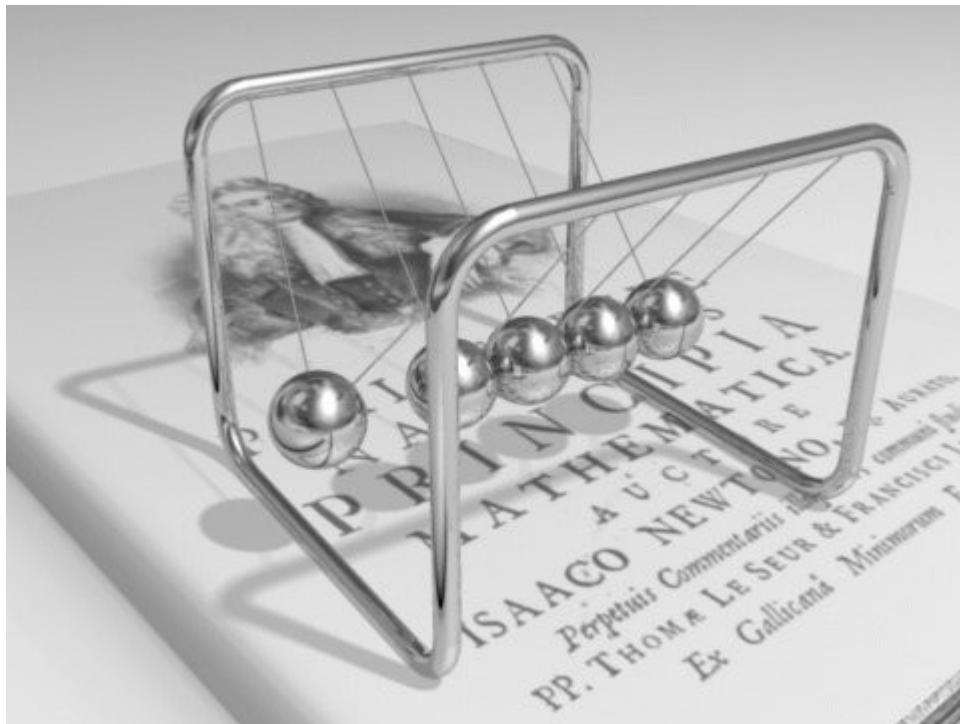


Klassieke Mechanica

Een brede introductie



H. Christiaen

Versie 1.14 2021-12-04

Omslagillustratie: foto ontleend aan Wiki Commons: Newtons cradle animation
(http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Newtons_cradle_animation_book.gif)

Auteur: Dominique Toussaint

Licentie: Dit bestand is gelicentieerd onder de Creative Commons licentie
(http://nl.wikipedia.org/wiki/Creative_Commons), Naamsvermelding-Gelijk delen 3.0 Unported
(<http://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/deed.nl>)

Klassieke Mechanica

Een brede introductie

H.Christiaen

Versie 1.13

2021-08-16

Deze tekst is een PDF bewerking van de het Wikibook "Klassieke Mechanica",
http://nl.wikibooks.org/wiki/Klassieke_Mechanica Controleer daar voor eventuele updates !

Versie 1.00 kon als de eerste volledige versie beschouwd worden. "Volledig" betekent dat erin verwerkt is wat ik hoopte erin te bespreken, niet dat alles exhaustief behandeld is. De versie 1.01 bevat een paar kleine wijzigingen bij Remweg en een uitgewerkt numeriek voorbeeld bij keuze van het assenkruis in virtuele arbeid. Verder bevat ze honderden grammaticale correcties en correcties van de layout. Deze versie 1.02 is vooral een typografisch betere versie, gegenereerd via een ander omzettingsprogramma, pdflatex, maar is ook bijna 1 MB groter.

De versie 1.2 bevat aanvullingen over rotatie en translatie (Kinematica) en een proef die het onderscheid duidelijk toont (Dynamica van voorwerpen), 2 bijkomende voorbeelden van behoud van energie en een sectie over deterministische chaos (Elementaire dynamica). Versie 1.2.1 (2011-10-26) bevatte correcties voor het 7.2.7 "Translatie versus rotatie", waar verkeerde formules stonden bij de berekeningen.

Versie 1.3 (2012-09-11) bevat een nota over het verschil tussen cirkelbeweging en rotatie (in Kinematica) en verscheidene kleine verbeteringen (betere formuleringen of wegwerken van typfouten).

Versie 1.3.1 is versie 1.30 maar met eindelijk een omslag. Versie 1.3.2 bevat kleine verbeteringen en de tekst van de van de GNU Vrije Documentatie Licentie werd weggelaten en vervangen door een link.

Versie 1.4 (2013-11-30) is een volledig herlezen versie, waaruit nog vele typfouten verwijderd en vele kleine verduidelijkingen toegevoegd werden. Ook werd een derde voorbeeld toegevoegd bij virtuele arbeid.

Versie 1.5 (2014-5-13) bevat correcties in het hoofdstuk over de methode van Lagrange (hfdst. 7). Op het einde van de Elementaire dynamica (hfdst. 6) werd een paragraaf bijgevoegd over de faseruimte.

Versie 1.5.1 (2014-10-16) bevat een toevoeging over het berekenen van het zwaartepunt van een samengesteld voorwerp, dat opgebouwd is uit een voorwerp waaruit een deel weggenomen is, en verscheidene kleine aanpassingen.

Versie 1.6 (2015-12-30) is vooral een verbetering van de lay-out van veel formules door op meer plaatsen grote haken te gebruiken. Er werden ook een aantal kleinere wijzigingen, aanvullingen of verbeteringen aangebracht.

Voor versie 1.7 (2017-4-4) werden alle links naar simulaties nagekeken. Recent wordt Java niet meer ondersteund door de meeste browsers, waardoor Java-applets niet meer werken. Vele auteurs hebben hun applets omgewerkt naar HTML5, dat zowel op PC als op tablets en smartphones zou moeten werken. Ondertussen zijn ook sommige sites verdwenen en anderen bijgekomen.

Versie 1.8 (2018-4-3) bevat vooral een herwerkte versie van de tekst over viskeuze wrijving en de valproef van Simon Stevin.

Versie 1.9 (2019-08-25) bevat een meer uitgewerkte tekst over het vectorieel product en het verschuiven van een kracht over zijn drager.

Versie 1.10 (2019-12-16) bevat een bijkomend grafisch bewijs voor de nood aan een bijkomend moment bij het zijdelings verplaatsen van een kracht.

Versie 1.11 (2020-01-18) is een controle van de spelling. Tot mijn schande moet ik bekennen dat er nog veel typfouten in de tekst stonden.

Versie 1.12 (2020-04-02) een vijftal oud figuren, sommigen nog gemaakt met een DOS-programma (1985?) werden vervangen door betere svg versies + kleine correcties.

Versie 1.13 (2021-08-16) bevat vooral wijzigingen in de tekst over virtuele arbeid (laatste paragraaf werd geschrapt) en een kleine aanpassing aan de tekst van de methode van Lagrange. Verder de kleine foutjes die door lezers hier en daar signaleerd werden.

Versie 1.14 (2021-12-04) bevat een verbeterde tekst over de traagheidsellipsoïde en de transformatie ervan en verscheidene URL's werden aangepast omdat een website verdwenen is.

Dit boek kreeg het **Wiki Standaard Boeknummer** WSBN nl-1-14-000-00001 toegekend

Voor wie een **gedrukte versie** leest:

de links zonder URL in voetnota verwijzen naar de Nederlandse Wikipedia (<http://nl.wikipedia.org/>).

Door te zoeken met het opgegeven sleutelwoord kan men daar gemakkelijk de betrokken informatie terugvinden.

Hulpmiddelen:

De volgende Open-Source programma's werden gebruikt bij dit boek (onder Linux):

Deze tekst werd gezet met Lyx 1.6.5 (www.lyx.org/) en hoger.

De figuren werden gemaakt met een grote verscheidenheid van programma's, van grafische programma's onder DOS, begin 1990, tot Kolourpaint (KDE) (<https://nl.wikipedia.org/wiki/KolourPaint>), LibreOffice Draw (<https://nl.wikipedia.org/wiki/LibreOffice>) en Inkscape (<https://inkscape.org/nl/>).

De meeste grafieken werden gemaakt met LabPlot 1.6.0 (<http://labplot.sourceforge.net/>) en hoger.

De numerieke simulaties werden uitgevoerd met Scilab 5.1.1 (www.scilab.org/) en hoger.

Met dank aan alle lezers van de tekst op de website die vele typfouten en soms wel andere fouten verbeterd hebben.

Inhoudsopgave

Inleiding	13
1 Basisbegrippen	15
1.1 Dimensies en eenheden	15
1.1.1 Eenhedenstelsels	15
1.1.2 Dimensies	16
1.2 Elementaire bewerkingen met vectoren	17
1.2.1 Scalair product	17
1.2.2 Voorstelling van rotaties als vectoren	18
1.2.3 Positieve en negatieve draaizin	18
1.2.4 Rechtsdraaiende en linksdraaiende rechthoekige assenkruisen	19
1.2.5 Vectorieel product	19
1.2.5.1 Eigenschappen	19
1.2.6 Moment van een kracht	20
1.2.6.1 Eerste methode: berekening in termen van Cartesische coördinaten	20
1.2.6.2 Tweede methode: ontbinden van de kracht	21
1.2.6.3 Derde methode: met de loodrechte afstand naar de drager	21
1.2.7 Hoeksnelheid en lineaire snelheid	22
1.2.8 Product van drie vectoren	22
1.2.8.1 Box product	22
1.2.8.2 Dubbel vectorproduct	22
1.2.9 Ontbinding van een vector	22
1.2.10 Differentiëren van vectoren	23
1.2.11 Voorstelling van onbekende vectoren	23
1.3 Slotbemerkingen	24
1.3.1 Vectoren in de fysica	24
1.3.2 Van vereenvoudigde naar wiskundig correcte voorstelling	25
2 Equivalente vectorsystemen	27
2.1 Inleiding	27
2.2 De verplaatsingsformule	27
2.3 Koppel van krachten	28
2.4 De equivalentierelatie	29

2.4.1	Een eerder grafisch bewijs	29
2.5	De speciale gevallen	29
2.5.1	Herleiding tot een zuivere resultante	30
2.5.1.1	Systemen van evenwijdige krachten	30
2.5.1.2	Toepassing: berekening van het zwaartepunt van een voorwerp	31
2.5.1.3	Vlakke systemen	33
2.5.1.4	Samenlopende krachten	34
2.5.2	De schroefas	34
2.6	Nawoord	36
3	Statica I : De vectoriële methode	37
3.1	Inleiding	37
3.2	Evenwicht van een enkelvoudig onvervormbaar voorwerp	38
3.2.1	De evenwichtsvoorwaarde	38
3.2.2	Praktische uitwerking	39
3.2.2.1	Voorbeeld	39
3.3	Vrijheidsgraden en verbindingen	40
3.3.1	Ideale staaf	42
3.3.2	Strikte evenwichtsvoorwaarden	42
3.4	Isostatisch, hyperstatisch en hypostatisch systeem	42
3.4.1	Voorbeelden	43
3.5	Evenwicht van samengestelde voorwerpen	44
3.5.1	Samengesteld systeem, geheel onvervormbaar	44
3.5.1.1	De vergelijkingen	46
3.5.2	Samengesteld systeem, geheel vervormbaar	47
3.5.2.1	De vergelijkingen	47
3.5.3	Meervoudige contacten	48
3.6	Vakwerken	50
3.6.1	Definitie	50
3.6.2	Berekening	52
3.7	Continu vervormbare media	53
3.7.1	Kettingen en kabels	53
3.7.1.1	Hangbrug	54
3.7.1.2	Doorhangende kabel	55
3.7.2	Doorbuiging van een balk	56
3.7.2.1	De Euler-Bernouillivergelijking	56
3.7.2.2	Ingeklemdde balk	58
3.8	Referenties	59

4	Statica II : De methode van de virtuele arbeid	61
4.1	Inleiding	61
4.2	Systeem van één puntmassa	62
4.2.1	Voorbeeld 1	62
4.3	Veralgemeende coördinaten en vrijheidsgraden	62
4.4	Samengesteld systeem met één vrijheidsgraad	63
4.4.1	Voorbeeld 2	64
4.5	Meerdere vrijheidsgraden	64
4.5.1	Voorbeeld 3	65
4.6	De klassieke formulering	66
4.7	De klassieke uitwerking	67
4.7.1	a) Berekening in termen van orthogonale coördinaten	67
4.7.2	b) Berekening met de goniometrische vorm	67
4.7.3	c) Speciaal geval: potentiaalkrachten	68
4.8	Keuze van het assenkruis	68
4.9	Enkele toepassingen	69
4.9.1	De keukenbalans	69
4.9.2	Ruitvormige krik	71
4.9.3	Derde Voorbeeld	72
4.9.4	Berekenen van bindingskrachten	73
4.10	Slotbemerkingen	73
4.10.1	Een beetje geschiedenis	73
5	Kinematica	75
5.1	De definities	76
5.1.1	Verbanden	77
5.1.1.1	Afleidingen	77
5.1.2	Eenparige en eenparig versnelde beweging	78
5.1.2.1	Eenparige beweging	78
5.1.2.2	Eenparig versnelde beweging	78
5.1.2.3	Remweg	79
5.2	De vectoriële formules	81
5.2.1	Cartesische coördinaten	81
5.2.1.1	Toepassing: beweging op een cirkel - Normale en tangentiële versnelling	81
5.2.1.2	Normale versnelling bij een willekeurige kromme	82
5.2.1.3	Valparabool	83
5.2.1.4	Valparabool-2: hoek, omhullende	85
5.2.1.5	Valparabool-3: maximale afstand op helling, luchtweerstand	86
5.2.2	Poolcoördinaten	88
5.2.2.1	Het assenkruis voor snelheid en versnelling	88
5.2.2.2	Afleiding van de formules	89

5.2.2.3	Praktisch gebruik van poolcoördinaten	90
5.2.2.4	De term $2\mathbf{v}_T \cdot \boldsymbol{\omega}$	91
5.2.3	Berekenen van normale en tangentiële versnelling	91
5.2.3.1	Tangentiële versnelling	91
5.2.3.2	Normale versnelling	92
5.2.3.3	Voorbeeld	93
5.3	Bewegende referentiesystemen	94
5.3.1	Snelheden	94
5.3.1.1	De drie snelheden	94
5.3.1.2	Voorbeelden	96
5.3.1.3	Een trainingsprogramma	98
5.3.2	Versnellingen	99
5.3.2.1	Een woord vooraf	99
5.3.2.2	Een nieuwe operator	99
5.3.2.3	De versnelling	99
5.3.2.4	Eenvoudiger formule voor starre voorwerpen	100
5.3.2.5	Coriolisversnelling en bewegingen op aarde	101
5.3.2.6	Bolcoördinaten	102
5.4	Kinematica: aanvullingen	105
5.4.1	Ogenblikkelijk rotatiecentrum	105
5.4.2	Poolbaan en poolkromme	106
5.4.3	Samenstellen van rotaties	110
5.4.3.1	Rotaties op meerder niveaus	110
5.4.3.2	Equivalentie van rotaties	111
5.4.3.3	Speciale gevallen	113
5.4.3.4	Lineaire versnellingen en hoekversnellingen	113
5.4.4	Rollen	114
6	Elementaire dynamica	115
6.1	Inleiding	115
6.2	De wetten van Newton	116
6.2.1	Vrijmaken van het voorwerp	117
6.2.2	Versnelling bepalen	118
6.2.3	Controle	118
6.2.4	Uitrekenen	119
6.2.5	Tweede voorbeeld	119
6.2.6	Derde voorbeeld	121
6.2.7	Een trainingsprogramma	122
6.3	Impuls en Behoud van impuls	122
6.3.1	Impulsstelling	123
6.3.1.1	Voor 1 massa	123

6.3.1.2	Voor meerdere massa's	124
6.3.2	Behoud van impuls	124
6.3.3	Continue stroming	126
6.3.4	Historische nota	128
6.3.5	Links	128
6.4	Arbeid en energie	128
6.4.1	Energiestelling voor één massa	128
6.4.2	Energiestelling voor meerdere massa's	129
6.4.3	Speciaal geval : potentiaalkrachten en behoud van energie	130
6.4.3.1	Strikt behoud van energie	132
6.4.3.2	Uitgebreid behoud van energie	132
6.4.3.3	Berekening van enkele potentiële energieën	133
6.4.4	Voorbeelden	134
6.4.5	Vermogen	137
6.5	Gravitiemassa en traagheidsmassa	138
6.6	Determinisme en chaos	138
6.6.1	De slinger van Atwood	139
6.6.2	Vergelijkingen	140
6.6.3	Faseruimte	141
7	Dynamica van voorwerpen	143
7.1	Het massacentrum	144
7.1.1	Bepaling van het massacentrum	144
7.1.2	Eigenschappen van het massacentrum	145
7.1.3	Beweging t.o.v. het massacentrum	145
7.1.4	Massacentrum en behoud van impuls	146
7.1.5	Impulsmoment van een vrij bewegend voorwerp	146
7.1.6	Massacentrum en energie	146
7.2	Rotatie rond as met vaste richting	148
7.2.1	Inleiding	148
7.2.2	Grootheden	148
7.2.3	Basiswet	149
7.2.4	Formule van Steiner	151
7.2.5	Voorbeelden	151
7.2.5.1	Kracht werkend op een wiel	151
7.2.5.2	Schijf in een lus	152
7.2.6	Afgeleide wetten	153
7.2.6.1	Impulsmoment en Behoud van Impulsmoment	153
7.2.6.2	Arbeid, potentiële en kinetische energie, vermogen	156
7.2.7	Translatie versus rotatie	157
7.2.8	Gevalstudie: het dynamisch gedrag van een auto	158

7.2.8.1	Vertragen en versnellen in rechte lijn	158
7.2.8.2	In de bocht	160
7.2.8.3	Onderstuur, overstuur en ESP	160
7.2.8.4	Gladde baan	161
7.3	Algemene rotatie	163
7.3.1	Inleiding	163
7.3.2	Basiswet	163
7.3.3	Traagheidstensor	165
7.3.4	Gyroscopisch effect	166
7.3.5	Trillende autowielen	167
7.3.6	Hoofdtraagheidsassen	168
7.3.7	Het rechterlid: de afgeleide van L	170
7.3.8	Praktische aanpak	171
7.3.9	Kinetische energie - Behoud van impulsmoment	172
7.3.9.1	Kinetische energie	172
7.3.9.2	Behoud van impulsmoment	173
7.3.10	Een complexer voorbeeld	174
7.3.10.1	De momentenvergelijkingen	174
7.3.10.2	Deel II: de wet van Newton	176
7.3.10.3	Alternatieve oplossing	177
7.3.11	Precessie bij een vrij bewegend voorwerp	179
7.3.12	Aanvullingen	181
7.3.12.1	De hoeken van Euler	181
7.3.12.2	Gyratiestraal - Traagheidsellipsoïde	182
7.3.13	Transformaties van de traagheidstensor en de traagheidsellipsoïde	183
7.3.13.1	Rechtstreekse berekening van de traagheidstensor	183
7.3.13.2	De transformatie van het traagheidstensor	184
7.3.13.3	Het diagonaliseren van de traagheidstensor	186
7.3.13.4	De transformatie van de traagheidsellipsoïde	187
7.3.13.5	Traagheidsmoment volgens een willekeurige richting	188
7.3.14	Nota	190
8	De methode van Lagrange	191
8.1	Vergelijkingen van Lagrange van de eerste vorm	192
8.2	De lagrangiaan	194
8.3	Speciale gevallen	195
8.4	Voorbeelden	195
8.4.1	Massa aan veer	195
8.4.2	Gekoppelde slingers	197
8.4.3	Blokje in draaiende buis	198
8.4.4	Slingerende schijf	199
8.5	Dynamisch evenwicht	200
8.5.1	Eerste voorbeeld: slingerende schijf	201
8.5.2	Tweede voorbeeld: draaiende staaf	201

9 Wrijving	203
9.1 Inleiding	203
9.2 Slepde wrijving	204
9.2.1 Voorbeeld 1: blok op hellend vlak	205
9.2.2 Voorbeeld 2: variant	206
9.2.3 Voorbeeld 3: ladder tegen muur	208
9.2.4 Voorbeeld 4: lijmkleem	209
9.3 Kantelen	211
9.4 Rollen met slippen	212
9.5 Wrijving over een gebogen oppervlak	215
9.6 Rollende wrijving	216
9.7 Viskeuze wrijving	217
10 Traagheidskrachten	221
10.1 Inleiding	221
10.2 Resultante en aangrijpingspunt	222
10.3 Rotaties	223
10.4 Traagheidskrachten en virtuele arbeid	223
11 Botsingen	225
11.1 Inleiding	225
11.2 Rechte centrale botsing	225
11.2.1 De restitutiecoëfficiënt: eerste definitie	225
11.2.2 Tweede definitie	229
11.3 Schuine botsing	230
11.4 Botsingen tussen voorwerpen	231
11.4.1 Het slagcentrum	233
12 Centrale kracht en planetenbeweging	237
12.1 Het tweelichamenprobleem	237
12.2 Centrale kracht	238
12.2.1 Potentiaalfunctie	238
12.2.2 Behoud van impulsmoment	239
12.3 Formule van Binet	240
12.4 De kegelsneden	241
12.5 Satellietbanen	243
12.5.1 Voorbeeld	245
12.6 De wetten van Kepler	246
12.7 Totale energie	247
12.8 Aarde niet raken	247
12.9 Overgangsbaan	248
12.10 De parametervergelijking	249
12.11 Afstotingskracht	249

13 Trillingen	251
13.1 Lineaire differentiaalvergelijkingen	252
13.2 Natuurlijke trilling	253
13.2.1 Massa hangend aan een veer	253
13.2.2 Mathematische slinger	254
13.3 Gedempte trillingen	255
13.3.1 Kritische demping	256
13.3.2 Overdemping	257
13.3.3 Gedempte trillingen	258
13.3.3.1 Logaritmisch decrement	259
13.4 Gedwongen trillingen en resonantie	260
13.4.1 Resonantie	261
13.4.2 Fasehoek	262
13.4.3 Belasting van de bevestigingen	263
13.5 Multimodale trillingen	265
13.5.1 Algemene aanpak	266
13.6 Afleidingen	267
13.6.1 Eerste afleiding	267
13.6.2 Tweede afleiding	267
13.7 Continue media	268
Bibliografie	271
Index	275

Inleiding

Opzet en doelgroep

Dit boek heeft de bedoeling om op een wiskundig correcte manier de basisbeginselen van de **klassieke mechanica** voor te stellen voor een breed publiek. Er wordt hierbij gedacht aan personen die ooit een cursus mechanica gekregen hebben en hun geheugen willen opfrissen, of personen die niet veel over dit onderwerp gezien hebben maar er wel wat meer willen over weten. Dit boek had ook "Theoretische Mechanica" of "Analytische Mechanica" kunnen heten. Dit wekt echter te zeer de verwachting van een sterk wiskundige behandeling. Het accent moet echter vallen op de fysische fenomenen. De Franse wiskundige Lagrange beroemde zich erop dat hij een boek over mechanica geschreven had zonder één tekening. Dat is niet de bedoeling van dit boek. Eenvoudige beginselen worden soms wat uitgebreider toegelicht, om de drempel zo laag mogelijk te houden. Zo wordt er vrij lang stilgestaan bij de eenparig versnelde beweging, wordt het toepassen van de tweede wet van Newton uitvoerig behandeld, wordt het begrip "rotor" uitgelegd bij de behandeling van potentiaalkrachten. Onderwerpen waarvoor enige kennis van differentiaal- en integraalrekenen of lineaire algebra ondersteld wordt, zullen wat sneller behandeld worden. Het is immers niet de bedoeling om een boek over die onderwerpen te schrijven. Er werd echter steeds geprobeerd om de zaken zo eenvoudig mogelijk voor te stellen. Steeds werden uitgewerkte voorbeelden van de toepassing van de formules bijgevoegd. Het is immers door formules toe te passen dat men de werkelijke draagwijdte ervan het best gaat aanvoelen. Om een vlotte lectuur mogelijk te maken worden langere en ingewikkelde afleidingen soms in een afzonderlijke paragraaf geplaatst.

Mechanica is een enorm breed domein en zelfs op een elementair niveau zijn er zeer veel onderwerpen die kunnen aangesneden worden. Men mag dus niet teleurgesteld zijn als sommige onderwerpen toch niet behandeld zijn.

Er is ook een verschil tussen een cursus en een boek waarin men het onderwerp op een gestructureerde en logische wijze wil behandelen. De volgorde waarin men de onderwerpen het liefst bestudeert, is niet noodzakelijk de volgorde die hier wordt gevolgd. Het is klassiek dat men de statica vóór de dynamica zet, maar in feite is de statica een toepassing van de principes van de dynamica met de eis dat lineaire en hoekversnelling nul moeten blijven. Dus zou men **na de elementaire kinematica beter eerst de elementaire dynamica (ook wel de dynamica van de puntmassa genoemd) bestuderen en dan de statica**. Een analoog probleem vormt de behandeling van de traagheidskrachten. Aan de basis ervan ligt de studie van de versnellingen in bewegende referentiesystemen, maar de toepassing behoort tot de dynamica. Men kan echter moeilijk de afleiding van de deze formules weglaten uit de kinematica en pas behandelen als men ze nodig heeft in de dynamica. Ook de wrijving kan spelen bij problemen van de statica maar ook bij problemen van de dynamica. De volgorde van de onderwerpen hier is dus niet noodzakelijk de volgorde waarin de onderwerpen moeten bestudeerd worden.

Voor zelfstudie of voor een cursus lijkt **de volgende volgorde het meest aangewezen**: Basisbegrippen, Kinematica tot en met de snelheden in bewegende systemen (5.3.1), Elementaire dynamica, Dynamica van voorwerpen tot en met de rotatie rond een as met vaste richting (7.2), Equivalente vectorsystemen, Statica I en II, de rest van Kinematica, Dynamica van voorwerpen: Algemene rotatie, de Methode van Lagrange. Dit laatste hoofdstuk zou in feite ook na de elementaire dynamica kunnen gelezen worden, maar zou dan een zeer beperkt toepassingsgebied hebben. Dit is niet de klassieke volgorde, maar een volgorde die een veel betere basis geeft voor het bestuderen van de statica dan wanneer de statica voor enige noties van dynamica gezien wordt.

Deze Klassieke Mechanica is niet meer bruikbaar wanneer het gaat over zeer kleine deeltjes, zoals atomen en elektronen, waarbij men moet overschakelen op de [kwantummechanica](#), en bij voorwerpen die met

zeer grote snelheid bewegen, zoals satellieten die rond de aarde draaien, waarbij men de **relativistische mechanica** moet gebruiken (zie bv. [relativistische impuls](#)).

Links

Er zijn natuurlijk ook min of meer gelijkaardige werken in andere talen. Zo is er in het Engels "[Classical Mechanics](#)". Dat boek gaat echter vooral over de aanpak via de methode van Lagrange, is wiskundiger en is veel beperkter qua topics dan dit boek. De methode van Lagrange wordt er via de variatie rekening aangebracht i.p.v. als uitbreiding van virtuele arbeid zoals hier. Ook gebruikt de auteur soms vector-streepjes boven de veralgemeende coördinaten, alhoewel dat scalaire grootheden zijn (reële getallen) en geen vectoren.

Interessanter is de reeks artikelen in de Engelse Wikipedia die ingeleid worden door het artikel "[Classical Mechanics](#)". Deze reeks behandelt alles wat hier behandeld wordt en meer, alhoewel dikwijls op een meer wiskundige manier.

In de Franse Wikibooks kan men een stukje vinden over mechanische energie en arbeid ([Énergie mécanique et travail](#))¹. Verder zijn er nog allerhande bijdragen over delen van het onderwerp. De titels zijn te vinden op [Catégorie Mécanique](#)², met o.a. titels als *Mécanique enseignée via l'Histoire des Sciences, Dynamique, Mécanique des fluides* e.a.

Wie het Duits machtig is kan veel terugvinden in onderdelen van het bredere boek [Einführung in die Theoretische Physik - Ein Lehrbuch in mehreren Bänden](#)³.

Voor vele onderdelen kan men ook afzonderlijk kortere bijdragen vinden in de verschillende Wikipedia's.

Rechten en licenties

Alle teksten en bijna alle tekeningen zijn van de hand van de auteur en vrijgegeven onder de dubbellicentie, de GNU Vrije Documentatie Licentie (GFDL) en onder de Creative Commons-Naamsvermelding-Gelijke-delen-licentie (CC-BY-SA). Ondertussen werden echter de meeste van deze tekeningen automatisch overgeheveld naar Wiki Commons.

Toestemming wordt verleend tot het kopiëren, verspreiden en/of wijzigen van dit document onder de bepalingen van de GNU-licentie voor vrije documentatie, versie 1.2, of iedere latere versie uitgegeven door de Free Software Foundation. Men mag dit object kopiëren, veranderen en commercieel gebruiken zolang men het onder dezelfde licentie uitgeeft en de auteur(s) vermeldt.

Dit bestand valt ook onder de licentie Creative Commons Naamsvermelding Gelijk delen versie 2.5. In het kort: men kan het bestand vrij verspreiden en bewerken onder de voorwaarde dat men naamsvermelding voor de rechthebbende toepast en dat men het slechts verspreidt onder een licentie die identiek is met deze.

Dubbellicentie: <http://nl.wikibooks.org/wiki/Wikibooks:Dubbellicentie>

GNU Vrije Documentatie Licentie: http://nl.wikipedia.org/wiki/GNU_Vrije_Documentatie_Licentie

Creative Commons 'Naamsvermelding Gelijke delen'-licentie: <http://nl.wikipedia.org/wiki/CC-BY-SA> of <https://creativecommons.org/licenses/by-sa/3.0/deed.nl>

Enkele tekeningen werden ontleend aan de Wiki Commons. (<http://commons.wikimedia.org/wiki/Hoofdpagina>) Dit wordt vermeld bij de betrokken figuren of aan het einde van het hoofdstuk. Ondertussen werden echter de meeste tekeningen automatisch overgeheveld naar Wiki Commons.

Dank

Een woord van dank hier voor de lezers van de webversie, die links en taal- en typfouten verbeterd hebben. Dank ook voor de waardering die door sommigen werd neergeschreven.

April 2009

¹http://fr.wikibooks.org/wiki/Énergie_mécanique_et_travail

²<http://fr.wikibooks.org/wiki/Cat%C3%A9gorie:M%C3%A9canique>

³http://de.wikibooks.org/wiki/Einf%C3%BChrung_in_die_Theoretische_Physik_-_Ein_Lehrbuch_in_mehreren_B%C3%A4nden

Hoofdstuk 1

Basisbegrippen

Inhoudsopgave

1.1 Dimensies en eenheden	15
1.1.1 Eenhedenstelsels	15
1.1.2 Dimensies	16
1.2 Elementaire bewerkingen met vectoren	17
1.2.1 Scalair product	17
1.2.2 Voorstelling van rotaties als vectoren	18
1.2.3 Positieve en negatieve draaizin	18
1.2.4 Rechtsdraaiende en linksdraaiende rechthoekige assenkruisen	19
1.2.5 Vectorieel product	19
1.2.5.1 Eigenschappen	19
1.2.6 Moment van een kracht	20
1.2.6.1 Eerste methode: berekening in termen van Cartesische coördinaten	20
1.2.6.2 Tweede methode: ontbinden van de kracht	21
1.2.6.3 Derde methode: met de loodrechte afstand naar de drager	21
1.2.7 Hoeksnelheid en lineaire snelheid	22
1.2.8 Product van drie vectoren	22
1.2.8.1 Box product	22
1.2.8.2 Dubbel vectorproduct	22
1.2.9 Ontbinding van een vector	22
1.2.10 Differentiëren van vectoren	23
1.2.11 Voorstelling van onbekende vectoren	23
1.3 Slotbemerkingen	24
1.3.1 Vectoren in de fysica	24
1.3.2 Van vereenvoudigde naar wiskundig correcte voorstelling	25

1.1 Dimensies en eenheden

In de natuurkunde, waarvan de mechanica een onderdeel is, hoort bij elk getal ook een eenheid. Het gaat over 1 m, 1 kg, 1 u, enz. Men zegt dat men in de natuurkunde werkt met **fysische grootheden** die gekenmerkt worden door een **maatgetal** en een **eenheid**

1.1.1 Eenhedenstelsels

De oppervlakte van een rechthoek is het product van lengte $\times$ breedte. Als beiden uitgedrukt worden in meter, zal de oppervlakte uitgedrukt worden in “vierkante meter”, symbool m^2 . In Engelssprekende gebieden wordt een lengte meestal uitgedrukt in voet en een oppervlakte wordt dan uitgedrukt in vierkante voet (“square feet”). De eenheid van oppervlakte is dus afhankelijk van de eenheid van lengte.

Men noemt die eenheid van oppervlakte daarom een **afgeleide eenheid**. De eenheid van lengte blijkt van niets afhankelijk te zijn, blijkt men vrij te kunnen kiezen. Men noemt die daarom een “basiseenheid”. De vraag is nu hoeveel basiseenheden en welke er nodig zijn om alle fysische grootheden te kunnen beschrijven. Het is daarbij belangrijk dat men zo weinig mogelijk basiseenheden gebruikt (om zeker te zijn dat ze onafhankelijk zijn van elkaar) en dat die basiseenheden nauwkeurig kunnen omschreven worden, reproduceerbaar zijn en praktisch in het gebruik.

Een systeem van eenheden dat afgeleid is van enkele basiseenheden noemt men een **eenhedenstelsel**. De eenheden die in dat schema passen noemt men **coherente eenheden**. In de praktijk worden op vele gebieden niet-coherente eenheden gebruikt. Zo is de radiaal de coherente eenheid voor een hoek maar wordt meestal de zestigdelige graad gebruikt. Ook de paardekracht (pk) is een niet-coherente eenheid.

Het blijkt dat men als basiseenheden een eenheid van lengte, van tijd en van massa nodig heeft. Voor de elektrische fenomenen moet hier nog een eenheid van stroomsterkte aan toegevoegd worden. Eenhedenstelsels worden meestal genoemd naar de basiseenheden. Eén der meest gebruikte stelsels is het **internationale stelsel** of SI-stelsel (“SI” = “Système international”) met als basiseenheden de meter, de kilogram en de seconde. Daarom wordt het ook wel het **MKS-stelsel** genoemd. Uitgebreid met de definitie voor de Ampère wordt het dan het MKSA-stelsel. Bij elke eenheid hoort een symbool. In het Nederlands blijven eenheden steeds in het enkelvoud en wordt er geen punt gezet achter het symbool.

- lengte: eenheid: meter; symbool: m. De standaard voor de meter was lange tijd de lengte van een platina-iridium staaf die in Parijs bewaard werd. Thans is de meter bepaald als 1 650 763,74 maal de golflengte van het licht uitgestraald door ^{86}Kr bij de overgang van het $5d_5$ niveau naar het $2p_{10}$ niveau.
- massa: eenheid: kilogram; symbool: kg. De standaard eenheid van massa is een platina-iridium blok dat in Parijs bewaard wordt.
- tijd: eenheid:seconde; symbool: s.

De afgeleide eenheid voor het resultaat van een berekening vindt men door elke factor in de berekening te vervangen door zijn eenheid.

1.1.2 Dimensies

De manier waarop een eenheid afhangt van de basiseenheden noemt men de **dimensie** van die eenheid. Voor de dimensieformules wordt een lengte voorgesteld door L, de massa door M en de tijd door T. Dimensieformules worden normaal tussen rechte haken gegeven. Versnelling heeft als dimensie $[LT^{-2}]$ en als eenheid m/s^2 .

In de fysica kan men alleen grootheden van zelfde dimensie bij elkaar optellen of van elkaar aftrekken. In tegenstelling tot de wiskunde moet men dan ook verschillende verzamelingen getallen onderscheiden naargelang de bijhorende dimensie. Door grootheden met elkaar te vermenigvuldigen of te delen ontstaan nieuwe grootheden met andere dimensies. Bij differentiëren wordt de dimensie bepaald door het feit dat een afgeleide de limiet is van een deling, bv. de ogenblikkelijke snelheid als limiet van verschil in afstand over verschil in tijd voor $\Delta t \rightarrow 0$. De dimensie van snelheid is daarom $[L/T] = [LT^{-1}]$. Analoog kan een integraal beschouwd worden als de verfijning van een product van 2 grootheden als die van punt tot punt kunnen veranderen. De dimensie van het resultaat wordt dan het product van de dimensies van die grootheden.

Er bestaan ook **dimensieloze grootheden** en eenheden. Men kan de grootte van een hoek bepalen op een manier die onafhankelijk is van de gebruikte lengte-eenheid door die te definiëren als de verhouding van de lengte van de overspannen boog over de straal (= de radiaal, symbool “rad”). De dimensie is dus L/L. Dit resultaat noemt men **dimensieloos**. Eenheden voor dimensieloze grootheden verschijnen alleen als ze alleen voorkomen en verdwijnen als die grootheden met een andere grootte vermenigvuldigd worden. Als een punt op een cirkel met straal r beweegt met hoeksnelheid ω , die uitgedrukt wordt in rad/s, dan is zijn lineaire snelheid v te berekenen als $v = r \cdot \omega$ met eenheid m/s. De radialen worden niet meer vermeld.

De controle of een formule werkelijk uitdraait op een grootte met de gewenste dimensie wordt als zeer belangrijk beschouwd bij het beoefenen van de fysica.

1.2 Elementaire bewerkingen met vectoren

Een vector is een element van een [vectorruimte](#)¹. Voor de beschrijving hiervan kan men terecht op andere plaatsen. Voor de natuurkundige en de ingenieur zijn vectoren grootheden die niet alleen een grootte maar ook een richting hebben: kracht, snelheid, enz. In het vlak kan deze richting kan aangegeven worden met een hoek t.o.v. een referentierichting tussen 0 en 360° of als een combinatie van een hoek tussen 0 en 180° en een zin. "Zin" is in feite het element richting in een ééndimensionaal systeem. Vectoren worden schetsmatig voorgesteld door een pijltje. Het is ook in vele boeken de gewoonte een pijltje te plaatsen boven de symbolen van vectoriële elementen. Als dat te moeilijk is voor de drukker wordt er soms een streepje boven of onder het symbool gezet, of wordt het symbool in vet gedrukt. In een formule of vergelijking kan men vectoren immers niet zo maar vervangen door een getal. Alleen de coördinaten in één of ander coördinatensysteem kunnen vervangen worden door getallen. Het is dus belangrijk goed te weten of men met vectoren of met getallen te maken heeft.

Vectoren zal men moeten specificeren t.o.v. een **basis**. Het aantal basisvectoren bepaalt de dimensie van de vectorruimte en omgekeerd. In de fysica beschouwt men vectoren als grootheden die onafhankelijk van een basis bestaan. Men zal pas terugvallen op een basis als men niet verder kan, bv. omdat men numerieke berekeningen wil uitvoeren. Bij bewerkingen met een vectorieel product is de volgorde van de termen soms afhankelijk van de keuze die men gemaakt heeft voor de voorstelling van een rotatie als vector (zie infra 1.2.2). Deze keuze bepaalt ook of men met een rechts- of linksdraaiend assenkruis werkt (zie infra 1.2.4). Sommige vectoriële formules zijn dus niet volledig onafhankelijk van het type assenkruis dat men gebruikt.

1.2.1 Scalair product

Een scalair product is een bewerking waarbij een koppel vectoren afgebeeld wordt op een reëel getal. De operator wordt meestal voorgesteld als een punt, vandaar de Engelse benaming van "dot product". Om onderscheid te maken tussen de punt als teken voor de vermenigvuldiging van twee reële getallen, wordt die punt dikwijls op halve hoogte tussen de argumenten geplaatst i.p.v. op de basislijn, zoals hieronder, of zwaarder gedrukt:

$$\vec{a} \cdot \vec{b}$$

Het scalair product heeft volgende eigenschappen:

1. Distributiviteit

$$(c_1 \vec{a}_1 + c_2 \vec{a}_2) \cdot \vec{b} = c_1 (\vec{a}_1 \cdot \vec{b}) + c_2 (\vec{a}_2 \cdot \vec{b})$$

2. In een reële vectorruimte is het scalairproduct commutatief:

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = \vec{b} \cdot \vec{a}$$

3. In een Euclidische vectorruimte is de norm van een vector:

$$||\vec{a}|| = \sqrt{\vec{a} \cdot \vec{a}}$$

4. Als geldt

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = 0$$

dan staan a en b loodrecht op elkaar, zijn **orthogonaal**. Deze eigenschap van het scalair product maakt het geschikt voor een test van de orthogonaliteit van 2 vectoren.

Men kan uit elke vector een **eenheidsvector** afleiden met dezelfde richting als die vector door hem te delen door zijn norm. Als de basisvectoren orthogonaal zijn t.o.v. elkaar, dan spreekt men van een **orthogonale basis**. Men kan een basis ook altijd schrijven met eenheidsvectoren. Een basis waarvan de basisvectoren orthogonaal zijn en eenheidsvectoren zijn is een **orthonormale basis**.

Men kan een scalair product op 2 manieren uitrekenen:

- met de goniometrische vorm:

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = a \cdot b \cdot \cos \alpha$$

waarbij α de hoek is tussen beide vectoren.

¹<http://nl.wikipedia.org/wiki/Vectorruimte>

- met orthogonale coördinaten:
in elke orthogonaal coördinaten systeem kan het scalair product geschreven worden als de som van de producten van gelijknamige coördinaten. In een cartesisch assenkruis krijgt men:

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = a_x \cdot b_x + a_y \cdot b_y + a_z \cdot b_z$$
 Of in het algemeen:

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = \sum_i a_i \cdot b_i$$

De combinatie van beide formules laat toe om de hoek tussen 2 vectoren te berekenen als men de beschrijving van de vectoren in termen van een orthogonaal assenkruis kent: $\cos \alpha = \frac{\vec{a} \cdot \vec{b}}{||\vec{a}|| \cdot ||\vec{b}||}$

Dikwijls wordt ook als conventie aangenomen dat het symbool van een vector zonder het vectorpijlte of -streepje erboven staat voor de norm van de vector. Het maakt de notaties een pak lichter. Dus: $a = ||\vec{a}||$

Met deze conventie wordt bv. de vorige uitdrukking: $\cos \alpha = \frac{\vec{a} \cdot \vec{b}}{a \cdot b}$

1.2.2 Voorstelling van rotaties als vectoren

In de fysica stelt men rotaties, hoeksnelheden en hoekversnellingen voor als vectoren. Hiervoor worden de volgende conventies gebruikt: een rotatie wordt voorgesteld door een vector waarvan de richting evenwijdig is aan de rotatie as. Voor de zin zijn er twee mogelijkheden:

- ofwel de zin waarin een **rechtsdraaiende schroef** vooruit gaat bij het uitvoeren van die rotatie;
- ofwel de zin waarin een **linksdraaiende schroef** vooruit gaat bij het uitvoeren van die rotatie.

De eerste is de rechtsdraaiende conventie en wordt in deze tekst gevolgd.

Er is een verband tussen de **rechtsdraaiende conventie en wijzerzin**. De rechtsdraaiende conventie is hetzelfde als: een rotatie in wijzerzin zien betekent kijken in de richting van de pijl.

Voorbeeld: als een fiets van links naar rechts voor u passeert, dan zal de rotatie van elk wiel voorgesteld worden door een horizontale pijl die van u weg wijst.

Er moet echter opgemerkt worden dat een eindige rotatie, de verdraaiing over een bepaalde hoek, geen echte vector is omdat hij niet voldoet aan de voorwaarde van commutatieve som. M.a.w. bij het na elkaar uitvoeren van meerdere draaiingen over een bepaalde hoek is de volgorde belangrijk. zie hiervoor Kinematica, Samenstellen van rotaties ((5.4.3))

Bij snelheid, versnelling, kracht ... is de zin van het vectorpijlte een fysisch gegeven, dat onafhankelijk is van elke conventie. Bij rotaties is de zin van het pijltje niet fysisch bepaald, maar door een conventie.

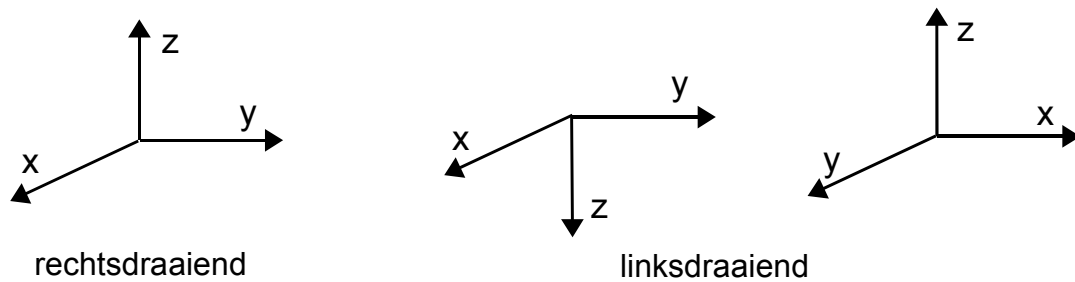
1.2.3 Positieve en negatieve draaizin

De termen “positief” en “negatief” kunnen alleen gebruikt worden voor getallen. Voor vectoriële grootheden kunnen ze alleen gebruikt worden in de context van de projectie van een vector op een as.

Binnen een assenkruis is de **positieve draaizin** de zin van een rotatie die samenvalt met de positieve zin van één van de assen. Dit komt bij definitie overeen met rotaties volgens een cyclische permutatie van de assen:

- van x-as naar y-as is de positieve zin voor de z-as;
- van y-as naar z-as is de positieve zin voor de x-as;
- van z-as naar x-as (let hier op de volgorde!) is de positieve zin voor de y-as.

1.2.4 Rechtsdraaiende en linksdraaiende rechthoekige assenkruisen



Figuur 1.1: Links- en rechtsdraaiende assenkruisen

Wanneer men beide bovenstaande definities combineert krijgt men een rechtsdraaiend of linksdraaiend assenkruis (zie figuur infra). Houdt men de zin van x- en y-as gelijk en verandert men alleen de conventie voor de zin, dan bekomt men het tweede assenkruis. Meestal echter stelt men een assenkruis voor met de z-as omhoog. Dit kan men bekomen door ook de x- en y-as om te wisselen bij het overgaan van de ene conventie naar de andere. Algemeen geldt trouwens dat men door omwisselen van twee assen overgaat van het ene type assenkruis naar het andere.

1.2.5 Vectorieel product

Het vectorieel product van 2 vectoren $\vec{a}$ en $\vec{b}$ wordt gedefinieerd als de vector $\vec{c}$ waarvan

- de richting loodrecht staat op het vlak van $\vec{a}$ en $\vec{b}$
- de zin gegeven is door de zin van de rotatie van a naar b over de kleinste hoek, volgens de conventie voor het voorstellen van een rotatie;
- de grootte gelijk is aan $||\vec{a}|| \cdot ||\vec{b}|| \cdot \sin \alpha$ met α de hoek tussen de vectoren a en b. Met de conventie dat in formules het symbool voor een vector zonder pijltje erboven staat voor de norm van die vector kan men dit ook noteren als: $c = a \cdot b \cdot \sin \alpha$.

De grootte van de vector c is ook gelijk aan het parallellogram gebouwd op de vectoren a en b. Als b de basis vormt van het parallellogram, dan is $a \cdot \sin \alpha$ de hoogte ervan. Het oppervlak van een parallellogram verandert niet als men de bovenzijde verschuift evenwijdig met de basis. De hoogte blijft daarbij immers hetzelfde. Hieruit volgt dat men b mag verschuiven over zijn drager zonder dat het vectorieel product verandert. Hetzelfde geldt natuurlijk ook voor a. Een vectorieel product verandert dus niet als men één der argumenten verschuift over zijn drager.

Men noteert het vectorieel product meestal met een **x**. In het Engels spreekt men daarom van “cross product”. In Franse boeken treft men ook wel het symbool $\wedge$ aan.

Uit de definitie volgt dat het vectorieel product nul is voor **evenwijdige vectoren**.

1.2.5.1 Eigenschappen

- Distributiviteit :

$$\vec{a} \times (k\vec{b} + m\vec{c}) = k(\vec{a} \times \vec{b}) + m(\vec{a} \times \vec{c})$$
- Anticommutatief:

$$\vec{a} \times \vec{b} = -(\vec{b} \times \vec{a})$$
- als men de eenheidsvectoren volgens de cartesische assen voorstelt door $\vec{i}$, $\vec{j}$, $\vec{k}$ dan geldt:

$$\begin{aligned} \vec{i} \times \vec{j} &= \vec{k} \\ \vec{j} \times \vec{k} &= \vec{i} \\ \vec{k} \times \vec{i} &= \vec{j} \end{aligned}$$

Het vectorieel product van 2 vectoren in termen van hun cartesische coördinaten wordt dan:

$$\vec{a} \times \vec{b} = (a_y b_z - a_z b_y) \vec{i} + (a_z b_x - a_x b_z) \vec{j} + (a_x b_y - a_y b_x) \vec{k}$$

Men kan deze formules gemakkelijk onthouden door op te merken dat er een cyclische permutatie in zit: de x-coördinaat van het resultaat begin met termen in y en z, y-coördinaat van het resultaat begin met termen in z en x en z-coördinaat van het resultaat begin met termen in x en y. Men kan vooral voor berekeningen ook beroep doen op een matrixnotatie:

$$\vec{a} \times \vec{b} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \end{vmatrix}$$

Beschouwt men dit als een determinant en werkt men die uit naar de eerste rij (zie: [Determinant](#)), dan bekomt men de vorige formule. In sommige werken worden de eenheidsvectoren op de laatste rij gezet i.p.v. op de eerste.

Het blijkt uit deze formules dat het resultaat volgens een bepaalde as alleen afhangt van de orthogonale projecties van de argumenten op het vlak loodrecht op die as. Deze eigenschap is volledig algemeen want men kan het assenkruis in elke oriëntatie tekenen.

1.2.6 Moment van een kracht

Het **moment van een kracht F t.o.v. een punt** wordt gedefinieerd als het vectorieel product van de positievector $\vec{r}$ vanuit dat punt naar het aangrijpingspunt van de kracht met de kracht. Als het referentiepunt de oorsprong is, dan wordt die positievector de positievector van het aangrijpingspunt:

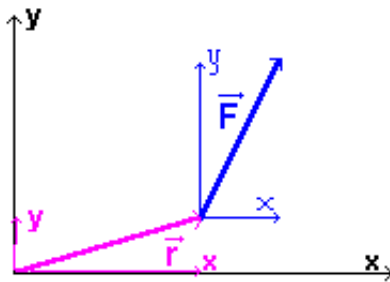
$$\vec{\mu} = \vec{r} \times \vec{F}$$

Het **moment van een kracht t.o.v. een as** is het moment van die kracht t.o.v. een punt op die as, geprojecteerd op die as.

Als men onderstelt dat die as de z-as is, dan blijkt uit bovenstaande formules voor de z-component van een vectorieel product dat de z-coördinaten van de argumenten er niet in voorkomen. De positie van het punt langs de as heeft dus geen belang. Het blijkt dat die z-component alleen beïnvloed wordt door de x- en y-componenten van de argumenten, d.i. door **de componenten loodrecht op de as**.

Voor tweedimensionale problemen zal men dikwijls vereenvoudigde berekeningsmethodes gebruiken, die berusten op de eigenschap dat het vectorieel product van evenwijdige vectoren 0 is en dat van loodrecht op elkaar staande vectoren gewoon het product is van de groottes van beide vectoren. Dit leidt tot de volgende drie mogelijkheden voor het berekenen van een moment in twee dimensies.

1.2.6.1 Eerste methode: berekening in termen van Cartesische coördinaten



Figuur 1.2: Met cartesische coördinaten

De positievector wordt geschreven als $\vec{r}$ (x,y) en de kracht als $\vec{F}$ (X,Y). Om het vectoriële product uit te rekenen wordt de matrixnotatie gebruikt:

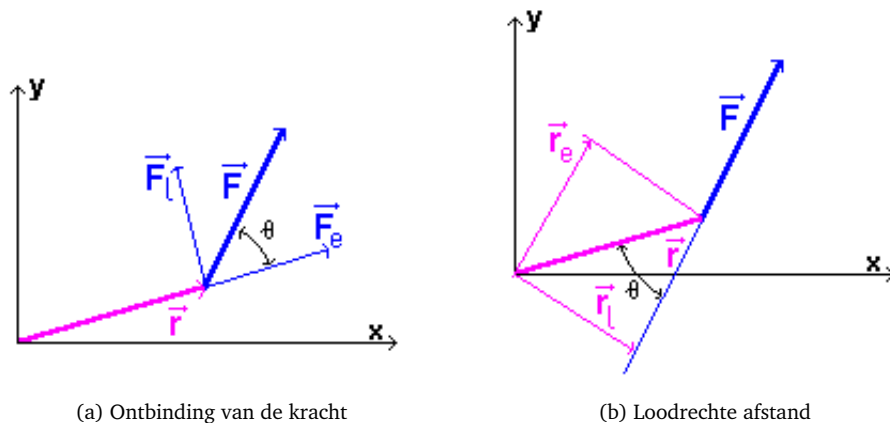
$$\vec{r} \times \vec{F} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ x & y & 0 \\ X & Y & 0 \end{vmatrix} = (xY - yX) \vec{k}$$

1.2.6.2 Tweede methode: ontbinden van de kracht

Bij deze methode (fig.1.3) ontbindt men de kracht in een component F_e evenwijdig aan de positievector en een component F_l loodrecht erop. Het moment wordt gegeven door de grootte van de positievector $\times$ de grootte van de component van de kracht loodrecht erop. Men kan dit uitwerken als:

$$\vec{\mu} = \vec{r} \times \vec{F} = \vec{r} \times (\vec{F}_e + \vec{F}_l) = (\vec{r} \times \vec{F}_e) + (\vec{r} \times \vec{F}_l) = 0 + (\vec{r} \times \vec{F}_l) = \pm r \cdot F_l$$

Voor het bepalen van het teken kijkt men naar het rotatie-effect dat de kracht zou hebben. Men stelt zich voor dat de positievector een voorwerp is (bv. een deur) die kan draaien rond een as in de oorsprong (loodrecht op het vlak). Als men de kracht F_l laat werken op dit voorwerp zal het in tegenwijzerzin draaien. In een klassiek assenkruis wordt dit dus +.



Figuur 1.3: 2e en 3e methode

Men kan ook zien dat $F_l = F \cdot \sin\theta$, zodat het resultaat wordt: $r \cdot F \sin\theta$, zoals door de goniometrische vorm verwacht wordt.

1.2.6.3 Derde methode: met de loodrechte afstand naar de drager

De bovenstaande ontbinding kan ook op het eerste argument toegepast worden. Dan splitst men r in een component r_e evenwijdig aan F en een component r_l loodrecht op F . r_l noemt men meestal de loodrechte afstand naar de drager van de kracht. Analoog met vorige kan men dit uitwerken als:

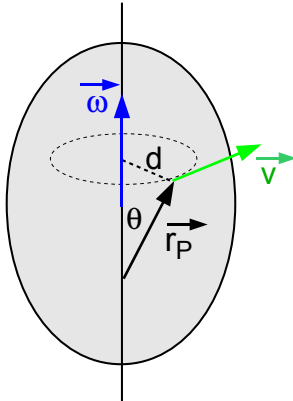
$$\begin{aligned} \vec{\mu} &= \vec{r} \times \vec{F} = (\vec{r}_e + \vec{r}_l) \times \vec{F} \\ &= (\vec{r}_e \times \vec{F}) + (\vec{r}_l \times \vec{F}) = 0 + (\vec{r}_l \times \vec{F}) = \pm r_l \cdot F \end{aligned}$$

Voor het teken gaat men te werk als bij vorige methode. Men kan ook zien dat $r_l = r \cdot \sin\theta$, zodat het resultaat wordt $r \cdot F \sin\theta$, zoals door de goniometrische vorm verwacht wordt.

Klassiek legt men deze methode meestal uit door te steunen op het feit dat de grootte van een vectorieel product overeenkomt met de oppervlakte van een parallellogram waarvan F de basis is en de loodrechte afstand de hoogte.

Men kan de eerste methode, met de cartesische coördinaten, ook lezen als het afzonderlijk toepassen van deze laatste methode op de x- en y-component van de kracht.

1.2.7 Hoeksnelheid en lineaire snelheid



Bij een onvervormbaar voorwerp dat ronddraait met een hoeksnelheid $\vec{\omega}$ kan de lineaire snelheid $\vec{v}_p$ van elk punt bepaald worden m.b.v. een vectorieel product:

$$\vec{v}_p = \vec{\omega} \times \vec{r}_p$$

waarbij $\vec{r}_p$ de positievector van het punt P is vanuit een willekeurig punt van de rotatieas (fig. 1.4). Dat de positie van het punt op de rotatieas, van waaruit de vector $\vec{r}_p$ vertrekt, geen belang heeft, kan men hier het best zien door te werken met de goniometrische uitwerking voor de grootte van $\vec{v}_p$:

$$v_P = \omega \cdot r_P \cdot \sin \theta = \omega \cdot d$$

1.2.8 Product van drie vectoren

Figuur 1.4: Verband hoeksnelheid en lineaire snelheid

1.2.8.1 Box product

$$\vec{a} \cdot (\vec{b} \times \vec{c}) = \vec{a} \cdot \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ b_x & b_y & b_z \\ c_x & c_y & c_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \\ c_x & c_y & c_z \end{vmatrix}$$

Het resultaat (fig. 1.5) komt overeen met de inhoud van een balk gebouwd op deze 3 vectoren. In het Engels spreekt men daarom van "box product". De haakjes zijn in feite overbodig daar het tweede argument van het scalair product een vector moet zijn. Men kan een cyclische permutatie van de argumenten uitvoeren. Om het volume van een balk te berekenen heeft het immers geen belang welk zijvlak men als grondvlak neemt.

1.2.8.2 Dubbel vectorproduct

$$\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c})$$

Hier zijn de haakjes wel noodzakelijk om het resultaat eenduidig te maken. Men kan deze formule herschrijven in een andere vorm. Hiervoor stelt men $\vec{d} = \vec{b} \times \vec{c}$. De x-component van het resultaat kan dan geschreven worden als:

$$x = a_y d_z - a_z d_y = a_y(b_x c_y - b_y c_x) - a_z(b_z c_x - b_x c_z)$$

Beide positieve termen bevatten b_x en beide negatieve bevatten c_x .

Groeperen levert:

$$x = b_x(a_y c_y + a_z c_z) - c_x(a_y b_y + a_z b_z)$$

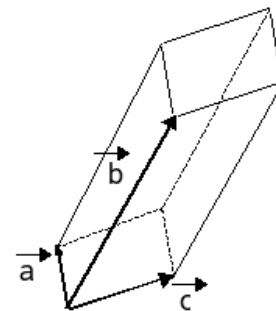
Door bijvoegen van $a_x b_x c_x - a_x b_x c_x$ bekommt men uitdrukking die kan herschreven worden als:

$$x = b_x(\vec{a} \cdot \vec{c}) - c_x(\vec{a} \cdot \vec{b})$$

Voor de gehele uitdrukking krijgt men:

$$\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = \vec{b}(\vec{a} \cdot \vec{c}) - \vec{c}(\vec{a} \cdot \vec{b})$$

Bemerk dat de vectoren die in het dubbele vectorproduct tussen de haakjes staan, nu de vectoren vóór de scalaire producten vormen.



box product

Figuur 1.5: Product van 3 vectoren

1.2.9 Ontbinding van een vector

In vele problemen zal men een gegeven vector moeten vervangen door 2 of meerdere vectoren volgens gegeven richtingen zodat de som van deze laatste gelijk is aan de gegeven vector. Dit noemt men het ontbinden van de vector in componenten. Deze ontbinding ligt eenduidig als het aantal richtingen kleiner is dan of gelijk aan de dimensie van de vectorruimte.

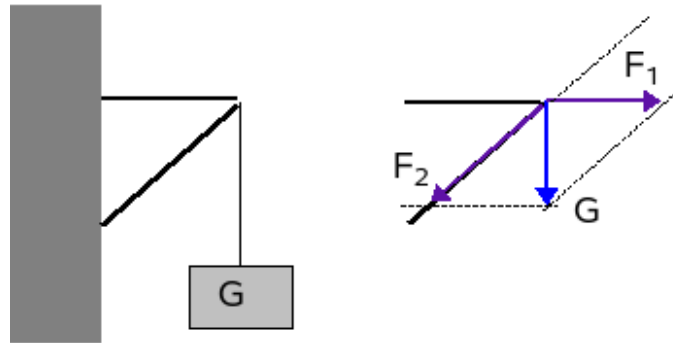
Voorbeeld

De figuur 1.6 toont een gewicht G dat met een kabel opgehangen is aan twee staven die aan een muur vastzitten. Als men mag onderstellen dat de krachten, die in het bevestigingspunt van de kabel in de staven opgewekt worden, de richting hebben van die staven hoe groot zijn dan die krachten en welke zin hebben ze? De hoek tussen de staven is 45° en het gewicht is 100 kg.

Men moet twee vectoren F_1 en F_2 vinden zodat de vectoriële som gelijk is aan G . Men kan best beroep doen op het parallellogramalgoritme voor de som van twee vectoren. De mogelijke richtingen zijn gegeven door de staven en het verlengde van de staven. G moet als diagonaal van het parallellogram tussen de twee zijden liggen. Dat geeft dadelijk de oplossing zoals rechts voorgesteld.

$F_1 = 100$ kg en is een trekkracht op de bovenste staaf.

$F_2 = 100/\cos 45^\circ = 141,4$ kg en is een druk op de schuine staaf.



Figuur 1.6: Ontbinding van een vector

1.2.10 Differentiëren van vectoren

Het differentiëren van een scalair of vectorieel product volgt de regels zoals voor het differentiëren van een product van 2 reële functies. Men krijgt dus een som van 2 termen. Bv.

$$\frac{d}{dt}(\vec{a} \cdot \vec{b}) = \frac{d\vec{a}}{dt} \cdot \vec{b} + \vec{a} \cdot \frac{d\vec{b}}{dt}$$

Ook het product van een reële en een vectoriële functie volgt deze regels.

Als toepassing kan men volledig algemeen bewijzen dat **de afgeleide van een vector met constante grootte loodrecht moet staan op die vector**. Een vector met constante grootte kan alleen veranderen van richting. Het scalair product van de vector met zichzelf levert het kwadraat van de grootte, dat dan ook constant moet zijn. Zij $\vec{a}$ een willekeurige functie van q :

$$\vec{a} \cdot \vec{a} = C$$

$$\frac{d}{dq}(\vec{a} \cdot \vec{a}) = 2\left(\frac{d\vec{a}}{dq} \cdot \vec{a}\right) = 0 \text{ Hieruit volgt dat } \frac{d\vec{a}}{dq} \text{ loodrecht moet staan op } \vec{a}.$$

Omgekeerd geldt ook volledig algemeen dat **als de afgeleide van een vector loodrecht staat op de oorspronkelijke vector, deze dan zal veranderen van richting (= ronddraaien) maar niet van grootte**.

1.2.11 Voorstelling van onbekende vectoren

In vectoriële vergelijkingen komen bekende en onbekende vectoren voor. Bij het projecteren van bekende vectoren zal men normaal het teken van de projectie expliciet aangeven. Bv. de projectie van de valversnelling $\mathbf{g}$ zal op een naar boven gerichte y -as als $-g$ genoteerd worden.

Voor de projecties van onbekende vectoren zijn er twee systemen in omloop. Bij het **eerste systeem** worden onbekende projecties gewoon door een symbool voorgesteld, praktisch betekent dit: als een positieve waarde. Het teken van het resultaat geeft dan de **zin aan van de projectie** t.o.v. de oriëntatie van de as waarop geprojecteerd werd. Het nadeel van deze methode is dat men wel eens vergeet om na te denken of het bekomen resultaat wel logisch is. Wanneer een onbekende component een deel is van een

actie-reactiekoppel en zo in twee vergelijkingen voorkomt, moet men erop letten dat er tegengestelde tekens ingevoerd worden in de twee vergelijkingen. Het symbool in de tweede vergelijking staat dan immers niet meer volledig op zichzelf, maar is verbonden met het symbool in de eerste vergelijking. Als men beide lid aan lid optelt, moeten actie-reactiekoppels eruit verdwijnen. Ook bij het opschrijven van bindingsvergelijkingen moet men eraan denken dat men de onbekenden in feite als grootheden met positieve zin beschrijft. Anderzijds is het de enige methode die bruikbaar is voor het opstellen van differentiaalvergelijkingen. Deze aanpak wordt vooral gevolgd door wis- en natuurkundigen.

Bij het **tweede** systeem denkt men vooraf na over wat men verwacht als resultaat. Men schets de vector die men als resultaat verwacht en geeft aan de projecties een teken mee volgens de onderstelde zin van de component. Bij een actie-reactiekoppel leidt dit automatisch tot tegengestelde tekens in de twee vergelijkingen. Als het resultaat negatief is, dan betekent dit **dat de gemaakte onderstelling fout is**, dat de component de tegengestelde zin heeft van wat men verwachtte. Dit systeem heeft dus het voordeel dat men een duidelijk signaal krijgt als het systeem zich anders gedraagt dan men verwacht. Deze aanpak wordt vooral gebruikt door ingenieurs, die in de praktijk meer op hun schets werken dan op een zuiver theoretische basis. Het is ook de aanpak die hier gebruikt wordt omdat hij meer intuïtief en visueel is. Het systeem is niet geschikt voor het opstellen van differentiaalvergelijkingen omdat het symbool van de onbekende component hier staat voor de absolute waarde ervan en niet voor de algebraïsche waarde, zoals vereist voor een differentiaalvergelijking.

Uiteindelijk zal een totaal andere aanpak, zoals o.a. de methode van Lagrange (hfdstk 8), tot een meer automatisch opstellen van de vergelijkingen leiden, vooral bij complexe problemen.

1.3 Slotbemerkingen

1.3.1 Vectoren in de fysica

Sommige fysische grootheden kunnen gekenmerkt worden door 1 reëel getal: massa, tijd, lengte, energie. Het zijn scalaire grootheden. Maatgetallen van verschillende grootheden kan men niet bij elkaar optellen, bv. massa bij tijd. Men zegt dat men alleen grootheden met zelfde dimensie bij elkaar kan optellen of van elkaar kan aftrekken. Er zijn dus voor de fysica verschillend verzamelingen reële getallen.

Vectoren zijn fysische grootheden die voorgesteld moeten worden door een rij getallen. Maar ook hier geldt dat men geen grootheden van verschillende dimensie bij elkaar kan optellen of van elkaar kan aftrekken. Er zijn dus ook meerdere verzamelingen vectoren. De fysici hebben echter de gewoonte om zoveel mogelijk informatie bijeen te brengen in één tekening. Zo zal men bij de baan van een puntmassa soms ook een snelheidsvector, een versnelling of een kracht tekenen. De positievector $\mathbf{r}$ heeft componenten x en y (niet r_x en r_y !) die afgelezen worden op de x - en y -as. De snelheid heeft componenten v_x en v_y , die men zou moeten aflezen op v_x - en v_y -assen. De componenten van een kracht $\mathbf{F}$ zou men moeten aflezen in een assenkruis met F_x - en F_y -assen. Men leest toch ook geen temperatuur af op een weegschaal en geen gewicht op een thermometer? Deze assen kiest men normaal met zelfde oriëntatie als de assen van de positie, anders moet men supplementaire transformaties inlassen bij vele bewerkingen. Men moet echter onthouden dat een wiskundig correcte voorstelling van deze vectoren eist dat ze in hun eigen assenkruis vanuit de oorsprong zouden uitgezet worden. Het plaatsen van deze vectoren op een willekeurige plaats van een tekening zal weinig problemen opleveren als men vertrouwd is met de voorstelling van de vector als een pijltje, waarbij de componenten volgens een bepaalde richting opgevat worden als stappen in die richting. In de fysica worden vectoren gebruikt om een beschrijving te geven van fenomenen zonder een beroep op een assenkruis. Slechts wanneer men numerieke berekeningen moet uitvoeren, zal men moeten grijpen naar één of ander coördinatensysteem, want alleen de coördinaten kunnen door getallen weergegeven worden.

Volgens sommigen zouden de vectoren in de fysica ook niet dezelfde zijn als in de wiskunde. De fysica zou volgens hen glijdende vectoren gebruiken en de wiskunde vrije vectoren. M.i. zou dit betekenen dat de fysica wiskunde gebruikt die niet tot de wiskunde behoort, wat volgens mij een contradictio in terminis is. Deze opinie berust op een slecht begrip van de **equivalentierelatie**(2.4) zoals behandeld in het volgend hoofdstuk over "Equivalenten vectorsystemen".

1.3.2 Van vereenvoudigde naar wiskundig correcte voorstelling

Veel grootheden in de fysica worden in een eenvoudige voorstelling beschreven als het resultaat van een **deling**. Zo wordt snelheid eenvoudig gedefinieerd als $\Delta x / \Delta t$. Dit is een formulering die beroep doet op een interval Δt in de tijd. Maar wat als de snelheid voortdurend verandert? Dan is dat natuurlijk maar een benadering, een gemiddelde gedurende het interval Δt . De ogenblikkelijke snelheid krijgt men als men het interval zeer klein neemt, uiteindelijk naar 0 laat gaan. Dan schrijft men geen Δ meer, maar een “d”:

$$v = \frac{dx}{dt}$$

Wiskundig zegt men dat v de **afgeleide** is van x naar de tijd. Grootheden die bij een eenvoudige voorstelling gedefinieerd worden als een deling, zullen in een wiskundig correcte voorstelling gedefinieerd worden als een afgeleide. De afgeleide v is gedefinieerd als de limiet van $\Delta x / \Delta t$ wanneer Δt naar 0 gaat. Dan gaat natuurlijk ook Δx naar 0, maar de verhouding van beide hoeft niet naar 0 te gaan.

De “dx” en “dt” noemt men **differentialen**. Dikwijls worden die dx en dt beschouwd als zeer, zeer kleine intervallen, soms ook wel “infinitesimaal” kleine intervallen genoemd. Wiskundig moet men zeggen dat differentialen geen intervallen meer zijn, maar de situatie in een punt beschrijven. Een lijn kan men vastleggen door 2 punten ervan te geven. Door 1 punt kan men oneindig veel lijnen trekken. Maar een raaklijn aan een kromme wordt gedefinieerd als de limietstand van een lijn door 2 punten van de kromme als die 2 punten naar elkaar toekomen en uiteindelijk samenvallen. Op dat ogenblik heeft de lijn maar 1 punt meer gemeenschappelijk met de kromme, maar haar stand is toch volledig bepaald. Het is dikwijls handig om eerst te redeneren op een benadering in een klein interval, waarbij men de Δ -notatie gebruikt, en dan later over te gaan tot de differentiaalvorm, die geldt van punt tot punt. In de meeste werken voor natuurkundigen en ingenieurs wordt dat onderscheid echter niet gemaakt, wat spijtig is. Ook bij virtuele arbeid moet men de δr niet beschouwen als een kleine verplaatsing, zoals het nu waarschijnlijk in alle handboeken gebeurt.

Men moet $\frac{d}{dt}$ beschouwen als een “operator”, als één samengesteld symbool voor de operatie “differentiëren naar de tijd”. Men mag dus in de uitdrukking voor v hierboven de “dt” niet van het rechterlid naar het linkerlid overbrengen om “ $v \cdot dt = dx$ ” te bekomen. Men kan als operator ook de notatie D_t gebruiken, $v = D_t x$, en dan valt er niets over te brengen. Die overgang berust op de definitie van de differentiaal van een functie $f(x)$ als $df = f' \cdot dx$ waarin f' staat voor de afgeleide van f naar x . Voluit geschreven:

$$dx = \frac{dx}{dt} dt = v dt$$

Het “overbrengen” kan men natuurlijk ook beschouwen als een soort mnemotechnisch trucje.

Differentialen zijn te beschouwen als entiteiten van een eigen soort. Ze kunnen alleen bij andere differentiaalvormen opgeteld of ervan afgetrokken of ermee vergeleken worden. Een vergelijking tussen differentiaalvormen noemt men een differentiaalvergelijking. Men kan zeggen dat een differentiaalvergelijking de verandering van een systeem in een punt of op een gegeven ogenblik weergeeft. Van daaruit kan men dan de evolutie van het systeem gedurende een interval proberen op te bouwen, maar soms lukt dat alleen via een simulatie in een computer.

Andere grootheden worden bij een eenvoudige voorstelling gedefinieerd als een **product**. Bv. arbeid = kracht $\times$ afgelegde weg. Als de kracht echter van punt tot punt verandert, zoals bv. bij het indrukken van een veer, dan zal men beroep moeten doen op een integraal. De wiskundig correcte definitie van arbeid wordt dan: $A = \int \vec{F} \cdot d\vec{r}$. Grootheden die in de eenvoudige voorstelling gedefinieerd werden door een product, zullen in een correcte voorstelling moeten gedefinieerd worden door een **integraal**.

De wetten van de beweging worden eerst afgeleid voor punten en puntmassa's. Wanneer men met de uitgebreidheid van reële voorwerpen rekening moet houden, dan voert men dat ook meestal in 2 stappen in. Als men het gewicht van een muur moet berekenen en die muur is uit bakstenen opgetrokken, dan kan men rekenen met voor elke baksteen zijn gewicht als aangrijpend in het massacentrum van de baksteen. Men zal dan werken met formules waarin een **som** over alle bakstenen voorkomt. Iets als:

$$G = \sum_i g \cdot m_i$$

met m_i de massa van elke baksteen.

Wanneer de muur in beton is gegoten, dan heeft men een continu medium en zal men de som vervangen door een **integraal** :

$$G = \int_{Vol} g \cdot dm$$

Hoofdstuk 2

Equivalente vectorsystemen

Inhoudsopgave

2.1 Inleiding	27
2.2 De verplaatsingsformule	27
2.3 Koppel van krachten	28
2.4 De equivalentierelatie	29
2.4.1 Een eerder grafisch bewijs	29
2.5 De speciale gevallen	29
2.5.1 Herleiding tot een zuivere resultante	30
2.5.1.1 Systemen van evenwijdige krachten	30
2.5.1.2 Toepassing: berekening van het zwaartepunt van een voorwerp	31
2.5.1.3 Vlakke systemen	33
2.5.1.4 Samenlopende krachten	34
2.5.2 De schroefas	34
2.6 Nawoord	36

2.1 Inleiding

Dat de oorzaak van het gewicht van een voorwerp ligt in de aantrekkingskracht van de aarde is een vertrouwd idee. Men weet ook dat men dit gewicht kan voorstellen als een kracht die aangrijpt in het zwaartepunt van het voorwerp. Dit is echter geen rechtstreekse weergave van de fysische situatie. In werkelijkheid werkt de aantrekkingskracht van de aarde op elk onderdeelje van een voorwerp. Die aantrekkingskracht creëert dus een verzameling van evenwijdige vectoren. Die verzameling vervangt men door een **wiskundig equivalente beschrijving** als men die voorstelt als één kracht aangrijpend in het zwaartepunt van het voorwerp.

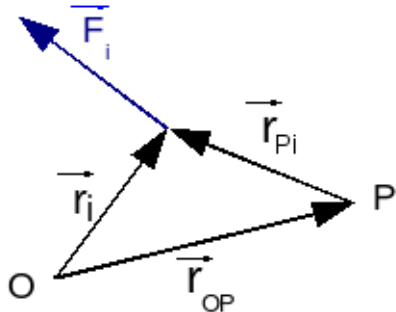
Hier en in vele andere gevallen is het interessant om een complexe situatie van vectoren te kunnen vervangen door een eenvoudiger verzameling, die echter voor alle berekeningen in de mechanica hetzelfde resultaat zal opleveren. Dit noemt men overgaan op een **equivalent vectorsysteem**. De bewerking is vooral bekend voor krachten. De theorie die hier behandeld wordt zal men in veel boeken dan ook vinden onder de titel **Samenstellen van krachten** of **Equivalente krachtsystemen**. De theorie is echter veel breder toepasselijk, nl. op alle vectorsystemen waarbij men gebruik maakt van de som van die vectoren en van de som van hun momenten t.o.v. een punt of as. Dat is bv. ook impuls en impulsmoment.

Om de zaken concreet te houden zal de theorie echter uitgewerkt worden aan de hand van krachten. Op het einde wordt op de andere toepassingen gewezen.

2.2 De verplaatsingsformule

Krachten vormen een voorbeeld van een verzameling vectoren waarbij de som van deze vectoren belangrijk is (in de wet van Newton of voor de translatie van het massacentrum) en waarbij ook de som van de

momenten van deze vectoren t.o.v. een bepaald punt of een as een belang heeft (voor de rotatiebeweging). Als men het moment van een verzameling krachten berekend heeft t.o.v. een bepaald punt en men heeft het later nodig t.o.v. een ander punt, dan kan men zich de vraag stellen of men van voorafaan moet herbeginnen of of men de berekeningen kan vereenvoudigen door uit te gaan van het vorig resultaat. Het antwoord hierop is positief en wordt gegeven door de **verplaatsingsformule**



Figuur 2.1: Afleiding van verplaatsingsformule

Onderstelt men een verzameling krachten $\vec{F}_i$, waarvan men het moment berekent t.o.v. het punt O. Men heeft dan:

$$\vec{\mu}_O = \sum_i \vec{r}_i \times \vec{F}_i$$

Als men nu het moment nodig heeft t.o.v. een ander punt P dan wordt dit:

$$\begin{aligned} \vec{\mu}_P &= \sum_i \vec{r}_{iP} \times \vec{F}_i \\ &= \sum_i (\vec{r}_i - \vec{r}_{OP}) \times \vec{F}_i \\ &= \sum_i \vec{r}_i \times \vec{F}_i - \vec{r}_{OP} \times \sum_i \vec{F}_i \end{aligned}$$

Dit laatste is te schrijven als de **verplaatsingsformule**:

$$\vec{\mu}_P = \vec{\mu}_O - \vec{r}_{OP} \times \sum_i \vec{F}_i$$

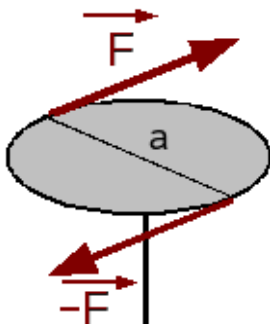
Hierin is $\vec{r}_{OP}$ de positie van P t.o.v. O, $-\vec{r}_{OP}$ is dan de positie van O t.o.v. P. Men kan deze formule dus lezen als:

De som van de momenten van alle krachten t.o.v. P = de som van de momenten van alle krachten t.o.v. O + het moment van de som van alle krachten geplaatst in O (oude positie) t.o.v. P (nieuwe positie)

Later wordt hieraan een interpretatie gegeven waarmee de formule eenvoudig te onthouden is.

2.3 Koppel van krachten

Een **koppel van krachten** is in de theoretische mechanica een stel van **twee even grote maar tegengestelde krachten**, $(\vec{F}, -\vec{F})$ die niet op één lijn liggen.



Figuur 2.2: Koppel van krachten

Zo'n koppel treedt bv. op als men iets probeert te verdraaien met beide handen. De loodrechte afstand tussen de twee dragers, a in de figuur 2.2, noemt men de **koppelarm**. Als men het moment berekent t.o.v. één van de twee aangrijpingspunten dan is het duidelijk dat het **moment van het koppel** = $a \cdot F$. De som van de krachten van een koppel is nul (een koppel veroorzaakt geen translatie). Wanneer men nu naar de verplaatsingsformule kijkt, dan blijkt dat het moment van een koppel niet zal veranderen als men het berekent t.o.v. een ander punt. Besluit:

Het moment van een koppel is onafhankelijk van het berekenings- of herleidingspunt.

Een concreet voorbeeld hiervan kan men ondervinden als men een wiel van een auto moet vervangen. Als men de wagen opgekrikt heeft en het wiel niet geblokkeerd heeft m.b.v. de handrem of door een versnelling in te schakelen, zal men bij het proberen om de bouten los te draaien vaststellen dat het volledige wiel gaat draaien i.p.v. alleen de bout. Het maakt immers niet uit of het koppel mooi op de as uitgeoefend wordt of ergens anders op het wiel.

Vroeger zei men : “Het moment van een koppel is een vrije vector”. Hiermede bedoelde men dat men de momentvector van een koppel mag ‘verplaatsen’ zonder dat men hiervoor een correctie moet invoeren. Omgekeerd kan men **elk gegeven moment beschouwen als veroorzaakt door een koppel van krachten**. Of nog: een koppel van krachten is de fysische realisatie van wat men wiskundig met alleen maar een momentvector beschrijft. Men moet leren krachten en momenten als grootheden met een eigen bestaansreden te beschouwen, net zoals snelheid- en impulsvectoren afzonderlijk grootheden zijn, of snelheid en kinetische energie. Of : er is een ruimte van krachten en een ruimte van momenten.

2.4 De equivalentierelatie

Voor verzamelingen van gegeven krachten en gegeven momenten definieert men nu de volgende equivalentie:

Twee systemen zijn equivalent als de som van alle krachten in beide systemen dezelfde is en als de som van de gegeven momenten en van de momenten van alle krachten t.o.v. elk punt van de ruimte dezelfde is.

Dit is een niet erg praktische definitie. Eén blik op de verplaatsingsformule leert dat men dit kan vereenvoudigen tot een definitie die hetzelfde betekent maar wel te controleren is:

Twee systemen zijn equivalent als in beide systemen de som van alle krachten dezelfde is en de som van alle gegeven momenten en de som van de momenten van alle krachten **t.o.v. één punt** van de ruimte dezelfde is.

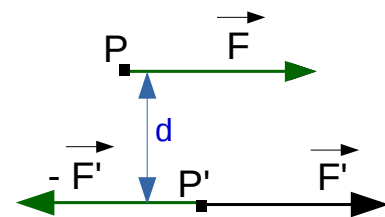
De meest eenvoudige toepassing van deze equivalentierelatie en de oudst bekende is **het verschuiven van een kracht over zijn drager**. Hierbij blijft de som van beide systemen duidelijk dezelfde en ook het moment t.o.v. een willekeurig punt. Het moment van de kracht $\vec{F}$ t.o.v. een punt P wordt immers gegeven door het vectorieel product $\vec{r}_{P-F} \times \vec{F}$, met $\vec{r}_{P-F}$ de positievector van het aangrijpingspunt van $\vec{F}$ t.o.v. P. Dit vectorieel product verandert niet bij het verschuiven van de kracht $\vec{F}$ (zie het vectorieel product 1.2.5 in vorig hoofdstuk).

Tot midden vorige eeuw werd dikwijls als een postulaat gesteld dat men een kracht mag verschuiven over zijn drager. De notie van equivalentie was toen duidelijk nog niet goed uitgeklaard. Maar zelfs tot midden de jaren 80 van vorige eeuw kon men hier en daar de affirmatie horen dat de vectoren in de fysica niet dezelfde zijn als de vectoren in de wiskunde. De fysica zou zegge met glijdende vectoren werken en de wiskunde met vrije vectoren. Dit gaat ook duidelijk terug op een slecht begrip van de equivalentie zoals hierboven gedefinieerd. Het is ook grote onzin want het zou betekenen dat men in de fysica aan wiskunde doet die niet tot de wiskunde behoort.

De verplaatsingsformule kan men nu als volgt interpreteren. Als de som van de krachten inwerkt in O, dan hoort daarbij een moment μ_O . Geplaatst in O heeft deze som een moment t.o.v. P. Als men die som laat aangrijpen in P, heeft die som geen moment meer t.o.v. P. Om te voldoen aan de equivalentierelatie moet men er dus het moment van die som in O t.o.v. P bijvoegen.

2.4.1 Een eerder grafisch bewijs

Vroeger werd de nood aan een bijkomend moment dikwijls aangetoond met dit eerder grafisch bewijs. Onderstel een kracht $\vec{F}$ in een punt P. Men wil deze kracht verplaatsen naar het punt P' dat niet op de drager van die kracht ligt. Men kan dan in P' een kracht $\vec{F}'$ gelijk aan $\vec{F}$ invoeren en het tegengestelde hiervan, $-\vec{F}'$. Dit verandert niets aan de situatie want de som van deze 2 krachten is nul en hun moment t.o.v. om het even welk punt is ook nul. Men kan deze 3 vectoren nu anders uitlezen. De vector $\vec{F}'$ kan men zien als de verplaatste vector $\vec{F}$. De 2 resterende vectoren (in het groen op de figuur) vormen dan een koppel met een moment dat overeenkomt met het moment van $\vec{F}$ in de originele positie ten opzichte van de nieuwe positie.



Figuur 2.3: Een grafisch bewijs

2.5 De speciale gevallen

Wanneer men deze equivalentierelatie meerdere keren na elkaar toepast, dan blijkt dat de som van de krachten na de eerste toepassing kan voorgesteld worden door één kracht, de resultante $\vec{R}$. Deze verandert verder niet meer. Alleen het moment verandert nog bij verandering van het herleidingspunt. Op basis van de verplaatsingsformule voor momenten zal dat nieuwe moment echter op een zeer eenvoudige manier kunnen berekend worden uit het vorige. Men kan dit als volgt voorstellen:

Gegeven systeem:	in oorsprong:	in willekeurig punt P:
$\{\vec{F}_i\}$	$\vec{R} = \sum_i \vec{F}_i$	$\vec{R}$
$\{\vec{\mu}_i\}$	$\vec{\mu}_O = \sum_i \vec{\mu}_i + \sum_i \vec{r}_i \times \vec{F}_i$	$\vec{\mu}_P = \vec{\mu}_O - \vec{r}_P \times \vec{R} \quad (1)$

Men kan zich nu de vraag stellen of er zich speciale gevallen kunnen voordoen bij de herleiding in bepaalde punten. Deze speciale gevallen zijn gemakkelijk te formuleren :

- herleiding tot een moment zonder resultante ($R = 0$). Als dit het geval is, dan verandert het systeem niet bij overgang naar een ander herleidingspunt. Het eenvoudigste geval hiervan is een koppel. De situatie kan echter ook voorkomen met meer dan twee vectoren nl. telkens als de krachtvectoren een gesloten veelhoek vormen. Dit treedt bv. op bij een elektrische motor.
- herleiding tot een resultante zonder moment (of $\mu_P = 0$). Dit noemt men ook wel : **herleiding tot een zuivere resultante**.
- alleen het moment zal verder veranderen bij verandering van het herleidingspunt. Als vorig geval niet mogelijk is, dan kan men vragen naar een punt waar de momentvector minimaal is. Dit blijkt het punt te zijn waar de momentvector evenwijdig is met de resultante of de situatie van de schroefas. Men kan dit ook beschouwen als een herleiding tot de **invariant** van het systeem.

De laatste 2 gevallen zijn speciale gevallen van (1) en worden nu meer in detail bekeken.

2.5.1 Herleiding tot een zuivere resultante

De voorwaarde dat $\mu_P = 0$ moet zijn leidt tot de vergelijking:

$$\vec{\mu}_O = \vec{r}_P \times \vec{R} \quad (2)$$

Een voorwaarde voor het bestaan van een oplossing is dat $\vec{R}$ loodrecht zou staan op $\vec{\mu}_O$. Dit kan toevallig zo zijn, maar er zijn twee systemen waarbij men bij voorbaat zeker is dat aan deze voorwaarde voldaan is en die dus altijd tot één enkele resultante kunnen herleid worden. Deze twee systemen zijn:

- systemen van evenwijdige krachten
- vlakke krachtsystemen.

2.5.1.1 Systemen van evenwijdige krachten

Bij een systeem van evenwijdige krachten hebben alle krachten een zelfde richting. Het moment zal altijd loodrecht moeten staan op die richting, terwijl de resultante altijd volgens die richting moet liggen. Resultante en moment staan dus zeker loodrecht op elkaar.

Men kan nu gemakkelijk het punt berekenen waar men die resultante moet plaatsen. Men zoekt naar een punt Z met positievector $\vec{r}_Z$ zodat geldt:

$$\sum_i \vec{r}_i \times \vec{F}_i = \vec{r}_Z \times \vec{R}$$

Als men een eenheidsvector $\vec{u}$ invoert volgens de gemeenschappelijke richting, dan krijgt men: $\vec{F}_i = F_i \cdot \vec{u}$ en $\vec{R} = R \cdot \vec{u}$. Invoeren in vorige uitdrukking levert:

$$\begin{aligned} \sum_i \vec{r}_i \times F_i \vec{u} &= \vec{r}_Z \times R \vec{u} \\ (\sum_i F_i \vec{r}_i) \times \vec{u} &= R \vec{r}_Z \times \vec{u} \end{aligned} \quad (3)$$

Een oplossing is:

$$\vec{r}_Z = \frac{\sum_i F_i \vec{r}_i}{R} = \frac{\sum_i F_i \vec{r}_i}{\sum_i F_i}$$

Hierin zijn de F_i de **projecties** op de gemeenschappelijke richting, **met het correcte teken** ! Het heeft geen belang wat men als positieve of negatieve zin kiest. De vectoriële formule zal natuurlijk volgens projecties op assen moeten uitgewerkt worden. Vectoren kunnen niet vervangen worden door een getal, wel de coördinaatprojecties:

$$x_Z = \frac{\sum_i F_i \cdot x_i}{\sum_i F_i}$$

$$y_Z = \frac{\sum_i F_i \cdot y_i}{\sum_i F_i}$$

$$z_Z = \frac{\sum_i F_i \cdot z_i}{\sum_i F_i}$$

Wanneer men met een continue krachtverdeling werkt, dan zal men met een integraal werken i.p.v. een som:

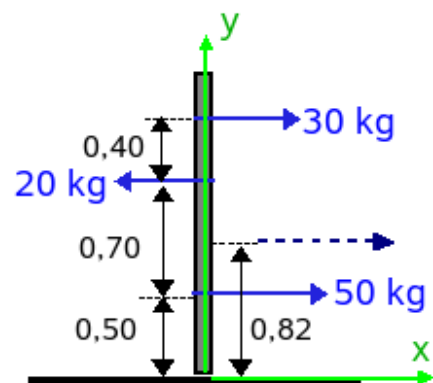
$$\vec{r}_Z = \frac{\int f(\vec{r}) \cdot \vec{r} \cdot dV}{\int f(\vec{r}) \cdot dV}$$

Hierin geeft de functie $f(\vec{r})$ de projectie van de kracht als functie van de positie. Deze integraal kan ook over een oppervlak zijn i.p. van over een volume. Dit kan bv. het geval zijn als men de resultante van de druk van het water tegen een dam of wand wil berekenen.

Een vergelijking die uitgaat van een vectorieel product heeft echter geen punt als oplossing maar een rechte. Er is een onbepaaldheid in de richting van $\vec{u}$. Als men bij de berekende waarde $\vec{r}_Z$ een willekeurige component telt in de richting van $\vec{u}$, dan verandert dat niets aan de waarde van het rechterlid in vergelijking (3). Het vectorieel product van evenwijdige vectoren is immers nul. Dat is dus ook een oplossing. In de praktijk komt het erop neer dat de resultante, nadat ze in het gevonden punt geplaatst werd, mag verschoven worden over haar drager, d.i. volgens de richting van $\vec{u}$.

Voorbeeld

Aan een paal zijn drie touwen bevestigd, die eraan trekken zoals aangegeven op de figuur 2.4. Bereken de resultante en de positie ervan.



Figuur 2.4: Evenwijdige krachten

Oplossing

Men voert een assenkruis in zoals getekend. De x-as dient voor de projecties van de krachten, de y-as om de posities van de aangrijpingspunten te bepalen.

$$\text{Resultante: } 50 - 20 + 30 = 60 \text{ kg}$$

$$\text{Aangrijpingspunt: } ((50 \times 0,5) + (-20 \times 1,2) + (30 \times 1,60)) / 60 = (25 - 24 + 48) / 60 = 0,82 \text{ m}$$

2.5.1.2 Toepassing: berekening van het zwaartepunt van een voorwerp

In de inleiding werd reeds het voorbeeld aangehaald van het gewicht als vervanging van de verzameling kleine krachtjes die in elk punt van een voorwerp aangrijpen. Men kan deze verzameling krachtjes vervangen door één enkele resultante, nl. **het gewicht**. Het punt waarop dat aangrijpt heet het **zwaartepunt** van het voorwerp. Wanneer men het voorwerp beschouwt als opgebouwd uit een verzameling puntmassa's m_i , dan is de kracht op elke puntmassa $m_i g$. Zij M de totale massa van het voorwerp, dan is de $R = Mg$. Bij invullen in de formules kan de factor g weggedeeld worden, zodat er overblijft:

$$\vec{r}_Z = \frac{\sum_i m_i \vec{r}_i}{M}$$

Of volgens de cartesische coördinaten:

$$x_Z = \frac{\sum_i m_i \cdot x_i}{M}$$

$$y_Z = \frac{\sum_i m_i \cdot y_i}{M}$$

$$z_Z = \frac{\sum_i m_i \cdot z_i}{M}$$

Opmerkingen

1. Als het systeem een symmetrievlak of een symmetrieas heeft, zal het zwaartepunt in dat symmetrievlak of op die symmetrieas moeten liggen.

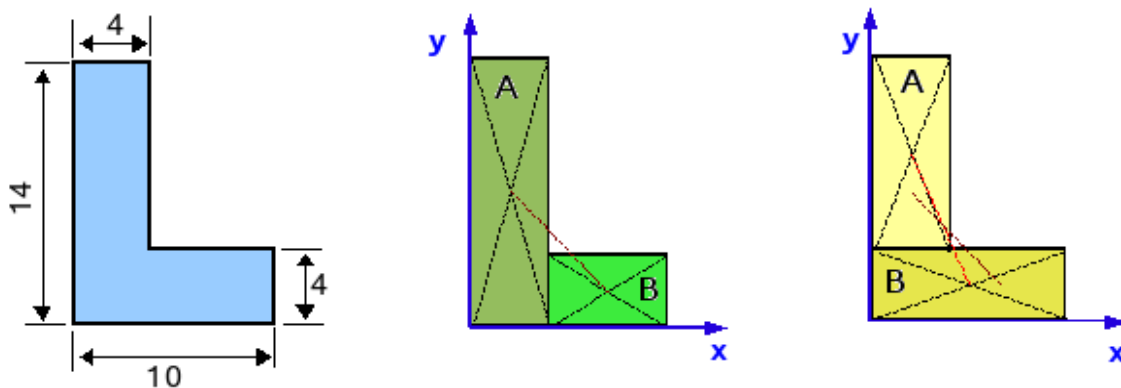
Onderstelt men bv. dat het xz -vlak een symmetrievlak is dan betekent dit dat er voor elk punt met massa m_i en coördinaat y_i er ook een punt met massa $m_j = m_i$ en coördinaat $y_j = -y_i$ moet zijn. Bij sommeren over alle massa's vallen die tegen elkaar weg en eindigt men met een $y_z = 0$, m.a.w. in het xz -vlak.

Op analoge manier kan men aantonen dat bij aanwezigheid van een symmetrieas het zwaartepunt op die symmetrieas moet liggen. Zij bv. de z -as een symmetrieas. Dan moet er voor elk punt met massa m_i en coördinaat x_i en y_i ook een punt zijn met massa $m_j = m_i$ en coördinaat $x_j = -x_i$ en $y_j = -y_i$. Bij sommeren over alle massa's zal men dus komen op een $x_z = 0$ en $y_z = 0$ d.i. op de z -as.

2. Het zwaartepunt van een systeem hoeft niet noodzakelijk een materieel punt van dat systeem te zijn. Bij een holle bol zal het zwaartepunt samenvallen met het centrum van de bol maar daar is er geen massa aanwezig.

3. Daar het hier over een som gaat, kan men die opsplitsen in deelsommen. In de praktijk betekent dit dat men een voorwerp mag opdelen in eenvoudige delen, waarvan men gemakkelijk het zwaartepunt kan berekenen. Daarna kan men die zwaartepunten combineren tot het zwaartepunt voor het hele systeem.

Voorbeeld



Figuur 2.5: Zwaartepunt van samengesteld systeem

Men vraagt het zwaartepunt te berekenen van een L-vormige plaat met afmetingen zoals gegeven op de figuur 2.5.

Oplossing: men kan deze constructie opsplitsen in twee rechthoekige stukken, waarvan het zwaartepunt eenvoudig te bepalen is. Voor een rechthoek valt dat nl. in het midden van de rechthoek. Grafisch kan men dat midden best bepalen door de diagonalen te trekken. er zijn echter twee mogelijkheden om van deze L twee rechthoeken te maken. beide moeten uiteindelijk tot hetzelfde zwaartepunt leiden.

Eerste aanpak

Deel A is 4 bij 14 cm. Dus oppervlak = 56 cm^2 en zwaartepunt ligt in (2,7).

Deel B is 6 bij 4 cm. Dus oppervlak = 24 cm^2 en zwaartepunt ligt in (7, 2).

Totale oppervlakte is $56 + 24 = 80 \text{ cm}^2$. In de formules moet met de massa gerekend worden. Die kan men bekomen door het oppervlak te vermenigvuldigen met de massa per cm^2 van de plaat. Deze factor wordt echter weggedeeld in de formules, zodat het resultaat alleen afhangt van de verhouding van de oppervlakten.

Zwaartepunt van het geheel:

$$x_z = (56x_2 + 24x_7)/80 = 280/80 = 3,50 \text{ cm}$$

$$y_z = (56x_7 + 24x_2)/80 = 440/80 = 5,50 \text{ cm}$$

Daar het zwaartepunt een lineaire combinatie is van de coördinaten van het centrum van A en B, moet het zwaartepunt van het geheel op de lijn liggen die beide zwaartepunten verbindt volgens een afstand die omgekeerd evenredig is met de massa van elk deel.

Tweede aanpak

Deel A is 4 bij 10 cm. Dus oppervlak = 40 cm^2 en zwaartepunt ligt in (2, 9).

Deel B is 10 bij 4 cm. Dus oppervlak = 40 cm^2 en zwaartepunt ligt in (5, 2).

Totale oppervlakte is natuurlijk weer $40 + 40 = 80 \text{ cm}^2$

Zwaartepunt van het geheel:

$$x_z = 40 \times (2 + 5)/80 = 280/80 = 3,50 \text{ cm}$$

$$y_z = 40 \times (9 + 2)/80 = 440/80 = 5,50 \text{ cm}$$

Wanneer men beide verbindingslijnen van de centra van A en B samenbrengt op één figuur, dan moet het snijpunt het zwaartepunt van het geheel zijn. Daar beide lijnen elkaar onder een kleine hoek snijden, is de nauwkeurigheid van deze methode echter niet groot.

Opmerking

Dat opsplitsen in onderdelen kan ook gebruikt worden om een voorwerp te beschrijven als een eerste voorwerp waarvan men een tweede afgetrokken heeft, bv. een plaat met een gat in. Men heeft dan positieve en negatieve termen als in het voorbeeld van de krachten op een paal in de vorige paragraaf.

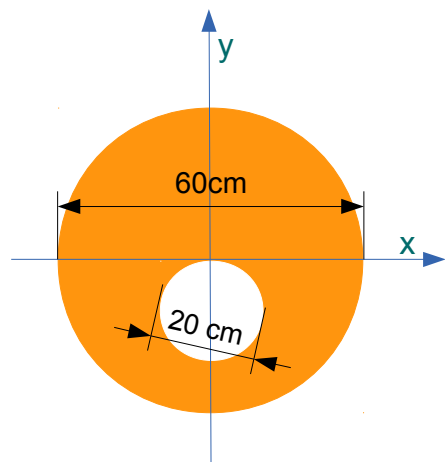
Als voorbeeld wordt een ronde plaat beschouwd met een ronde opening erin zoals afgebeeld op de figuur. Het zwaartepunt y_1 van de volledige plaat (zonder gat) ligt in de oorsprong, dat van het uitgesneden stuk in $y_2 = -10 \text{ cm}$. Als men de massa van de plaat per cm^2 voorstelt door $m \text{ kg/cm}^2$, de massa van de volledige plaat als $M_1 \text{ kg}$ en de massa van het uitgesneden stuk als $M_2 \text{ kg}$ dan geldt:

$$M_1 = m \cdot \pi \cdot 30^2 \text{ kg} \quad M_2 = m \cdot \pi \cdot 10^2 \text{ kg}$$

Omwille van symmetrie moet ook het zwaartepunt van de plaat met het gat erin op de y-as vallen. De waarde van de y-coördinaat wordt bepaald door:

$$y_z = \frac{M_1 \cdot y_1 - M_2 \cdot y_2}{M_1 - M_2} = \frac{m \cdot \pi [30^2 \cdot 0 - 10^2 \cdot (-10)]}{m \cdot \pi (30^2 - 10^2)} = \frac{1000}{800} = 1,25 \text{ cm}$$

Dit is maar een kleine verschuiving, maar men mag niet vergeten dat het uitgesneden stuk maar 1/9e van de totale plaat is.



Figuur 2.6: Ronde plaat met rond gat

2.5.1.3 Vlakke systemen

Bij een vlak systeem staan alle momenten als resultaten van een vectorieel product loodrecht op het vlak van de posities en de krachten. Die momenten hebben ook maar één component. Als men het vlak van posities en krachten als xy-vlak neemt, dan liggen de momenten volgens de z-as. De vergelijking (2) wordt dan zeer eenvoudig. Schrijft men de positievector met coördinaten (x,y) en de resultante met coördinaten (X,Y), dan wordt (2):

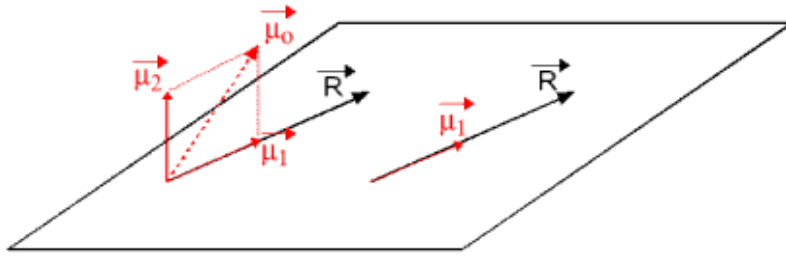
$$\mu_O = xY - yX$$

Dit is de vergelijking van een rechte, om redenen hoger uitgelegd. Men kan het snijpunt met de x-as vinden door $y = 0$ te stellen of het snijpunt met de y-as door $x = 0$ te stellen. Men kan het resultaat ook interpreteren als de positie waar men de resultante R moet plaatsen zodat ze daar een moment gelijk aan μ_O heeft t.o.v. de oorsprong. Dan is de resultante alleen in die positie equivalent met het systeem (R, μ_O) in de oorsprong.

2.5.1.4 Samenlopende krachten

Als de dragers van verscheidene krachten door één punt passeren, dan kan men dat punt kiezen als herleidingspunt. Daar geen enkele kracht een moment heeft t.o.v. dat punt, kan men in dat punt een equivalent systeem bouwen dat gewoon bestaat uit de som van alle krachten.

2.5.2 De schroefas



Figuur 2.7: Schroefas

Wanneer men de formule (1) bekijkt, dan ziet men dat de correctieterm $r_P \times \vec{R}$ loodrecht moet staan op $\vec{R}$. Wanneer men $\vec{\mu}_O$ kan splitsen in een component $\vec{\mu}_1$ evenwijdig aan $\vec{R}$ en een component $\vec{\mu}_2$ loodrecht op $\vec{R}$, dan kan alleen de laatste weggewerkt worden door naar een ander herleidingspunt over te gaan. Aan de component evenwijdig aan $\vec{R}$ zal nooit iets veranderen. Men kan $\vec{R}$

en de component $\vec{\mu}_1$ evenwijdig aan $\vec{R}$ beschouwen als **invarianten** van het systeem. Tezelfdertijd is dat ook de **minimale waarde van $\vec{\mu}_P$** . De drager van dat systeem noemt men de **schroefas**. Wanneer men een schroef indraait met een schroevendraaier, dan oefent de hand op die schroevendraaier een kracht en een moment uit die door evenwijdige vectoren voorgesteld worden. In het Engels denkt men eerder aan het indraaien van een bout want daar heet dit een systeem van krachten herleiden tot een "wrench".

Om de positie te vinden waarbij het systeem tot deze invarianten herleidt wordt zal men de evenwijdigheid van $\vec{\mu}_P$ en $\vec{R}$ uitdrukken als

$$\vec{\mu}_P = k \cdot \vec{R}$$

Wanneer men dit invult in (1) krijgt men als **vergelijking van de schroefas** :

$$k \cdot \vec{R} = \vec{\mu}_O - r_P \times \vec{R}$$

Wanneer men de onbekende positie schrijft met cartesische coördinaten (x,y,z) en de resultante met coördinaten (X,Y,Z) dan levert dit het stelsel:

$$\begin{aligned} k \cdot X &= \mu_{Ox} - yZ + zY \\ k \cdot Y &= \mu_{Oy} - zX + xZ \\ k \cdot Z &= \mu_{Oz} - xY + yX \end{aligned}$$

Dit is een systeem van 3 vergelijkingen in 4 onbekenden. De oplossing is dus een rechte. De normale oplossingsvolgorde is:

- k bepalen
- het moment bepalen als $k \cdot R$
- de gevonden k invullen in het systeem en hieruit 2 vergelijkingen in x, y en z halen. Dit zijn vergelijkingen van vlakken. De snijlijn van die vlakken vormt de schroefas.

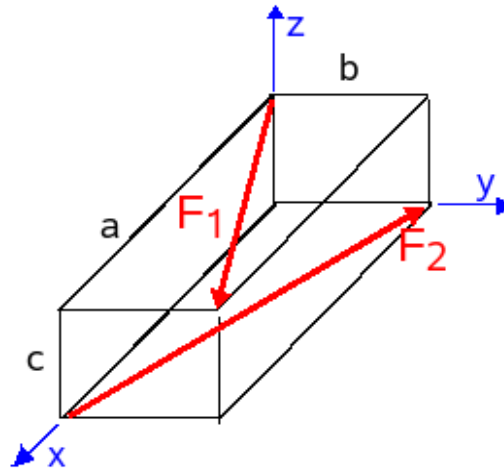
Voor $k > 0$ hebben resultanten en moment zelfde zin, voor $k < 0$ hebben ze tegengestelde zin.

Voorbeeld

Twee krachten zijn gelegen als in de figuur 2.8. Beide hebben grootte F.

Intuïtief kan men hier de schroefas vinden. Beide krachten hebben gelijke en tegengestelde componenten volgens de x-as. Die zullen dus een koppel vormen. De componenten volgens de z-as zijn evenwijdig en met zelfde zin. Die zullen de resultante leveren.

Om de vergelijking gemakkelijk te kunnen opstellen maakt men liefst een tabel met alle gegevens.



Figuur 2.8: Voorbeeld voor berekening van de schroefas

	x	y	z	F_x	F_y	F_z	M_x	M_y	M_z
F_1	0	0	c	$\frac{aF}{\sqrt{a^2+b^2}}$	$\frac{bF}{\sqrt{a^2+b^2}}$	0	$\frac{-cbF}{\sqrt{a^2+b^2}}$	$\frac{acF}{\sqrt{a^2+b^2}}$	0
F_2	a	0	0	$\frac{-aF}{\sqrt{a^2+b^2}}$	$\frac{bF}{\sqrt{a^2+b^2}}$	0	0	0	$\frac{abF}{\sqrt{a^2+b^2}}$

Optellen van de componenten van de krachten levert als resultante:

$$\vec{R} = (0, \frac{2bF}{\sqrt{a^2+b^2}}, 0)$$

Wanneer men, om de uitdrukkingen wat lichter te maken, stelt:

$$d = \sqrt{a^2+b^2}$$

dan worden de vergelijkingen voor de schroefas:

$$0 = \frac{-cbF}{d} + \frac{2bF}{d}z$$

$$\frac{2bF}{d}k = \frac{acF}{d}$$

$$0 = \frac{abF}{d} - \frac{2bF}{d}x$$

Uit de tweede vergelijking volgt dadelijk:

$$k = \frac{ac}{2b}$$

Hiermede krijgt men voor het moment van de schroefas:

$$\vec{\mu} = k \cdot \vec{R} = (0, \frac{ac}{2b} \cdot \frac{2bF}{\sqrt{a^2+b^2}}, 0) = (0, \frac{acF}{\sqrt{a^2+b^2}}, 0)$$

Dit invullen in de eerste en laatste vergelijking levert:

$$z = c/2$$

$$x = a/2$$

Het eerste resultaat is een vlak loodrecht op de z-as, het tweede een vlak loodrecht op de x-as beide door het midden van de balk. De snijlijn is een lijn evenwijdig aan de y-as door het midden van de balk. Dat is de positie van de schroefas.

2.6 Nawoord

Op het einde van de inleiding werd reeds gesteld dat de theorie veel breder toepasselijk is dan alleen op krachten, nl. op alle vectorsystemen waarbij men gebruik maakt van de som van die vectoren en van de som van hun momenten t.o.v. een punt of as. In het Frans noemt men zo'n systeem "torseur"¹ (niet te verwarren met "tenseur" = tensor), in het Duits spreekt men van "Dyname"², in het Engels spreekt van "wrench" (zie "Screw theory"³). De krachten en hun momenten t.o.v. een punt vormen zo een systeem, maar ook impuls en impulsmoment, rotaties en lineaire snelheden als gevolg hiervan. Deze laatsten worden immers ook via een vectorieel product van rotatievector en positievector berekend (zie Kinematica, 5.4.3 Samenstellen van rotaties).

De verplaatsingsformule kan daarbij dikwijls nuttig gebruikt worden. Het impulsmoment van een vrij bewegend voorwerp t.o.v. een ander punt dan het massacentrum, kan ermee berekend worden. Zie Voorwerpendynamica, Het massacentrum, impulsmoment van een vrij bewegend voorwerp (7.1.5). Zie ook bv. het voorbeeld van de draaiende balk, waarbij de momenten opgeschreven worden t.o.v. een hoekpunt in Voorwerpendynamica, algemene rotatie, hoofdtraagheidsassen (7.3.6). De verplaatsingsformule laat ook toe om de momentenvergelijking op te schrijven t.o.v. een ander punt dan het massacentrum. Zie rotatie rond as met vaste richting, basiswet (7.2.3), de opmerking aan het einde van de paragraaf.

Het is eigenaardig dat deze theorie in haar algemeenheid reeds meer dan 50 jaar in zowat alle Franse handboeken staat (zie bv. [gruber]), ook vrij frequent voorkomt in de Duitse maar niet echt systematisch uitgewerkt wordt in de gewone Engelstalige handboeken.

¹<http://fr.wikipedia.org/wiki/Torseur>

²<http://de.wikipedia.org/wiki/Dyname>

³http://en.wikipedia.org/wiki/Screw_theory

Hoofdstuk 3

Statica I : De vectoriële methode

Inhoudsopgave

3.1 Inleiding	37
3.2 Evenwicht van een enkelvoudig onvervormbaar voorwerp	38
3.2.1 De evenwichtsvoorwaarde	38
3.2.2 Praktische uitwerking	39
3.2.2.1 Voorbeeld	39
3.3 Vrijheidsgraden en verbindingen	40
3.3.1 Ideale staaf	42
3.3.2 Strikte evenwichtsvoorwaarden	42
3.4 Isostatisch, hyperstatisch en hypostatisch systeem	42
3.4.1 Voorbeelden	43
3.5 Evenwicht van samengestelde voorwerpen	44
3.5.1 Samengesteld systeem, geheel onvervormbaar	44
3.5.1.1 De vergelijkingen	46
3.5.2 Samengesteld systeem, geheel vervormbaar	47
3.5.2.1 De vergelijkingen	47
3.5.3 Meervoudige contacten	48
3.6 Vakwerken	50
3.6.1 Definitie	50
3.6.2 Berekening	52
3.7 Continu vervormbare media	53
3.7.1 Kettingen en kabels	53
3.7.1.1 Hangbrug	54
3.7.1.2 Doorhangende kabel	55
3.7.2 Doorbuiging van een balk	56
3.7.2.1 De Euler-Bernouillivergelijking	56
3.7.2.2 Ingeklemd balk	58
3.8 Referenties	59

3.1 Inleiding

De **statica** is de studie van de voorwaarden die nodig zijn opdat een voorwerp of een structuur in rust zou blijven. Voor een onvervormbaar voorwerp is vereist dat de versnelling en de hoekversnelling van het voorwerp beide nul zijn. Het is in feite een speciaal geval van de wet van Newton (6.2) en de rotatiewet (7.2.3)), namelijk een toestand waarbij de lineaire versnelling en de hoekversnelling beide nul zijn. Het is de gewoonte om de statica voor de dynamica te geven. Toch is het interessanter om eerst de hoofdstukken over elementaire dynamica en het eerste deel van de dynamica van voorwerpen (tot en met Rotatie rond as met vaste richting) door te nemen. Daardoor heeft men een veel beter idee van krachten en momenten en van de funderingen van de statica.

De voorwaarden voor statisch evenwicht kan men formuleren als:

- $\sum_i \vec{F}_i = 0$
- $\sum_i \vec{r}_{Pi} \times \vec{F}_i = 0$

met $\vec{F}_i$ de op het voorwerp of de structuur werkende krachten, P een willekeurig stilstaand punt (zie infra) en $\vec{r}_{Pi}$ de positievector van P naar het aangrijpingspunt van de kracht $\vec{F}_i$.

Dit is de **vectoriële benadering**. Voor een driedimensionaal systeem komen beide vectoriële vergelijkingen overeen met drie scalaire vergelijkingen. Bij een tweedimensionaal systeem leidt de eerste voorwaarde tot twee scalaire vergelijkingen. De momenten liggen dan allen volgens een as loodrecht op het vlak van de krachten en de posities. De momentenvoorwaarde leidt dan tot één scalaire vergelijking. Het tweedimensionale geval is dus veel eenvoudiger dan het driedimensionale. Bij een samengesteld systeem kan men met deze aanpak alle inwendige krachten tussen de onderdelen uitrekenen. Daarvoor moet het systeem opgesplitst worden in zijn onderdelen en moeten de evenwichtsvergelijkingen voor elk onderdeel opgeschreven worden.

Er is echter ook een andere benadering mogelijk. Deze vertrekt van het idee dat een versnelling van het systeem ook een toename of afname van de kinetische energie betekent. Dat kan alleen via een toevoer of afvoer van energie door de aangrijpende krachten. Geen versnelling betekent dus geen toevoer of afname van energie. Deze benadering leidt tot de methode van de virtuele arbeid (4.1). De energievergelijkingen zijn scalaire vergelijkingen. Daarom wordt deze methode soms de **scalaire methode** genoemd.

Met deze methode kunnen maar een beperkt aantal uitwendige krachten berekend worden. Ze is echter bijzonder geschikt om bij een complex mechanisme een verband te leggen tussen krachten op twee of meer punten van het systeem. Bij deze methode wordt het systeem een beetje bekeken als een *black box*. Men oefent er op één plaats een kracht op uit en de methode laat toe uit te rekenen welke kracht men op een andere plaats moet uitoefenen voor evenwicht, zonder dat men alle inwendige krachten moet berekenen. Zie bv. het **voorbeeld van de ruitvormige krik** (4.9.2) aan het einde het betrokken hoofdstuk. Ook laat de methode toe op een meer automatische manier de evenwichtsvergelijkingen op te stellen. Ze vormt de aanloop naar de methode van Lagrange (hoofdstuk 8), die de dynamische situatie (met lineaire en hoekversnelling) zal behandelen.

3.2 Evenwicht van een enkelvoudig onvervormbaar voorwerp

3.2.1 De evenwichtsvoorwaarde

De beweging van een onvervormbaar voorwerp kan altijd beschreven worden als een beweging van het massacentrum en een beweging t.o.v. het massacentrum. Voor een onvervormbaar voorwerp kan deze laatste beweging alleen maar een rotatie zijn. Een onvervormbaar voorwerp zal in rust zijn als het massacentrum niet beweegt en er geen rotatie is rond het massacentrum. Als er geen krachten werken op een voorwerp, zal het massacentrum zijn bewegingstoestand behouden, d.i. het zal in rust blijven of rechtlijnig verder bewegen met constante snelheid. Iets analoogs geldt voor de roatiebeweging. De voorwaarden die men formuleert opdat een voorwerp in rust zou blijven onderstellen in feite dat het voorwerp bij het aangrijpen van de gegeven krachten in rust is en zonder rotatie. In het hoofdstuk over de dynamica van voorwerpen wordt aangetoond dat

- $\sum_i \vec{F}_i = 0$ nodig is opdat het massacentrum geen versnelling zou krijgen en het voorwerp dus in rust zou blijven;
- $\sum_i \vec{r}_{Ci} \times \vec{F}_i = 0$ nodig is opdat het voorwerp geen hoekversnelling rond een as door het massacentrum zou krijgen en dus niet in rotatie zou komen. Hierbij is $\vec{r}_{Ci}$ de positievector van het aangrijpingspunt van de i-de kracht t.o.v. het massacentrum.

Wanneer het voorwerp in rust is, dan is het massacentrum een stilstaand punt. Als men het moment van de krachten uitrekent t.o.v. een ander stilstaand punt P, dan bestaat er een verband tussen beide momenten dat gegeven wordt door de verplaatsingsformule 2.2:

$$\vec{\mu}_P = \vec{\mu}_C + \vec{PC} \times \sum_i \vec{F}_i$$

Bij rust eist men echter dat de som van de krachten = 0 is, zodat het moment van alle krachten **hetzelfde zal zijn t.o.v. om het even welk punt**. Men kan dit moment dus ook uitrekenen t.o.v. de oorsprong van het assenkruis en men mag deze oorsprong om het even waar kiezen. Meestal wordt de **evenwichtsvoorwaarde** dan ook geformuleerd als:

- $\sum_i \vec{F}_i = 0$
- $\vec{\mu}_o = \sum_i \vec{r}_i \times \vec{F}_i = 0$

3.2.2 Praktische uitwerking

Het kan goed zijn om eens de tekst te herlezen over het vectorieel product en over de manieren om een moment uit te rekenen in het eerste hoofdstuk, in de topic Elementaire bewerkingen met vectoren (1.2).

In de praktijk moet men deze vergelijkingen projecteren op assen vooraleer men getallen kan invullen. Voor een driedimensionaal probleem levert elke voorwaarde 3 scalaire vergelijkingen, bv. door te projecteren op cartesische assen. De componenten van de kracht F_i worden daarbij geschreven met hoofdletters als X_i , Y_i en Z_i en de coördinaten van het aangrijpingspunt met kleine letters als x_i , y_i en z_i . Men krijgt dan:

- som van de krachten = 0 levert:

- $\sum X_i = 0$
- $\sum Y_i = 0$
- $\sum Z_i = 0$

- som van de momenten = 0 levert:

- $\sum y_i \cdot Z_i - z_i \cdot Y_i = 0$
- $\sum z_i \cdot X_i - x_i \cdot Z_i = 0$
- $\sum x_i \cdot Y_i - y_i \cdot X_i = 0$

Voor een **tweedimensionaal** probleem blijven er maar 3 vergelijkingen over:

- $\sum X_i = 0$
- $\sum Y_i = 0$
- $\sum x_i \cdot Y_i - y_i \cdot X_i = 0$

3.2.2.1 Voorbeeld

Een balk met gewicht G en lengte l is m.b.v. een scharnier en een kabel opgehangen onder een hoek van 30° met de horizontale. De kabel is onder een hoek van 60° met de verticale gespannen. Bereken de krachten in het scharnier en in de kabel.

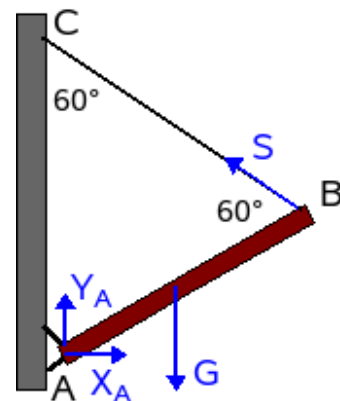
Om dit probleem op te lossen moet men **de balk** bekijken en **alle krachten die op de balk werken**. Normaal raadt men aan om de balk afzonderlijk te tekenen, los van zijn omgeving. De situatie hier is echter nog eenvoudig genoeg om het bij één figuur te laten.

Uit de beschrijving blijkt dat de driehoek ABC gelijkzijdig is. De kracht in A heeft 2 componenten: X_A en Y_A . De spanning in het touw moet volgens het touw liggen (wordt later nog verklaard). Dit levert een schets op als op de figuur 3.1. Er blijken 3 onbekenden in het probleem te zitten en men kan ook juist 3 vergelijkingen opschrijven. Het probleem is dus eenduidig bepaald.

De vergelijkingen worden

$$X_A - S \cdot \cos 30^\circ = 0$$

$$Y_A + S \cdot \sin 30^\circ - G = 0$$



Figuur 3.1: Schuin opgehangen balk

De momentenvergelijking wordt opgeschreven t.o.v. het punt A omdat dan de onbekende krachten in A niet voorkomen in die vergelijking. Men kan zo een vergelijking in één onbekende, nl. S, opstellen, die onmiddellijk kan opgelost worden:

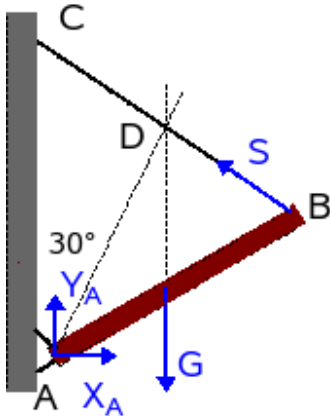
$$S \cdot l \cdot \cos 30^\circ - G \cdot \frac{l}{2} \cdot \cos 30^\circ = 0$$

Uit de laatste vergelijking volgt: $S = G/2$

Invullen in de vorige vergelijkingen levert:

$$X_A = \sqrt{3}G/4$$

$$Y_A = 3G/4$$



Figuur 3.2: 3 samenlopende krachten

Wanneer er slechts **3 krachten** in het spel zijn, eist de momentenvergelijking feitelijk dat de dragers van **die 3 krachten door één punt gaan**. Het gewicht en de spanning S snijden elkaar in het punt D (figuur (3.2)). T.o.v. D hebben zij dus geen moment. Als men de kracht in A niet in componenten uittekent maar als één kracht R_A en men berekent het moment van alle krachten t.o.v. D, dan mag R_A geen moment hebben t.o.v. D opdat de som van alle momenten 0 zou zijn. Ook R_A moet dus door D passeren. Op basis van een klein beetje meetkunde kan men zien dat R_A dan onder een hoek van 30° met de verticale moet liggen. Men kan controleren dat de oplossing hieraan beantwoordt:

$$\arctan \frac{X_A}{Y_A} = \arctan \frac{\sqrt{3}G/4}{3G/4} = \arctan \frac{1}{\sqrt{3}} = 30^\circ$$

De enige mogelijkheid dat de 3 krachten niet door één punt gaan is dat ze alle drie evenwijdig zijn. Men kan dan stellen dat het snijpunt op oneindig ligt.

3.3 Vrijheidsgraden en verbindingen

Een voorwerp waarvan de beweging aan geen enkele beperking onderworpen is, kan een willekeurige translatie en rotatie uitvoeren. Beide kunnen voorgesteld worden door een vector, die in onze reële wereld kan beschreven worden m.b.v. 3 basisvectoren. Men zegt daarom dat een vrij bewegend voorwerp **3 vrijheidsgraden van translatie** heeft en **3 vrijheidsgraden van rotatie**.

Meestal is elk voorwerp wel ergens in contact met een ander voorwerp. Dat contact belet dan sommige bewegingen, schakelt sommige vrijheidsgraden uit. Wanneer een voorwerp bv. op het horizontale oppervlak van een tafel moet blijven, dan heeft het nog 2 vrijheidsgraden van translatie. De vrijheid om in verticale richting te bewegen is weggenomen. Het uitschakelen van die vrijheidsgraad vraagt een kracht vanwege de tafel op het voorwerp. Men noemt dit een **verbindingskracht**. Meestal worden deze verbindingskrachten ook gezien als **reacties** die optreden doordat sommige actiekrachten het voorwerp willen laten bewegen in de richting van de verboden vrijheidsgraad (in dit geval is die actiekracht het gewicht). Rotaties kunnen belet worden door een moment.

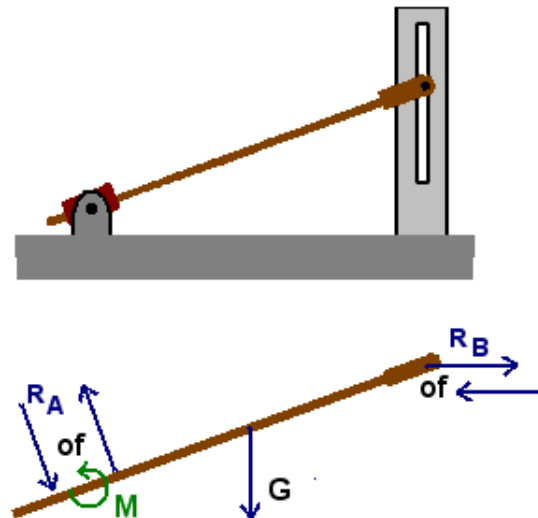
Opdat men geen overbodige onbekenden zou invoeren is het belangrijk dat men goed weet welke verbindings- of reactiekrachten er horen bij elk type verbinding.

- vrij contact

een punt van het voorwerp wordt verplicht langs een vlak of lijn of in een gleuf te bewegen. De beweging loodrecht op dat vlak of lijn of gleuf is verboden. De verbindingskracht zal loodrecht op dat vlak of lijn of gleuf staan. De richting is dus bekend, alleen de grootte niet. Dit vormt dus 1 onbekende. (Voor de mof: zie verder bij inklemming)

Wanneer een voorwerp op een vlak rust maar er af kan genomen worden, dan zal voor evenwicht nog nodig zijn dat de verbindingskracht naar het voorwerp wijst, d.i. een druk is tegen het voorwerp (en het voorwerp drukt dan ook tegen het vlak). Voor een pin in een gleuf zal men normaal onderstellen dat maar één van beide kanten van de gleuf in contact is met de pin en dat dus maar één van beide kanten een druk uitoefent op de pin.

Ook de roloplegging, zoals gebruikelijk in steunpunten van bruggen, is een vorm van vrij contact.



Figuur 3.3: voorbeeld van vrije contacten

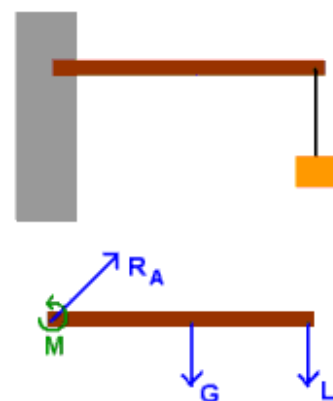
- Scharnier

Men moet hier zien wat er door de constructie van het scharnier belet en wat toegelaten wordt. Een klassieke scharnier, zoals bij een deur bv., laat de rotatie toe rond de as van de scharnieren maar belet elke translatie. Rotatie toelaten betekent dat er geen moment kan overgebracht worden volgens de rotatieas.

- Voor een driedimensionaal probleem zal men 3 verbindingskrachten moeten invoeren en in principe ook 2 momenten. Wanneer een voorwerp met meerdere scharnieren bevestigd is, kan men onderstellen dat die momenten geleverd worden door de verbindingskrachten die op een zekere afstand van elkaar aangrijpen. Bij een bolscharnier is er natuurlijk alleen een reactiekracht met 3 componenten, omdat een rotatie in elke richting mogelijk blijft.
- Voor een tweedimensionaal probleem zal men alleen een verbindingskracht met 2 componenten moeten invoeren, zoals in het voorbeeld hierboven (fig.3.1). Dit levert dus 2 onbekenden voor de vergelijkingen.

- Inklemming

Een inklemming belet een translatie en rotatie van het verbindingspunt. Een inklemming onderstelt een zeker contactoppervlak met de omgeving, waardoor de krachten over een zekere afstand ingrijpen en zo een moment kunnen uitoefenen. Voor de eenvoud van de zaak wordt een inklemming meestal als een verbinding in één punt beschouwd en worden de momenten afzonderlijk ingevoerd. In drie dimensies zal men dus een reactiekracht en een moment met telkens 3 componenten moeten invoeren. In twee dimensies wordt dit een reactiekracht met 2 componenten en 1 moment. Die momentvector staat loodrecht op het vlak van de tekening en is dus moeilijk weer te geven. Hij wordt daarom meestal aangeduid door een gekromde pijl, die een rotatie suggereert in de richting waarin het moment een rotatie zou verwekken. Hierbij speelt de regel van de rechtse schroef. Als het pijltje een rotatie in wijzerzin voorstelt, dan is de momentvector van de toeschouwer weg gericht en omgekeerd.



Figuur 3.4: Inklemming

Een staaf die door een **mof** glijdt is een combinatie van een vrij contact met anderzijds het element van contact over een zeker oppervlak zoals bij de inklemming. Er zal dus een reactiekracht loodrecht op de mof en een moment moeten ingevoerd worden.

- Touw

Een touw kan alleen trekken in de richting van het touw (met uitzondering van sommige fakirstouwen). Men moet dus één onbekende trekkracht in de richting van het touw invoeren.

3.3.1 Ideale staaf

Wanneer men een staaf heeft die in **slechts 2 punten** verbonden is met een voorwerp en waarvan het **eigen gewicht verwaarloosbaar** is t.o.v. de krachten die optreden in die verbindingen, dan kan men door toepassen van de evenwichtsvergelijkingen gemakkelijk aantonen dat de verbindingskrachten in die contactpunten even groot maar tegengesteld moeten zijn (uit de eis $\sum F = 0$) en dat ze in elkaars verlengde moeten liggen (om te voldoen aan $\sum M = 0$). Ze schijnen als het ware een actie-reactiekoppel te vormen. Men zal normaal geen vergelijkingen opschrijven voor zo'n staaf, maar de kracht in die staaf berekenen uit het evenwicht van de voorwerpen waarmee ze in contact is. Bemerkt echter wel dat het moet gaan om puntvormige contacten, d.i. vrij contact of scharnier, met de andere voorwerpen, niet om een inklemming. Voorbeelden van ideale staven vindt men in de voorbeelden van verschillende systemen hieronder.

3.3.2 Strikte evenwichtsvoorwaarden

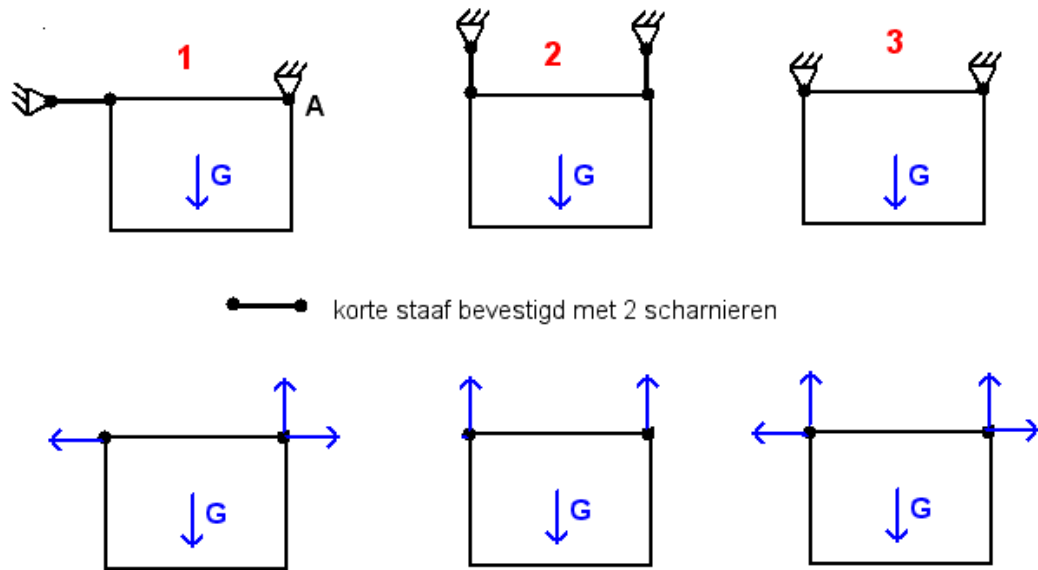
Soms worden door de verbindingskrachten niet alle vrijheidsgraden uitgeschakeld. Denk bv. aan een deur die open staat. De scharnieren houden de deur op haar plaats maar beletten geen rotatie rond de as van de scharnieren. Opdat de deur onbeweeglijk zou blijven moet de som van de momenten van de uitwendige krachten t.o.v. die as 0 zijn. In de vergelijking die dat uitdrukt zullen geen verbindingskrachten voorkomen maar alleen actieve krachten. Dit soort vergelijkingen, waarin **alleen eisen gesteld worden aan de actieve krachten**, noemt men ook wel de **strikte of eigenlijke evenwichtsvoorwaarden**.

3.4 Isostatisch, hyperstatisch en hypostatisch systeem

Als het aantal onbekenden (= componenten van onbekende verbindingskrachten of momenten) dat optreedt in een probleem precies overeenkomt met het aantal vergelijkingen dat men kan opschrijven, dan heeft men een **goed bepaald of isostatisch systeem**. Deze benaming gaat echter uit van een wiskundige kijk op de zaak en betekent niet dat het evenwicht van het systeem dan echt mogelijk is. Het kan nl. nog zo zijn dat de beschikbare verbindingskrachten op de verkeerde plaatsen aangrijpen of in de verkeerde richting werken. Zie voorbeeld 1 in fig. 3.5.

Wanneer een systeem minder onbekenden heeft dan vergelijkingen dan is het een **onmogelijk of hypostatisch systeem**. In de praktijk zijn vele van die systemen perfect in evenwicht, nl. voorwerpen die alleen onder invloed zijn van het gewicht en die door verticale reacties in evenwicht gehouden worden (voorbeeld 2 van 3.5). Zolang er geen zijdelingse krachten op die voorwerpen werken is er ook geen zijdelingse reactie nodig. De projectie van alle krachten op een horizontale bevat gewoon niets en is dus een schijnbaar overbodige vergelijking.

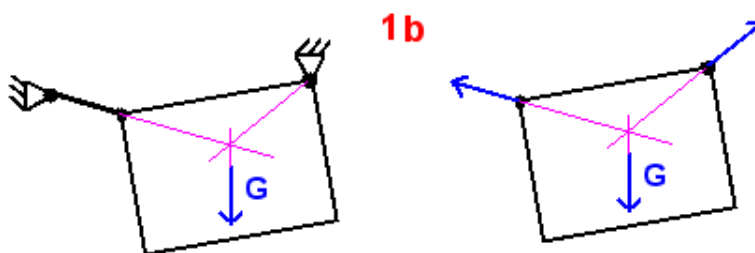
Wanneer er meer onbekenden zijn dan vergelijkingen dan heeft men een **onbepaald of hyperstatisch systeem**. In feite is elke tafel of elke stoel met vier poten zo'n hyperstatisch systeem. Alleen een driepikkel is een isostatisch systeem. Men kan in zo'n geval, met de basisvergelijkingen van de statica, niet correct uitrekenen hoe de nodige reactiekracht zich zal verdelen over de aanwezige verbindingen. Er zit een onbepaaldheid in de verdeling van de krachten over de verbindingen. Men kan dikwijls een beroep doen op de elasticiteit van de contactpunten of van het systeem zelf om toch tot een verdeling van de krachten te komen. De elasticiteit van de ophanging van een auto zorgt er bv. voor dat elk wiel in contact blijft met der grond, zelfs als er één wiel op de stoep staat en de drie andere op de rijweg. Als een tafel op een beetje losse grond staat, dan zal de ene poot wat dieper in de grond zakken dan de andere tot er evenwicht is. Een balk op drie steunpunten die niet perfect collineair zijn zal zich zo vervormen dat de balk toch op de drie steunpunten steunt (voor zover het hoogteverschil niet te groot is).



Figuur 3.5: Voorbeelden

3.4.1 Voorbeelden

Figuur 3.5 geeft een reeks mogelijke situaties. Voorbeeld 1: in theorie isostatisch, maar toch onmogelijk evenwicht. Als men het moment berekent t.o.v. het punt A, dan blijken alle verbindingskrachten door dit punt te gaan en dus geen moment te hebben t.o.v. dit punt. Het gewicht heeft echter wel een moment. Er is dus niet voldaan aan de momentenvergelijking en het voorwerp zal beginnen draaien rond A. Zodra de staafverbinding schuin ligt is er wel evenwicht mogelijk. Dan kunnen immers alle krachten door 1 punt gaan (voorbeeld 1b). Bemerkt dat er voor de schuine stand een langere staaf nodig is dan voor de horizontale stand van de staaf.



Figuur 3.6: Isostatisch systeem

Voorbeeld 2: een onmogelijk systeem want slechts 2 reactiekrachten, in feite perfect in evenwicht. Als er geen horizontale actiekracht is, is er ook geen horizontale reactie nodig.

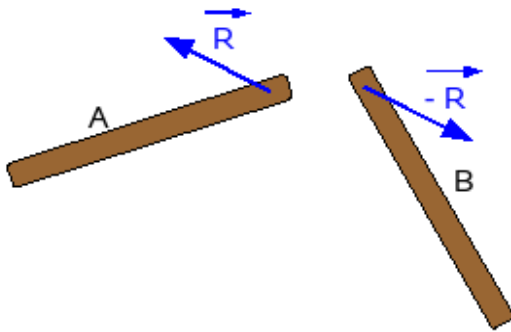
Voorbeeld 3: een hyperstatisch systeem. In elk scharnier moeten 2 onbekende reacties ingevoerd worden. De projectie op een horizontale zegt dat er twee gelijke maar tegengestelde horizontale krachten moeten zijn in de bevestigingspunten, maar zegt niets over de grootte ervan. Als de afstand tussen de bevestigingspunten perfect overeenkomt met de afstand tussen de gaten in de plaat, dan zijn die krachten $= 0$. Als dat niet het geval is, introduceert men een spanning of druk in de plaat. De grootte hiervan heeft niets te maken met de formules van de statica.

3.5 Evenwicht van samengestelde voorwerpen

Samengestelde voorwerpen bestaan in drie categorieën:

- De samenstellende delen zijn onvervormbaar en ook het geheel is onvervormbaar.
- De samenstellende delen zijn onvervormbaar maar het geheel is vervormbaar.
- Continu vervormbare systemen zoals kettingen en kabels of een doorbuigende balk..

Het basisprincipe is dat voor evenwicht van het geheel **elk onderdeel afzonderlijk in evenwicht moet zijn**. Men moet dus de evenwichtsvoorwaarden, zoals die hoger gezien werden voor een onvervormbaar voorwerp, op elk van de onderdelen toepassen. Daarvoor zal men het voorwerp uit elkaar moeten halen, zodat duidelijk is over welk onderdeel men spreekt en wat de interacties zijn tussen die onderdelen.

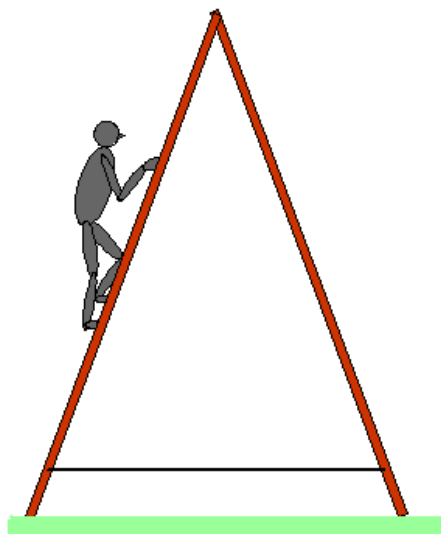


Figuur 3.7: Actie en reactie in een scharnier

Belangrijk is dat men bij het aanduiden van de krachten tussen de onderdelen erop let dat **de actie-reactiewet gerespecteerd wordt**. Als balk A een kracht uitoefent op balk B, dan zal balk B een gelijke maar tegengesteld gerichte kracht uitoefenen op balk A. Eén van die krachten zal men een minteken meegeven, de andere zou in theorie een plusteken moeten krijgen maar dat wordt normaal niet geschreven. Op die manier worden er dus geen 2 onbekende krachten ingevoerd, maar slechts één. Ook voor de projecties geldt dat elke projectie eenmaal als positief en eenmaal als negatief zal moeten voorkomen in de vergelijkingen. Als men de som maakt over het geheel, moeten de inwendige krachten immers tegen elkaar wegval- len.

Bemerk dat in de vectoriële notatie het plus- of minteken geen enkele aanduiding geeft over de richting van de betrokken vector. Het minteken zegt alleen dat er nog een even grote maar tegengestelde kracht voorkomt in het systeem.

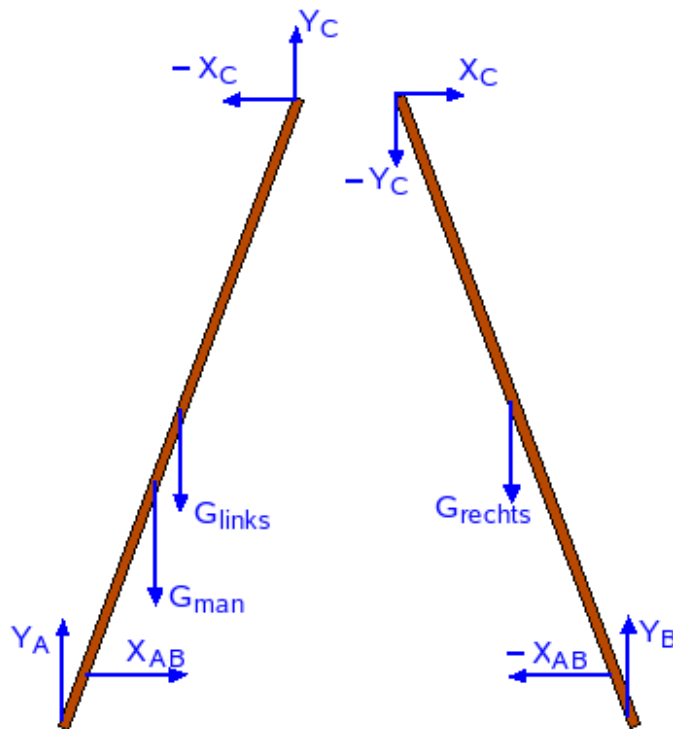
3.5.1 Samengesteld systeem, geheel onvervormbaar



Figuur 3.8: Man op ladder

Als voorbeeld wordt een trapladder beschouwd (zie figuur). Als er tussen de onderste treden een staaf bevestigd is, dan is het geheel onvervormbaar. Deze ladder zou men ook op glad ijs kunnen plaatsen

zonder risico dat men tegen het ijs slaat. Bij het uit elkaar halen werd voor de belasting door de man beroep gedaan op de stelling dat men een kracht mag verschuiven over zijn drager om zo tot een equivalente beschrijving te komen (zie het hoofdstuk over "gelijkwaardige vectorsystemen" 2.1). Op die manier kunnen we het gewicht van de man laten aangrijpen op de ladder op een afstand d van de grond.



Figuur 3.9: Man op ladder: onderdelen

Er worden geen vergelijkingen opgeschreven voor de ideale staaf tussen de treden (figuur 3.9). Men weet immers vooraf waartoe die zouden leiden (zie hierboven 3.3.1). Er worden tegengestelde krachten opgeschreven werkend op de linker- en rechterhelft van de ladder. In feite zijn die tegengestelde krachten het resultaat van driemaal even groot en tegengesteld:

- tussen linkerhelft van de ladder en de staaf op basis van de actie-reactiewet;
- tussen beide uiteinden van de staaf op basis van wat hierboven gezegd werd over krachten op een ideale staaf;
- tussen ideale staaf en rechterhelft van de ladder opnieuw volgens de actie-reactiewet.

Voor elk onderdeel moeten de evenwichtsvergelijkingen opgeschreven worden. Voor dit tweedimensionaal voorbeeld met 2 onderdelen levert dit 2×3 vergelijkingen = 6 vergelijkingen. Wanneer het systeem in zijn geheel onvervormbaar is, kan men ook op het geheel de evenwichtsvoorwaarden toepassen. Als krachten heeft men dan alleen de gewichten en de 2 verticale reacties in de steunpunten onderaan de ladder (zolang de ladder op een horizontaal vlak staat, anders moet er een zijdelingse reactie bijkomen in minstens één van de steunpunten). Als men het stelsel van vergelijkingen met de hand moet oplossen, biedt dit evenwicht van het geheel een mogelijkheid om het stelsel op te splitsen in een reeks kleinere stelsels, die met de hand veel gemakkelijker op te lossen zijn dan het grote stelsel. Hier zou men twee stelsel van drie vergelijkingen bekomen. De vergelijkingen voor het evenwicht van het geheel vormen een stelsel afhankelijke vergelijkingen. Ze kunnen rechtstreeks opgeschreven worden of gevonden worden door de de projecties volgens elke as lid aan lid op te tellen. Na het invullen van de gevonden oplossingen in het grote stelsel heeft men dan een stelsel met drie onafhankelijke vergelijkingen minder. Hier kan men uit het evenwicht van het geheel de reactiekrachten in de steunpunten met de grond berekenen. Er blijven dan nog 3 onbekenden, X_{AB} , X_C , Y_C , waarvoor nog juist 3 vergelijkingen nodig zijn. De vergelijkingen voor één der delen kunnen hiervoor dienen.

3.5.1.1 De vergelijkingen

Zij l de lengte van elk deel van de ladder, d_{st} de lengte van de grond tot het aangrijpingspunt van de staaf en d_m de lengte van de grond tot het aangrijpingspunt van het gewicht van de man, beide langs de ladder gemeten. Men onderstelt dat het zwaartepunt van de ladder op halve hoogte ligt.

Voor de linkse helft:

- som van de krachten = 0:

$$\sum X_i = -X_C + X_{AB} = 0$$

$$\sum Y_i = Y_A + Y_C - G_m - G_L = 0$$
- som van de momenten t.o.v. A = 0 (positief gerekend in tegenwijzerzin):

$$\sum M_i = -X_{AB} \cdot d_{st} \cdot \sin \alpha - G_m \cdot d_m \cdot \cos \alpha - G_L \cdot (l/2) \cdot \cos \alpha + X_C \cdot l \cdot \sin \alpha + Y_C \cdot l \cdot \cos \alpha = 0$$

Dit vorm een stelsel van 3 vergelijkingen in 4 onbekenden. Dus nog niet oplosbaar.

Voor de rechtse helft:

- som van de krachten = 0:

$$\sum X_i = -X_{AB} + X_C = 0$$

$$\sum Y_i = Y_B - Y_C - G_R = 0$$
- som van de momenten t.o.v. B = 0 (positief gerekend in tegenwijzerzin):

$$\sum M_i = X_{AB} \cdot d_{st} \cdot \sin \alpha + G_R \cdot (l/2) \cdot \cos \alpha - X_C \cdot l \cdot \sin \alpha + Y_C \cdot l \cdot \cos \alpha = 0$$

Dit vorm ook een stelsel van 3 vergelijkingen in 4 onbekenden, ook niet afzonderlijk oplosbaar.

Alle vergelijkingen samen vormen echter een stelsel van 6 vergelijkingen in 5 onbekenden: Y_A , X_{AB} , X_C , Y_C , Y_B . De ontbrekende onbekende is een zijdelingse reactie in één van de steunpunten, die hier niet nodig is.

Omdat het geheel onvervormbaar is, moeten de vergelijkingen voor het geheel afzonderlijk oplosbaar zijn:

- som van de krachten = 0:

$$\sum X_i = 0 : \text{dit is een lege vergelijking.}$$

$$\sum Y_i = Y_A + Y_B - G_m - G_L - G_R = 0$$
- som van de momenten t.o.v. A = 0 (positief gerekend in tegenwijzerzin):

$$\sum M_i = -G_m \cdot d_m \cdot \cos \alpha - G_L \cdot (l/2) \cdot \cos \alpha - G_R \cdot (3l/2) \cdot \cos \alpha + Y_B \cdot 2l \cdot \cos \alpha = 0$$

Dit vorm een stelsel van 2 vergelijkingen in 2 onbekenden: Y_A en Y_B . Deze laatste kan ogenblikkelijk uit de momentenvergelijking gehaald worden als:

$$Y_B = \frac{2 \cdot G_m \cdot d_m + G_L \cdot l + G_R \cdot 3l}{4l}$$

Men kan de vergelijkingen voor het linkse en rechtse deel ook lid aan lid optellen om het evenwicht van het geheel te bekomen. Voor de momentenvergelijking is er echter een probleem omdat de momenten t.o.v. verschillende punten opgeschreven werden. Als men de momentenvergelijking voor het rechtse deel ook opschrijft t.o.v. A dan krijgt men:

$$\sum M_i = X_{AB} \cdot d_{st} \cdot \sin \alpha - G_R \cdot (3l/2) \cdot \cos \alpha - X_C \cdot l \cdot \sin \alpha - Y_C \cdot l \cdot \cos \alpha + Y_B \cdot 2l \cdot \cos \alpha = 0$$

Als men dit optelt bij de momentenvergelijking voor het linkse deel krijgt men ook de vorige momentenvergelijking.

Numeriek voorbeeld

Als men volgende waarden als gegeven invult:

$$\begin{aligned} G_{\text{man}} &= 800 \text{ N} \\ G_L &= G_R = 100 \text{ N} \\ d_{st} &= 0,3 \text{ m} \\ d_{\text{man}} &= 1 \text{ m} \\ l &= 2,5 \text{ m} \\ \text{afstand tussen A en B} &= 2 \text{ m} \end{aligned}$$

dan krijgt men volgende numerieke oplossingen, in volgorde van de berekening:

de hoek van de ladder met de horizontale: $66^{\circ}25'$

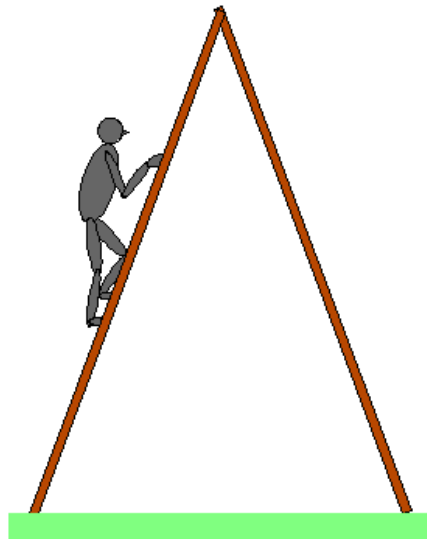
$$Y_B = 260 \text{ N}$$

$$Y_A = 740 \text{ N}$$

$$Y_C = 160 \text{ N}$$

$$X_C = X_{AB} = 104,15 \text{ N}$$

3.5.2 Samengesteld systeem, geheel vervormbaar



Figuur 3.10: Man op ladder - 2

Neemt men bij vorig voorbeeld de staaf tussen de treden weg, dan bekomt men een systeem dat op zijn geheel vervormbaar is. Er zijn nu in de steunpunten zijdelingse reacties nodig om te beletten dat die zouden wegschuiven. Het grote verschil is nu dat men bij het toepassen van de evenwichtsvoorwaarden voor het geheel, niet meer een stelsel heeft dat op zichzelf oplosbaar is. In dit geval zit men met 3 vergelijkingen in 4 onbekenden: X_A , Y_A , X_B en Y_B (zie figuur 3.11). In vele gevallen kan men echter toch nog de momentenvergelijking voor het geheel opschrijven als een vergelijking in één onbekende, die ogenblikkelijk op te lossen is en zo een vertrekpunt kan vormen voor het handmatig oplossen van het stelsel. In dit geval kan men bv. de momentenvergelijking voor het geheel opschrijven t.o.v. het punt A of B. Dat zal een vergelijking leveren waarin resp. alleen Y_B of alleen Y_A voorkomt als onbekende. Als men zo bv. Y_B bepaald heeft, vormen de vergelijkingen voor het rechtse deel een stelsel van 3 vergelijkingen in 3 onbekenden dat op zich op te lossen is. Dan heeft men uiteindelijk nog 2 vergelijkingen nodig van het linkse deel om X_A en Y_A te bepalen. Als men alles in de computer kan steken, dan is dit geval niet moeilijker dan het vorige.

3.5.2.1 De vergelijkingen

Zij l opnieuw de lengte van elk deel van de ladder, d_m de lengte van de grond tot het aangrijpingspunt van het gewicht van de man langs de ladder gemeten. Men onderstelt dat het zwaartepunt van de ladder op halve hoogte ligt.

Voor de linkse helft:

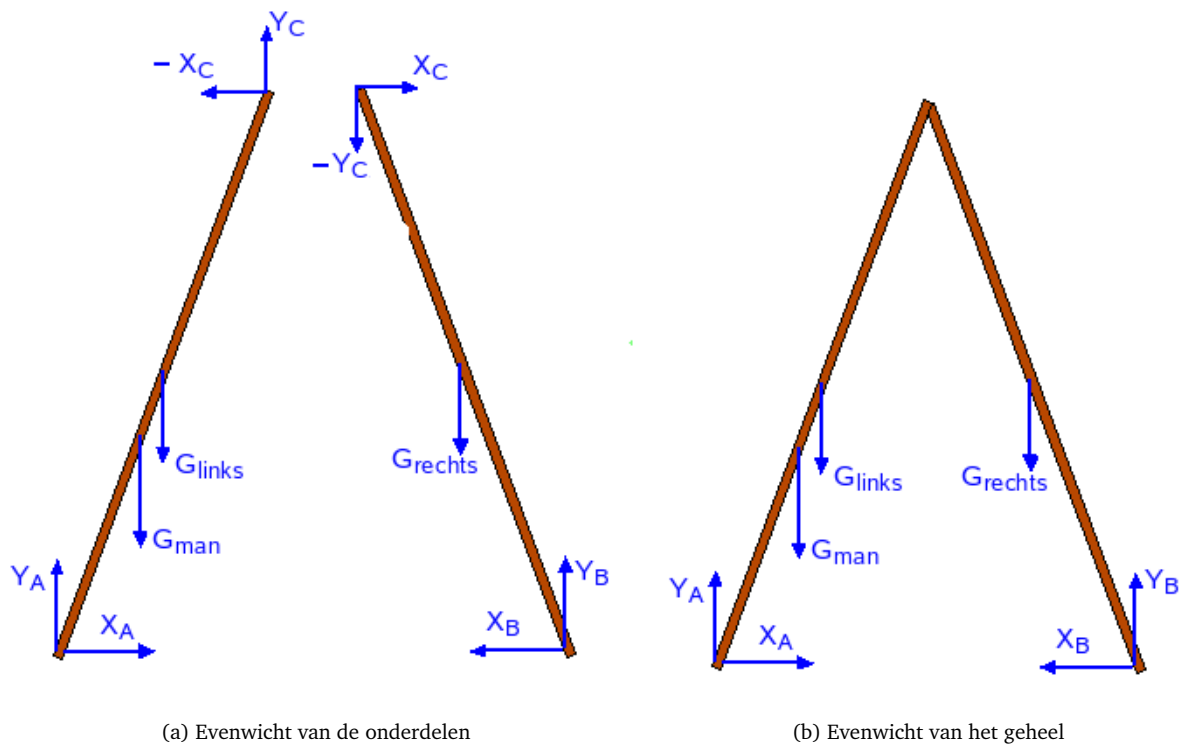
- som van de krachten = 0:

$$\sum X_i = X_A - X_C = 0$$

$$\sum Y_i = Y_A + Y_C - G_m - G_L = 0$$

- som van de momenten t.o.v. A = 0 (positief gerekend in tegenwijzerzin):

$$\sum M_i = -G_m \cdot d_m \cdot \cos \alpha - G_L \cdot (l/2) \cdot \cos \alpha + X_C \cdot l \cdot \sin \alpha + Y_C \cdot l \cdot \cos \alpha = 0$$



Figuur 3.11: Man op ladder - 2

Voor de rechtse helft:

- som van de krachten = 0:

$$\sum X_i = -X_B + X_C = 0$$

$$\sum Y_i = Y_B - Y_C - G_R = 0$$
- som van de momenten t.o.v. B = 0 (positief gerekend in tegenwijzerzin):

$$\sum M_i = G_R \cdot (l/2) \cdot \cos \alpha - X_C \cdot l \cdot \sin \alpha + Y_C \cdot l \cdot \cos \alpha = 0$$

Dit vormt een stelsel van 6 vergelijkingen in 6 onbekenden: X_A , Y_A , X_C , Y_C , X_B , Y_B .

De momentenvergelijking t.o.v. A voor het geheel:

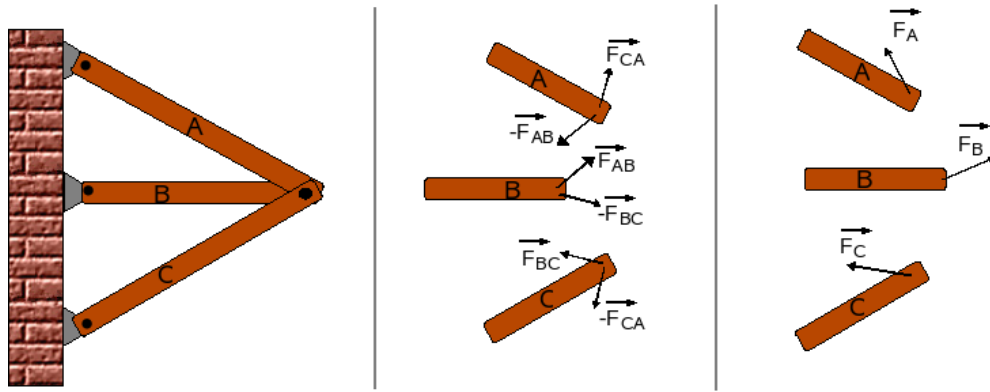
$$\sum M_i = -G_m \cdot d_m \cdot \cos \alpha - G_L \cdot (l/2) \cdot \cos \alpha - G_R \cdot (3l/2) \cdot \cos \alpha + Y_B \cdot 2l \cdot \cos \alpha = 0$$

Deze vergelijking is dezelfde als in het vorige geval daar X_A en X_B geen moment hebben t.o.v. A. Ze bevat slechts 1 onbekende, nl. Y_B , en deze kan dus onmiddellijk uitgerekend worden. De oplossing invoeren in de vergelijkingen voor het rechtse deel leidt tot een stelsel van 3 vergelijkingen in 3 onbekenden dat afzonderlijk oplosbaar is. Daarna moeten nog 2 vergelijkingen van het linkse deel gebruikt worden voor de reacties in A. Men vindt dezelfde oplossingen voor de Y-componenten. Voor de X-componenten vindt men nu $X_A = X_B = X_C = 91,66 \text{ N}$, iets minder dus dan de kracht in de staaf omdat de afstand tussen deze componenten groter is.

3.5.3 Meervoudige contacten

In de top van de ladder komen 2 delen samen. Bij het opsplitsen krijgt men actie en reactie tussen deze beide delen. Maar hoe moet men het geval behandelen van 3 of meer voorwerpen die in één punt met elkaar contact hebben? Die situatie noemt men een **meervoudig contact**.

In eerste instantie kan men telkens krachten tussen 2 voorwerpen tekenen. Dan kan men de actie-reactiewet toepassen. Vanuit A werkt op B de kracht F_{AB} . Op A heeft men dan de reactie F_{BA} . Om het aantal onbekenden niet nodeloos op te drijven, geeft men aan een reactiekracht normaal dezelfde naam als aan de actiekracht maar met een minteken:



Figuur 3.12: Meervoudig contact

$$\vec{F}_{BA} = -\vec{F}_{AB}$$

Voor drie voorwerpen is dat nog juist overzichtelijk, voor meer wordt het moeilijk. Men wil liever één kracht op elk voorwerp veroorzaakt door alle andere voorwerpen, zoals in de derde schets. Die kracht wordt dan natuurlijk de som van de krachten uit de vorige beschrijving. Waar een kracht vervangen werd door min zijn tegengestelde werd deze tussen haakjes geplaatst. Men krijgt dan, :

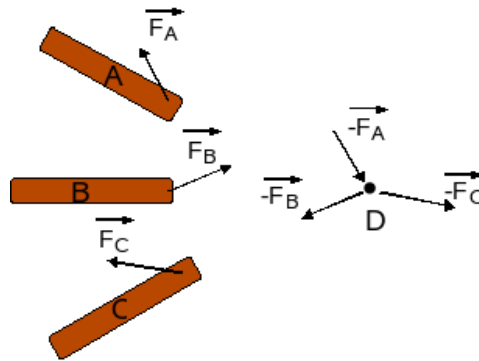
$$\vec{F}_A = \vec{F}_{BA} + \vec{F}_{CA} = (-\vec{F}_{AB}) + \vec{F}_{CA}$$

$$\vec{F}_B = \vec{F}_{AB} + \vec{F}_{CB} = \vec{F}_{AB} + (-\vec{F}_{BC})$$

$$\vec{F}_C = \vec{F}_{AC} + \vec{F}_{BC} = (-\vec{F}_{CA}) + \vec{F}_{BC}$$

Als men beide leden lid aan lid optelt, vindt men:

$$\sum \vec{F}_i = 0$$



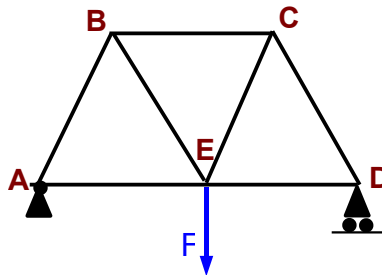
Figuur 3.13: Meervoudig contact met fictief knooppunt

In plaats van de actie-reactiewet komt nu de eis dat de som van als deze krachten nul is. Aan deze eis kan op een eenvoudige en veilige manier voldaan worden door het invoeren van een **fictief knooppunt**. In plaats van de voorwerpen met elkaar te laten interageren, laat men ze interageren met een zelf gecreëerd knooppunt, in dit geval het punt D. Tussen dit knooppunt en elk van de voorwerpen kan nu wel de actie-reactiewet toegepast worden. En voor een massaloos punt geldt in elk geval, versnelling of rust, dat de som van de krachten die erop werken moet nul zijn. Dit leidt op zeer eenvoudige manier tot de bijkomende vergelijking dat de som van alle krachten op D nul moet zijn. In die vergelijking komen dan in eerste instantie de tegengestelde krachten van de bovenstaande vergelijking, maar als men beide leden met -1 zou vermenigvuldigen komt men op dezelfde vergelijking.

Bemerk dat het getekende systeem feitelijk hyperstatisch is. Er zijn 3 vlakke onderdelen, wat 3×3 vergelijkingen oplevert. Dan zijn er nog de 2 vergelijkingen voor het fictief knooppunt. Dat levert in het totaal 11 vergelijkingen. Er zijn echter 6 vectoriële onbekenden, dus 12 scalaire onbekenden in het totaal. Men zou één uiteinde niet via een scharnier maar via een gleuf moeten bevestigen. Dan zou er voor die verbinding maar één onbekende zijn (de kracht loodrecht op de gleuf) i.p.v. twee zoals bij een scharnier en zou men 11 onbekenden hebben voor 11 vergelijkingen.

3.6 Vakwerken

3.6.1 Definitie



Figuur 3.14: Voorbeeld van vakwerk

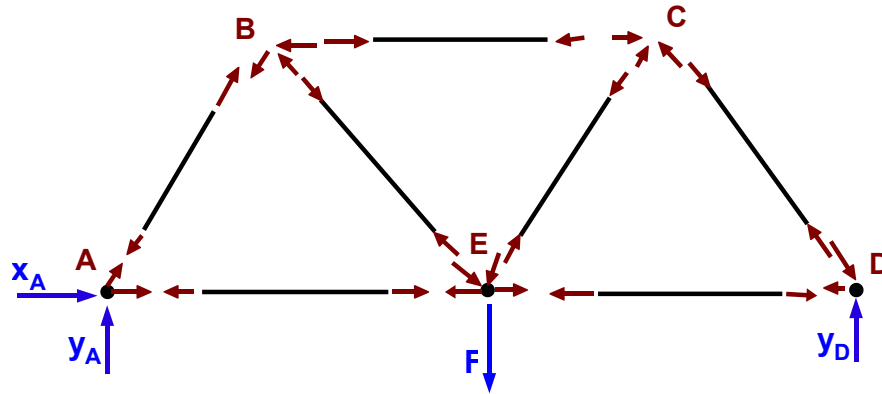
Bij het bouwen van bruggen, bij het ontwerpen van een dak boven een fabriekshal of spoorwegstation wenst men een zo groot mogelijke stijfheid en draagkracht te bekomen met een minimum aan materiaal. Hiervoor wordt dan dikwijls beroep gedaan op vakwerken, constructies die bestaan uit relatief lichte staven of balken, soms aangevuld met kabels. Een torenkraan is ook een mooi voorbeeld van een constructie waarbij maximale stijfheid bereikt wordt met een minimum aan materiaal, zowel voor het verticale deel, de toren, als voor de arm. Bij deze (inleidende) bespreking zullen echter alleen vlakke vakwerken besproken worden. In het Engels spreekt men van “trusses”, in het Frans van “une ferme”, maar dat woord heeft natuurlijk ook een veel beter bekende betekenis.

Bij het ontwerp van een vakwerk gaat men ervan uit dat

- het eigen gewicht van de staven verwaarloosbaar is in vergelijking met de krachten die erin optreden;
- de verbindingen in eerste instantie als scharnierend beschouwd worden. Dit betekent dat de stevigheid moet komen van de juiste plaatsing van de staven, niet van de stijfheid in de verbindingen;
- dat de belasting(en) aangrijpen in de knooppunten (en dus niet ergens op de staven).

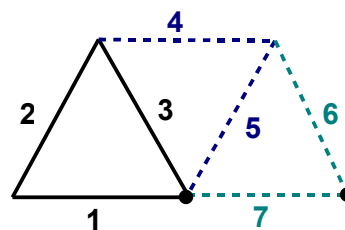
Onder deze onderstellingen moeten de krachten in de staven volgens de staven liggen, zoals hoger vermeld onder ideale staaf (3.3.1). Men zal dus geen vergelijkingen opschrijven voor de staven, maar alleen voor de knooppunten. Op beide einden van elke staaf werken gelijke maar tegengestelde krachten werken. Deze krachten kunnen de staaf samendrukken of uitrekken. In het eerste geval zegt men dat de staaf onder druk staat, in het tweede dat ze onder trek staat. Daar het woord “spanning” verwijst naar trek, wordt conventioneel een trekkracht in een staaf aangeduid met een plusteken en druk met een minteken. Deze aanduidingen van het resultaat van de berekeningen heeft echter niets te maken met de tekens die in de vergelijkingen kunnen voorkomen. Soms werden de stukken die op druk belast worden in hout uitgevoerd, soms werden stukken die op trek belast worden vervangen door kabels. Voor stukken die op druk belast worden moet men opletten voor het “knikken” van het materiaal. Het risico hiervoor is kleiner bij een houten balk van voldoende dikte dan bij metalen profielen. Om een idee te hebben of een staaf op druk of trek belast wordt, kan men zich inbeelden dat men de staaf wegneemt en dan de vraag stellen of de knooppunten waartussen deze staaf bevestigd was, naar elkaar toe zouden komen (druk) of uit elkaar zouden gaan (trek). Het is op die manier vrij duidelijk dat bv. de staaf BC op druk belast is en de staaf AE op trek.

Voor elk knooppunt moet gelden dat de som van de krachten 0 is. De krachten op de knooppunten zijn de reacties van de krachten op de staven. Wanneer een kracht op een staaf drukt, zal de reactie ook op het knooppunt drukken. Trek of druk op de staaf blijven dus ook trek of druk op het knooppunt. Een voorbeeld van een volledige opsplitsing van het hoger gegeven vakwerk vindt men in de figuur hiernaast. De zin van de krachten is niet overal correct. Dat zal ook blijken in de berekening hieronder. Bemerkt dat ook de krachten die een staaf op de knooppunten uitoefent, gelijk maar tegengesteld zijn. Opdat het systeem niet hyperstatisch zou zijn, wordt het meestal aan de omgeving bevestigd door een scharnier (hier in A) een roloplegging (hier in D). Dit levert 2 uitwendige krachtcomponenten in A en één verticale kracht in D.



Figuur 3.15: Vakwerk met alle krachten

Om de krachten in alle staven te vinden, zal men moeten vertrekken van een knooppunt met maar 2 onbekende krachten, aangezien er slechts 2 projecties kunnen opgeschreven worden. Meestal bestaat zulk een knooppunt niet. Daar het vakwerk in zijn geheel echter onvervormbaar is, kan men ook het evenwicht voor het geheel afzonderlijk opschrijven. Dit levert drie vergelijkingen waaruit de drie uitwendige krachten kunnen worden berekend. Eens dat gebeurd heeft men zowel in A als in B een knooppunt met maar 2 onbekenden. Vertrekkend van A kan men bv. de krachten in de staaf AB en AE uitrekenen. Dan blijven er in B ook maar 2 onbekenden meer, waarna er zowel in C als E maar 2 onbekenden overblijven. Er blijven echter maar 3 onbekende staafkrachten meer te berekenen, zodat men van de 4 vergelijkingen en maar 3 zal moeten gebruiken. De vergelijkingen van het knooppunt D blijkt men niet meer nodig te hebben. Dat is niet verwonderlijk. De vergelijkingen van het evenwicht voor het geheel kunnen afgeleid worden uit de vergelijkingen voor de knooppunten. Als k het aantal knooppunten is, dan blijven er in het stelsel maar $2k-3$ onafhankelijke vergelijkingen over. Dit levert een eerste manier om het aantal staven in een vakwerk te bepalen. Aangezien er maar $2k-3$ vergelijkingen overblijven voor het bepalen van de krachten in de staven, mogen er ook maar $2k-3$ staven in een vakwerk zijn.



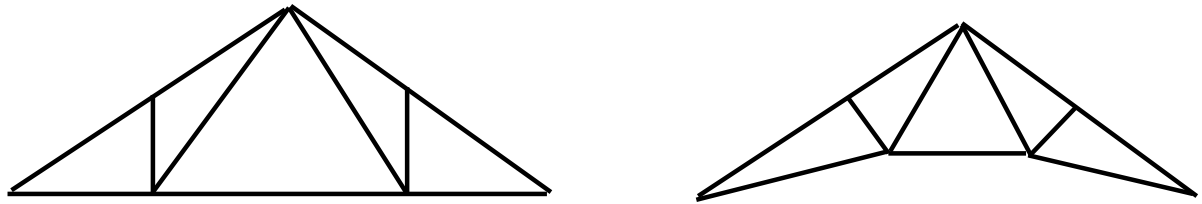
Figuur 3.16: Bepalen van aantal staven

Er is nog een andere manier om aan dat aantal te geraken. Het kleinste vakwerk bestaat natuurlijk uit een driehoek. Dat heeft 3 staven en 3 knooppunten. Als men iets wil toevoegen dan is het minimaal 1 knooppunt en 2 staven. Dan heeft men 4 knooppunten en 5 staven. Elke toevoeging van een knooppunt betekent ook 2 staven meer. De formule wordt dus:

$$\text{aantal staven} = (2 \times \text{aantal knooppunten}) - 3$$

Bij sommige constructies worden staven gebruikt waarin geen kracht schijnt op te treden. Dit is bv. het geval in knooppunten waar 3 staven samenkomen, waar geen uitwendige belasting is en waar 2 van de 3 staven perfect in elkaars verlengde liggen. Men moet er echter rekening mee houden dat er altijd een lichte vervorming optreedt onder belasting. Die schijnbaar overbodige verbindingen kunnen dan wel een rol gaan spelen. Ook kunnen ze een rol spelen als er wel een belasting komt op het knooppunt. Een belangrijke ontwikkelaar van vakwerken voor daken van fabriekshallen en stations was de Fransman [Camille Polonceau](#). Eén van zijn eerste vakwerken was een overspanning voor het dak van een station in

Parijs in 1837 (zie figuur links hieronder) ¹. Zijn naam staat ook vermeld op de Eiffeltoren². Zijn naam is ook verbonden aan het rechtse vakwerk in de figuur hieronder.



Figuur 3.17: Ontwerpen van Polonceau

Er is een grote verscheidenheid aan vakwerken mogelijk. De driedimensionale vakwerken, zoals bij een torenkraan, kwamen pas na de 2de wereldoorlog volop in gebruik.

3.6.2 Berekening

Als voorbeeld wordt de berekening van alle krachten van bovenstaand voorbeeld uitgevoerd. Er wordt ondersteld dat alle driehoeken gelijkzijdig zijn (dan zijn alle hoeken 60°) met een zijde van 2 m en dat de kracht $F = 500$ kg. De projecties van de krachten krijgen een teken volgens de zin die in de figuur hierboven gegeven is. De resultaten moeten dan positieve getallen zijn. Een negatieve uitkomst duidt op een verkeerd ingeschatte zin van de kracht.

Evenwicht van het geheel:

$$\sum X_i = X_A = 0$$

$$\sum Y_i = Y_A + Y_D - 500 = 0$$

Moment t.o.v. A:

$$-2 * 500 + 4 * Y_D = 0$$

Hieruit volgt: $Y_D = 250$ kg

Uit vorige vergelijking volgt dan: $Y_A = 250$ kg

Voor knooppunt A:

$$\sum X_i = S_{AE} + S_{AB} \cos 60 + X_A = 0$$

$$\sum Y_i = S_{AB} \sin 60 + Y_A = 0$$

Hieruit volgt $S_{AB} = -Y_A / \sin 60^\circ = -288,7$ kg. Het minteken van het resultaat betekent dat de zin van de kracht in de staaf AB verkeerd ingeschat werd. Het moet druk zijn i.p.v. trek.

$$S_{AE} = -S_{AB} \cos 60^\circ = -(-288,7) * 0,5 = 144,3 \text{ kg (trek)}$$

Knooppunt B, met S_{AB} als druk:

$$\sum X_i = -S_{BC} + S_{AB} \cos 60 - S_{BE} \cos 60 = 0$$

$$\sum Y_i = S_{AB} \sin 60 + S_{BE} \sin 60 = 0$$

Bij de laatste vergelijking is duidelijk iets fout: de som van 2 positieve getallen kan nooit 0 worden. De zin van een kracht is dus verkeerd. S_{BE} moet een trek zijn. Men krijgt dan als vergelijkingen:

$$\sum X_i = -S_{BC} + S_{AB} \cos 60 + S_{BE} \cos 60 = 0$$

$$\sum Y_i = S_{AB} \sin 60 - S_{BE} \sin 60 = 0$$

Uit de laatste vergelijking volgt dadelijk: $S_{BE} = S_{AB} = 288,7$ kg (trek)

Uit de vorige vergelijking volgt dan: $S_{BC} = 2 * S_{AB} \cos 60^\circ = 288,7$ kg (druk)

Knooppunt C:

$$\sum X_i = S_{BC} + S_{CE} \cos 60 - S_{CD} \cos 60 = 0$$

$$\sum Y_i = S_{CE} \sin 60 + S_{CD} \sin 60 = 0$$

Hier kan weer dezelfde opmerking gemaakt worden. Het is duidelijk dat S_{CE} op trek belast wordt. Men vindt:

$$S_{CE} = S_{BC} / (2 * \cos 60^\circ) = 288,7 \text{ kg (trek)}$$

$$S_{CD} = S_{CE} = 288,7 \text{ kg (druk)}$$

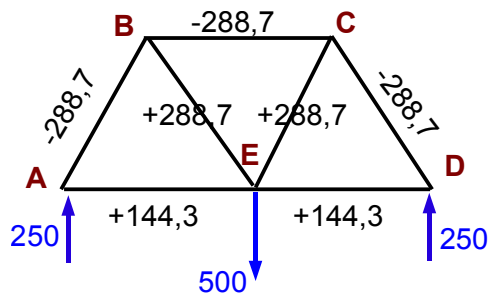
¹http://www.corusconstruction.com/en/reference/teaching_resources/architectural_studio_reference/history/development_of_the_clear_span_building/naval_dock_buildings_market_halls_and_factories/

²http://fr.wikipedia.org/wiki/Liste_des_soixante-douze_noms_de_savants_inscrits_sur_la_tour_Eiffel

Om de kracht in staaf DE te bepalen wordt beroep gedaan op knooppunt D:

$$\sum X_i = S_{CD} \cos 60 - S_{DE} = 0$$

Hieruit volgt: $S_{DE} = 144,3 \text{ kg}$ (trek).



Figuur 3.18: Vakwerk met resultaat van de berekeningen

3.7 Continu vervormbare media

Bij een ketting heeft men een vervormbaar systeem dat opgebouwd is uit onvervormbare delen, maar deze delen zijn klein t.o.v. het geheel. Bij een touw of een kabel kan men zelfs geen delen meer onderscheiden. Men heeft dan een continu vervormbaar medium. Hier zal het evenwicht van een kabel en de doorbuiging van een balk besproken worden als eenvoudige voorbeelden van evenwicht in continu vervormbare media. Voor een grondiger bespreking kan men zich bv. tot de [Sterkteleer](http://nl.wikibooks.org/wiki/Sterkteleer)³ wenden.

3.7.1 Kettingen en kabels

Men beschouwt een kabel die opgehangen is tussen de punten A en B. Het totale gewicht van de kabel is G_k . Dit gewicht grijpt aan in het massacentrum van de kabel, voor een homogene kabel dus in het midden. De hele kabel moet natuurlijk in evenwicht zijn:

$$\begin{aligned} -F_{Ax} + F_{Bx} &= 0 \\ F_{Ay} + F_{By} &= G_k \end{aligned}$$

Men zou ook nog de momentenvergelijking kunnen opschrijven. Wanneer men een willekeurig punt C op de kabel beschouwt en onderstelt dat men de kabel daar doorsnijdt, dan zal men op elk deel van de kabel een kracht T moeten uitoefenen om de beide einden bij elkaar te houden. Dit noemt men de spanning in de kabel. Wat hierboven gezegd is over de projecties op de x-as voor het punt B, geldt dan ook voor spanningen in C.

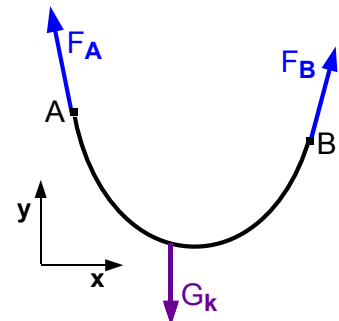
$$T_x = F_{A,x} = \text{constant} \quad (\text{I})$$

Als men een klein stukje van de kabel met lengte Δx beschouwt in het punt met coördinaten (x, y) , dan kan men zeggen dat er links een kracht $\vec{T}(x)$ op werkt en rechts een kracht $\vec{T}(x + \Delta x)$. Volgens wat hierboven gezegd werd, moet de x-component van beide gelijk zijn en gelijk aan $F_{A,x}$. Het gewicht van het stukje kabel kan men schrijven in functie van g_l , het **gewicht per meter in de horizontale richting**, als $\Delta G = g_l \Delta x$. Men krijgt dan in de y-richting:

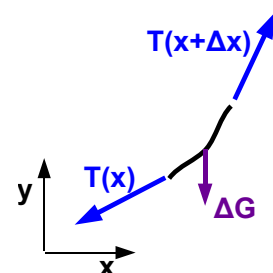
$$-T_y(x) + T_y(x + \Delta x) = g_l(x) \Delta x$$

Deelt men beide leden door Δx en laat men Δx naar 0 gaan dan wordt dit:

$$\frac{d}{dx} T_y(x) = g_l(x)$$



Figuur 3.19: Doorhangende kabel



Figuur 3.20: Klein stukje kabel

³<http://nl.wikibooks.org/wiki/Sterkteleer>

In de limiet moeten beide spanningen de richting hebben van de raaklijn aan de kabel:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{T_y(x)}{T_x} \quad (\text{II})$$

Men differentieert dit nogmaals, met $T_x = \text{constant}$, en substitueert de uitdrukking die hierboven gevonden werd voor de afgeleide van T_y :

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{g_l(x)}{T_x} \quad (\text{III})$$

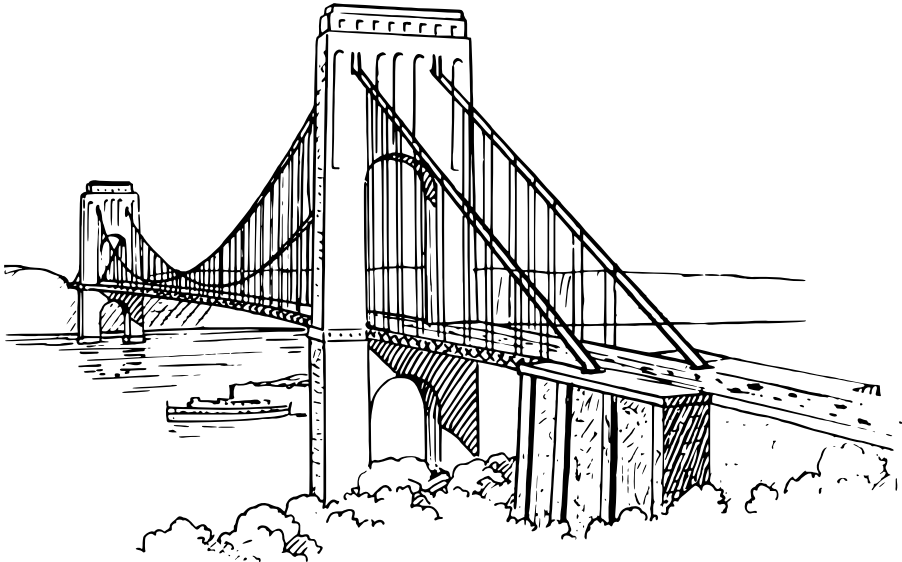
Met deze vergelijkingen kan men nu een paar concrete gevallen bekijken.

3.7.1.1 Hangbrug

Men onderstelt dat het eigen gewicht van de kabel en van de verticale verbindingen klein is in vergelijking met het gewicht van het brugdek. Voor het brugdek mag men onderstellen dat het gewicht per meter in horizontale richting constant is. Dan krijgt men als basisvergelijking:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{g_l}{T_x}$$

waarbij het rechterlid een constante is. Na dubbele integratie krijgt men dus



Figuur 3.21: Hangbrug

$$y(x) = \frac{g_l}{T_x} \frac{x^2}{2} + C_1x + C_2$$

De vorm van de kabel is in dit geval een parabool. De vergelijking bevat 3 constanten. Hiervoor heeft men 3 randvoorwaarde die moeten voldaan zijn:

- de kabel moet door de punten A en B passeren: $y(x_A) = h_A$ en $y(x_B) = h_B$.
- De spanning T_x hangt vooral af van de lengte van de kabel t.o.v. de afstand AB:

$$L = \int_A^B \sqrt{dx^2 + dy^2} = \int_A^B \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx = \int_A^B \sqrt{1 + \left(C_2 + \frac{g_l}{T_x}x\right)^2}$$

Deze integraal kan herleid worden tot de standaard vorm:

$$\int \sqrt{a^2 + x^2} dx = \frac{1}{2} [x\sqrt{a^2 + x^2} + a^2 \log(x + \sqrt{a^2 + x^2})]$$

- Ofwel gebruikt men de positie van het laagste punt, waar $y' = 0$ is, als dat bekend is.

De spanning in A en B tenslotte kan nu ook opgeschreven worden:

$$F_A = \sqrt{F_{A,x}^2 + F_{B,x}^2} = T_x \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}(x_A)\right)^2}$$

en analoog voor de F_B

3.7.1.2 Doorhangende kabel

In dit geval is het gewicht per meter langs de kabel constant, niet het gewicht per horizontale afstand. Een stukje met horizontale lengte Δx heeft een lengte Δl . Men krijgt dan voor het gewicht ervan:

$$g_l(x)\Delta x = g\mu \frac{\Delta l}{\Delta x} \Delta x$$

met μ de massa per meter. In de limiet, voor Δx gaande naar 0, wordt dit:

$$g_l(x) = g\mu \frac{dl}{dx} = g\mu \frac{\sqrt{dx^2 + dy^2}}{dx} = g\mu \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2}$$

Invoeren in de vergelijking voor de 2e afgeleide levert:

$$\frac{d^2y}{dx^2} = \frac{g\mu}{T_x} \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2}$$

De oplossing hiervan is een cosh (hyperbolische cosinus) of **kettinglijn**:

$$y(x) = \frac{T_x}{g\mu} \left[\cosh\left(\frac{g\mu}{T_x}x + C_1\right) + C_2 \right]$$

Er zijn weer 3 integratieconstanten, die men uit de randvoorwaarden moet halen, zoals hierboven. Voor de hyperbolische functies gelden volgende betrekkingen:

$$1 + \cosh^2 = \sinh^2, \quad \frac{d}{dx} \sinh(x) = \cosh(x), \quad \frac{d}{dx} \cosh(x) = \sinh(x), \quad \cosh(0) = 1, \quad \sinh(0) = 0$$

De uitdrukking voor de lengte van de kabel blijkt nu echter eenvoudiger:

$$\begin{aligned} L &= \int_A^B \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2} dx = \int_A^B \sqrt{1 + \left(\sinh\left(\frac{g\mu}{T_x}x + C_1\right)\right)^2} dx \\ &= \int_A^B \cosh\left(\frac{g\mu}{T_x}x + C_1\right) dx = \frac{T_x}{g\mu} \left[\sinh\left(\frac{g\mu}{T_x}x_A + C_1\right) - \sinh\left(\frac{g\mu}{T_x}x_B + C_1\right) \right] \end{aligned}$$

De integratieconstanten moeten meestal via iteratie bepaald worden.

Er treden vereenvoudigingen op indien de ophanging symmetrisch is en men de x-as door AB neemt met de oorsprong in het midden van AB. De vorm van de kromme is dan:

$$y(x) = \frac{T_x}{g\mu} \left[\cosh\left(\frac{g\mu}{T_x}x\right) - \cosh\left(\frac{g\mu}{T_x} \frac{AB}{2}\right) \right]$$

En de lengte van de kabel:

$$L = \frac{T_x}{g\mu} 2 \sinh\left(\frac{g\mu}{T_x} \frac{AB}{2}\right)$$

De afstand van de lijn tussen A en B en het diepste punt van de kabel is dan:

$$h_m = |y(AB/2)| = \frac{T_x}{g\mu} \left[\cosh\left(\frac{g\mu}{T_x} \frac{AB}{2}\right) - 1 \right]$$

Galileo dacht dat de vorm van een doorhangende ketting of kabel een parabool was. Bernoulli was de eerste om de correcte vorm te vinden. Het verschil is echter klein. Men kan de parabool als een 1e-ordebenadering beschouwen. De kettinglijn is iets smaller dan de parabool. Andere afleidingen (bv. [Katenoide](http://de.wikipedia.org/wiki/Katenoide)⁴ in de Duitse Wikipedia) tonen aan dat de vorm onafhankelijk is van μ en g .

Deze vergelijkingen worden dikwijls afgeleid door een stukje te beschouwen met lengte s en vertrekkend naar rechts vanaf het onderste punt. Men vindt dan dat T_y moet gelijk zijn aan het gewicht van dat stukje. Dat afleiden naar x levert een uitdrukking als hierboven:

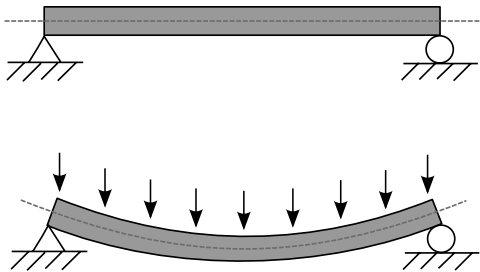
$$\frac{T_y(s)}{dx} = g\mu \frac{ds}{dx} = g\mu \frac{\sqrt{dx^2 + dy^2}}{dx} = g\mu \sqrt{1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2}$$

Wanneer er bijkomende belastingen zijn in sommige punten, moeten vergelijkingen opgeschreven worden voor elk stuk tussen belastingen of belasting en eindpunt + voor het contactpunt van de belasting met de kabel. Men krijgt dan een stelsel van differentiaalvergelijkingen die moeten opgelost worden.

⁴<http://de.wikipedia.org/wiki/Katenoide>

3.7.2 Doorbuiging van een balk

3.7.2.1 De Euler-Bernouillivergelijking



Figuur 3.22: Doorbuiging van een balk

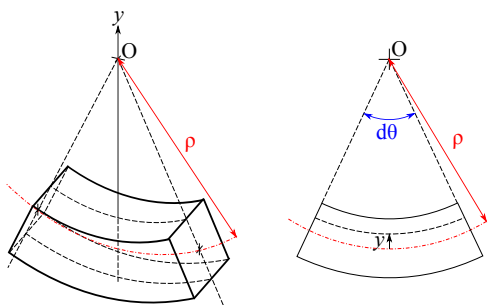
Een tweede voorbeeld van een vervorming van een continu medium wordt de doorbuiging van een balk beschouwd. Voor de eenvoud van deze introductie wordt ondersteld dat de balk een rechthoekige doorsnede heeft en dat die doorsnede over de ganse lengte dezelfde is. Verder wordt ondersteld dat de vervormingen klein zijn, zodat de doorsneden steeds loodrecht blijven op de zijden van de balk. Men beschouwt de doorbuiging onder een gelijkmatig verdeelde last, in eerste instantie het eigen gewicht van de balk. Ook wordt ondersteld dat de einden van de balk niet ingeklemd zijn.

Om de vorm van de balk te kunnen afleiden moet eerst de [wet van Hooke](#) in herinnering gebracht worden. Deze stelt dat de vervorming van een lichaam binnen

een groot gebied (het elasticiteitsgebied) evenredig is met kracht. Als men een te grote kracht aanlegt, komt men in het plastische gebied, waar de evenredigheid niet meer opgaat. Voor een veer is de evenredigheidsfactor de stijfheid k , voor een kabel of ander stuk materiaal is het de **elasticiteitsmodulus** E , ook wel **modulus van Young** genoemd. Men kan de wet dan schrijven in de vorm:

$$\sigma = E\epsilon \text{ met } \sigma \text{ de spanning (kracht per oppervlak), } \epsilon \text{ de relatieve vervorming } (\Delta L/L).$$

De eenheid van E is N/m^2 of Pa (Pascal). In de praktijk levert dit veel te grote waarden en gebruikt men de N/mm^2 of Mpa (megapascal). Staal heeft een elasticiteitsmodulus van rond $2 \cdot 10^5$ MPa.



Figuur 3.23: Verband kromming en vervorming

Wanneer een balk doorbuigt zoals in de figuur, dan wordt de onderzijde uitgerekt en de bovenzijde samengedrukt. Tussen beide in ligt een neutraal vlak waarin geen vervorming optreedt. Als de doorsnede symmetrisch is, zal dit neutraal vlak in het midden liggen. Als men een doorsnede loodrecht op de lengterichting van de balk bekijkt, zullen deze vervormingen toenemen met de afstand van het neutrale vlak. Volgens de wet van Hooke ontstaan er dan spanningen, die een moment M_z opbouwen t.o.v. een as in het neutrale vlak en loodrecht op de zijden van de balk.

Om de differentiaalvergelijking op te stellen beschouwt men een zeer klein stukje van de gebogen balk met dikte Δx . Men kan de vorm benaderen door de osculerende cirkel met straal ρ . De neutrale lijn heeft dan een lengte $R \cdot d\theta$, een punt erboven of eronder een lengte $(R + y) \cdot d\theta$. De totale vervorming is dus $y \cdot d\theta$.

De relatieve vervorming is:

$$\epsilon = \frac{y \cdot d\theta}{\rho \cdot d\theta} = \frac{y}{\rho}$$

Onderstelt men nu dat er geen horizontale spanning is in de balk, dan moet de som van de spanningen door de vervormingen 0 zijn. Dit onderstelt dat het neutrale vlak door het zwaartepunt van de doorsnede passeert. Het moment van die spanningen is echter niet 0! Het wordt berekend door het moment van de spanningen te integreren over de oppervlakte S van de doorsnede. Hiervoor wordt elke spanning vermenigvuldigd met de afstand tot de z -as:

$$M_z = \int_S \sigma_x \cdot y \cdot dS = \int_S E \frac{y}{\rho} \cdot y \cdot dS = \frac{E}{\rho} \int_S y^2 dS$$

De integraal noemt men het **oppervlaktetraagheidsmoment** I . Zoals het traagheidsmoment, dat bij de rotatie gebruikt werd, wordt er vermenigvuldigd met het kwadraat van een afstand, maar hier wordt over het oppervlak geïntegreerd i.p.v. over het volume. Men noemt die y^2 ook de **gewichtsfactor** of kortweg **het gewicht**.

Dus:

$$I_z = \int_S y^2 dS$$

Voor een rechthoekige doorsnede met hoogte h en breedte b levert dit $I = h^3b/12 = h^2S/12$, met S het totale oppervlak van de doorsnede. Men ziet dat de formules analoog zijn als die voor het massa-traagheidsmoment bij rotatie (cfr.infra), alleen komt er nu S in voor i.p.v. de totale massa m . Men kan hiermede de uitdrukking voor het moment herwerken tot:

$$\frac{1}{\rho(x)} = \frac{M_z(x)}{EI}$$

De kromtestraal ρ wordt gedefinieerd als:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{y''}{\sqrt{1 + y'^2}}$$

Het gaat hier over doorbuigingen die met het blote oog nauwelijks merkbaar zijn. y' is dus klein en de uitdrukking herleidt zich tot $1/\rho = y''$. Indien deze onderstelling niet opgaat, zal men de correcte formule moeten gebruiken. Hiermede kan men de basisvergelijking voor de buiging van een balk opstellen:

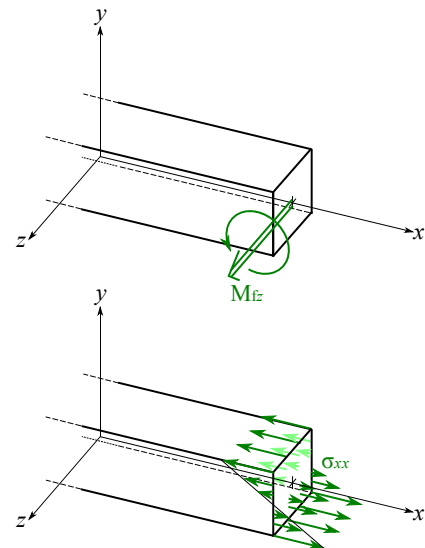
$$\frac{d^2y(x)}{dx^2} = \frac{M_z(x)}{EI_z}$$

Deze formule wordt de **Euler-Bernoullivergelijking** genoemd (zie in de Engelse Wikipedia onder "Euler-Bernoulli beam equation"). Ze geeft de vervorming van een klein stukje balk als er op beide zijden een moment M , maar met tegengestelde zin, uitgeoefend wordt.

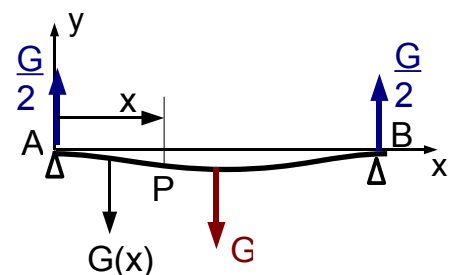
Maar wat is het moment dat in deze formule voorkomt? Het kleine stukje met dikte Δx , waarvoor de formule geldt, kan zich op elk punt van de balk bevinden. Dan is het moment links het moment dat door het linkse deel van de balk, tot op die plaats, op het stukje uitgeoefend wordt en analoog voor rechts. Als er geen ander moment op het stukje uitgeoefend wordt, dan moeten die momenten even groot zijn maar met tegengestelde zin. Als de dikte Δx , van dit stukje naar 0 gaat wordt dit herleid tot een vlak. Het moment in de formule is dus het moment dat het ene stuk van de balk op het andere uitoefent ter hoogte van dit vlak. Om een duidelijk zicht te hebben op die krachten en momenten, moet men een snede aanbrengen op die plaats. Men beeldt zich in dat de balk op die plaats doorgesneden wordt loodrecht op de x -as. Vervolgens zoekt men welke krachten en momenten men op beide vrijgekomen doorsneden moet uitoefenen opdat beide stukken op hun plaats zouden blijven. Op elk stuk kan een kracht en een moment aangrijpen, elk met 3 componenten. Volgens de 3e wet van Newton moet wat op het linkse deel aangrijpt even groot zijn als wat op het rechtse aangrijpt, maar met tegengestelde zin. Als er alleen verticale uitwendige krachten op de balk werken, zal er in de snede ook alleen een verticale kracht nodig zijn op basis van de formules voor het evenwicht van elk stuk. Als er geen uitwendig moment volgens de x -as (torsie volgens de langsrichting) of volgens de y -as (torsie volgens de verticale) uitgeoefend wordt, dan zal er ook in de snede geen moment nodig zijn volgens die assen.

Hier is vooral het moment volgens de z -as belangrijk. Als men een snede op positie x beschouwt, kan men de momenten die door het stuk rechts uitgeoefend worden op het stuk links, startend in $x=0$, op 2 manieren berekenen: door het evenwicht der momenten te beschouwen t.o.v. de snede of door de momenten uit te rekenen uitgeoefend door het rechtse deel op het linkse. Voor de eenvoud van de zaak volgt men bij dit eerste voorbeeld de eerste methode. Men moet dan rekenen met

- een moment van de kracht in het steunpunt A. De kracht in elk steunpunt moet de helft zijn van het gewicht. $F_A = G/2 = g\mu L/2$, met g de gravitatieversnelling en μ de massa per meter. Het tegengestelde moment is dan $x.F_A = g\mu Lx/2$



Figuur 3.24: Spanningen in doorsnede



Figuur 3.25: Buiging van een balk

- het moment van het stuk balk links van de snede. Dit stuk heeft lengte x en het gewicht ervan grijpt aan in het midden ervan. Het tegengestelde moment is $-(g\mu x)(x/2)$

Het totale moment in x is dus: $(g\mu/2)(Lx - x^2)$. Invullen in de vergelijking:

$$y''(x) = \frac{g\mu}{2EI}(Lx - x^2)$$

Na integreren krijgt men:

$$y'(x) = \frac{g\mu}{2EI} \left(\frac{Lx^2}{2} - \frac{x^3}{3} \right) + C_1$$

Men kan de waarde van C_1 nu al bepalen uit het feit dat de raaklijn horizontaal moet zijn in het midden van de balk, dus uit $y'(L/2) = 0$. Na invullen wordt $y'(x)$:

$$y' = \frac{g\mu}{2EI} \left(\frac{Lx^2}{2} - \frac{x^3}{3} \right) - \frac{g\mu L^3}{24EI} = \frac{g\mu}{2EI} \left(\frac{Lx^2}{2} - \frac{x^3}{3} - \frac{L^3}{12} \right)$$

Nogmaals integreren levert:

$$y(x) = \frac{g\mu}{2EI} \left(\frac{Lx^3}{6} - \frac{x^4}{12} - \frac{L^3x}{12} \right) + C_2$$

Uit het feit dat $y(0) = 0$ is, volgt dat $C_2 = 0$. Men krijgt:

$$y(x) = \frac{g\mu}{24EI} (2Lx^3 - x^4 - L^3x)$$

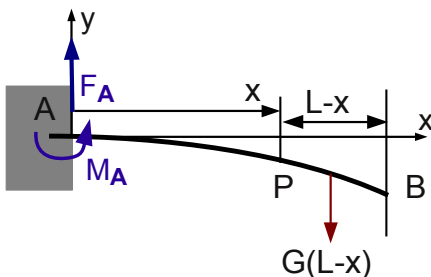
Men kan controleren dat ook $y(L) = 0$ is.

De maximale uitwijking is in het midden:

$$|y(L/2)| = \frac{5g\mu}{24 \cdot 16 \cdot EI} L^4$$

Dat betekent dat de doorbuiging, voor een zelfde type balk, toeneemt met de 4de macht van de lengte.

3.7.2.2 Ingekleemde balk



Figuur 3.26: Ingekleemde balk met vrij uiteinde

Als tweede voorbeeld wordt een balk beschouwd die maar aan één zijde vastgemaakt is. Voor evenwicht is dan vereist dat daar een inklemming is, die zowel een kracht F_A als een moment M_A kan uitoefenen op de balk. Omwille van dat bijkomende moment is het hier eenvoudiger om het moment in de snede te berekenen op basis van de kracht die op het rechte stuk werkt. Dat is immers alleen het gewicht van dat stuk, in het midden ervan.

$$M_z = -\mu g(L-x)(L-x)/2 = (\mu g/2)(L-x)^2$$

$$y''(x) = \frac{-g\mu}{2EI}(L-x)^2$$

Na eerste integratie:

$$y'(x) = \frac{+g\mu}{6EI}(L-x)^3 + C_1$$

Uit $y'(0) = 0$ kan men C_1 bepalen. Invullen en nogmaals integreren levert:

$$y(x) = \frac{g\mu}{6EI} \left[\frac{-(L-x)^4}{4} - L^3x \right] + C_2$$

Uit $y(0) = 0$ volgt de waarde voor C_2 . Invullen levert:

$$y(x) = \frac{-g\mu}{24EI} (x^4 - 4Lx^3 + 2L^2x^2)$$

De doorbuiging of punt op het einde is:

$$|y(L)| = \frac{g\mu}{8EI} L^4$$

Als men met evenwicht van de momenten op het stuk links zou werken, dan moet men vertrekken van:

$$y''(x) = \frac{1}{EI} \left(\frac{-GL}{2} + F_A x - \frac{\mu g x^2}{2} \right) = \frac{\mu g}{2EI} (-L^2 + 2Lx - x^2)$$

Voor het momentenevenwicht van het stukje AP is de eerste term hierin het tegengestelde van het inklemmingsmoment M_A , de tweede het tegengestelde van het moment van de kracht F_A en de derde het tegengestelde van het moment van het gewicht van het stukje AP. Men kan gemakkelijk controleren dat dit tot dezelfde oplossing leidt. En, alhoewel het opstellen van deze eerste vergelijking wat ingewikkelder is, is de rest van de berekeningen eenvoudiger.

Als men de doorsnede van de balk in elke richting vergroot met een factor k , dan stijgt I met k^4 , maar μ met k^2 . Netto daalt de breuk μ/I , en dus de doorbuiging, met k^2 . Als men 2 planken op elkaar legt, zal de draagkracht verdubbelen. Als men die 2 planken aan elkaar kan lijmen tot één balk van **dubbele doorsnede, wordt de draagkracht 4 maal groter**.

Uit de berekening van het oppervlaktetraagheidsmoment blijkt dat de punten het verst van het neutrale vlak het meest bijdragen tot de draagkracht van de balk. Daarom worden stalen balken dikwijls in de vorm van een hoofdletter I gemaakt of gebruikt men kokervormige balken.

Bij belastingen in sommige punten zal men meerdere differentiaalvergelijkingen moeten opstellen omdat het moment in de snede rekening moet houden met die belasting als men de puntbelasting gepasseerd is.

3.8 Referenties

De meeste werken over mechanica besteden weinig of geen aandacht aan de statica. Wanneer dat wel het geval is, is het meestal in een afzonderlijk volume. In de bibliografie kan men dit zien bij de boeken van [meriam], [beer] en [smith].

De volgende afbeeldingen komen uit de Wikimedia Commons: <http://commons.wikimedia.org/wiki/File:xx>, met xx de naam van het bestand zoals volgt:

- Suspension_bridge_(PSF).svg
- Bending.svg
- Poutre_rayon_courbure.svg
- Poutre_moment_flechissant_contrainte.svg

Hoofdstuk 4

Statica II : De methode van de virtuele arbeid

Inhoudsopgave

4.1 Inleiding	61
4.2 Systeem van één puntmassa	62
4.2.1 Voorbeeld 1	62
4.3 Veralgemeende coördinaten en vrijheidsgraden	62
4.4 Samengesteld systeem met één vrijheidsgraad	63
4.4.1 Voorbeeld 2	64
4.5 Meerdere vrijheidsgraden	64
4.5.1 Voorbeeld 3	65
4.6 De klassieke formulering	66
4.7 De klassieke uitwerking	67
4.7.1 a) Berekening in termen van orthogonale coördinaten	67
4.7.2 b) Berekening met de goniometrische vorm	67
4.7.3 c) Speciaal geval: potentiaalkrachten	68
4.8 Keuze van het assenkruis	68
4.9 Enkele toepassingen	69
4.9.1 De keukenbalans	69
4.9.2 Ruitvormige krik	71
4.9.3 Derde Voorbeeld	72
4.9.4 Berekenen van verbindingskrachten	73
4.10 Slotbemerkingen	73
4.10.1 Een beetje geschiedenis	73

4.1 Inleiding

De methode van de virtuele arbeid is een zeer efficiënte methode voor het berekenen van het evenwicht van samengestelde systemen als men niet geïnteresseerd is in de inwendige krachten. De methode verschilt echter totaal van de klassieke vectoriële methode. Deze aanpak vertrekt van het idee dat een versnelling van het systeem ook een toename of afname van de kinetische energie betekent. Dat kan alleen via een toevoer of afvoer van energie door de aangrijpende krachten. Geen versnelling betekent dus geen toevoer of afname van energie. Energie is een scalaire grootheid, de energievergelijkingen zijn scalaire vergelijkingen. Daarom wordt deze methode soms de **scalaire methode** genoemd.

Deze methode is bijzonder geschikt om bij een complex mechanisme een verband te leggen tussen krachten op twee of meer punten van het systeem. Bij deze methode wordt het systeem een beetje bekeken als een black box. Men oefent er op één plaats een kracht op uit en de methode laat toe uit te rekenen welke kracht men op een andere plaats moet uitoefenen voor evenwicht, zonder dat men alle inwendige

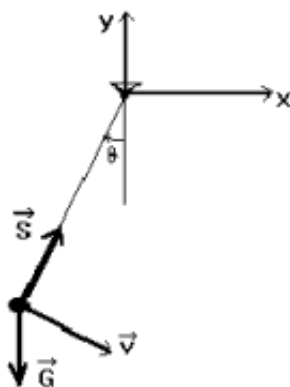
krachten moet berekenen. Zie bv. het voorbeeld van de ruitvormige krik aan het einde van dit hoofdstuk. Ook laat de methode toe op een meer automatische manier de evenwichtsvergelijkingen op te stellen. Ze vormt de aanloop naar de methode van Lagrange, die de dynamische situatie (met lineaire versnelling en hoekversnelling) zal behandelen.

De basisideeën zullen eerst uitgelegd worden aan de hand van een systeem met één puntmassa. Dat zal dan uitgebreid worden naar samengestelde systemen en systemen met meerdere vrijheidsgraden.

4.2 Systeem van één puntmassa

De methode van de virtuele arbeid vertrekt van de energie-beschouwing van het systeem. In differentiaalvorm wordt dit voor 1 puntmassa:

$$\sum \vec{F}_i \cdot d\vec{r} = m\vec{a} \cdot d\vec{r}$$



Figuur 4.1: Slinger

In het linkerlid staat de differentiaal van de arbeid van de uitwendige krachten. Integreren van deze uitdrukking tussen twee posities geeft de arbeid die nodig is voor deze overgang. Een nulpunt van de integrand is een stationair punt van deze integraal en ook een nulpunt van de versnelling en dus een evenwichtspunt van het systeem. We kunnen deze voorwaarde herschrijven m.b.v. de betrekking $d\vec{r} = \vec{v} dt$ als

$$\sum \vec{F}_i \cdot \vec{v} dt = 0$$

Deze differentiaal heeft nog altijd de dimensie van een arbeid. Het nulpunt moet komen van:

$$\sum \vec{F}_i \cdot \vec{v} = 0$$

Deze uitdrukking kan nu nul zijn als er wel een som van krachten is maar deze loodrecht staat op de snelheid. Dit is o.a. het geval bij krachten in sommige ideale verbindingen met de omgeving. Deze krachten wisselen geen arbeid uit met het systeem of omdat hun aangrijpingspunt stilstaat of omdat de verplaatsing steeds loodrecht staat op de kracht. Ze kunnen dus weggelaten worden in bovenstaande som. Meer algemeen: bij de methode van de virtuele arbeid moeten we geen rekening houden met de ideale verbindingen maar alleen met de **actieve krachten**, d.i. de krachten die energie uitwisselen met het systeem bij een verplaatsing van dit systeem.

grijpingspunt stilstaat of omdat de verplaatsing steeds loodrecht staat op de kracht. Ze kunnen dus weggelaten worden in bovenstaande som. Meer algemeen: bij de methode van de virtuele arbeid moeten we geen rekening houden met de ideale verbindingen maar alleen met de **actieve krachten**, d.i. de krachten die energie uitwisselen met het systeem bij een verplaatsing van dit systeem.

De dimensie van bovenstaande formule is echter geen arbeid meer maar vermogen. Men zal dan ook spreken van de methode van de virtuele vermogens (in het Frans: "Le théorème des puissances virtuelles"). Verder wordt teruggekommen op formules waarvan de dimensie wel een arbeid is.

4.2.1 Voorbeeld 1

Dit wordt even uitgewerkt voor een zeer eenvoudig voorbeeld, nl. de mathematische slinger (zie figuur 1). De optredende krachten zijn hier de spanning S in het touw en het gewicht G . De spanning $\vec{S}$ staat echter altijd loodrecht op $\vec{v}$: het touw is een ideale verbinding. Men moet dus alleen zoeken naar het punt waar $\vec{G} \cdot \vec{v}$ nul wordt. Voor de slinger is het duidelijk dat $\vec{G}$ loodrecht zal staan op $\vec{v}$ in de onderste stand. Dit is dus een evenwichtspositie van de slinger.

4.3 Veralgemeende coördinaten en vrijheidsgraden

Alhoewel in dit voorbeeld de positie van de puntmassa in een tweedimensionaal systeem m.b.v. twee coördinaten moet gespecificeerd worden, bestaat er een verband tussen beide daar de puntmassa enkel op een cirkelbaan kan bewegen. De positie kan dus, **bij behoud van de bestaande verbindingen**, eenduidig vastgelegd worden met één parameter. Dit kan één van beide coördinaten zijn, maar ook bv. de hoek van het touw met de verticale. Wanneer zoals hier één parameter voldoende is om de positie van het systeem vast te leggen, spreekt men van een systeem met **één vrijheidsgraad**.

Het aantal vrijheidsgraden van een systeem is het aantal onafhankelijke parameters dat nodig is om de positie van het systeem eenduidig te bepalen, bij behoud van de bestaande verbindingen. Deze parameters noemt men de veralgemeende coördinaten q_i .

Onafhankelijk betekent dat het mogelijk is de waarde van één parameter te veranderen zonder dat er iets verandert aan de andere. Bij de methode van de virtuele arbeid zal men niet meer met de cartesische coördinaten werken, maar met deze veralgemeende coördinaten. Dit onderstelt dat er voor elk aangrijpingspunt van een kracht een functie is van de vorm :

$$\vec{r}_i = \vec{f}_i(q_1, q_2, \dots, q_i, \dots, q_n)$$

Dit noemt men de **transformatievergelijkingen**.

Het grote voordeel van de veralgemeende coördinaten over bv. de cartesische coördinaten is dat men als veralgemeende coördinaten parameters kan kiezen die zinvol zijn voor het gegeven probleem: een hoek, een afstand, de positie van een bepaald onderdeel. Ook leidt de methode van de virtuele arbeid op een vrij automatische manier tot een stelsel van vergelijkingen.

Voor het voorbeeld van de slinger kan men θ als veralgemeende coördinaat gebruiken. Men krijgt dan als transformatievergelijkingen (let op de tekens):

$$\begin{aligned} x &= -l \cdot \sin \theta & y &= -l \cdot \cos \theta \\ v_x &= -l \cdot \cos \theta \cdot \frac{d\theta}{dt} & v_y &= l \cdot \sin \theta \cdot \frac{d\theta}{dt} \end{aligned}$$

Hiermede wordt $\vec{G} \cdot \vec{v}$:

$$-G \cdot v_y = -G \cdot l \cdot \sin \theta \cdot \frac{d\theta}{dt} = 0$$

Oplossing is : $\theta = 0$, daar $d\theta/dt$ de hoeksnelheid is waarmee het punt eventueel door de evenwichtsstand zou passeren.

Er kan opgemerkt worden dat voor één voorwerp de methode van de virtuele arbeid zelden korter uitvalt dan de klassiek methode. Voor het geval van de slinger had men de bovenstaande formule kunnen vinden door de som van de krachten loodrecht op het touw te projecteren om de spanning S eruit te houden.

4.4 Samengesteld systeem met één vrijheidsgraad

Er moet nu een dubbele veralgemening gemaakt worden: van een systeem van één puntmassa naar een systeem met meerdere puntmassa's en dan verder naar een systeem met reële voorwerpen. Bij een systeem met meerdere massa's moet elke massa in evenwicht zijn. Hierbij moet men alle krachten die op elke massa werken in rekening brengen. Wanneer men opnieuw naar energiebeschouwingen overgaat, bestaat er bij een systeem met één vrijheidsgraad een verband tussen de verplaatsingen (en de snelheden) van de verschillende puntmassa's. Wanneer men rekening houdt met deze verbanden, valt bij sommeren over alle onderdelen niet alleen de bijdragen van de ideale verbindingen met de omgeving weg, maar ook de bijdrage van de ideale inwendige verbindingskrachten. Deze geven dan immers alleen energie door van het ene onderdeel naar het andere, maar vermeerderen of verminderen de totale som niet.

Bij reële onvervormbare (of starre) voorwerpen vormen de inwendige krachten ook ideale verbindingen. We kunnen dus ook werken met de verplaatsingen (of snelheden) van de aangrijpingspunten van krachten op reële onvervormbare voorwerpen.

Men zou de vorige formule nu moeten schrijven met een dubbele som: over alle krachten op elke puntmassa en over alle puntmassa's. Meestal beperkt men zich tot één som over alle krachten, waarbij sommige verplaatsingen (of snelheden) dezelfde kunnen zijn. Men krijgt nu:

$$\sum \vec{F}_i \cdot \vec{v}_i = 0$$

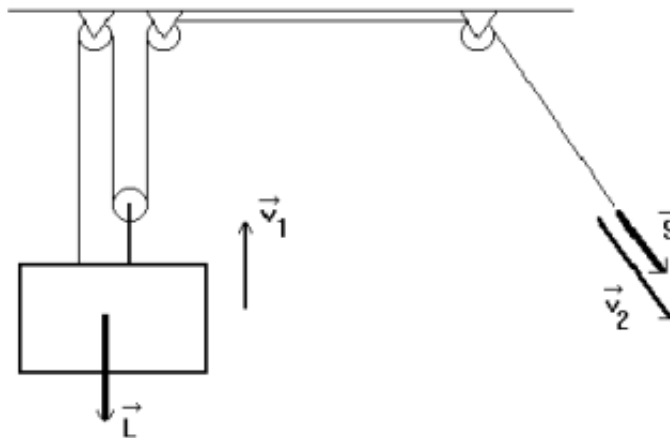
met i lopend over alle krachten.

In deze vermogensbalans heeft de bijdrage van elke kracht een zekere gewichtsfactor. Dit gewicht bestaat uit twee elementen:

- de cosinus van de hoek tussen de kracht en de snelheid. Niet de volledige kracht moet verrekend worden, maar, door het scalair product, alleen **de projectie van de kracht op de raaklijn aan de baan van het aangrijpingspunt**;
- de **verhouding van de snelheden** van de verschillende aangrijpingspunten. In de formule staan de snelheden van de aangrijpingspunten, maar, daar de som nul moet zijn, hebben uiteindelijk alleen de onderlinge verhoudingen van de snelheden belang.

4.4.1 Voorbeeld 2

Laat dit even toegepast worden op een systeem met twee actieve krachten en 1 vrijheidsgraad.



Figuur 4.2: Systeem met 1 vrijheidsgraad

De krachten om de vaste katrollen op hun plaats te houden leveren geen arbeid en worden dus niet in rekening gebracht (ideale verbindingen met de omgeving). De uitdrukking voor het evenwicht wordt dus:

$$\vec{L} \cdot \vec{v}_1 + \vec{S} \cdot \vec{v}_2 = 0$$

De scalaire producten worden uitgewerkt met goniometrische vorm:

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = a \cdot b \cdot \cos \theta \text{ met } \theta \text{ de hoek tussen de vectoren } a \text{ en } b.$$

Verder weet men uit de regel van het aantal touwen dat $v_2 = 3 \cdot v_1$. Men krijgt dus:

$$\begin{aligned} L \cdot v_1 \cdot \cos 180^\circ + S \cdot v_2 \cdot \cos 0^\circ &= 0 \\ -L \cdot v_1 + S \cdot 3 \cdot v_1 &= 0 \end{aligned}$$

Waaruit: $S = L/3$

4.5 Meerdere vrijheidsgraden

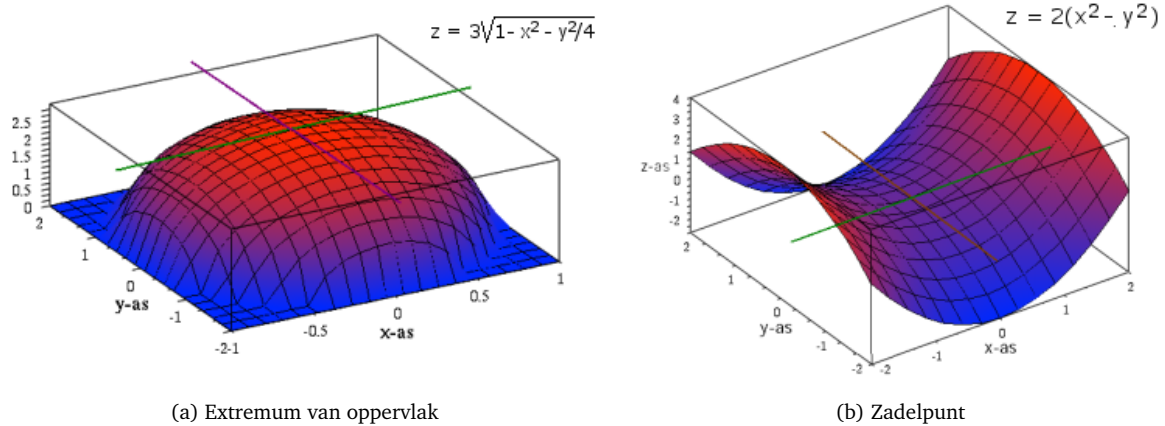
De snelheid van de aangrijpingspunten kan uitgerekend worden in functie van de veralgemeende coördinaten q_j m.b.v. de kettingregel van het differentiëren als:

$$\vec{v}_i = \sum_j \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \cdot \frac{dq_j}{dt}$$

Wanneer men dit invoert in de vorige evenwichtsvoorwaarde bekomt men:

$$\sum \vec{F}_i \cdot \vec{v}_i = \sum_j \sum_i \vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \cdot \frac{dq_j}{dt} = 0$$

Voor een functie van meerdere veranderlijken kan men een parameternet tekenen, d.i. een netwerk van krommen die men bekomt door één variabele te laten veranderen en alle andere constant te houden.



Figuur 4.3: Extrema van functies van 2 veranderlijken

Door elk punt moet één exemplaar van de krommen behorend bij elke parameter passeren. De figuur 4.3 toont functies van 2 veranderlijken, van de vorm $z = f(x, y)$. De parameterlijnen lopen dus parallel aan de assen. Voor een extremum, minimum of maximum, of correcter: een **stationair punt**, moet de raaklijn aan elke parameterkromme horizontaal zijn.

Voor evenwicht zal men een nulpunt moeten hebben voor de bijdrage volgens de raaklijn aan de kromme van elke onafhankelijke veranderlijke, van elke veralgemeende coördinaat. Dit betekent dat voor elke q_j moet gelden :

$$\sum_i \vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \frac{dq_j}{dt} = 0$$

4.5.1 Voorbeeld 3

De figuur 4.4 stelt een massa voor die langs een staaf kan glijden maar daarbij tegengehouden wordt door een veer. De staaf kan vrij ronddraaien rond haar bovenste ophangpunt. Men onderstelt de staaf massaloos en bewegend zonder wrijving tussen massa en staaf. De krachten die op de massa werken zijn:

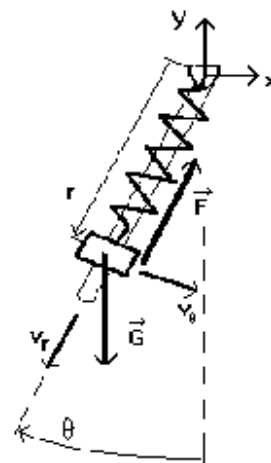
- de zwaartekracht G
- de kracht van de veer F

Dit is een systeem met **2 vrijheidsgraden**. De positie van de massa langs de staaf kan gewijzigd worden zonder dat de hoek van de staaf verandert en omgekeerd. We nemen als veralgemeende coördinaten de afstand r en de hoek θ . Het bijhorend parameternet ziet er dan uit als op de figuur 4.5.

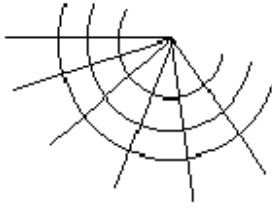
De snelheid $\vec{v}$ kan dus gesplitst worden in een component $\vec{v}_r$, veroorzaakt door een verandering van r en gericht volgens de staaf en naar beneden, en $\vec{v}_\theta$ veroorzaakt door de verandering van θ en loodrecht op de staaf en naar links (r en θ zijn in feite poolcoördinaten: zie kinematica: poolcoördinaten 5.2.2). Hier zijn dit orthogonale componenten, maar dit hoeft niet. Opsplitsen volgens deze componenten levert:

$$\vec{F} \cdot (\vec{v}_r + \vec{v}_\theta) + \vec{G} \cdot (\vec{v}_r + \vec{v}_\theta) = (\vec{F} + \vec{G}) \cdot \vec{v}_r + \vec{G} \cdot \vec{v}_\theta = 0$$

Daar de kracht F loodrecht staat op v_θ is het scalair product van beide nul.



Figuur 4.4: Systeem met 2 vrijheidsgraden



Figuur 4.5: Parameternet voor r en theta

Daar het effect van een verandering van elke parameter nul moet zijn is dit equivalent met 2 vergelijkingen:

$$\begin{aligned}(\vec{F} + \vec{G}) \cdot \vec{v}_r &= 0 \\ \vec{G} \cdot \vec{v}_\theta &= 0\end{aligned}$$

Na uitwerken van de scalaire producten:

$$\begin{aligned}(-F + G \cdot \cos \theta) \cdot v_r &= 0 \\ G \cdot \sin \theta \cdot v_\theta &= 0\end{aligned}$$

Daar alle krachten op hetzelfde punt aangrijpen, speelt hier geen verhouding tussen de snelheden en kan men die onmiddellijk wegdelen uit de vergelijkingen. Er blijft:

$$\begin{aligned}-F + G \cdot \cos \theta &= 0 \\ G \cdot \sin \theta &= 0\end{aligned}$$

Uit de laatste vergelijking volgt $\theta = 0$. In de eerste moet de kracht van de veer uitgedrukt worden in functie van r als $F = k(r-r_0)$. Hieruit kan men dan r halen.

Daar het hier over één puntmassa ging, had men deze vergelijkingen ook onmiddellijk op de klassieke manier kunnen vinden. Een toepassing die meer de kracht van de aanpak laat zien is de studie van de ruitvormige krik zoals die verder behandeld wordt.

4.6 De klassieke formulering

Bij evenwicht moet de energiebijdrage voor elke veralgemeende coördinaat nul zijn. Het blijkt dat het differentiëren van de veralgemeende coördinaat naar de tijd een overbodige bewerking is want deze term kan altijd weggedeeld worden. Men zou zich dus kunnen beperken tot het differentiëren van de $\vec{r}_i$ naar de q_j . Klassiek echter schrijft men de evenwichtsvoorwaarde van de virtuele arbeid A onder de vorm van een **differentiaal** en met de specifieke delta δ . Men krijgt dan:

$$\delta A = \sum_i \vec{F}_i \cdot \delta \vec{r}_i = \sum_j \left(\sum_i \vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \right) \delta q_j = 0$$

met i lopend over alle krachten en j over alle vrijheidsgraden.

De factor δq_j staat hier niet voor een ingebeelde verplaatsing, zoals meestal gezegd wordt, maar voor de aanduiding van de onafhankelijke variabele. Het nulpunt moet komen van de coëfficiënt die ervoor staat.

De gewoonte om deze uitdrukking als een differentiaal te schrijven is in de praktijk zeer nuttig. Voor een systeem met één vrijheidsgraad zullen alle termen immers in functie van één veralgemeende coördinaat moeten uitgedrukt worden, moeten dus alle termen eindigen op dezelfde δq . Als dit niet het geval is moeten er supplementaire verbanden tussen de gebruikte parameters gezocht worden. Indien er meerdere vrijheidsgraden zijn zal men groeperen naar de verschillende δq_j en moet de coëfficiënt van elke δq_j nul zijn:

$$\sum_i \vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} = 0 \quad \text{voor elke } q_j$$

Er zijn dus steeds evenveel vergelijkingen als veralgemeende coördinaten of vrijheidsgraden. De factor $\vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j}$ zal de dimensie hebben van een kracht als de q_j een verplaatsing is of de dimensie van een moment als de q_j een hoek is. Het product van deze factor met δq_j moet immers de dimensie van een arbeid hebben. Wanneer er momenten gegeven zijn kan men de virtuele arbeid van deze momenten berekenen als $\vec{M} \cdot \delta \vec{\theta}$.

Men zou dus steeds een term van de vorm

$$\delta A = \sum_i \vec{M}_i \cdot \delta \vec{\theta}_i = \sum_j \sum_i \vec{M}_i \cdot \frac{\partial \vec{\theta}_i}{\partial q_j} \delta q_j = 0$$

mogen toevoegen aan de vorige vorm voor de virtuele arbeid. De meest **algemene vorm van de methode van de virtuele arbeid** is dus :

$$\sum_i \vec{F}_i \cdot \delta \vec{r}_i + \sum_i \vec{M}_i \cdot \delta \vec{\theta}_i = 0$$

4.7 De klassieke uitwerking

.Voor de praktijk zullen we dus geen snelheden berekenen, maar alleen de differentiaal van de verplaatsing. We beginnen best met eerst de vectoriële vorm volgens de formule hierboven op te schrijven. Voor het voorbeeld van de twee vrijheidsgraden geeft dit :

$$\vec{F} \cdot \delta \vec{r} + \vec{G} \cdot \delta \vec{r} = 0$$

Nu moet men beslissen hoe men elk van de termen, elk scalair product, zal uitrekenen. Bemerkt dat er hier geen sprake is van projecteren van deze vergelijking daar elke term een reëel getal is en geen vector. Een scalair product kan men uitrekenen in termen van orthogonale coördinaten of m.b.v. de goniometrische vorm.

4.7.1 a) Berekening in termen van orthogonale coördinaten

$$\vec{F} \cdot \delta \vec{r} = F_x \cdot \delta x + F_y \cdot \delta y + F_z \cdot \delta z$$

- Hierbij stellen F_x , F_y , F_z de projecties op de assen voor **met het correcte teken**.
- De factoren δx , δy , δz berekent men door differentiëren van de coördinaten van de aangrijpingspunten. Hierbij moeten deze **coördinaten het correcte teken** hebben!

De uitwerking in termen van orthogonale coördinaten is vooral aangewezen als de krachten evenwijdig zijn aan de coördinaatassen. De bovenstaande som telt dan immers maar één term.

Voorbeeld

Voor het voorbeeld is deze methode aangewezen voor het gewicht:

$$\vec{G} \cdot \delta \vec{r} = -G \cdot \delta y$$

Met

$$y = -r \cdot \cos \theta$$

$$\delta y = -\delta r \cdot \cos \theta + r \cdot \sin \theta \cdot \delta \theta$$

Invullen in vorige uitdrukking levert:

$$\vec{G} \cdot \delta \vec{r} = G \cdot \cos \theta \cdot \delta r - G \cdot r \cdot \sin \theta \cdot \delta \theta$$

4.7.2 b) Berekening met de goniometrische vorm

Bij de goniometrische vorm zal men de kracht projecteren op de raaklijn aan de baan die gevolgd wordt bij toename van de veralgemeende coördinaat. Het is duidelijk dat de bijdrage van het gewicht in de vorige berekeningen ook op deze manier kan gelezen worden. In de praktijk zal de goniometrische vorm vooral nuttig zijn bij schuin geplaatste krachten waarbij de projectie van de kracht op de raaklijn sneller en eenvoudiger op te schrijven is dan de uitdrukking in termen van orthogonale coördinaten. Dit is vooral het geval als de richting van kracht en raaklijn steeds samenvalt (hoek tussen beide 0° of 180°) en deze richting zelf veranderlijk is. Denk bv. aan het schuine touw in figuur 2. Men kan dit onder verscheidene hoeken houden, maar als men het scalair product met de goniometrische vorm uitwerkt, dan heeft deze hoek geen belang, zoals hij trouwens fysisch geen belang heeft. Een ander voorbeeld wordt hieronder uitgewerkt.

Voorbeeld

Voor $\vec{F}$ in het voorbeeld werd reeds opgemerkt dat een verandering van θ resulteert in een verplaatsing loodrecht op $\vec{F}$, dus zonder energieverandering. Alleen bij verandering van r zal er arbeid geleverd worden door of op de veer. Daar een toename van r een verplaatsing oplevert in tegengestelde zin van de kracht, wordt de goniometrische vorm:

$$\vec{F} \cdot \delta \vec{r} = F \cdot \delta r \cdot \cos 180^\circ = -F \cdot \delta r$$

Groeperend naar de veralgemeende coördinaten krijgen we dus voor het geheel

$$\sum_i \vec{F}_i \cdot \delta \vec{r}_i = (-F + G \cdot \cos \theta) \cdot \delta r + (G \cdot r \cdot \sin \theta) \cdot \delta \theta$$

Dit resulteert in dezelfde twee vergelijkingen zoals hoger.

4.7.3 c) Speciaal geval: potentiaalkrachten

(Voor de definitie en berekening van potentiële energie, zie 6.4.3 Elementaire dynamica: Speciaal geval: potentiaalkrachten en behoud van energie)

Voor een potentiaal kracht F geldt

$$E_p = - \int \vec{F} \cdot d\vec{r}$$

Hieruit volgt onmiddellijk:

$$\delta E_p = -\vec{F} \cdot d\vec{r} \quad \text{of} \quad \vec{F} \cdot d\vec{r} = -\delta E_p$$

Voorbeeld

De potentiële energie van de veer in het voorbeeld wordt duidelijk alleen beïnvloed door de parameter r :

$$E_p = k \frac{(r - r_0)^2}{2}$$

Waaruit:

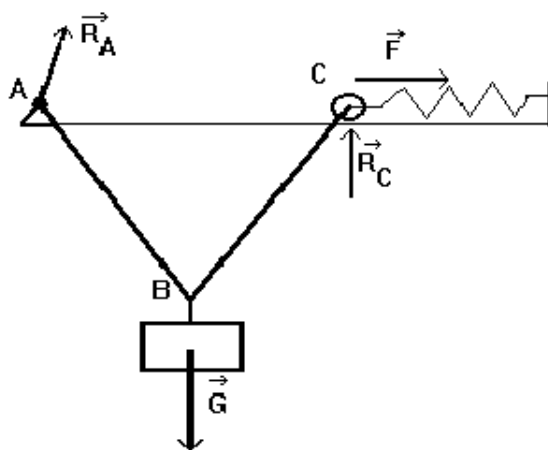
$$-\delta E_p = -k(r - r_0)\delta r \quad \dots \text{ ut supra}$$

4.8 Keuze van het assenkruis

Bij virtuele arbeid gebruikt men de posities van de aangrijpingspunten. Het assenkruis van de posities zal dus nauwkeurig moeten gespecificeerd worden: plaats van de oorsprong, oriëntatie van de assen.

Bij virtuele arbeid houdt men geen rekening met krachten in ideale verbindingen. Het mechanisme waardoor de ideale verbindingskrachten met de omgeving geen arbeid leveren of afvoeren, berust op het feit dat ofwel het aangrijpingspunt zich niet verplaatst, ofwel zich alleen loodrecht op de kracht verplaatst. Dit is normaal alleen het geval in een vast assenkruis.

Wanneer men een assenkruis vastmaakt aan een bewegend punt van het systeem, dan kan men elke verplaatsing schrijven als een som van een sleepverplaatsing (verplaatsing van dat punt) en een relatieve verplaatsing t.o.v. dat punt. Alle sleepverplaatsingen geven een term die bestaat uit de som van alle krachten $\times$ de sleepverplaatsing. Daar bij evenwicht de som van alle krachten nul is, verandert dit de arbeidsbalans niet. Maar binnen een bewegend assenkruis zullen de aangrijpingspunten van de ideale verbindingskrachten een andere (relatieve) beweging uitvoeren dan in het vaste en kunnen dan wel arbeid uitwisselen met het systeem. Men zou in dit geval dus zeer zorgvuldig alle krachten en hun aangrijpingspunt moeten beschouwen om te zien welke werkelijk nog ideale verbindingskrachten zijn. Als men echter de reactiekrachten met de omgeving moet kennen, zal men meestal naar de klassieke oplossingsmethode moeten grijpen voor men virtuele arbeid zou kunnen toepassen. Dit is niet zinvol. In de praktijk moet men dus met een vast assenkruis werken.



Figuur 4.6: Virtuele arbeid: keuze van het assenkruis

Voorbeeld

Neemt men als voorbeeld het systeem van de figuur 4.6, waarin AB en BC ideale staven zijn met lengte a . In elk vast assenkruis zullen de reacties R_A en R_C geen arbeid leveren bij een beweging van het systeem. Bevestigt men echter het assenkruis aan B, dan levert het gewicht geen arbeid meer, maar wel deze reactiekrachten. Hun aangrijpingspunten bewegen nu immers op een cirkel rond B. Zij 2θ de hoek tussen de staven in B en de veer ontspannen als de beide staven horizontaal liggen.

Eerste methode: assenkruis in A

Met een klassiek assenkruis in A, levert de kracht in A bij verandering van θ geen arbeid (vast punt). De verticale kracht in C heeft ook geen verticale verplaatsing, dus geen arbeid. Alleen het gewicht en de veer leveren arbeid. Men krijgt:

$$-G \cdot \delta y_B + F_v \cdot \delta x_C = 0$$

Voor de virtuele verplaatsingen vindt men:

$$y_B = -a \cos \theta \quad \text{waaruit} \quad \delta y_B = a \sin \theta \cdot \delta \theta$$

$$x_C = 2a \sin \theta \quad \text{waaruit} \quad \delta x_C = 2a \cos \theta \cdot \delta \theta$$

$$F_v = k\Delta l = k(2a - 2a \sin \theta) = 2ak(1 - \sin \theta)$$

Alles invullen in de vergelijking levert:

$$-Ga \sin \theta \cdot \delta \theta + 2ak(1 - \sin \theta) 2a \cos \theta \cdot \delta \theta$$

Men kan dit ook schrijven als:

$$\tan \theta = \frac{2ak(1 - \sin \theta)}{G/2} = \frac{F_v}{G/2}$$

... wat uitdrukt dat de som van beide krachten in C volgens de staaf moet liggen.

Tweede methode: assenkruis in B

Daar AB een ideale staaf is, moet de kracht in A volgens de staaf liggen. Het punt A beweegt binnen dit assenkruis echter op een cirkel. Kracht en verplaatsing staan loodrecht op elkaar. De kracht in A levert dus geen arbeid. Omwille van de symmetrie in B moet de verticale component van de kracht in elke staaf gelijk zijn aan de helft van het gewicht. Ook R_C zal dus gelijk zijn aan $G/2$. Deze kracht kent nu wel een verticale verplaatsing. Men krijgt:

$$R_C \cdot \delta y_C + F_v \cdot \delta x_C = 0$$

Voor de virtuele verplaatsingen vindt men nu:

$$y_C = a \cos \theta \quad \text{waaruit} \quad \delta y_C = -a \sin \theta \cdot \delta \theta$$

$$x_C = a \sin \theta \quad \text{waaruit} \quad \delta x_C = a \cos \theta \cdot \delta \theta$$

De uitdrukking voor de kracht in de veer blijft dezelfde. Men krijgt:

$$-\frac{G}{2} a \sin \theta \cdot \delta \theta + 2ak(1 - \sin \theta) a \cos \theta \cdot \delta \theta$$

wat duidelijk kan herleid worden tot dezelfde uitdrukking als hierboven.

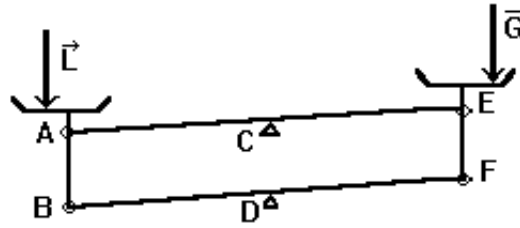
4.9 Enkele toepassingen

4.9.1 De keukenbalans

Als voorbeeld van een toepassing waarbij de kracht van de methode van de virtuele arbeid tot uiting komt, wordt eerst het probleem van de **keukenbalans** beschouwd. Deze bestaat uit twee schalen, rustend op een arm die in het midden ondersteund is (zie figuur 4.7).

Het is ten eerste wenselijk dat het resultaat van een weging niet beïnvloed wordt door de positie van de last of van de gewichten in de schalen. Stelt men de last voor door een kracht L en de gewichten door een kracht G , dan levert de methode van de virtuele arbeid (in een klassiek verticaal-horizontaal assenkruis):

$$-L \cdot \delta y_l - G \cdot \delta y_r = 0$$



Figuur 4.7: Keukenbalans

Opdat de positie binnen de schalen geen invloed zou hebben, moeten beide verticale verplaatsingen onafhankelijk zijn van de positie binnen de schaal. Dit betekent dus dat de schalen moeten **transleren**. Hiervoor is een eenvoudige constructie bekend, nl. de **parallellogramgeleiding**. De steun van de schalen wordt m.b.v. 2 staven op zijn plaats gehouden. De eindpunten van deze staven vormen een parallellogram. Hier is dit dubbel uitgevoerd. C en D zijn het midden van AE en BF en vaste scharnierpunten. De vierhoek ABFE is steeds een parallellogram en AB en EF blijven steeds evenwijdig met CD. Door deze eenvoudige constructie transleren de schalen en is het resultaat van een weging onafhankelijk van de posities binnen de schaal.

Voor een wiskundige uitwerking stelt men dat θ de hoek is van AE met de horizontale en de oorsprong van het klassieke assenkruis in C ligt. Dan zijn de y-coördinaten van de linkse en rechtse schaal, met a de afstand van A of E tot de schaal ($AC = CE$):

$$y_l = -AC \sin \theta + a \quad y_r = CE \sin \theta + a$$

Differentiëren naar θ :

$$\delta y_l = -AC \cos \theta \cdot \delta \theta \quad \delta y_r = CE \cos \theta \cdot \delta \theta$$

Na invullen in de evenwichtsvergelijking:

$$-L(-AC \cos \theta \cdot \delta \theta) = G(CE \cos \theta \cdot \delta \theta)$$

$\delta \theta$ kan hieruit weggelaten worden. Voor θ verschillend van 90° kan $\cos \theta$ weggedeeld worden. Men blijft dan met een resultaat waarbij er een onverschillig evenwicht is, d.w.z. bij een last = gewicht is er evenwicht voor elke hoek θ . Voor een verschil tussen last en gewicht zal de weegschaal naar één zijde doorslaan tot de schalen gestopt worden. In het geval van $\theta = 90^\circ$ zou AE verticaal staan, waarbij er ook evenwicht zou zijn voor elke waarde van last en gewicht.

Van een goede weegschaal verwacht men dat ze bij een klein verschil tussen de massa's in de schalen, een klein beetje schuin gaat staan, maar niet volledig doorslaat naar één kant. Hiervoor is nodig dat de lijn AE een beetje onder het steunpunt in C passeert. Als de steunpunten in C en D een kleine afstand d boven AE en BF liggen, dan worden de y-coördinaten gegeven door:

$$y_l = -d \cos \theta - AC \sin \theta + a \quad y_r = -d \cos \theta + CE \sin \theta + a$$

Na differentiëren:

$$\delta y_l = d \sin \theta - AC \cos \theta \cdot \delta \theta \quad \delta y_r = d \sin \theta + CE \cos \theta \cdot \delta \theta$$

Men ziet dat, voor de linkse schaal, δy wat minder negatief wordt, dus in absolute waarde kleiner, en voor de rechtse schaal groter. Hierdoor ontstaat er een evenwichtshoek bij een verschil van de massa's.

$$\tan \theta = \frac{AC(L - G)}{d(L + G)}$$

Men ziet dat hoe kleiner d , hoe gevoeliger de balans, d.i. hoe groter de uitwijking voor zelfde verschil tussen de schalen.

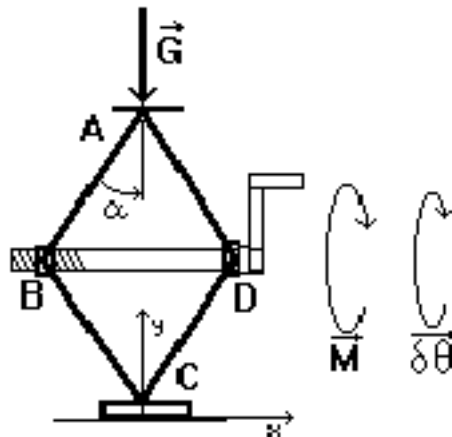
4.9.2 Ruitvormige krik

Het tweede probleem is het berekenen van de kracht geleverd door een eenvoudige **ruitvormige krik**.

Een krik is een vorm van **hefboom**. De eenvoudigste vorm van hefboom is een staaf met een scharnierpunt, waarop twee krachten aangrijpen: de kracht en de last. Men onderscheidt dikwijls 3 soorten van hefbomen volgens de onderlinge ligging van het aangrijpingspunt van kracht en last. Het verband tussen beide kan eenvoudig gevonden worden door het momentenevenwicht op te schrijven t.o.v. het scharnierpunt. Voor een ingewikkelder hefboom, zoals de ruitvormige krik gaat die aanpak niet meer op. Virtuele arbeid levert dan de oplossing.



Figuur 4.8: Eenvoudige hefboom



Figuur 4.9: Ruitvormige krik

In plaats van te rekenen met de kracht op de zwengel, zal rechtstreeks met het moment gerekend worden. De evenwichtsvoorwaarde is dan :

$$\vec{G} \cdot \delta \vec{r}_A + \vec{M} \cdot \delta \vec{\theta} = 0$$

Men voert een klassiek assenkruis in, met oorsprong in C. De virtuele arbeid geleverd door het gewicht kan opnieuw geschreven worden als:

$$-G \cdot \delta y_A$$

Men heeft nu echter twee parameters, y_A en θ , terwijl dit duidelijk een systeem is met één vrijheidsgraad. Er moet dus een verband gezocht worden tussen δy_A , de verplaatsing van A, en de verdraaiing van de zwengel. In dit verband speelt de schroefdraad in B natuurlijk een centrale rol. Het verband tussen verdraaiing van zwengel en de verplaatsing van B wordt gegeven door de spoed van de schroefdraad. Deze spoed S wordt uitgedrukt in cm/toer : de lineaire verplaatsing veroorzaakt door een omwenteling van 1 toer. Bij θ in radialen in plaats van toeren heeft men :

$$\Delta(BD) = \pm S \frac{\Delta \theta}{2\pi}$$

of met differentialen:

$$\delta(BD) = \pm S \frac{\delta \theta}{2\pi} \quad (a)$$

Om te weten welk teken te gebruiken wordt gesteund op het feit dat draaien in de richting van het moment de last omhoog doet bewegen en dat dan de afstand BD kleiner wordt. Bij draaien in de richting van het moment is het scalair product van M en $\delta \theta$ positief en gewoon $M \cdot \delta \theta$. De evenwichtsvoorwaarde wordt nu :

$$-G \cdot \delta y_A + M \cdot \delta \theta = 0$$

Nota: wanneer men met de kracht op de hendel zou willen werken en L de lengte van de hendel is, dan zou de verplaatsing van het aangrijpingspunt van de kracht $L \cdot \delta\theta$ zijn. De virtuele arbeid geleverd door die kracht wordt dan $F \cdot L \cdot \delta\theta$, waarin $F \cdot L = M$. Men komt dus op dezelfde formules uit.

Men heeft verder:

$$y_A = 2a \cos \alpha \text{ waaruit } \delta y_A = -2a \sin \alpha \cdot \delta \alpha;$$

Alles invullen in vorige uitdrukking:

$$-G \cdot -2a \sin \alpha \cdot \delta \alpha + M \cdot \delta \theta = 0 \quad (\text{b})$$

Om een verband te vinden tussen $\delta\theta$ en $\delta\alpha$ drukt men de verandering van BD uit in functie van beide. Als de last omhoog beweegt moet de afstand BD kleiner worden. Men moet dus het minteken kiezen in (a). Men drukt nu ook BD uit als functie van α : $BD = 2a \cdot \sin \alpha$. Hieruit haalt men:

$$\delta(BD) = 2a \cdot \cos \alpha \cdot \delta \alpha$$

Alles invullen levert :

$$\delta(BD) = 2a \cdot \cos \alpha \cdot \delta \alpha = -S \frac{\delta \theta}{2\pi}$$

Men kan dit bv. oplossen voor $\delta\alpha$ en dat invoeren in (b). De oplossing wordt (mits α verschilt van 0):

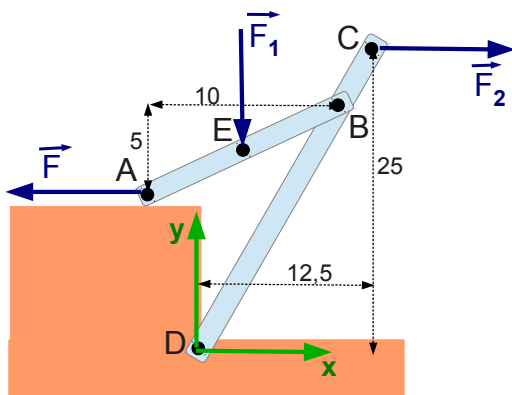
$$G = \frac{2\pi}{S \tan \alpha} M$$

Bij $\alpha=0$ wordt het gewicht G opgenomen door de staven zonder dat de stang BD erbij komt kijken (in theorie). Dit is een speciale stand, waarin de vergelijkingen feitelijk niet meer opgaan. Dit is typisch voor de methode van de virtuele arbeid: singulariteiten van de formules duiden op speciale standen waarin de oorspronkelijke vergelijkingen niet gelden.

Dit voorbeeld laat ook duidelijk de kracht zien van de methode van de virtuele arbeid. Men moet het systeem niet ontbinden in zijn onderdelen. Voor de nodige verbanden redeneert men op verplaatsingen, wat relatief eenvoudig is en wat men zich veel concreter kan voorstellen dan krachten. Maar het blijft daardoor ook een soort "black box"-systeem. Men krijgt een verband tussen de krachten op twee of meer punten van het systeem, maar over de manier waarop die inwendig overgedragen worden, krijgt men geen informatie.

4.9.3 Derde Voorbeeld

Tenslotte een voorbeeld waarbij nog een andere aanpak gebruikt wordt. Gegeven is een stangenstelsel zoals weergegeven in de figuur, waarop twee krachten werken, nl. F_1 en F_2 . Gevraagd wordt de kracht F in punt A bij evenwicht te berekenen. De afstand DB is $4/5$ van de afstand DC. $F_1 = 240 \text{ N}$, $F_2 = 60 \text{ N}$



Figuur 4.10: Derde voorbeeld

b) Het punt E ligt in het midden van AB:

$$y_E = \frac{y_A + y_B}{2} \quad \delta y_E = \frac{\delta y_A + \delta y_B}{2} = \delta y_B / 2$$

want A beweegt niet in y-richting.

De evenwichtsvoorwaarde volgens de virtuele arbeid is:

$$\vec{F} \cdot \delta \vec{r}_A + \vec{F}_1 \cdot \delta \vec{r}_E + \vec{F}_2 \cdot \delta \vec{r}_C = 0$$

Daar alle krachten volgens een klassiek xy-assenkruis liggen, voert men een xy-assenkruis in met oorsprong in D. De voorwaarde wordt dan

$$-F \delta x_A - F_1 \delta y_E + F_2 \delta x_C = 0 \quad (1)$$

Het is een systeem met één vrijheidsgraad. Als veralgemeende coördinaat kan men bv. de hoek van CD met de x-as kiezen. Zij dit de hoek θ . Men moet nu de x-coördinaat van A en C en de y-coördinaat van E bepalen en deze dan differentiëren.

a) x_C is rechtstreeks functie van θ :

$$x_C = DC \cos \theta \quad \delta x_C = -DC \sin \theta \cdot \delta \theta = -y_C \delta \theta$$

c) De afstand AB is constant:

$$(x_B - x_A)^2 + (y_B - y_A)^2 = AB^2$$

Differentiëren:

$$2(x_B - x_A)(\delta x_B - \delta x_A) + 2(y_B - y_A)(\delta y_B - \delta y_A) = 0$$

Oplossen naar δx_A :

$$\delta x_A = \left(\frac{y_B - y_A}{x_B - x_A} \right) \delta y_B + \delta x_B$$

$$x_B = DB \cos \theta \quad \delta x_B = -DB \sin \theta \delta \theta = -y_B \delta \theta$$

$$y_B = DB \sin \theta \quad \delta y_B = DB \cos \theta \delta \theta = x_B \delta \theta$$

Alles in (1):

$$-F \left[\left(\frac{y_B - y_A}{x_B - x_A} \right) x_B - y_B \right] \delta \theta - F_1 \frac{x_B}{2} \delta \theta - F_2 y_C \delta \theta = 0$$

Dit is een uitdrukking in één veralgemeende coördinaat. $\delta \theta$ kan men nu weglaten. Uiteindelijk staan alleen cartesische coördinaten in de formule, waarvan de numerieke waarde gemakkelijk kan afgelezen worden uit de figuur. Men krijgt:

$$-F [(5/10)10 - 20] - 240(10/2) - 60 \cdot 25 = 0$$

Waaruit volgt $F = 180 \text{ N}$

4.9.4 Berekenen van verbindingskrachten

Alhoewel de methode van de virtuele arbeid precies interessant is omdat de meeste verbindingskrachten er niet in voorkomen, kan men met een klein trucje de methode toch gebruiken om eventueel ook een verbindingskracht uit te rekenen. Het trucje bestaat erin de verbinding weg te nemen maar de verbindingskracht te behouden. Op die manier creëert men een supplementaire vrijheidsgraad. Men kan dan berekenen welke verbindingskracht er moet uitgeoefend worden om het systeem in dezelfde positie te houden als met de verbinding.

4.10 Slotbemerkingen

4.10.1 Een beetje geschiedenis

De methode van de virtuele arbeid is een zeer oude methode. Sommigen verwijzen naar [Archimedes](#) (287 -212 v. Chr.) die zou gezegd hebben: "Geef mij een steunpunt en ik til de wereld op". Later vindt men redeneringen via bij [Simon Stevin](#) (1548-1620) en [Galileo](#) (1564-1642), dus bijna honderd jaar voor [Newton](#) (1642-1726), onder de vorm dat bij elk hefboomsysteem de arbeid die men er aan één zijde in steekt als product van een kleine kracht met een grote verplaatsing er aan de andere zijde moet uitkomen als een grote kracht met een kleine verplaatsing. Op dat ogenblik was de differentiaal- en integraalrekening nog onbestaande en misschien ligt daar voor een deel de oorzaak van het spreken over ingebeelde verplaatsingen.

De methode werd verder ontwikkeld door [Bernoulli](#) (1771), [d'Alembert](#) (1743) en [Lagrange](#) (1788). Ze wordt echter met zeer grote verschillen voorgesteld. Er zijn veel auteurs die werken met virtuele snelheden in plaats van virtuele verplaatsingen. De methode zou dan de methode van het virtuele vermogen moeten heten en wordt door sommigen dan ook zo genoemd. Het werken met virtuele snelheden vermijdt in elk geval dat men spreekt over infinitesimaal kleine verplaatsingen, een uitdrukking die, met de huidige nauwkeuriger formulering van differentiaalrekenen, bij vele wiskundigen in ongenade gevallen is. Bij de auteurs die met verplaatsingen werken zijn er enkele die met werkelijke verplaatsingen werken. Voor de meesten gaat het echter over differentiaal van de verplaatsing. Tenslotte zijn er verschillen in de verplaatsingen (of snelheden) die men beschouwt. Voor velen gaat het over volledig vrije verplaatsingen. In dat geval kan het principe van de virtuele arbeid omgewisseld worden met de tweede wet van Newton, d.i. men kan het principe van de virtuele arbeid als fundamenteel principe aannemen en daaruit dan de tweede wet van Newton afleiden. De verplaatsingen die de verbindingskrachten respecteren

heten dan compatibele verplaatsingen. Hier werd alleen gewerkt met verplaatsingen die de verbindingen respecteren. Bij bewegende systemen kan men een onderscheid maken tussen de verplaatsingen in een tijdsspanne dt en de mogelijke verplaatsingen verenigbaar met de verbindingen op een ogenblik t . Deze laatste noemt men de virtuele verplaatsingen. Elke virtuele verplaatsing komt dan overeen met een wijziging van de betrokken parameter.

Het verschil tussen virtuele en werkelijke verplaatsingen is dus niet in het algemeen te formuleren en is feitelijk maar van belang als men dynamische situaties gaat beschrijven. Zie hiervoor het hoofdstuk over de methode van Lagrange (hfdst. [8](#)).

Hoofdstuk 5

Kinematica

Inhoudsopgave

5.1 De definities	76
5.1.1 Verbanden	77
5.1.1.1 Afleidingen	77
5.1.2 Eenparige en eenparig versnelde beweging	78
5.1.2.1 Eenparige beweging	78
5.1.2.2 Eenparig versnelde beweging	78
5.1.2.3 Remweg	79
5.2 De vectoriële formules	81
5.2.1 Cartesische coördinaten	81
5.2.1.1 Toepassing: beweging op een cirkel - Normale en tangentiële versnelling	81
5.2.1.2 Normale versnelling bij een willekeurige kromme	82
5.2.1.3 Valparabool	83
5.2.1.4 Valparabool-2: hoek, omhullende	85
5.2.1.5 Valparabool-3: maximale afstand op helling, luchtweerstand	86
5.2.2 Poolcoördinaten	88
5.2.2.1 Het assenkruis voor snelheid en versnelling	88
5.2.2.2 Afleiding van de formules	89
5.2.2.3 Praktisch gebruik van poolcoördinaten	90
5.2.2.4 De term $2\mathbf{v}_r \cdot \boldsymbol{\omega}$	91
5.2.3 Berekenen van normale en tangentiële versnelling	91
5.2.3.1 Tangentiële versnelling	91
5.2.3.2 Normale versnelling	92
5.2.3.3 Voorbeeld	93
5.3 Bewegende referentiesystemen	94
5.3.1 Snelheden	94
5.3.1.1 De drie snelheden	94
5.3.1.2 Voorbeelden	96
5.3.1.3 Een trainingsprogramma	98
5.3.2 Versnellingen	99
5.3.2.1 Een woord vooraf	99
5.3.2.2 Een nieuwe operator	99
5.3.2.3 De versnelling	99
5.3.2.4 Eenvoudiger formule voor starre voorwerpen	100
5.3.2.5 Coriolisversnelling en bewegingen op aarde	101
5.3.2.6 Bolcoördinaten	102
5.4 Kinematica: aanvullingen	105
5.4.1 Ogenblikkelijk rotatiecentrum	105
5.4.2 Poolbaan en poolkromme	106
5.4.3 Samenstellen van rotaties	110

5.4.3.1	Rotaties op meerder niveaus	110
5.4.3.2	Equivalentie van rotaties	111
5.4.3.3	Speciale gevallen	113
5.4.3.4	Lineaire versnellingen en hoekversnellingen	113
5.4.4	Rollen	114

5.1 De definities

In de kinematica bestudeert men de beweging van een punt door alleen zijn positie in de loop van de tijd te beschouwen, zonder te zoeken naar de oorzaken van de beweging. De beweging is geheel beschreven als men de **positie** van het punt kan geven als functie van de **tijd**. Uit de positie kunnen grootheden als **snelheid** en **versnelling** afgeleid worden, die beide in het algemeen ook functies van de tijd zijn. In de kinematica treden dus vooral de volgende grootheden op:

- de **positie**
- de **snelheid**: dit is de verandering van de positie als functie van de tijd, of, meer wiskundig, de afgeleide van de positie naar de tijd.
- de **versnelling**: de verandering van de snelheid als functie van de tijd of de afgeleide van de snelheid naar de tijd.

De positie van een bewegend punt kan men echter op verschillende manieren vastleggen en dat geeft aanleiding tot verschillende vormen van “snelheid”:

1. Als een punt een baan doorloopt, kan men de positie weergeven m.b.v. de **afstand langs de baan** voorgesteld door $s(t)$. De grootheid $s(t)$ stelt de afstand tot de positie op het tijdstip t voor, gemeten langs de baan, vanaf een gekozen referentiepunt O . Men moet hierbij nog een positieve richting kiezen voor het doorlopen van de baan. De tegenovergestelde richting is dan automatisch de negatieve richting. Men spreekt in dat geval ook over positieve en negatieve **zin** voor het doorlopen van de baan. De afstand langs de baan $s(t)$ is een scalaire functie en ook de afgeleiden, zoals snelheid en versnelling langs de baan, zullen scalaire functies zijn. Voor de bepaling van snelheid en versnelling langs de baan hoeft de juiste vorm van de baan niet bekend te zijn.

Door s naar de tijd te differentiëren, krijgt men de snelheid langs de baan:

$$v(t) = \frac{ds}{dt}$$

De afgeleide van deze snelheid levert de versnelling langs de baan:

$$a_t(t) = \frac{dv}{dt} = \frac{d^2s}{dt^2}$$

De index t staat voor “tangenteel” omdat dit alleen de tangentiële component betreft van de versnellingsvector, zoals die hieronder gedefinieerd wordt.

Het aspect richting slaat bij al deze grootheden enkel op de zin die men voor het doorlopen van de kromme gekozen heeft. Zo zal het teken van de snelheid en versnelling de richting van de beweging langs de baan aangeven, d.w.z. in positieve of in negatieve zin. Men heeft maar een beperkte informatie over de drie betrokken grootheden, maar deze is in vele gevallen voldoende.

2. Men verkrijgt alle informatie over de beweging, door de **positievector** $\vec{r}(t)$, de plaats in de ruimte op het tijdstip t , als functie van de tijd te geven. De afgeleiden hiervan zullen nu ook vectoriële grootheden zijn. Zo is de snelheidsvector:

$$\vec{v}(t) = \frac{d\vec{r}}{dt}$$

en de versnellingsvector:

$$\vec{a}(t) = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2\vec{r}}{dt^2}$$

Om deze formules te gebruiken voor berekeningen, zal men een of ander coördinatensysteem moeten kiezen.

3. Bij een cirkelbeweging (met straal r) is het voldoende de **hoek** θ op te geven t.o.v. een referentielijn of -positie om de positie van een punt volledig te bepalen. I.p.v. een lineaire snelheid v krijgt men nu een hoeksnelheid:

$$\omega(t) = \frac{d\theta}{dt}$$

en de hoekversnelling:

$$\alpha(t) = \frac{d\omega}{dt}$$

In de formules waarin θ , ω en α voorkomen moet de hoek in radialen uitgedrukt worden en niet in de meer bekende graden. Radialen zijn de enige coherente eenheid. ω wordt dan radialen per seconde (symbool: rad/s) en α radialen per seconde kwadraat (symbool: rad/s²)

5.1.1 Verbanden

De eerste vraag die hierbij rijst is natuurlijk wat het verband is tussen al deze grootheden.

Er is geen directe relatie tussen s en $\vec{r}$ zelf. Wel blijkt $|ds| = \|d\vec{r}\|$. Hierdoor is er een verband tussen $v = ds/dt$ en $\vec{v} = d\vec{r}/dt$, nl.:

$$|v| = \|\vec{v}\|$$

Of: de grootte van de snelheid, berekend uit de positie langs de baan, is ook de grootte van de vectoriële snelheid

Wat de versnelling betreft, blijkt a_t enkel de tangentiële component van $\vec{a}$ te zijn, dus rakend aan de baan. Merk op dat $|v|$ en $|a_t|$ beide de grootte van de tangentiële componenten zijn van de vectoriële grootheden. De snelheidsvector $\vec{v}$ is echter zuiver tangenteel, zoals in de volgende paragraaf aangetoond wordt. Daardoor is $|v|$ meteen ook de grootte van $\vec{v}$, zoals hierboven al opgemerkt, terwijl de versnellingsvector naast de tangentiële component a_t , soms nog een component a_n loodrecht op de baan heeft.

5.1.1.1 Afleidingen

1. De snelheid is altijd rakend aan de baan

Dit is een zeer belangrijke eigenschap, die eenvoudig aan te tonen is. In de figuur 5.1 kan men zien hoe een punt op een eerste ogenblik t_1 in A is en een tijdje later, op t_2 , in B. De snelheid van dat punt is:

$$\vec{v} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{r}}{\Delta t}$$

De limietstand van de rechte door 2 punten van een kromme, als die 2 punten naar elkaar toekomen, is de raaklijn. Dus de snelheid ligt volgens de raaklijn.

2. Of: de grootte van de snelheid, berekend uit de positie langs de baan, is ook de grootte van de vectoriële snelheid

$$|v| = \|\vec{v}\|$$

In elk orthonormaal assenstelsel geldt:

$$|ds| = \sqrt{\sum (dx_i)^2}$$

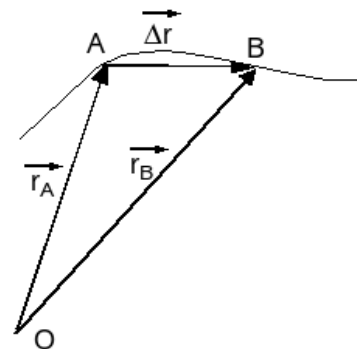
Hieruit volgt onmiddellijk:

$$|v| = \left| \frac{ds}{dt} \right| = \sqrt{\sum \left(\frac{dx_i}{dt} \right)^2} = \sqrt{\sum (v_i)^2} = \|\vec{v}\|$$

3. Tangentiële versnelling

Uit beide voorgaande punten blijkt dat de snelheid ook kan geschreven worden als:

$$\vec{v} = v \vec{u}_t = \frac{ds}{dt} \vec{u}_t$$



Figuur 5.1: Berekenen van de vectoriële snelheid

Als men deze uitdrukking differentieert naar de tijd krijgt men 2 termen:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2s}{dt^2} \vec{u}_t + \frac{ds}{dt} \frac{d\vec{u}_t}{dt}$$

De eerste term is een versnelling volgens de raaklijn, nl. de tangentiële versnelling. De tweede term zal de normale versnelling leveren, maar dat wordt verder uitgewerkt na het voorbeeld van de cirkelbeweging.

5.1.2 Eenparige en eenparig versnelde beweging

In de kinematica houdt men zich niet bezig met de oorsprong van de versnellingen. In de dynamica wordt door de wet van Newton een verband gelegd tussen krachten als oorzaak van een beweging en de versnelling. Als men de krachten kent die op een voorwerp werken, kan men zijn versnelling berekenen en zou men door integreren moeten komen tot de snelheid en de positie van dat voorwerp.

Dit “integreren” is echter een beetje sneller gezegd dan gedaan. In de praktijk komt dit neer op het oplossen van een differentiaalvergelijking.

Er zijn echter eenvoudige bewegingen, waarbij dit integreren eenvoudig is. Dit zijn bewegingen zonder versnelling, de *eenparige* bewegingen, en bewegingen met constante versnelling, de *eenparig versnelde* bewegingen.

5.1.2.1 Eenparige beweging

Men spreekt van een eenparige beweging als de beweging met constante snelheid verloopt, dus zonder versnelling. Als er geen versnelling is, moet de snelheid constant zijn. Men vertrekt dan hiervan voor het bepalen van de positie.

1. Als $\mathbf{a}_t = \mathbf{0}$ is, heeft men een **eenparige beweging langs een kromme**. Uit $v = ds/dt$ volgt dan:

$$s(t) = s_0 + v t$$

Hierin is s_0 de integratieconstante. Als $t=0$ staat er dat $s(0) = s_0$. De index 0 (nul) slaat dus, hier en in alle volgende formules op het ogenblik $t=0$, niet op de oorsprong.

2. Als de **vector** $\vec{a} = 0$ is, volgt analoog uit $d\vec{r}/dt = \vec{v}$

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v} t$$

De baan is een rechte lijn gericht langs de snelheid, die vanaf het punt $\vec{r}_0$ met constante snelheid gevolgd wordt.

3. Als de **hoekversnelling** $\alpha = 0$ is, heeft men een **eenparige cirkelbeweging** met constante hoeksnelheid ω .

$$\theta(t) = \theta_0 + \omega t$$

5.1.2.2 Eenparig versnelde beweging

Men spreekt van een eenparig versnelde beweging als de beweging met constante versnelling verloopt. Door integratie kan men formules voor de snelheid en voor de positie afleiden.

1. Als $\mathbf{a}_t$ **constant** is, volgt uit $dv/dt = a_t$ dat de snelheid $v(t)$ als primitieve functie moet beantwoorden aan:

$$v(t) = v_0 + a_t t$$

en uit $v = ds/dt$ dat:

$$s(t) = s_0 + v_0 t + \frac{1}{2} a_t t^2,$$

2. Als de **totale vector** $\vec{a}$ **constant** is (zowel in richting als in grootte!) dan volgt uit $d\vec{v}/dt = \vec{a}$:

$$\vec{v}(t) = \vec{v}_0 + \vec{a} t$$

en uit $d\vec{r}/dt = \vec{v}$ voor de positie:

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \frac{1}{2} \vec{a} t^2$$

waarin $\vec{r}_0$ de beginpositie (op $t=0$) en $\vec{v}_0$ de beginsnelheid is.

De posities vormen een parabool. In drie dimensies ligt die in het vlak bepaald door de beginsnelheid en de versnelling en heeft de richting van de versnelling als symmetrie-as.

Enkel bij **rechtlijnige beweging** zijn bovengenoemde situaties gelijkwaardig en is zowel de eerste als de tweede reeks formules geldig. In dat geval is er geen *normale* versnelling, d.w.z. een versnellingscomponent loodrecht op de baan, en is de tangentiële component ook de totale versnelling. In alle andere gevallen is of a_t niet constant of is de totale $\vec{a}$ niet constant. Gezien de verbanden tussen deze grootheden is het onmogelijk dat beide constant zouden zijn bij een kromlijnige beweging.

3. Op volledig analoge manier krijgt men voor de cirkelbeweging met **constante hoekversnelling** α :

$$\omega(t) = \omega_0 + \alpha t$$

en

$$\theta(t) = \theta_0 + \omega_0 t + \frac{1}{2} \alpha t^2$$

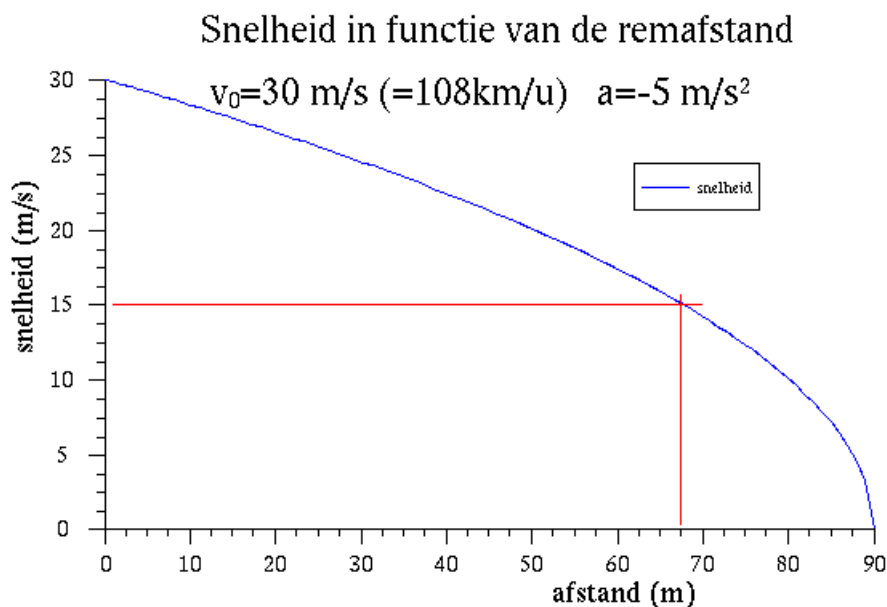
5.1.2.3 Remweg

Al deze formules geven snelheid of positie als functie van de tijd. Het is echter interessant om eens te zien hoe de snelheid evolueert in functie van de afgelegde weg. Dit is een toepassing voor de eerste reeks formules. Uit de formule voor de snelheid haalt men de tijd en substitueert die in de uitdrukking voor de afstand s . Dan lost men deze uitdrukking op naar v :

$$v(s) = \sqrt{v_0^2 + 2a(s - s_0)}$$

De grafiek hiervan is een liggende parabool. Als het over een vertraging gaat moet a negatief gerekend worden.

Als concrete toepassing wordt het afremmen van een auto bekeken. Onderstelt men een beginsnelheid van 30 m/s (108 km/u) en een vertraging van 5 m/s², dan bekomt men de grafiek 5.2.



Figuur 5.2: Snelheid als functie van de remafstand

Bij een eenparig vertraagde beweging neemt de snelheid lineair af in de tijd, maar duidelijk niet evenredig met de afgelegde weg. Iedereen die ooit een noodstop heeft moeten uitvoeren aan een grote snelheid, weet hoe men in het begin de indruk heeft dat de remmen niet pakken. Men zou immers een afname willen zien evenredig met de remweg en dat gebeurt niet. In het begin is de snelheid nog groot zodat er

in elke seconde meer weg afgelegd wordt dan op het einde. Als algemene regel geldt **dat men steeds driekwart van de stopafstand nodig heeft om de snelheid te halveren**. In de grafiek (5.2) is dat 67,5 m.

De stopafstand is de afstand om $v=0$ te bekomen (met $s_0 = 0$):

$$s(v=0) = \frac{v_0^2}{2a}$$

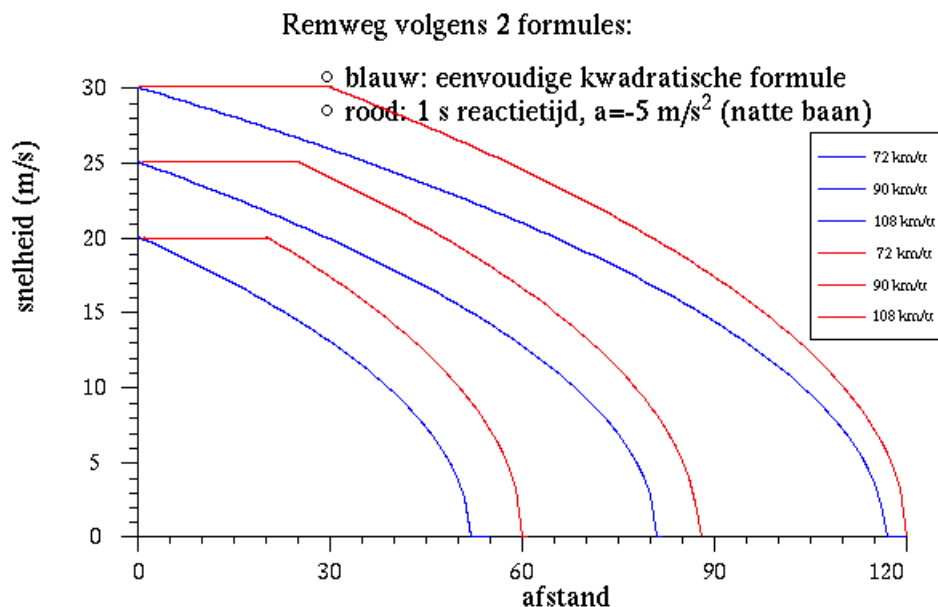
waarbij v_0 in m/s moet gegeven worden.

Een eenvoudige formule om de stopafstand te berekenen stelt dat men de snelheid in km/u moet delen door 10 en het resultaat kwadrateren. Bij 100 km/u levert deze formule een afstand van $10 \times 10 = 100$ m. Uit de bovenstaande formule kan men ook halen met welke vertraging deze formule rekent:

$$a = \frac{v_0^2}{2s} = \frac{(100/3.6)^2}{2 \times 100} = 3.86 \text{ m/s}^2$$

Een vertraging van 5 m/s^2 wordt algemeen beschouwd als wat normaal is voor een nat wegdek. In ideale omstandigheden hangt de stopafstand af van het type wagen. Het blijkt dat kleinere wagens nauwelijks 9 m/s^2 halen terwijl de zwaardere luxewagens bijna 11 m/s^2 kunnen halen. Volgens gegevens van de ANWB heeft een Porsche iets meer dan 36 m nodig om te stoppen vanaf 100 km/u ($a=10,7 \text{ m/s}^2$) en een kleine wagen 46 tot 47,5 m ($a=8,4 \text{ m/s}^2$). Het verschil komt vermoedelijk van de bredere banden waarmee zware wagens uitgerust zijn, om de grotere trekkracht van de motor over te brengen zonder de wielen te doen slippen. Deze betere grip op de weg loont ook bij het remmen. Bij een noodstop met een kleine wagen kan men beter een Porsche achter zich hebben dan voor zich! Ook moderne vrachtwagens remmen even kort als personenwagens. Men moet echter bedenken dat alle parameters ideaal moeten zijn om deze grote vertragingen te halen: goede droge baan, goede banden met correcte spanning, goed onderhouden remmen.

Een meer nauwkeurige berekening van de stopafstand houdt rekening met een reactietijd van ongeveer 1 s. Als er plots geremd wordt, dan kan de 2e wagen pas reageren als hij de remlichten van zijn voorganger ziet oplichten. Hij moet dat verwerken, wat minstens een halve seconde duurt, en dan nog zijn voet van het gaspedaal naar het rempedaal brengen en dat induwen. Globaal rekt men hiervoor op 1 s. Gedurende die tijd blijft men met constante snelheid bewegen. Men kan zich afvragen of de kleinere vertraging van de simpele kwadratische formule misschien kan compenseren voor het weglaten van die 1e seconde. Het antwoord ziet men in de grafieken van figuur 5.3.



Figuur 5.3: Remweg volgens eenvoudige en meer correcte formule

Men kan zien dat de eenvoudige formule bij lage snelheden te optimistisch is op een nat wegdek, rond 100 km/u echter vrij goed is.

Een andere vuistregel zegt dat men 2 s achter zijn voorganger moet blijven, wat ongeveer neerkomt op een aantal meter gegeven door de helft van de snelheid in km/u. Bij 100 km/u wordt dat 50 m, bij 120 km/u 60 m. Om een kop-staartbotsing te vermijden, voor zelfde vertraging van beide voertuigen, moet men minstens een afstand houden die overeenkomt met de afstand die afgelegd werd tijdens de reactietijd. De "2 seconden regel" is dus aan de veilige kant. Voor een reactietijd van 1 s blijkt er een **minimum afstand van 28 m nodig bij 100 km/u en 34 m bij 120 km/u**. Rekent men dat de eerste wagen remt met 11 m/s^2 en de tweede maar met 9 m/s^2 , dan worden die afstanden zelfs **36 m** en **45 m**. Minder dan die afstand achter zijn voorganger hangen is waanzin, of men moet rapper kunnen remmen dan zijn schaduw.

5.2 De vectoriële formules

5.2.1 Cartesische coördinaten

Er werd hierboven reeds opgemerkt dat men, om de vectoriële formules te gebruiken voor numerieke berekeningen, moet teruggrijpen naar een of andere coördinatenrepresentatie van de betrokken vectoren. Meest bekend is hier de **cartesische** voorstelling. Hierbij wordt een onbeweeglijk assenkruis gebruikt. De positievector $\vec{r}(t)$ heeft in 2 dimensies dan coördinaten die we meestal aanduiden met $x(t)$ en $y(t)$ (liever niet r_x en r_y !), de snelheid $\vec{v}(t)$ krijgt de coördinaten $v_x(t)$ en $v_y(t)$ en de versnelling $\vec{a}(t)$ krijgt de coördinaten $a_x(t)$ en $a_y(t)$. Voor de coördinaten van de snelheid gelden de betrekkingen:

$$v_x(t) = \frac{dx}{dt} \text{ en } v_y(t) = \frac{dy}{dt}$$

en voor de versnelling:

$$a_x(t) = \frac{dv_x}{dt} \text{ en } a_y(t) = \frac{dv_y}{dt}$$

5.2.1.1 Toepassing: beweging op een cirkel - Normale en tangentiële versnelling

Als toepassing wordt de beweging met **constante snelheid** van een punt op een cirkel beschouwd. Reeds vroeger, in het deel Elementaire bewerkingen met vectoren (1.2), werd aangetoond dat, als een vector constant is in grootte, de afgeleide loodrecht moet staan op die vector. Bij een cirkel is de straal constant en dat is de grootte van de positievector van een punt op de cirkel. De snelheid moet dus loodrecht staan op de positievector. Als de hoeksnelheid voorgesteld wordt door ω worden de projecties van de positievector gegeven door:

$$\begin{aligned} x &= R \cdot \sin(\omega t + \theta_0) \\ y &= R \cdot \cos(\omega t + \theta_0) \end{aligned}$$

Na differentiëren naar de tijd krijgt men voor de snelheid:

$$\begin{aligned} v_x &= \omega \cdot R \cdot \cos(\omega t + \theta_0) \\ v_y &= -\omega \cdot R \cdot \sin(\omega t + \theta_0) \end{aligned}$$

Men kan gemakkelijk zien dat inderdaad $\vec{r} \cdot \vec{v} = 0$

De grootte van de snelheid is $v = \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \omega \cdot R$

Men kan dus besluiten dat als een vector ronddraait maar in grootte constant blijft, de afgeleide

- **loodrecht staat op de oorspronkelijke vector** in de richting van de toename van de hoek
- de **grootte** van de afgeleide ω **maal de grootte van de oorspronkelijk vector** is.

Alle eenheidsvectoren zijn voorbeelden van vectoren met een constante lengte. Ze kunnen alleen van richting veranderen, d.w.z. een beetje ronddraaien. Hun afgeleide volgt dus de regels hierboven.

Als men nu opmerkt dat ook de snelheid van het punt in dit voorbeeld een vector is met constante grootte en die ronddraait in de ruimte van de snelheden, dan volgt ogenblikkelijk dat men kan besluiten dat de versnelling van het punt bij constante hoeksnelheid

- zal gericht zijn naar het centrum van de cirkel
- in grootte gelijk zal zijn aan $\omega^2 R$. Dit is de **normale versnelling** a_n .

Indien de hoeksnelheid niet constant is, zal er ook een **tangentiële versnelling** optreden. Men moet dan in de formules voor de positie de $\omega t + \theta_0$ vervangen door een $\theta(t)$, een willekeurige functie van de tijd. Na een eerste maal differentiëren bekomt men analoge formules als hierboven:

$$\begin{aligned}v_x &= \omega.R. \cos \theta(t) \\v_y &= -\omega.R. \sin \theta(t)\end{aligned}$$

Nu blijft ook ω een functie van de tijd met als afgeleide α . Na nogmaals differentiëren krijgt men:

$$\begin{aligned}a_x &= \alpha.R. \cos \theta(t) - \omega^2.R. \sin \theta(t) \\a_y &= -\alpha.R. \sin \theta(t) - \omega^2.R. \cos \theta(t)\end{aligned}$$

Men herkent hierin de projecties van 2 vectoriële grootheden:

- $a_t = R \alpha$ volgens de raaklijn (en dus ook de richting van de snelheid)
- $a_n = R \omega^2$ volgens de normaal (naar het middelpunt gericht)

Beide componenten staan loodrecht op elkaar zodat men heeft:

$$a^2 = a_x^2 + a_y^2 = a_t^2 + a_n^2$$

wat men gemakkelijk kan controleren met de formules hierboven.

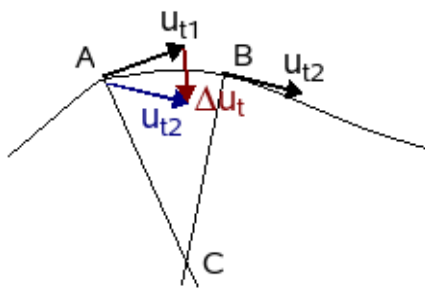
Nota: Er is een essentieel verschil tussen een **cirkelbeweging** en een **rotatie**. Bij een beweging op een cirkel gaat het over **een punt**, eventueel een punt van een voorwerp, dat een **cirkelbaan** volgt. Bij een rotatie gaat het over **een voorwerp**, waarvan de oriëntatie verandert. Waarschijnlijk staan de meeste elektrische motoren stil. Hun rotor, het draaiend deel ervan, blijft ter plaatse. Het enige verband is dat bij een roterend voorwerp elk punt van het voorwerp een cirkel beschrijft t.o.v. de rotatieas, in een vlak loodrecht op die as (of minstens een stukje van zo'n cirkel). In het hoofdstuk over Dynamica van voorwerpen wordt een proef beschreven die duidelijk aantoont dat bewegen op een cirkel en roteren totaal verschillende zaken zijn. Zie Rotatie versus translatie (7.2.7).

5.2.1.2 Normale versnelling bij een willekeurige kromme

Hoger werd gezien dat de versnelling kan geschreven worden als:

$$\vec{a} = \frac{d^2 s}{dt^2} \vec{u}_t + \frac{ds}{dt} \frac{d\vec{u}_t}{dt} = \vec{a}_t + v \frac{d\vec{u}_t}{dt}$$

De vraag is nu: wat is die $\frac{d\vec{u}_t}{dt}$?



Figuur 5.4: Normale versnelling bij een kromme

De afgeleide van een eenheidsvector is een vector die loodrecht staat op de oorspronkelijke vector en met grootte ω . De afgeleide van $\vec{u}_t$ is dus een vector die loodrecht staat op deze vector, dus volgens de normaal i.p.v. volgens de raaklijn. Het wordt dus $\omega \cdot \vec{u}_n$, met een $\vec{u}_n$ die naar de holle kant van de kromme gericht is, zoals blijkt uit de oriëntatie van $\Delta \vec{u}_t$ (zie figuur) en straks uit de zin van ω .

ω is de hoeksnelheid van $\vec{u}_t$. Hoe kan men die bepalen? Drie punten op een kromme definiëren een cirkel. Als deze 3 punten samenkomen in één punt, dan evolueert deze cirkel naar de **raakcirkel** of **osculerende cirkel**. De straal van deze cirkel wordt aangeduid met de Griekse letter ρ (rho) en heet de **kromtestraal van de kromme** in dat punt. Het centrum van de cirkel is het **kromtemiddelpunt**. Deze cirkel heeft als eigenschap dat de eerste en de tweede afgeleide in het

beschouwde punt dezelfde zijn als van de kromme. Deze cirkel sluit dus veel nauwer aan bij de kromme dan de raaklijn.

Volgens de figuur 5.4 wordt $\Delta \vec{u}_t$ een vector die naar dat kromtemiddelpunt gericht is. Als men de loodlijn trekt op de eenheidsvectoren in A en B, dan snijden die elkaar in C. De hoek θ tussen de eenheidsvectoren $\vec{u}_{t1}$ en $\vec{u}_{t2}$ is dezelfde als de hoek tussen de normalen in C. Als B steeds dichterbij A gekozen wordt, dan evolueert het punt C naar het kromtemiddelpunt en de afstand AC naar de kromtestraal ρ . In de limiet, als B samenvalt met A, geldt exact dat de snelheid van het punt in A kan geschreven worden als $v = \rho \cdot \omega$, met ω de afgeleide van θ , dus ook de hoeksnelheid van $\vec{u}_t$. Men heeft dus $\omega = v/\rho$. Invullen in bovenstaande formule levert:

$$\vec{a}_n = v \frac{d\vec{u}_t}{dt} = \frac{v^2}{\rho} \vec{u}_n$$

De tweede term is dus de algemene formulering voor de normale versnelling. Men ziet dat de formule een sterke gelijkenis vertoont met de formule voor de cirkelbeweging. Alleen is R nu vervangen door ρ .

Nota: men kan de afleiding wiskundig wat formeel correcter maken als men beroep doet op één of andere eigenschap van ρ bv. $1/\rho = d\theta/ds$, maar dan zouden die eigenschappen ook nog moeten bewezen worden.

5.2.1.3 Valparabool

Wanneer men de luchtweerstand verwaarloost, dan is de valbeweging, het gooien van een steen of bal of het afschieten van een projectiel een eenparigversnelde beweging. Eens het voorwerp aan zichzelf overgelaten is, beïnvloedt alleen de zwaartekracht nog de beweging. Deze zorgt voor een versnelling naar beneden, die onafhankelijk is van de massa van het voorwerp. Deze **valversnelling** wordt aangeduid met de letter **g** (van gravitatie) en is in onze streken ongeveer $9,81 \text{ m/s}^2$. Voor de praktische berekeningen wordt meestal 10 m/s^2 gebruikt, wat een fout is van minder dan 2%. De fout door het verwaarlozen van de luchtweerstand is veel groter.

In vectoriële vorm wordt een valparabool gegeven door:

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \vec{g} t^2 / 2$$

waarin $\vec{r}_0$ de beginpositie is (op $t=0$) en $\vec{v}_0$ de beginsnelheid is. Bemerk dat er in de vectoriële vorm overal een plusteken staat. De beginsnelheid kan men opschrijven in cartesische coördinaten in een klassiek verticaal-horizontaal assenkruis als (v_{0x}, v_{0y}) . Zeer dikwijls wordt echter gewerkt met de grootte en de hoek. Dan worden diezelfde coördinaten geschreven als $(v_0 \cos \alpha, v_0 \sin \alpha)$. Men krijgt dan voor de positie:

$$x(t) = x_0 + v_0 \cdot \cos \alpha \cdot t$$

$$y(t) = y_0 + v_0 \cdot \sin \alpha \cdot t - g \cdot t^2 / 2$$

Men ziet dat de beweging in de horizontale richting (x-richting) gebeurt met constante snelheid.

Wanneer men de oorsprong van het assenkruis in de beginpositie kan kiezen, verdwijnt de beginpositie uit de vorige formules. Er blijft dan:

$$x(t) = v_0 \cdot \cos \alpha \cdot t \quad (1)$$

$$y(t) = v_0 \cdot \sin \alpha \cdot t - g \cdot t^2 / 2 \quad (2)$$

Draagwijdte van een worp

De draagwijdte d wordt bepaald door de plaats waar y opnieuw 0 wordt voor een t verschillend van 0. Men kan dan t wegdelen uit (2), die vergelijking oplossen naar t en die uitdrukking substitueren in (1). Als men dan nog weet dat $2 \cdot \sin \alpha \cdot \cos \alpha = \sin 2\alpha$ dan krijgt men als resultaat:

$$d = \frac{v_0^2 \sin 2\alpha}{g} \quad (3)$$

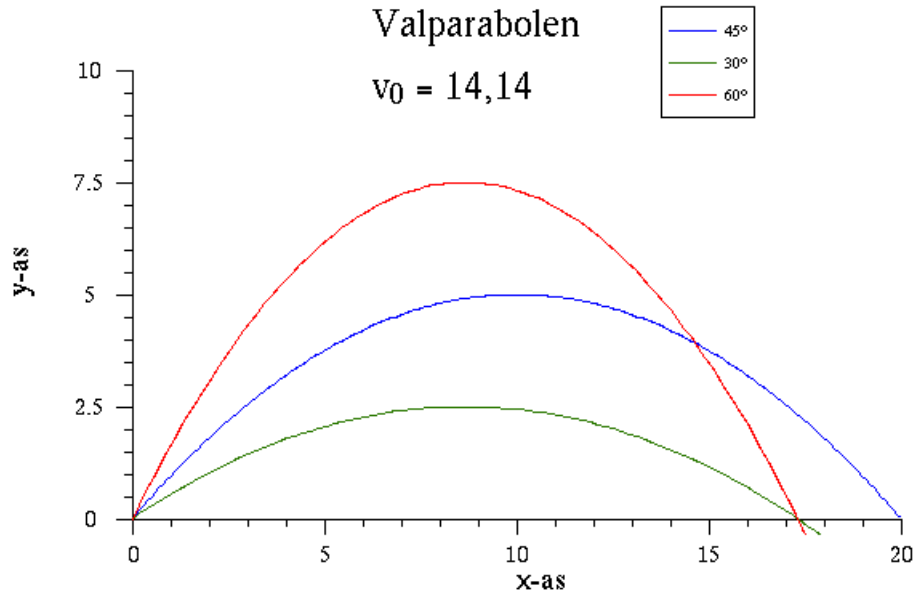
Uit deze formule kan men 2 besluiten trekken:

- De maximale afstand wordt bereikt voor $\alpha = 45^\circ$. Dan is $2\alpha = 90^\circ$ en is $\sin 2\alpha = 1$, de maximale waarde voor de sinusfunctie. Deze maximale draagwijdte is dan:

$$d_{max} = \frac{v_0^2}{g} \quad (4)$$

Met een beginsnelheid van $14,14 \text{ m/s}$ ($= 10 \times \text{vierkantswortel } 2$) wordt deze maximale draagwijdte:

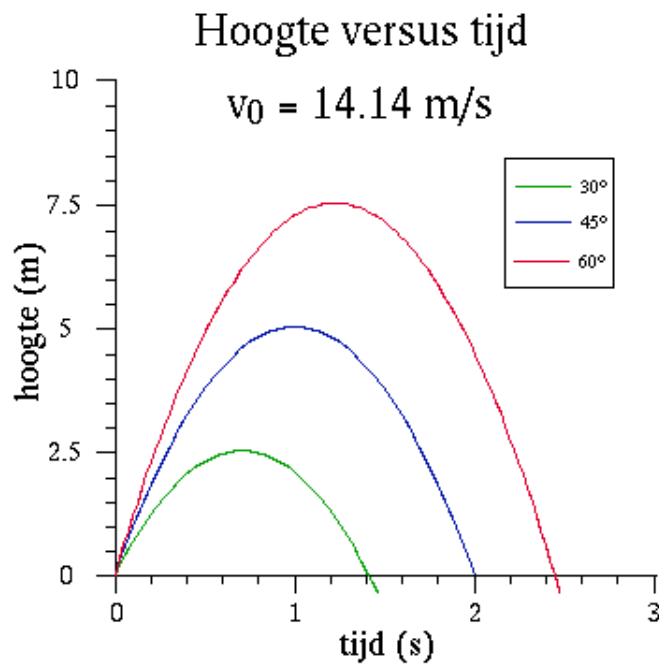
$$d_{max} = \frac{(10\sqrt{2})^2}{10} = \frac{200}{10} = 20 \text{ m}$$



Figuur 5.5: Hoge en lage valparabool

Nota: om een extremum van een functie, een minimum of een maximum, te vinden moet men volgens de algemene theorie het punt zoeken waar de afgeleide van die functie 0 is. Volgens deze aanpak moet men dus (3) afleiden naar α en deze afgeleide gelijk 0 stellen. Uit die vergelijking volgt dan ook dat het maximum bereikt wordt voor 45° .

- Elke kleinere afstand kan bereikt worden onder 2 complementaire hoeken. Als men de formule 3 oplost naar α moet men er immers rekening mee houden dat $\sin 2\alpha$ en $\sin (180^\circ - 2\alpha)$ dezelfde waarde hebben. Dus als $\sin 2\alpha = 0,5$, dan zijn de oplossingen $2\alpha = 30^\circ$ en $\alpha = 15^\circ$ en ook $2\alpha = 150^\circ$ en $\alpha = 75^\circ$. Men spreekt van een **lage** en een **hoge parabool** waarmee hetzelfde punt kan bereikt worden.



Figuur 5.6: Hoogte in functie van de tijd

De tijd die nodig is om het eindpunt te bereiken wordt bepaald door de eenparige beweging in x-richting.

Als men de hoogte uitzet als functie van de tijd ziet men duidelijk dat de hoge parabool altijd de grootste tijd vraagt (fig. 5.6)

Hoogste punt

Naast de formules voor de positie zijn er ook nog de formules voor de snelheid. Deze zijn de afgeleiden van (1) en (2) (beginpositie komt er in elk geval niet in voor):

$$v_x(t) = v_0 \cdot \cos \alpha \quad (5)$$

$$v_y(t) = v_0 \cdot \sin \alpha - g \cdot t \quad (6)$$

Het hoogste punt van de parabool wordt bereikt waar $v_y = 0$ is. Uit (6) volgt dan dat $t = v_0 \sin \alpha / g$. Dit invoeren in (2) levert

$$y_{top} = \frac{v_0^2 \cdot \sin^2 \alpha}{2g}$$

Het hoogste mogelijke punt bij gegeven v_0 wordt natuurlijk bereikt voor $\alpha = 90^\circ$ en is

$$y_{max} = \frac{v_0^2}{2g}$$

Voor het voorbeeld hierboven krijgt men:

$$y_{max} = \frac{(10\sqrt{2})^2}{2 \cdot 10} = \frac{200}{20} = 10 \text{ m}$$

5.2.1.4 Valparabool-2: hoek, omhullende

Hoek gevraagd

Wanneer men uit (1) de tijd haalt en die invoert in (2), krijgt men de vergelijking van de baan als $y=f(x)$:

$$y = x \tan \alpha - \frac{gx^2}{2v_0^2} \cdot \frac{1}{\cos^2 \alpha}$$

Door beide leden van de identiteit $\sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha = 1$ te delen door $\cos^2 \alpha$ bekomt men een nieuwe identiteit:

$$\frac{1}{\cos^2 \alpha} = 1 + \tan^2 \alpha$$

Wanneer men dit inbrengt in vorige functie, dan blijkt dit een kwadratische functie in $\tan \alpha$:

$$y = x \tan \alpha - \frac{gx^2}{2v_0^2} (1 + \tan^2 \alpha) \quad (7)$$

Deze functie kan men gebruiken om uit te rekenen onder welke hoek men moet gooien of schieten als de coördinaten van het eindpunt en de beginsnelheid gegeven zijn.

Voor de overzichtelijkheid van de volgende afleidingen zullen we stellen:

$$\frac{gx^2}{2v_0^2} = C$$

Hiermede kan de vergelijking herschreven worden in de klassieke vorm voor een kwadratische vergelijking als:

$$C \cdot \tan^2 \alpha - x \cdot \tan \alpha + (C + y) = 0 \quad (8)$$

Opdat een oplossing mogelijk zou zijn moet de discriminant δ groter zijn of gelijk aan 0:

$$\delta = b^2 - 4ac = x^2 - 4C(C + y)$$

De grens van het gebied van de punten die kunnen bereikt worden, wordt gegeven door $\delta=0$

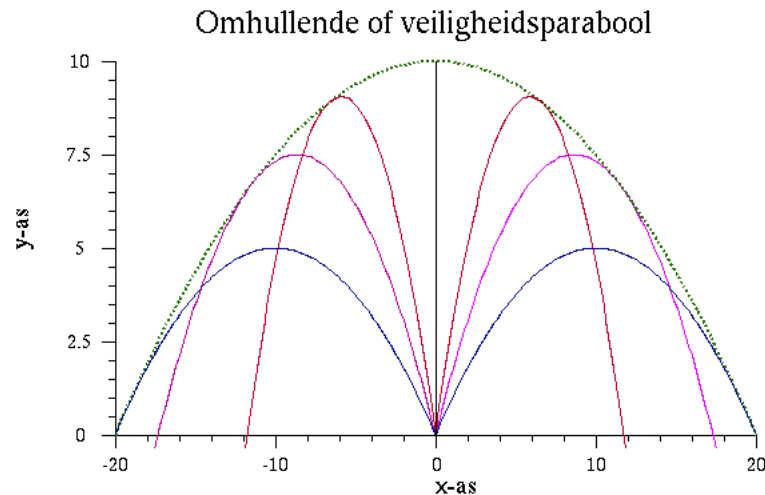
$$x^2 - 4C^2 - 4Cy = 0$$

Dit blijkt een vergelijking van de vorm $y =$ kwadratische functie in x , m.a.w. een parabool:

$$y = \frac{v_0^2}{2g} - \frac{g}{2v_0^2} x^2$$

Deze parabool noemt men in de ballistiek **de veiligheidsparabool** (groene stippellijn in de figuur 5.7).

De snijpunten met de assen:



Figuur 5.7: Omhullende of veiligheidsparabool

- snijpunten met x-as voor $y=0$: $x = \pm v_0^2/g$
Voor het voorbeeld hierboven: $x = \pm 200/10 = 20$ m ... zoals hierboven gevonden
- top: $y = v_0^2/2g$
Voor het voorbeeld hierboven: $y = 200/20 = 10$ m ... zoals hierboven gevonden

Er is nog een andere manier om tot deze parabool te komen. Als men een reeks krommen kan genereren door een parameter te wijzigen, dan kan die **familie krommen** een **omhullende** hebben. Deze omhullende is een kromme zodanig dat

- door elk punt van de omhullende één kromme van de familie passeert
- de raaklijn in dat punt aan die kromme en aan de omhullende samenvallen.

Om deze omhullende te vinden moet men de vergelijking van een kromme afleiden naar de parameter, deze afgeleide = 0 stellen en de parameter elimineren tussen deze vergelijking en de oorspronkelijke vergelijking voor de kromme. Hier zou men α als parameter kunnen beschouwen in (7), maar men kan evengoed $\tan \alpha$ als parameter nemen. Men krijgt dan als 2e vergelijking door afleiden van (8):

$$2C \cdot \tan \alpha - x = 0$$

Dit oplossen naar $\tan \alpha$ en substitueren in (8) levert opnieuw de vergelijking van de veiligheidsparabool.

5.2.1.5 Valparabool-3: maximale afstand op helling, luchtweerstand

Maximale afstand op een helling

Als men de vraag stelt onder welke hoek men moet schieten om een pijl zo ver mogelijk op een helling te laten neerkomen, is dit een probleem dat sterk verschilt van het bepalen van de maximale horizontale reikwijdte. Zij β de hoek van de helling met de horizontale en d de gezochte maximale afstand. Men kan de vectoriële formule

$$\vec{r}(t) = \vec{r}_0 + \vec{v}_0 t + \vec{g} t^2 / 2$$

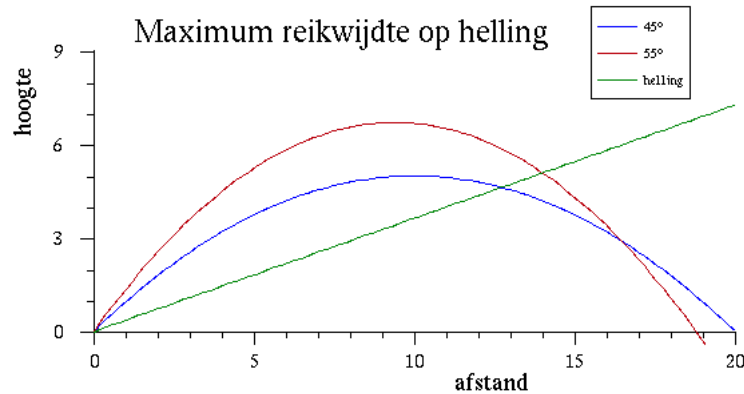
nu projecteren op een klassiek verticaal-horizontaal assenkruis of op een schuin assenkruis.

1. In een klassiek verticaal-horizontaal assenkruis

Hierbij moet de hoek tegenover een horizontale x-as uitgedrukt worden:

$$x = v_0 \cos(\alpha + \beta) t = d \cos \beta$$

$$y = v_0 \sin(\alpha + \beta) t - g t^2 / 2 = d \sin \beta$$



Figuur 5.8: Worp op helling

Uit de eerste vergelijking haalt men de tijd en substitueert die in de tweede. Na heel wat rekenwerk en toepassen van goniometrische som- en verschilformules kan dit herwerkt worden tot:

$$d = \frac{2v_0^2}{g \cdot \cos^2 \beta} \cos(\alpha + \beta) \sin \alpha$$

Deze uitdrukking moet men nu partieel differentiëren naar α en deze afgeleide = 0 stellen:

$$\frac{\partial d}{\partial \alpha} = -\sin(\alpha + \beta) \sin \alpha + \cos(\alpha + \beta) \cos \alpha = 0$$

Of $\cos(2\alpha + \beta) = 0$

Dit heeft als oplossing $2\alpha + \beta = 90^\circ$ of

$$\alpha = 45^\circ - \beta/2 \quad \text{t.o.v. de helling}$$

Voor een helling van 20° krijgt men als optimale hoek: $\alpha = 45^\circ - 20/2 = 35^\circ$ t.o.v. de helling of $35^\circ + 20^\circ = 55^\circ$ t.o.v. de horizontale.

2. In een schuin assenkruis

De x-as wordt langs de helling gelegd en de y-as staat daar loodrecht op. In eerste instantie krijgt men hier een complicatie omdat de valversnelling g nu 2 componenten heeft en moet geschreven worden als $(-g \cdot \sin \beta, -g \cdot \cos \beta)$. Het blijkt echter dat de verdere uitwerking eenvoudiger uitvalt doordat men nu opnieuw kan stellen dat $y=0$ is in het eindpunt. De hoek α is nu de hoek met de x-as.

$$x = v_0 \cdot \cos \alpha \cdot t - g \cdot \sin \beta \cdot t^2 / 2 = d$$

$$y = v_0 \cdot \sin \alpha \cdot t - g \cdot \cos \beta \cdot t^2 / 2 = 0$$

In de laatste vergelijking kan t eenmaal weggedeeld worden, waarna men hieruit t haalt en substitueert in de eerste vergelijking. Dit levert uiteindelijk:

$$d = \frac{v_0^2}{g \cdot \cos \beta} (\sin 2\alpha - 2 \tan \beta \sin^2 \alpha)$$

Partieel differentiëren en het resultaat = 0 stellen leidt tot

$$\cos 2\alpha \cdot \cos \beta - \sin 2\alpha \cdot \sin \beta = 0$$

en zo opnieuw tot $\cos(2\alpha + \beta) = 0$ zoals bij de vorige aanpak.

Nota : didactisch belang

Didactisch gezien zijn valparabolen een interessante topic. De theorie bevat 2 vectoriële vergelijkingen (voor snelheid en positie) in 1 scalaire variabele (de tijd) en 4 vectoriële variabelen: $\vec{r}_0$, $\vec{r}(t)$, $\vec{v}_0$, $\vec{v}(t)$. Voor het tweedimensionale geval levert dit 4 vergelijkingen in 9 veranderlijken. Van die 9 moeten er dus 5 gegeven worden, de andere 4 kan men dan uitrekenen. Dit geeft de mogelijkheid om een zeer grote verscheidenheid aan vraagstellingen te maken.

3. Luchtweerstand

De beschrijving van de valparabool, zoals hierboven gegeven, houdt geen rekening met de luchtweerstand. Een werkelijke worp verloopt dus anders. De oplossing voor de beweging met luchtweerstand is spijtig genoeg niet eenvoudig. Men moet dan vertrekken van een toepassing van de wet van Newton van de vorm:

$$m\vec{a} = m\vec{g} - f(v)\vec{u}_t$$

In woorden: de versnelling wordt bepaald door de aantrekkingskracht van de aarde en door een tegenwerkende kracht die afhankelijk is van de snelheid en tegen de snelheid in gericht is. De horizontale snelheid wordt nu ook vertraagd door die luchtweerstand. Daardoor is de baan geen parabool meer. Men kan een gebied onderscheiden van lage snelheid waarin de weerstand evenredig is met de snelheid. Dit levert nog een eenvoudige differentiaalvergelijking. Bij een penalty schot of bij tennis of golf zijn de snelheden echter te hoog voor deze eenvoudige formules. Men komt dan in een gebied waar de weerstand evenredig is met het kwadraat van de snelheid. Dit geeft een veel ingewikkelder differentiaalvergelijking. De speciale oppervlakte structuur van een golfbal of de donzige bekleding van een tennisbal zorgen voor complexe fenomenen die als gevolg hebben dat de luchtweerstand bij hoge snelheid vermindert. Wie hierover meer wil weten kan zijn zoektocht beginnen met de paragraaf over viskeuze wrijving (9.7)

4. Simulaties

Nota: sinds begin 2017 ondersteunen veel browsers geen Java meer. Daardoor kunnen veel applets niet meer uitgevoerd worden in een browser. Sommige auteurs hebben hun applets omgewerkt naar HTML5, zoals bv. Walter Fendt. HTML5 zou op alle media (pc's, tablets, smart phones) moeten werken. Een andere mogelijkheid is het applet omvormen tot een zuiver Java programma, dat men dan moet downloaden en uitvoeren op zijn computer m.b.v. de "Java run time environment"(JRE). Op <http://www.walterfendt.de/> worden beide mogelijkheden aangeboden. De onderstaande links verwijzen naar simulaties die geen Java applets zijn.

Er zijn veel applets beschikbaar over de valparabool zonder luchtweerstand. Voor een formule met luchtweerstand, zie Viskeuze Wrijving (9.7)

[Schuine worp \(HTML5\)](#)¹

[Schuine worp](#)²(Flash)

[Schuine worp](#)³

[Een aap raken die uit een boom valt](#)⁴. Klein spelletje!

Voor wie zelf wat wil experimenteren is er ook een applet dat toelaat een van de vorm $y=f(x)$ te maken.

5.2.2 Poolcoördinaten

5.2.2.1 Het assenkruis voor snelheid en versnelling

Een andere voorstelling in twee dimensies, die voor de technische toepassingen zeer dikwijls interessanter is, is door middel van poolcoördinaten. Na de keuze van een referentiepunt, de pool, en een referentierichting, wordt de positie weergegeven door een koppel van twee parameters: de afstand r tot de pool en de hoek θ tussen de voerstraal en de referentierichting (fig. 5.9). De afstand r is hier een strikt cartesische afstand, dus nooit negatief. Er moet een positieve zin afgesproken worden voor θ . Dit is meteen ook de positieve zin voor de afgeleiden van θ . Dikwijls kiest men hiervoor de draairichting linksom, de tegenwijzerzin, de richting tegen de klok in, omdat dat overeenkomt met de positieve zin in een tweedimensionaal cartesisch assenkruis met x-as naar rechts en y-as omhoog. Dit is echter geenszins verplicht en men mag de zin kiezen die het best bij de gegeven situatie past. B.v. bij het probleempje van de auto die een brug oprijdt juist op het ogenblik dat die begint te draaien (cfr. infra), is het logisch om de zin van de hoekversnelling van de brug als positieve zin te nemen.

¹http://www.walter-fendt.de/html5/phnl/projectile_nl.htm

²<http://users.pandora.be/jvers/>

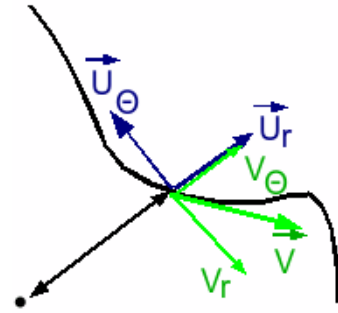
³<http://www.physicsclassroom.com/Physics-Interactives/Vectors-and-Projectiles/Projectile-Simulator/Projectile-Simulator-Interactive>

⁴<http://www.physicsclassroom.com/Physics-Interactives/Vectors-and-Projectiles/The-Monkey-and-the-Zookeeper/The-Monkey-and-the-Zookeeper-Interactive>

Merk op dat r en θ geen componenten zijn van een vector.

De snelheid $\vec{v}$ en de versnelling $\vec{a}$ worden wel op de gebruikelijke manier als vector beschreven. Deze componenten worden beschouwd t.o.v. een assenkruis waarvan

- de **oorsprong** normaal in het beschouwde punt gekozen wordt;
- de **r-as** wijst in de richting van toenemende r (dus steeds van de pool weg)
- de **θ -as** staat loodrecht op de r-as, 90° gedraaid in de zin van toenemende θ (of: in de positieve zin voor θ)



Figuur 5.9: Assenkruis voor snelheid en versnelling in poolcoördinaten

De componenten van de snelheid zijn (de afleidingen zullen later toegevoegd worden):

$$v_r = \frac{dr}{dt} : \text{de radiale component}$$

$$v_\theta = r \frac{d\theta}{dt} = r\omega : \text{de transversale of } \theta \text{ component.}$$

Bemerk dat beide gewone snelheden zijn, die in m/s uitgedrukt worden. In het voorbeeld van figuur 5.9 is v_r positief maar v_θ negatief.

Men kan gemakkelijk de betekenis zien van de termen: v_r is de snelheid van de radiale verplaatsing, v_θ komt overeen met de omtreksnelheid van een punt op een cirkel met straal r .

De componenten van de versnelling:

$$a_r = \frac{d^2r}{dt^2} - r\omega^2$$

$$a_\theta = r\alpha + 2v_r\omega$$

Bemerk dat men op niveau snelheid telkens 1 term heeft voor elke component en op niveau versnelling telkens 2 termen. De betekenis van de versnellingstermen is ook eenvoudig: a_r bestaat uit de versnelling van de radiale verplaatsing + de normale versnelling van de cirkelbeweging. a_θ bestaat uit wat de tangentiële versnelling zou zijn bij een cirkelbeweging en een speciale term die verder verklaard wordt.

5.2.2.2 Afleiding van de formules

Men kan de positie van een punt beschrijven als:

$$\vec{r} = r \cdot \vec{u}_r$$

Er zal nu beroep gedaan worden op wat hoger in de bespreking van de cirkelbeweging aangetoond werd, nl. dat de afgeleide van een eenheidsvector loodrecht staat op die vector in de richting van toenemende hoek en ω maal de vector is. Dat levert hier:

$$\frac{d\vec{u}_r}{dt} = \omega \vec{u}_\theta \quad \text{en} \quad \frac{d\vec{u}_\theta}{dt} = -\omega \vec{u}_r$$

Hiermede vallen de snelheid en versnelling eenvoudig uit te rekenen:

$$\begin{aligned} \vec{v} &= \frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{dr}{dt} \vec{u}_r + r \frac{d\vec{u}_r}{dt} \\ &= \frac{dr}{dt} \vec{u}_r + r\omega \vec{u}_\theta \end{aligned}$$

En analoog voor de versnelling:

$$\vec{a} = \frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{d^2r}{dt^2} \vec{u}_r + \frac{dr}{dt} \frac{d\vec{u}_r}{dt} + \frac{dr}{dt} \omega \vec{u}_\theta + r \cdot \alpha \cdot \vec{u}_\theta + r\omega \frac{d\vec{u}_\theta}{dt}$$

Na invullen van de uitdrukkingen voor de afgeleiden van de eenheidsvectoren en hergroeperen krijgt men:

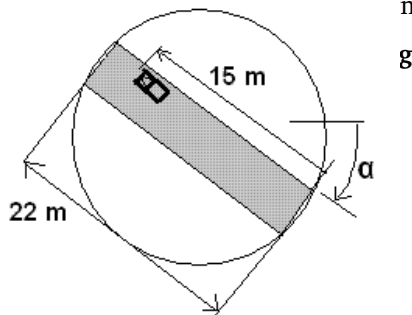
$$\vec{a} = \left(\frac{d^2r}{dt^2} - \omega^2 r \right) \vec{u}_r + \left(r\alpha + 2 \frac{dr}{dt} \omega \right) \vec{u}_\theta$$

5.2.2.3 Praktisch gebruik van poolcoördinaten

Voor het bepalen van de radiale en transversale componenten van snelheid en versnelling bij gebruik van poolcoördinaten r en θ speelt de hoek θ zelf geen rol. Wel de voerstraal r , en van beide parameters de eerste en tweede afgeleide. De enige grootheden in de formules zijn dus:

$$r, \quad \frac{dr}{dt}, \quad \frac{d^2r}{dt^2}, \quad \omega, \quad \alpha$$

Wanneer men snelheid en versnelling in poolcoördinaten moet gebruiken, moet men dus beginnen met zich eerst af te vragen wat men over deze 5 grootheden weet. Als men voor deze elementen numerieke waarden kent, dan kan men alle componenten van snelheid en versnelling berekenen en indien nodig de male en tangentiële versnelling.



Figuur 5.10: Auto op draaiende brug

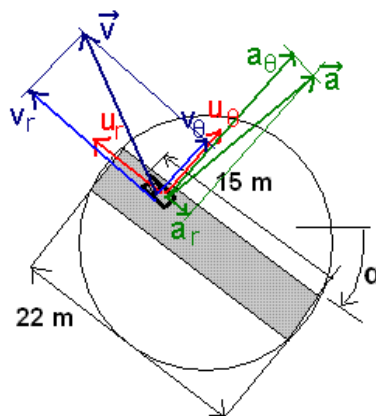
Nemen we als voorbeeld het probleem van de auto op de brug. Op het ogenblik dat een auto een brug oprijdt, begint deze te draaien met een hoekversnelling van $1/6 \text{ rad/s}^2$. De snelheid van de auto op de brug is 5 m/s . Bereken de snelheid en versnelling van de auto als de auto 15 m ver is op de brug.

Dit is een goed probleem voor poolcoördinaten omdat de beweging een combinatie is van een draaiende draager met daarop een beweging door het centrum van de rotatie (radiale beweging). Als pool moeten we een stilstaand punt hebben. Dat wordt dus het midden van de brug. Als positieve zin voor de hoekgrootheden kiezen we de zin van de hoekversnelling α , wijzerzin dus. Wat weten we over de 5 basiselementen?

- $r = 15 - 11 = 4 \text{ m}$ voorbij 't midden.
- $v_r = +5 \text{ m/s}$ (snelheid van de wagen op de brug, volgens de positieve zin van de r-as)
- de afgeleide, d^2r/dt^2 , hiervan is nul daar v_r constant is.
- de hoeksnelheid ω is niet rechtstreeks gegeven, wel de hoekversnelling α . ω moet dan volgen uit de betrekking: $\omega(t) = \omega_0 + \alpha t = 0 + 1/6 \times 3 = \frac{1}{2} \text{ rad/s}$
- $\alpha = 1/6 \text{ rad/s}^2$.

Hieruit volgen dan door eenvoudig invullen in de formules van poolcoördinaten de verschillende componenten van snelheid en versne

$$\begin{aligned} v_\theta &= r \cdot \omega = 4 \cdot 1/2 = 2 \text{ m/s} \\ a_r &= d^2r/dt^2 - r \cdot \omega^2 = 0 - 4 \cdot (1/2)^2 = -1 \text{ m/s}^2 \\ a_\theta &= r \cdot \alpha + 2 \cdot v_r \cdot \omega = 4 \cdot 1/6 + 2 \cdot 5 \cdot 1/2 = 2 \frac{1}{3} \text{ m/s}^2 \end{aligned}$$



Figuur 5.11: Snelheid en versnelling van de auto

Snelheid en versnelling staan bijna loodrecht op elkaar. Met de formules van 5.2.3 zal men een grote normale versnelling en een kleine tangentiële versnelling bekomen.

De meest voorkomende fout is dat men een functie maakt voor de positie van de auto op de brug:

$r = 11 - v \cdot t$ want op $t = 0$ moet $r = 11 \text{ m}$ zijn.

Voor $t = 3$ levert deze functie echter een negatieve waarde voor r , nl. -4 m, wat onaanvaardbaar is. Deze functie is enkel geldig vóór de auto het midden van de brug bereikt heeft. Eens de wagen voorbij het midden is moet men schrijven $r = v \cdot t - 11$.

Bemerk dat de eerste functie voor v_r de waarde -5 m/s levert. Dit is de correcte waarde vooraleer de auto het midden bereikt. Controleer dit door het assenkruis te tekenen als de wagen nog voor het midden is! (r -as moet naar buiten wijzen, v_r is naar het centrum van de brug)

5.2.2.4 De term $2 \cdot v_r \cdot \omega$

De fysische betekenis van deze term kan gemakkelijk worden aangetoond. Hij treedt alleen op als iemand zich in een draaiend systeem bevindt EN zijn afstand tot het rotatiecentrum verandert. Dit is feitelijk een vorm van coriolisversnelling.

Kijken we hiervoor naar de figuur 5.12. Als iemand in het punt P_1 staat (afstand r_1), dan heeft hij een omtreksnelheid $v_{\theta 1}$. Als hij in P_2 staat (afstand r_2) heeft hij een evenredig grotere omtreksnelheid $v_{\theta 2}$.

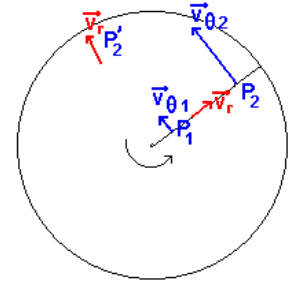
Veronderstellen we nu dat iemand op het ogenblik t_0 in P_1 vertrekt en met een constante v_r naar P_2 marcheert. Na een tijd Δt komt hij dan in P_2 . Doordat zijn afstand tot het rotatiecentrum van r_1 toegenomen is tot r_2 , is zijn omtreksnelheid toegenomen van $v_{\theta 1}$ tot $v_{\theta 2}$. Voor deze toename met Δv_θ is er een versnelling in de richting van v_θ nodig geweest. Voor constante v_r en ω kan deze berekend worden als

$$\Delta v_\theta / \Delta t = ((r_2 - r_1) \cdot \omega) / ((r_2 - r_1) / v_r) = v_r \cdot \omega$$

Dit is dus het effect van de verandering van r .

Als de man van buiten naar binnen komt, moet v_r negatief gerekend worden en wordt deze term negatief. De omtreksnelheid van de man moet dan kleiner worden, hij moet afgeremd worden. Hiervoor is een versnelling nodig die tegengesteld is aan v_θ .

De term $v_r \cdot \omega$ komt echter nog een tweede maal voor. Op het ogenblik dat de man in P_2 toekomt, zal het systeem gedraaid zal zijn t.o.v. de vertrekpositie. Op dat ogenblik marcheert de man niet meer in de oorspronkelijke richting van P_2 , maar misschien in de richting van P'_2 . De richting van v_r verandert dus voortdurend. Ook dit vraagt een versnelling loodrecht op v_r en gelijk aan $v_r \cdot \omega$ (de top van v_r beschrijft een cirkel in de ruimte van de snelheden). Zo komt men aan $2 \cdot v_r \cdot \omega$.



Figuur 5.12: Oorsprong van de coriolisversnelling

5.2.3 Berekenen van normale en tangentiële versnelling

De versnelling kan niet alleen ontbonden worden in componenten volgens verschillende assenkruisen, ze kan ook ontbonden worden in een normale en tangentiële component. De tangentiële component is rakend aan de baan, parallel met de snelheid. De normale component is gericht naar het kromtemiddelpunt van de baan. Hieronder volgt een overzicht van de formules om van een de componenten in een orthogonaal assenkruis over te gaan naar normale of tangentiële versnelling.

Hieronder het voorbeeld van een slinger 5.13, waarbij voortdurend een tangentiële versnelling overgaat in normale en terug. In de uiterste standen van de slinger is er alleen een tangentiële component a_t en in de laagste stand alleen een normale component a_n . Men kan de slinger in beweging zien op [Wikibooks⁵](http://nl.wikibooks.org/wiki/Klassieke_Mechanica/Kinematica#Normale_en_tangenti.C3.ABle_versnelling) (en op verscheidene andere plaatsen op het web!)

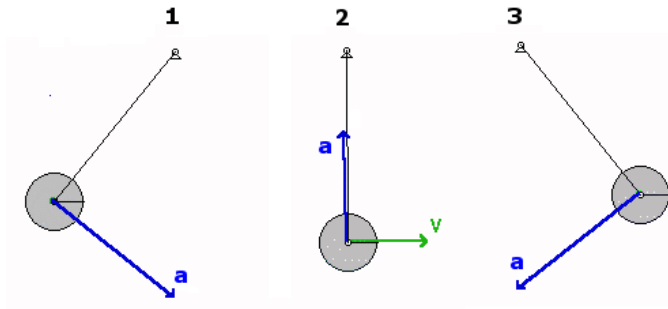
5.2.3.1 Tangentiële versnelling

1 - Volgens de definitie:

$$a_t = \frac{d}{dt} \|\vec{v}\| = \frac{d}{dt} \sqrt{\sum_i v_i^2}$$

In 2 dimensies kan hiervoor geschreven worden:

⁵http://nl.wikibooks.org/wiki/Klassieke_Mechanica/Kinematica#Normale_en_tangenti.C3.ABle_versnelling



Figuur 5.13: Slinger met snelheids- en versnellingsvector

$$a_t = \frac{d}{dt} \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \frac{d}{dt} \sqrt{v_r^2 + v_\theta^2}$$

Alhoewel de richting van de assen veranderlijk is bij poolcoördinaten, mag deze formule ook gebruikt worden met poolcoördinaten omdat de grootte van een vector een invariant is voor rotatie.

2 - Door projectie op de raaklijn aan de baan

De tangentiële component van de versnelling is de projectie van de versnelling op de raaklijn aan de baan, die gegeven is door de snelheid. De projectie kan men bepalen door het scalaire product van de versnelling met een eenheidsvector volgens de raaklijn. Die kan men construeren door de snelheid te delen door de norm ervan. In een orthogonaal assenkruis is een scalair product eenvoudig uit te rekenen.

$$a_t = \frac{\vec{a} \cdot \vec{v}}{\|\vec{v}\|} = \frac{\sum_i a_i v_i}{\sqrt{\sum_i v_i^2}}$$

Dit is een interessante formule wanneer de componenten van $\vec{a}$ en $\vec{v}$ al bekend zijn in een orthogonaal assenkruis. De formule is ook bruikbaar voor numerieke waarden op een bepaald ogenblik. En als in twee dimensies een van de componenten van $\vec{a}$ of $\vec{v}$ nul is, staat er in de teller nog hoogstens één term.

3 - Volgens de stelling van Pythagoras:

$$a_t = \sqrt{a^2 - a_n^2}$$

4 - Voor een cirkelbeweging:

$$a_t = r \alpha$$

5.2.3.2 Normale versnelling

1 - Volgens de definitie:

$$a_n = \frac{\|v\|^2}{\rho},$$

waarin ρ de kromtestraal van de baan in het beschouwde punt is. Voor een cirkel is dat de straal r . Deze betrekking wordt echter meestal gebruikt om ρ te bepalen, waarbij a_n via een andere weg bekend moet zijn.

2 - door projectie op de normaal

De normaal is een eenheidsvector loodrecht op de snelheid. Voor de projectie op de normaal moet men a vermenigvuldigen met de sinus van de hoek tussen snelheid en versnelling. Deze sinus kan men uit het vectorieel product halen gedeeld door de norm van $\vec{a}$ en $\vec{v}$. Hierdoor valt a onder en boven weg. In een vlak systeem heeft dit vectorieel product maar één component, die men dan ook gemakkelijk kan uitschrijven:

$$a_n = \|\vec{a}\| \sin(\vec{a}, \vec{v}) = \|\vec{a}\| \frac{\|\vec{a} \times \vec{v}\|}{\|\vec{a}\| \|\vec{v}\|} = \frac{\|\vec{a} \times \vec{v}\|}{\|\vec{v}\|} = \frac{|a_1 v_2 - a_2 v_1|}{\sqrt{v_1^2 + v_2^2}}$$

De indices 1 en 2 mogen vervangen worden door x en y of door r en θ . Dit is weer een zeer interessante formule om dezelfde redenen als vermeld bij de tangentiële versnelling.

3 - Volgens de stelling van Pythagoras:

$$a_n = \sqrt{a^2 - a_t^2}$$

4 - Voor een cirkelbeweging:

$$a_n = r \omega^2$$

Steeds geldt volgens de stelling van Pythagoras:

$$\|\vec{a}\| = \sqrt{a_t^2 + a_n^2}$$

Dit kan men eventueel als controle gebruiken bij het omrekenen. De grootte van de versnelling moet dezelfde blijven, in welke coördinaten die ook uitgedrukt wordt.

5.2.3.3 Voorbeeld

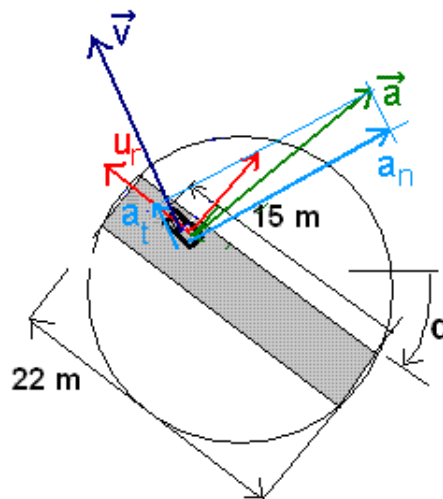
Toegepast op het voorbeeld van de auto op de brug met in poolcoördinaten $\mathbf{v}$ (5; 2) en $\mathbf{a}$ (-1; 5,667), telkens met de 3e formule:

$$a_t = \frac{-1 \times 5 + 5,667 \times 2}{\sqrt{5^2 + 2^2}} = 1,176 \text{ m/s}^2 \text{ (i lopend over r en } \theta)$$

$$a_n = \frac{|-1 \times 2 - 5,667 \times 5|}{\sqrt{29}} = 5,633 \text{ m/s}^2 \text{ (met index 1 = r en index 2 = } \theta)$$

Ter controle: de grootte van a moet in alle ontbindingen dezelfde zijn:

$$a = \sqrt{\sum_i a_i^2} = \sqrt{(-1)^2 + 5,667^2} = \sqrt{1,176^2 + 5,633^2} = 5,75 \text{ O.K.}$$



Figuur 5.14: Normale en tangentiële versnelling bij auto op draaiende brug

Bemerk dat het kromtemiddelpunt van de baan in de richting van a_n ligt, niet in het midden van de brug.

5.3 Bewegende referentiesystemen

5.3.1 Snelheden

Wanneer men in een rijdende wagen of trein zit, dan heeft men de indruk dat het landschap voorbij schuift. Wij weten dat dat de aarde rond de zon draait, maar wat we zien is een zon die rond de aarde draait. Dit zijn gevallen van waarnemingen die gebeuren vanuit een bewegend referentiesysteem. In veel gevallen moet men voor berekeningen echter werken met een beschrijving in een stilstaand referentiesysteem, bv. voor toepassen van de 2e wet van Newton, en zal men dus deze bewegingen moeten omrekenen. De beweging gezien vanuit een bewegend systeem noemt men ook wel **relatieve bewegingen**, die ten opzichte van een vast systeem **absolute beweging**. In een eerste deel zal gehandeld worden over de snelheden, in een tweede over de versnellingen.

5.3.1.1 De drie snelheden

Een eenvoudig geval van een samengestelde beweging is die van een bootje of zwemmer in stromende water. Wie ooit in een rivier gezwommen heeft, weet dat hij dan een beetje tegen de stroming in moet zwemmen om volgens een rechte lijn naar de overzijde te bewegen. Als men zich gewoon zou laten drijven dan zou men door de stroming **meegesleept** worden. De snelheid van de stroming wordt daarom de **sleepsnelheid** genoemd. De rechte lijn die men wil volgen t.o.v. de oevers is de baan in het vaste systeem of de absolute baan. De schuine richting waarin men moet zwemmen of varen is de richting van de baan t.o.v. het water of de relatieve baan. “Relatief” betekent in deze context: “t.o.v. het bewegende systeem”.

Voor het eenvoudige geval van een bootje op een rivier kan men zeggen dat de snelheid van de boot t.o.v. de oevers gelijk is aan de vectoriële som van de snelheid van de boot t.o.v. het water + de snelheid van de water op de plaats waar de boot zich bevindt. De formele definities zijn:

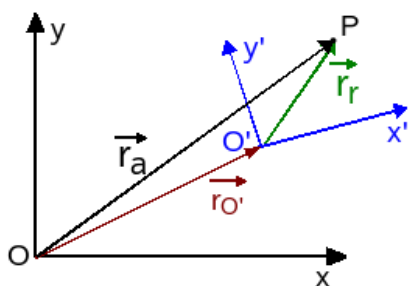
absolute snelheid $\mathbf{v}_a$ = de snelheid volgens de baan in het vaste systeem

relatieve snelheid $\mathbf{v}_r$ = de snelheid volgens de baan in het bewegend systeem

sleepsnelheid $\mathbf{v}_s$ = de snelheid van het punt van het bewegend systeem waarop het beschouwde punt zich bevindt.

Hiermede krijgt men de formulering van de stelling:

$$\vec{v}_a = \vec{v}_s + \vec{v}_r$$



Om deze stelling te bewijzen moet men een vast referentiesysteem XYZ invoeren en een bewegend systeem X'Y'Z'. De positie van het punt P in het vaste systeem, de absolute positie, wordt dan gegeven door $\vec{r}_a$ en die in het bewegend systeem, de relatieve positie, door $\vec{r}_r$. Er geldt volgend verband:

$$\vec{r}_a = \vec{r}_{O'} + \vec{r}_r$$

Hierbij kan men $\vec{r}_a$ uitdrukken in functie van de eenheidsvectoren van het bewegend systeem:

$$\vec{r}_r = x' \vec{u}_{x'} + y' \vec{u}_{y'} + z' \vec{u}_{z'}$$

Figuur 5.15: Absolute en relatieve positie Invoeren in vorige uitdrukking levert:

$$\vec{r}_a = \vec{r}_{O'} + x' \vec{u}_{x'} + y' \vec{u}_{y'} + z' \vec{u}_{z'}$$

Om de verbanden tussen de snelheden te vinden moet men deze uitdrukking nu differentiëren naar de tijd. Men bekomt dan:

$$\vec{v}_a = \vec{v}_{O'} + v_{x'} \vec{u}_{x'} + v_{y'} \vec{u}_{y'} + v_{z'} \vec{u}_{z'} + x' \frac{d\vec{u}_{x'}}{dt} + y' \frac{d\vec{u}_{y'}}{dt} + z' \frac{d\vec{u}_{z'}}{dt}$$

Men kan hierin verschillende termen onderscheiden:

$$\vec{v}_a = \frac{d\vec{r}_a}{dt} \text{ is de absolute snelheid}$$

$v_x' \vec{u}_{x'} + v_y' \vec{u}_{y'} + v_z' \vec{u}_{z'}$ is de snelheid van het punt P t.o.v. het bewegend assenkruis. Dit is de **relatieve snelheid**. Ze wordt gevormd door de verandering van de coördinaten binnen het bewegend assenkruis.

De resterende termen vormen de **sleepsnelheid**. Men kan hierin 2 bijdragen onderscheiden:

- $\vec{v}'_O = \frac{d\vec{r}'_O}{dt}$ is de **translatiecomponent van de sleepsnelheid**: $\vec{v}_{s, \text{tr}}$. Deze term treedt op zodra de oorsprong van het bewegend assenkruis beweegt en is voor alle punten binnen het bewegend systeem dezelfde, onafhankelijk van hun relatieve positie.
- $x' \frac{d\vec{u}_{x'}}{dt} + y' \frac{d\vec{u}_{y'}}{dt} + z' \frac{d\vec{u}_{z'}}{dt}$: dit is een term die ontstaat als de eenheidsvectoren van het bewegend systeem veranderen t.o.v. het vaste systeem. Deze verandering kan alleen een richtingsverandering zijn. Dat betekent dat het bewegend systeem een rotatie uitvoert rond zijn oorsprong. Het is de **rotatiecomponent van de sleepsnelheid**: $\vec{v}_{s, \text{rot}}$. In de praktijk zal men de formule van de cirkelbeweging toepassen en zeggen dat deze component van de sleepsnelheid loodrecht zal staan op $\vec{r}$, in grootte gelijk zal zijn aan $r \omega_{\text{assen}}$ en een zin zal hebben volgens de zin van ω_{assen} .

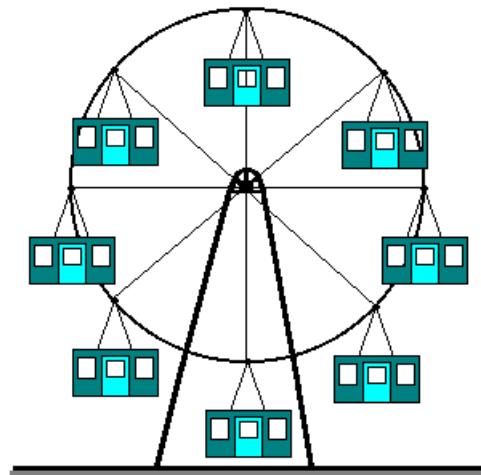
Voor het eerst komt hier het verschil tussen een **translatie** en een **rotatie** ter sprake. Een **translatie** is een beweging waarbij alle punten van een voorwerp vectorieel dezelfde verplaatsing ondergaan. Het gevolg hiervan is dat ook de afgeleiden van deze verplaatsingsvector, de snelheid en de versnelling, voor alle punten van het voorwerp vectorieel dezelfde zijn. Het is zeer belangrijk dat men beseft dat een translaterend voorwerp of assenkruis niet noodzakelijk volgens een rechte lijn moet bewegen. De definitie vergelijkt 2 posities, maar zegt niets over de weg die gevolgd werd om van de ene positie naar de andere te gaan. Transleren betekent ook dat richting behouden blijft: wat verticaal is blijft verticaal, wat horizontaal is blijft horizontaal. De kabintjes van een reuzenrad beschrijven een translatie alhoewel ze volgens een cirkel bewegen. De vloer blijft immers altijd horizontaal, de wanden verticaal. Elk punt beschrijft een zelfde cirkel, maar de cirkelbaan van een bepaald punt is verschoven t.o.v. de cirkelbanen van elk ander punt.

Bij een **rotatie** hebben alle punten een vectorieel andere snelheid en wordt richting niet behouden. Er is ook een punt met snelheid 0. Dit punt kan een vast punt zijn, maar het kan ook veranderen in de loop van de tijd. In dat geval zal de snelheid van het punt wel nul zijn, maar het punt zal toch een versnelling hebben. Men noemt het dan het ogenblikkelijk rotatiecentrum (in België) of de momentane pool (in Nederland). Dit wordt verder in dit hoofdstuk (5.4.1) grondiger besproken. Een punt kan niet roteren. Alleen iets met een zekere uitgestrektheid kan roteren want men heeft minstens 2 punten nodig om een richting te definiëren.

Op het einde van de bespreking van de eendimensionale rotatie van voorwerpen wordt in de paragraaf "Rotatie versus translatie" (7.2.7) een proef vermeld die aantoont dat rotatie en translatie zeer verschillende bewegingen zijn.

Voor de praktijk zal men moeten proberen om zoveel mogelijk informatie over elke van deze snelheden te verzamelen los van de andere. Het invoeren in de vergelijking moet dan toelaten om de ontbrekende verbanden te vinden. Bij een tweedimensionaal systeem kan men dus maximum 2 onbekenden hebben bij het invullen in de basisvergelijking.

Als men op basis van een statische tekening iets wil vertellen over snelheden, dan moet men zich laten leiden door de stelling dat een **snelheid altijd rakend is aan de baan** (cfr. het begin van dit hoofdstuk 5.1.1.1). Om de baan binnen het bewegend systeem te vinden moet men niet op zijn verbeelding steunen maar op geometrische eigenschappen zodat men zeker is van zijn besluiten. Men zal zich moeten laten leiden door het type verbinding tussen het punt en het bewegend systeem.



Figuur 5.16: Reuzenrad: kabintjes transleren

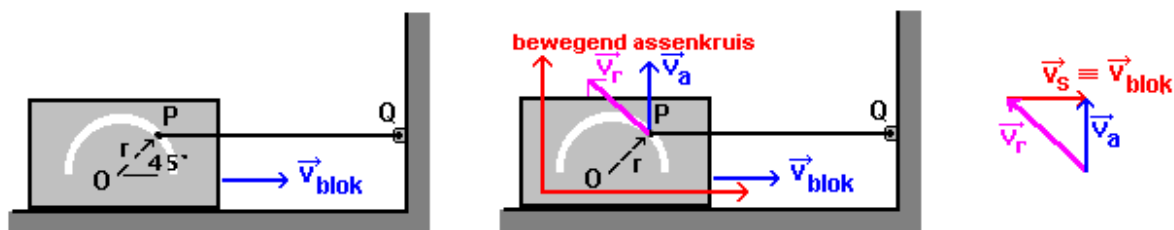
- Bestaat die verbinding uit een staaf, dan moet men proberen een bewegend assenkruis in te voeren zodat het andere einde van de staaf stilstaat in dat assenkruis (dat hoeft niet in de oorsprong te zijn). Dan zal het bewegende punt in het bewegend assenkruis een cirkel moeten beschrijven rond dat andere eindpunt.
- Als het bewegend punt op een of andere manier verplicht wordt langs iets ander te glijden (pin in een gleuf, mof over een staaf, langs een oppervlak), dan moet men proberen een bewegend assenkruis in te voeren zodat het element waarlangs het punt moet glijden stilstaat in dat bewegend assenkruis.

Over het bewegend assenkruis dat men gekozen heeft moet men 2 vragen stellen:

- Beweegt de oorsprong? Zo ja dan treedt de snelheid van die oorsprong op als sleepsnelheid voor alle punten binnen het bewegend systeem.
- Verandert de richting van de assen? Zo ja dan zit er een rotatiecomponent in de sleepsnelheid. $v_{s,rot}$ men zal bepalen met de formule van de cirkelbeweging.

Het is zelden nodig het vaste assenkruis goed te definiëren omdat men hier met snelheden bezig is. Men zal dat vaste assenkruis alleen moeten definiëren als men ook posities binnen dat vaste assenkruis nodig heeft. Zie in dit verband ook wat gezegd is in het hoofdstuk Basisbegrippen in de slotopmerkingen 1.3.1.

5.3.1.2 Voorbeelden



Figuur 5.17: Pin in gleuf

Als eerste eenvoudig voorbeeld kan men het geval beschouwen van een pin die in een gleuf in een blok moet glijden (fig. 5.17). Het blok schuift op het geveen ogenblik naar rechts met een gegeven snelheid v_{blok} . De pin zit op het einde van een staaf die scharnierend verbonden is met het vaste systeem in Q. Men vraagt de hoeksnelheid van de staaf op het geveen ogenblik.

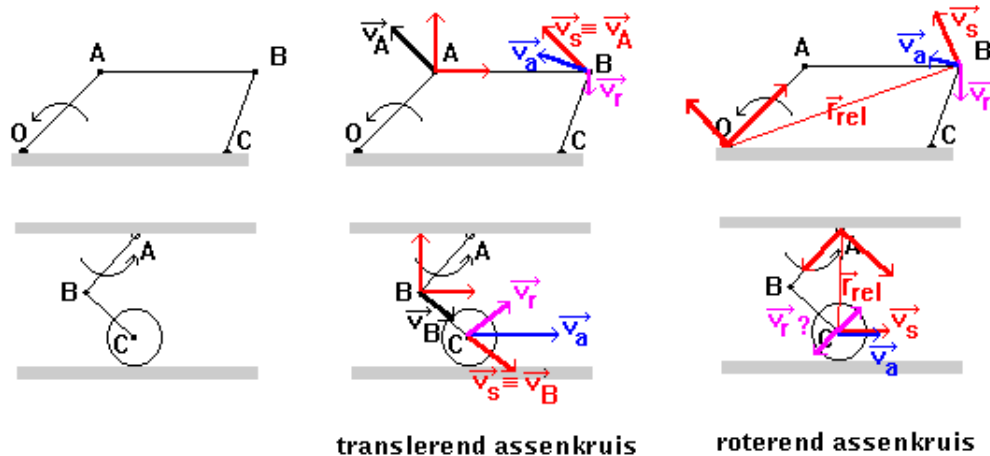
- De staaf QP vormt de verbinding van P met het vaste systeem. Binnen het vaste systeem beschrijft de pin dus een cirkel rond Q. Op het geveen ogenblik moet de pin omhoog bewegen. De absolute snelheid zal dus loodrecht staan op de staaf QP en $v_a = QP \cdot \omega_{\text{staaf}}$

- De pin moet in de gleuf blijven. Die gleuf beweegt. De gleuf kan de baan van de relatieve snelheid worden als men een assenkruis kan invoeren zodat die gleuf stilstaat binnen dat assenkruis. De oplossing is eenvoudig: elk assenkruis verbonden met het blok is goed. De snelheid in de gleuf wordt zo de v_r .

- Het assenkruis beweegt mee met het blok: de oorsprong beweegt, de richting van de assen blijft onveranderd. Het is dus een zuiver translenderend assenkruis en $v_s = v_{\text{blok}}$.

Zo bekomt men de snelhedendriehoek, waarin alleen de grootte van v_a en v_r onbekend zijn. Het probleem is dus oplosbaar.

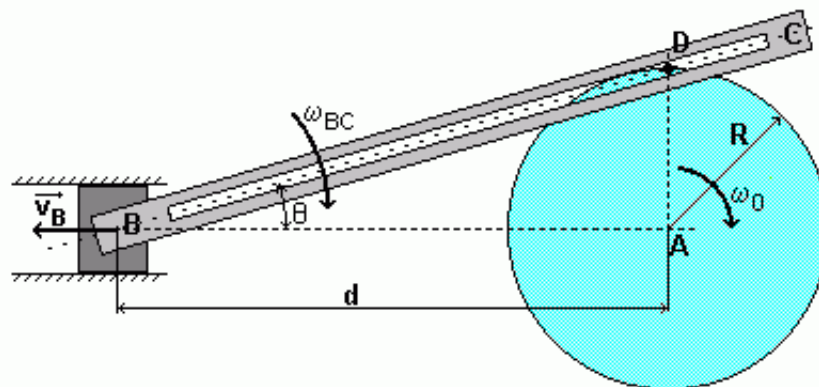
In figuur 5.18 vindt men twee voorbeelden waarbij men zowel een translenderend als een roterend assenkruis kan gebruiken. Bij een translenderend assenkruis blijft de richting van de assen behouden. Daarom wordt het hier verticaal-horizontaal getekend. De oorsprong beweegt op een cirkel. Bij gebruik van een roterend assenkruis wordt het verbonden met de roterende staaf. Men probeert de oorsprong in een stilstaand punt te kiezen zodat de sleepsnelheid maar één component heeft, nl. de rotatiecomponent. Om die uit te rekenen moet de relatieve positievector gekend zijn.



Figuur 5.18: Voorbeelden met 2 oplossingen

Men onderstelt telkens de hoeksnelheid van de eerste staaf en de geometrie van de opstelling bekend. Bemerkt dat men bij de laatste uitwerking niet goed weet of de relatieve snelheid naar boven of naar onder zal gericht zijn. Ze blijkt uiteindelijk 0 te zijn. De snelhedendriehoek is ontaard tot 2 samenvallende zijden en v_a blijkt gelijk aan v_s .

Een complexer voorbeeld: figuur 5.19



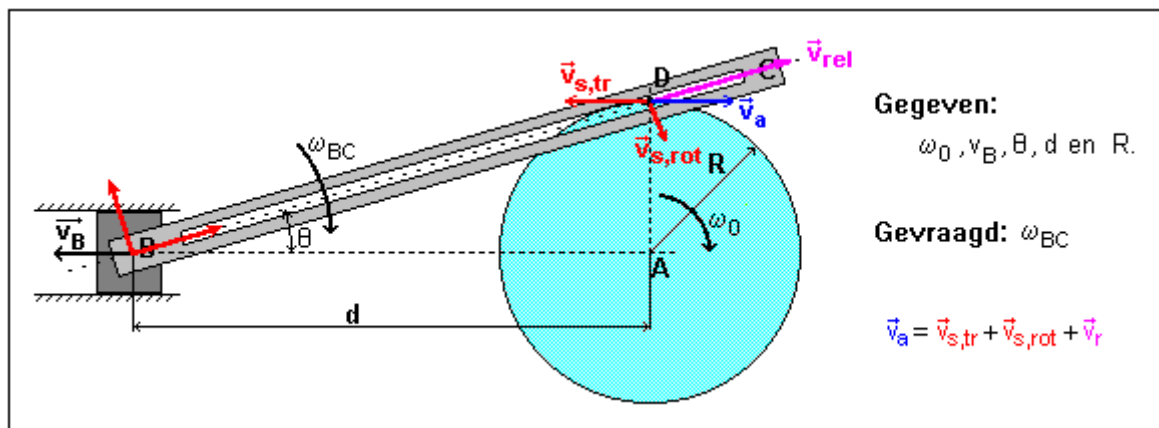
Vraag: wat is de hoeksnelheid ω_{BC} van de staaf in de getekende stand.
Gegeven is: ω_0 , v_B , θ , d en R .

Figuur 5.19: Complex voorbeeld van samengestelde beweging

De analyse van de verbindingen leert dat de pin D enerzijds deel uitmaakt van de schijf en anderzijds verplicht wordt in de gleuf BC te glijden.

- Als vastgemaakt op de schijf moet D een cirkel rond A beschrijven in het vaste assenkruis. v_a zal dus horizontaal en naar rechts zijn.
- De gleuf is een bewegend element. Voor men de gleuf als de baan van de relatieve snelheid kan gebruiken, moet men een assenkruis invoeren zodat de gleuf stil staat binnen dat assenkruis. De gleuf roteert, maar niet rond een vast punt. Men kent wel de snelheid van het punt B. Men zal dus een assenkruis moeten invoeren dat roteert met de staaf en transleert met B. Men kiest dus B als oorsprong. Voor v_s krijgt men 2 componenten:
 - een translatiecomponent = v_B
 - een rotatiecomponent = $BD \cdot \omega_{BC}$, loodrecht op de staaf BC en naar beneden (waarschijnlijk).
- Met het gekozen assenkruis wordt de gleuf BC de baan van D binnen het bewegend assenkruis. v_r zal voor de gegeven situatie naar rechts gericht zijn volgens de gleuf.

Dit levert de volgende situatie:



Figuur 5.20: Oplossing voor het complexere probleem

Daar men hier met meer dan 3 vectoren te doen heeft zal men de vergelijking projecteren. De gevraagde ω_{BC} zit in de $v_{s,rot}$, die volgens de y-as van het bewegend assenkruis ligt. Projectie op die as levert een vergelijking waarin alleen $v_{s,rot}$ als onbekende voorkomt, zodat men daaruit onmiddellijk ω_{BC} kan berekenen.

$$-v_a \sin \theta = v_{s,tr} \sin \theta - BD \cdot \omega_{BC}$$

$$\omega_{BC} = (v_{s,tr} + v_a) \sin \theta / BD$$

Met $BD = d / \cos \theta$:

$$\omega_{BC} = (v_B + R \cdot \omega_O) \sin \theta \cdot \cos \theta / d$$

Tot slot : bij de voorbeelden hierboven gaat het telkens over drie elementen: een bewegend punt, een bewegend systeem en een vast systeem. Meer kan men in één toepassing van de stelling van de drie snelheden niet gebruiken. De werkelijkheid is echter dikwijls complexer. Men kan een bewegend systeem hebben dat zelf beweegt t.o.v. een ander bewegend systeem. Men kan een punt hebben met twee verbindingen naar bewegende systemen i.p.v. naar een bewegend en naar een vast systeem. In al die gevallen zal men **meerdere keren drie elementen moeten kiezen**, een bewegend punt, een bewegend systeem en een “vast”systeem”, zodat men de stelling van de drie snelheden kan formuleren. Men zal de theorie meerdere malen moeten toepassen.

5.3.1.3 Een trainingsprogramma

De moeilijkheid met dit soort probleem bestaat enerzijds uit het feit dat men over snelheden moet spreken terwijl men op een statische tekening kijkt en anderzijds dat de helft van wat men nodig heeft om deze problemen op te lossen bestaat uit algemene (meetkundige) kennis. Er werd een interactief programma ontwikkeld om deze elementen van algemene kennis wat duidelijker aan te geven. Het dateert nog van de tijd van de VGA-schermen met een resolutie van 640x480 pixels (ooit vond men dat een enorme vooruitgang!) maar is nog perfect bruikbaar. Men kan het vinden als een zip-bestand op <https://christiaan.website/mechanics/sambew32.zip>. Liefst in een afzonderlijke folder uitpakken, eventueel met XP-compatibiliteit uitvoeren. Aanbevolen!

5.3.2 Versnellingen

5.3.2.1 Een woord vooraf

Intuïtief heeft men nog enig zicht op snelheden. Men kan bv. gemakkelijk begrijpen dat bij een staaf die een willekeurige beweging uitvoert, de snelheidscomponenten van beide uiteinden volgens de richting van de staaf dezelfde moeten zijn, want anders zou de staaf korter of langer worden. Dezelfde redenering geldt absoluut niet op het niveau versnelling. Als een draaiende staaf aan één einde vastzit aan een as, dan heeft dat einde geen versnelling terwijl het andere einde minstens een normale versnelling heeft, die naar die as gericht is. Wanneer men te maken heeft met versnellingen geldt als regel: **houd u aan de formules, reken niet op intuïtie**.

De wet van Newton legt een verband tussen krachten en versnellingen. Als men geen intuïtief zicht heeft op versnellingen betekent dat dus ook dat men geen intuïtief zicht heeft op de krachten die optreden in dynamische situaties: versnellen, vertragen, een bocht nemen, trillende systemen, enz.

5.3.2.2 Een nieuwe operator

Als men een vector beschrijft enerzijds met coördinaten in een vast assenkruis en anderzijds met coördinaten in een roterend assenkruis (relatieve coördinaten), dan zal men bij de afgeleide naar de tijd van de relatieve coördinaten nog een sleepsnelheid moeten bijtellen om de afgeleide in het vaste systeem te bekomen. Deze sleepsnelheid is gegeven door een cirkelbeweging van het punt rond de rotatie as. Deze snelheid kan men in het algemeen uitdrukken met een vectorieel product als $\vec{\omega} \times \vec{r}_r$. Dit verband werd hierboven afgeleid voor een positievector, maar is onafhankelijk van de aard van de vector. In het algemeen zou men dus over een **sleefverandering** kunnen spreken als het verschil tussen de absolute en de relatieve afgeleide. Dit verband kan zeer dikwijls toegepast worden en wordt daarom geformuleerd in de vorm van een **operator om te differentiëren in een roterend assenkruis**:

$$\frac{d}{dt} |_{abs} = \frac{d}{dt} |_{rel} + \vec{\omega} \times$$

Hierin duidt “relatief” op een bewerking die uit te voeren is op vectoren bepaald t.o.v. het bewegend systeem, of op de coördinaten van die vectoren in het bewegend systeem..

Met deze operator wordt de vorige afleiding een stuk korter. Men vertrekt van:

$$\vec{r}_a = \vec{r}_{O'} + \vec{r}_r$$

Hierin is alleen $\vec{r}_r$ gedefinieerd in een (eventueel) roterend assenkruis. Voor het differentiëren moet alleen voor deze term de operator toegepast worden:

$$\vec{v}_a = \vec{v}_{O'} + (\vec{v}_r + \vec{\omega} \times \vec{r}_r)$$

5.3.2.3 De versnelling

Men kan nu ook verdergaan naar de versnelling. Door differentiëren van de uitdrukking voor $\vec{v}_a$ hierboven, bekomt men de absolute versnelling. Hierbij zijn $\vec{r}_r$ en $\vec{v}_r$ gedefinieerd in een (eventueel) roterend assenkruis. De haakjes groeperen termen die afkomstig zijn van een zelfde term:

$$\vec{a}_a = \vec{a}_{O'} + (\vec{a}_r + \vec{\omega} \times \vec{v}_r) + (\alpha \times \vec{r}_r + \vec{\omega} \times \vec{v}_r + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}_r))$$

Men kan deze termen op verschillende wijze groeperen. Een mogelijkheid is weer volgens sleep- en relatieve versnelling en dan blijkt er nog een term bij te komen:

$$\vec{a}_a = (\vec{a}_{O'} + \vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}_r) + \vec{\alpha} \times \vec{r}_r) + \vec{a}_r + 2(\vec{\omega} \times \vec{v}_r)$$

$$\vec{a}_a = \vec{a}_s + \vec{a}_r + \vec{a}_c$$

De sleepversnelling, d.i. de versnelling van het punt van het bewegend systeem waarop het beschouwde punt zich bevindt, bestaat uit 3 termen:

- de versnelling van de oorsprong van het assenkruis; Dit kan men de translatiecomponent van de sleepversnelling noemen.

- $\vec{\omega} \times (\vec{\omega} \times \vec{r}_r)$: de factor tussen de haken levert de sleepsnelheid, die loodrecht staat op $\vec{\omega}$. Het volgende vectoriële product levert een vector die loodrecht staat op het vlak van $\vec{v}_r$ en $\vec{\omega}$. Het is een vector die naar $\vec{\omega}$ gericht is, nl. de **normale component van de sleepversnelling**. Grootte = $\omega^2 \cdot r_r \cdot \sin\theta$, met θ de hoek tussen $\vec{r}_r$ en $\vec{\omega}$.
- $\vec{\alpha} \times \vec{r}_r$: dit is de **tangentiële component van de sleepversnelling**.

Naast de relatieve versnelling is er dan nog de term $2(\vec{\omega} \times \vec{v}_r)$. Deze term verscheen reeds bij de studie van de versnelling in poolcoördinaten (5.2.2) in het eerste deel van Kinematica. Zoals daar kan men ook hier vaststellen dat de term eenmaal afkomstig is van de sleepverandering van $\vec{v}_r$ (d.i. een richtingsverandering) en eenmaal van de verandering van de grootte van $\vec{r}_r$. Alleen wanneer $\vec{v}_r$ evenwijdig is aan $\vec{\omega}$ bestaat deze term niet. Spijtig genoeg is er geen volledige unanimité over de benaming van de term. De term, zoals hier genoteerd, geeft de versnelling zoals gezien in het vaste assenkruis. Voor sommigen is dit de **coriolisversnelling**, maar anderen reserveren die term voor de versnelling die men ziet in het bewegend assenkruis en die heeft de tegengestelde zin (zie "coriolisversnelling en bewegingen op aarde", 5.3.2.5). Deze laatste groep noemt dit dan de **complementaire versnelling**. Het blijkt in elke geval nog eens dat de versnelling componenten bevat waaraan intuïtief niet gedacht wordt, alhoewel men ze nadien wel kan verklaren.

Voorbeeld

Het is interessant om te zien hoe men via verschillende benaderingen uiteindelijk op dezelfde termen kan uitkomen, alhoewel langs ogenschijnlijk totaal verschillende wegen. Zij bv. een draaiend plateau gegeven met straal R en hoeksnelheid ω . Op de rand van dit plateau loopt iemand met relatieve snelheid v_r tegen de rotatie van het plateau in. Men vraagt de versnelling van die persoon te berekenen.

- **Eerste benadering**. Als de persoon stilstaat, dan beschrijft hij een cirkel met hoeksnelheid ω . Zijn beweging t.o.v. de schijf kan beschouwd worden als een relatieve cirkelbeweging met hoeksnelheid $\omega_r = v_r/R$. Men kan dus zeggen dat hij t.o.v. het vaste systeem een cirkel beschrijft met hoeksnelheid $\omega - \omega_r$. Hierbij hoort een normale versnelling met grootte

$$a_n = (\omega - \omega_r)^2 \cdot R = (\omega^2 - 2\omega \cdot \omega_r + \omega_r^2)R = \omega^2 \cdot R - 2\omega \cdot v_r + \omega_r^2 \cdot R$$

Deze normale versnelling is naar binnen, naar de as gericht.

- **Tweede benadering**. Men beschouwt de beweging binnen een assenkruis roterend met de schijf. Men krijgt dan voor de drie componenten van de absolute versnelling:

$$a_s = \omega^2 \cdot R \quad , \text{ naar binnen gericht}$$

$$a_r = v_r^2 / R = \omega_r^2 \cdot R \quad , \text{ naar binnen gericht}$$

$$a_c = 2\omega \cdot v_r \quad . \text{ Deze term is naar buiten gericht.}$$

Men bekomt dus exact dezelfde termen, maar onder andere benamingen.

5.3.2.4 Eenvoudiger formule voor starre voorwerpen

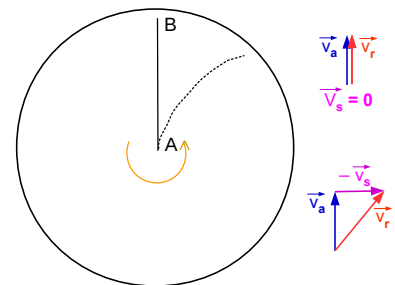
Binnen onvervormbare of starre voorwerpen stelt zich regelmatig het probleem om de versnelling van een punt te berekenen uitgaande van de bekende versnelling van een ander punt. Voor deze toepassing kan bovenstaande formule sterk vereenvoudigd worden. Zij punt A het referentiepunt met een bekende versnelling en punt B het punt waarvan men de versnelling wil berekenen. Men kan dan een translerend assenkruis verbinden met A en vandaar kijken naar B. Daar het een translerend assenkruis is, valt alvast de coriolisversnelling weg. De versnelling van B is dus alleen de som van de versnelling van A met een relatieve versnelling van B t.o.v. A. Als het over een onvervormbaar voorwerp gaat, dan kan die relatieve beweging alleen een rotatie zijn met een hoeksnelheid ω en/of een hoekversnelling α . Als er een hoeksnelheid is, dan is er ook een normale versnelling van B naar A met grootte $AB \cdot \omega^2$. Als er een hoekversnelling is, dan is er een tangentiële versnelling loodrecht op de rechte AB, met een zin volgens de zin van α en met grootte $AB \cdot \alpha$. Samengevat:

$$\vec{a}_B = \vec{a}_A + \vec{a}_{(B,A)n} + \vec{a}_{(B,A)t}$$

5.3.2.5 Coriolisversnelling en bewegingen op aarde

Normaal wordt de aarde als een vast systeem beschouwd, maar dat is ze in feite niet. Dat heeft gevolgen voor vele bewegingen op aarde. Hier moet even vooruit gelopen worden op het volgend hoofdstuk, waarin de wet van Newton behandeld wordt. Deze wet stelt dat de som van alle krachten op een massa steeds gelijk zal zijn aan het product van die massa maal de versnelling van die massa. Als er geen krachten op een massa uitgeoefend worden, dan is er geen versnelling, d.i. de massa blijft in rust of blijft met constante lineaire snelheid bewegen. Deze wet mag enkel toegepast worden in een systeem dat in rust is of dat met constante snelheid beweegt. In een roterend systeem schijnt de wet niet te kloppen. De versnelling die een waarnemer ziet, berekend op basis van de baan in het bewegend systeem, is de relatieve versnelling. Als alle uitwendige krachten = 0 zijn dan blijkt er in een roterend assenkruis toch nog een relatieve versnelling op te treden. Wiskundig betekent het dat er in de relatieve versnelling, de versnelling gezien door de waarnemer in het bewegend systeem, termen moeten komen die juist het tegengestelde zijn van de sleepversnelling en de complementaire versnelling zodat de totale som 0 is. De man in het bewegend systeem kent dus aan het punt een versnelling $-2\vec{\omega} \times \vec{v}_r$ toe. Het is deze versnelling, zoals waargenomen door de waarnemer in het bewegend systeem, die meestal de **coriolisversnelling** genoemd wordt.

Dat vrij bewegende objecten een gekromde baan volgen binnen een roterend assenkruis, kan ook gemakkelijk begrepen worden m.b.v. de figuur hiernaast. Onderstel dat een iemand in punt A staat op een linksom draaiende schijf en een bal wil werpen naar een persoon in B, aan de buitenkant van de schijf. Wanneer de man in A de bal gooit, geeft hij aan die bal een relatieve snelheid in de richting van B, radiaal naar buiten. Als we de luchtweerstand even verwaarlozen, dan blijft de horizontale component hiervan constant. Als hij de bal gooit vanuit het centrum van de schijf, dan heeft hij daar geen sleepsnelheid t.o.v. de grond. Naarmate de bal zich verwijderd van A, passeert hij over punten met een steeds grotere omtreksnelheid, die de sleepsnelheid is. De bal blijft dus meer en meer achter op de lijn AB. Voor de waarnemer op de schijf buigt zijn baan naar rechts af. Men kan die richtingsverandering van de relatieve snelheid ook afleiden uit de vectoriële formule $\vec{v}_r = \vec{v}_a - \vec{v}_s$. Als $\vec{v}_a$ constant moet blijven maar $-\vec{v}_s$ neemt toe, dan moet $\vec{v}_r$ zich aanpassen door meer naar rechts te wijzen.



Figuur 5.21: Baan van bal op draaiende schijf

De waarnemer in een bewegend systeem ziet dat alle massa's de neiging hebben om naar buiten te bewegen en dat hun banen op een speciale manier afgebogen worden. Hij kan dit verklaren door aan te nemen dat hij in een systeem leeft waarin op alle massa's een naar buiten gerichte kracht werkt, de middelpuntvliedende kracht, en een speciale dwarskracht, de **corioliskracht**, die alle banen doet afwijken. Dit is een verklaring door het aannemen van traagheidskrachten of pseudokrachten (zie het hoofdstuk 10 over Traagheidskrachten). Men noemt ze "pseudokrachten" omdat ze niet door andere voorwerpen veroorzaakt worden, maar eerder een wiskundige compensatie zijn om de wet van Newton toch te kunnen opschrijven in een roterend assenkruis. In een inertiaalsysteem moet men opschrijven:

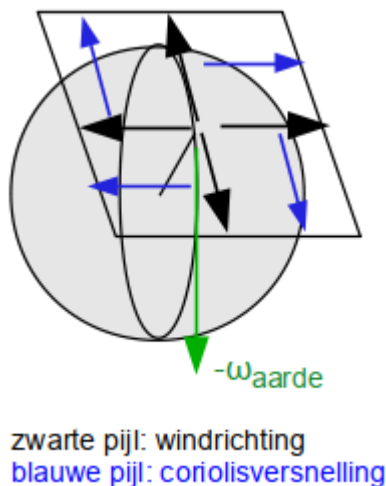
$$\sum \vec{F}_i = m(\vec{a}_r + \vec{a}_s + \vec{a}_{comp})$$

Het invoeren van een middelpuntvliedende kracht en een corioliskracht komt er wiskundig op neer dat men de termen $m(\vec{a}_s + \vec{a}_{comp})$, die de dimensie hebben van een kracht, naar het linkerlid overbrengt en die dan als een echte kracht gaat interpreteren. Deze interpretatie komt meer overeen met onze ervaring. Wanneer een auto met een hoge snelheid een bocht neemt, dan voelen we ons naar buiten gedrukt. Ook zijn mensen meer vertrouwd met krachten dan met versnellingen. Een uitleg in termen van pseudokrachten is daardoor begrijpelijker dan een beschrijving vanuit een inertiaalsysteem.

De hoeksnelheid van de aarde is vrij klein: 2π radialen in 24 u of $7,27 \cdot 10^{-5}$ rad/s. De bijhorende middelpuntvliedende kracht is dan ook klein en wordt in de praktijk verrekend in een iets kleinere waarde van g aan de evenaar dan aan de polen.

De coriolisversnelling levert de verklaring voor de draaiende luchtmassa's rond hoge- of lagedrukgebieden (fig. 5.22). Vanuit een hogedrukgebied stromen de winden naar buiten. Zodra ze echter in beweging komen begint de coriolisversnelling te spelen. Die blijft spelen zolang er een v_r is. Volgens de conventie van de rechtsdraaiende schroef ziet men dat die volgens de blauwe pijlen gericht is. De winden worden dus gedwongen te cirkelen in wijzerzin. Volgens de vroegere Vlaamse weerman Armand Pien, kan men de draaizin hiervan gemakkelijk onthouden door te formuleren dat, in ons noordelijk halfrond, "de winden

rond een Hoge drukgebied draaien zoals de wijzers van een Horloge”. Bij lagedrukgebieden stromen de winden naar binnen en ontstaat er een werveling in tegenwijzerzin. Voor een waarnemer in het roterend systeem is er bij deze cirkelbaan een evenwicht tussen de corioliskracht naar buiten en de kracht naar binnen door het drukverschil. Voor een waarnemer in het vaste systeem levert het drukverschil de kracht die nodig is voor de complementaire versnelling, die naar binnen gericht is.



Figuur 5.22: Wind rond hoge drukgebied

Ook bij een schot over een grote afstand moet men rekening houden met deze coriolisversnelling. Dat het water bij het uitlopen van het bad ook door deze coriolisversnelling begint te draaien kan, maar er zijn veel andere invloeden die sterker kunnen zijn, zoals bv. verontreinigingen op de bodem van de badkuip of op het roostertje.

Voor een beweging volgens de evenaar, staat de coriolisversnelling loodrecht op het aardoppervlak. Bij een beweging naar het oosten zal een voorwerp iets opgelicht worden, bij een beweging naar het westen iets neergedrukt worden. Dit staat bekend als het **Eötvös effect**⁶ Bij een Noord-Zuid verplaatsing op de evenaar is $a_{cor} = 0$ omdat v_r dan evenwijdig is met ω .

Bij bewegingen rond de polen ligt de coriolisversnelling ongeveer evenwijdig met het aardoppervlak. Bij de polen is het effect dus het sterkst.

Als men te maken heeft met een verplaatsing in een horizontaal vlak en men is alleen geïnteresseerd in de component van de coriolisversnelling in dat vlak, dan kan men die bekomen door te rekenen met de component van ω loodrecht op dat vlak. Het is immers een eigenschap van het vectorieel product dat het resultaat in een bepaalde richting alleen bepaald wordt door de orthogonale projecties van de argumenten op een vlak loodrecht op die richting. Dit levert qua grootte $a_c = 2\omega v_r \sin \varphi$ met φ de breedtegraad waarop dit horizontale vlak zich bevindt. Voor de polen is $\varphi = 90^\circ$ en $\sin \varphi$ dus 1, voor de evenaar is $\varphi = 0$ en $\sin \varphi = 0$. Dit geldt nu echter voor alle richtingen van een snelheid op de evenaar.

5.3.2.6 Bolcoördinaten

In een vlak kan men de positie van een punt eenduidig bepalen m.b.v. een afstand van een referentiepunt en een hoek t.o.v. een referentierichting. Zo bekomt men de poolcoördinaten 5.2.2. In de ruimte heeft men hiervoor een afstand en twee hoeken nodig. Een eerste hoek θ bepaalt de positie van het verticale vlak door de positievector. De tweede hoek ϕ bepaalt de positie van deze vector t.o.v. de verticale in dit vlak. Dit zijn de **bolcoördinaten**. Spijtig genoeg zijn de benamingen van deze hoeken niet eenduidig vastgelegd. Naast verschillende namen zijn er ook verschillende definities in voege, zodat men bij gebruik van formules uit verschillende werken moet uitkijken naar wat met wat overeenkomt.

Men kan nu een orthonormaal assenkruis definiëren in het beschouwde punt door eenheidsvectoren in te voeren die in het gegeven punt raken aan de parameterkrommen door dat punt, die men bekomt door telkens één parameter te laten variëren en de andere constant te houden. Men bekomt zo de eenheidsvectoren u_r , u_ϕ , u_θ . In deze volgorde vormen ze een rechtsdraaiend rechthoekig assenkruis.

Om de snelheid en versnelling te berekenen in bolcoördinaten kan men vertrekken van de formules die de transformatie geven naar cartesische coördinaten. De eerste hiervan is:

$$x = r \sin \varphi \cos \theta$$

Hierbij berekent men eerst de componenten v_x , v_y en v_z in functie van r , φ en θ en hun afgeleiden. Dan projecteert men deze componenten op de assen van de bolcoördinaten om v_r , v_φ en v_θ te bekomen. Dit levert echter zeer lange berekeningen op. Differentiëren van de uitdrukking hierboven levert immers 3 termen, nogmaals differentiëren levert 9 termen!

Een **eerste kortere methode** gebruikt opnieuw de operator voor differentiëren in een roterend systeem. Om de notatie eenvoudig te houden zal de **notatie van Newton** voor de afgeleiden naar de tijd gebruikt worden. Een eerste afgeleide wordt daarbij aangeduid door één punt, een tweede afgeleide door twee punten boven het symbool. $\dot{\varphi}$ wordt gelezen als “ φ punt”, $\ddot{\varphi}$ als “ φ dubbel”.

⁶http://en.wikipedia.org/wiki/Eötvös_effect

De vector ω zal hier echter samengesteld zijn uit 2 rotaties:

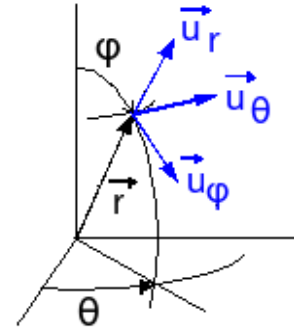
- een verandering van φ leidt tot een rotatievector $\dot{\varphi} \vec{u}_\theta$
- een verandering van θ levert een verticale rotatievector. In het assenkruis van de bolcoördinaten wordt dit $\cos \varphi \cdot \dot{\theta} \cdot \vec{u}_r - \sin \varphi \cdot \dot{\theta} \cdot \vec{u}_\varphi$

Men krijgt dan voor de snelheid:

$$\vec{v} = \dot{r} \vec{u}_r + \vec{\omega} \times \vec{r}$$

De laatste term kan als volgt uitgerekend worden:

$$\vec{\omega} \times \vec{r} = \begin{vmatrix} \vec{u}_r & \vec{u}_\varphi & \vec{u}_\theta \\ \cos \varphi \cdot \dot{\theta} & \sin \varphi \cdot \dot{\theta} & \dot{\varphi} \\ r & 0 & 0 \end{vmatrix}$$



Figuur 5.23: Definitie van bolcoördinaten

Samen levert dit als snelheidscomponenten:

$$v_r = \dot{r}$$

$$v_\varphi = r \cdot \dot{\varphi}$$

$$v_\theta = r \cdot \sin \varphi \cdot \dot{\theta}$$

of:

$$\vec{v} = \dot{r} \vec{u}_r + r \cdot \dot{\varphi} \vec{u}_\varphi + r \cdot \sin \varphi \cdot \dot{\theta} \vec{u}_\theta$$

Men heeft $\vec{\omega} \times \vec{r} = r(\vec{\omega} \times \vec{u}_r)$, zodat men bovenstaande formule

ook kan lezen als een manier om de afgeleiden van de eenheidsvectoren te berekenen. Men kan nu op analoge manier werken om de versnelling te berekenen als afgeleide van de snelheid. Alhoewel deze methode reeds 10x korter is dan via de cartesische coördinaten, is er nog een kortere methode.

Kortste methode

Wanneer een punt, bepaald door bolcoördinaten, beweegt, dan kan men die beweging ook beschouwen als opgebouwd uit de rotatie van het verticale vlak door de positievector r gecombineerd met een beweging binnen dat vlak. Binnen dat vlak komen de parameters r en φ dan overeen met de parameters van de poolcoördinaten (5.2.2). De snelheid en versnelling in poolcoördinaten is bekend en vrij eenvoudig. Voor de snelheid hoeft men er alleen een sleepsnelheid aan toe te voegen (in casu v_θ) en voor de versnelling een sleepversnelling en een complementaire versnelling, die vrij eenvoudig te berekenen zijn. Alleen heet de hoek θ van de formules van de poolcoördinaten hier nu φ !

- De relatieve snelheid (genoteerd met subscript “rel” om verwarring met de radiale snelheid te vermijden):

$$\vec{v}_{rel} = \dot{r} \vec{u}_r + r \dot{\varphi} \vec{u}_\varphi$$

- De relatieve versnelling:

$$\vec{a}_{rel} = (\ddot{r} - r \dot{\varphi}^2) \vec{u}_r + (r \ddot{\varphi} + 2 \dot{r} \dot{\varphi}) \vec{u}_\varphi$$

- De sleepversnelling is een normale + een tangentiële versnelling. De normale versnelling ligt in een horizontaal vlak en heeft dus 2 componenten, de tangentiële ligt volgens u_θ :

$$\vec{a}_s = r \sin \varphi \cdot \dot{\theta}^2 (-\cos \varphi \vec{u}_\varphi - \sin \varphi \vec{u}_r) + r \sin \varphi \ddot{\theta} \vec{u}_\theta$$

- Tenslotte de complementaire versnelling (alles wat nodig is, is hierboven gegeven):

$$2\dot{\theta} \times \vec{v}_{rel} = \begin{vmatrix} \vec{u}_r & \vec{u}_\varphi & \vec{u}_\theta \\ \cos \varphi \cdot \dot{\theta} & -\sin \varphi \cdot \dot{\theta} & 0 \\ \dot{r} & r \dot{\varphi} & 0 \end{vmatrix} = (2r \dot{\varphi} \dot{\theta} \cos \varphi + 2 \dot{r} \dot{\theta} \sin \varphi) \vec{u}_\theta$$

Alles herschikken volgens de componenten van de bolcoördinaten levert:

$$a_r = \ddot{r} - r \dot{\varphi}^2 - r \sin^2 \varphi \cdot \dot{\theta}^2$$

$$a_\varphi = r \ddot{\varphi} + 2 \dot{r} \dot{\varphi} - r \sin \varphi \cos \varphi \cdot \dot{\theta}^2$$

$$a_\theta = r \ddot{\theta} \sin \varphi + 2r \dot{\varphi} \dot{\theta} \cos \varphi + 2 \dot{r} \dot{\theta} \sin \varphi$$

Daarmee zijn deze vrij ingewikkelde formules gevonden.

Deze aanpak is ontleend aan het boek “Mécanique générale”, 2e uitgave (1998), door Christian Gruber en Willy Benoit, professoren aan de Ecole polytechnique fédérale in Lausanne (EPFL), [gruber]. Wie zowat alles wil weten over bolcoördinaten (Engels: spherical coordinates) kan terecht op deze pagina: <http://mathworld.wolfram.com/SphericalCoordinates.html>

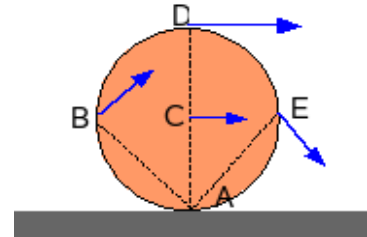
5.4 Kinematica: aanvullingen

5.4.1 Ogenblikkelijk rotatiecentrum

Wanneer een wiel rolt zonder slippen, dan heeft het contactpunt met de grond dezelfde snelheid als de grond. De snelheid van de grond is 0 en het contactpunt staat dus ook stil. Het is alsof het wiel op elk ogenblik roteert rond het punt dat op dat ogenblik het contactpunt met de grond is. Daarom noemt men dat punt **het ogenblikkelijk rotatiecentrum** (voornamelijk in België) of **momentane pool** (voornamelijk in Nederland). In het Engels: "instantaneous centre of rotation".

Als het wiel in de figuur 5.24 rolt met een hoeksnelheid ω , dan geldt:

$$\begin{aligned}v_A &= 0 \\v_B &= r\sqrt{2}\omega \\v_C &= r\omega \\v_D &= 2r\omega \\v_E &= r\sqrt{2}\omega\end{aligned}$$



Figuur 5.24: Rollend wiel met snelheid van 4 punten

telkens loodrecht op de verbindinglijn met A. (De beweging van A als punt van het wiel is een cycloïde. Een grafiek hiervan wordt op het einde van de volgende paragraaf gegeven.)

Deze aanpak is echter veel algemener bruikbaar. De vlakke beweging van elk onvervormbaar voorwerp kan beschreven worden als een ogenblikkelijk roteren rond een bepaald punt. Laat 2 snelheden van een voorwerp gegeven zijn, nl. de snelheid v_A van het punt A en v_B van het punt B, beiden in hetzelfde bewegingsvlak. De snelheid van het punt B kan niet willekeurig verschillen van die van A. Vanuit A bekeken moet v_B gelijk zijn aan v_A plus het effect van een rotatie van het voorwerp rond A. Een lineaire snelheid die ontstaat doordat het punt B roteert met hoeksnelheid ω rond een as door A kan geschreven worden als:

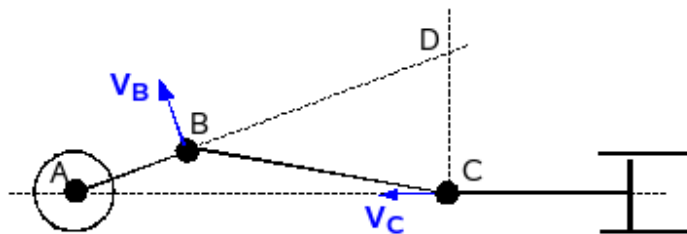
$$\vec{v}_B = \vec{v}_A + \vec{\omega} \times \vec{AB}$$

Hierbij staat de vector ω loodrecht op het bewegingsvlak van A en B. De snelheid v_A kan natuurlijk altijd geschreven worden als veroorzaakt door een rotatie rond een punt P zodat $v_A = \omega * PA$ of vectorieel $\vec{v}_A = \vec{\omega} \times \vec{PA}$. De vraag is nu of de snelheid v_B ook kan geschreven worden als het effect van een rotatie rond hetzelfde punt P met zelfde ω .

Uit vorige blijkt:

$$\vec{v}_B = \vec{v}_A + \vec{\omega} \times \vec{AB} = \vec{\omega} \times \vec{PA} + \vec{\omega} \times \vec{AB} = \vec{\omega} \times \vec{PB}$$

Het is dus steeds mogelijk om ook de snelheid van elk ander punt van het voorwerp te schrijven als het effect van een rotatie rond het ogenblikkelijk rotatiecentrum P. Een meer algemeen bewijs kan gegeven worden na de studie van het samenstellen van rotaties.



Figuur 5.25: Kruk- en drijfstaangmechanisme

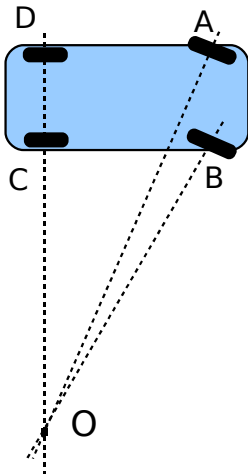
Deze methode van het ogenblikkelijk rotatiecentrum wordt vooral gebruikt in de studie van stangenmechanismen. De methode wordt meestal gekoppeld aan een grafische benadering van het probleem. Ingenieuze grafische oplossingsmethodes voor veel problemen waren zeer gebruikelijk tot de opkomst van de zakrekenmachine en de PC. Voor deze grafische aanpak steunt men op het feit dat de snelheid altijd loodrecht moet staan op de straal vanuit het rotatiecentrum. Er is vereist dat men van één punt de snelheid volledig kent en van een ander de richting. Men construeert dan in elk punt een loodlijn op de

richting van de snelheid. Het snijpunt van beide loodlijnen geeft het ogenblikkelijk rotatiecentrum. Uit de bekende snelheid haalt men dan de bijhorende hoeksnelheid.

Als voorbeeld in figuur 5.25 een klassiek kruk- en drijfstaangmechanisme. In dat voorbeeld leidt een loodlijn op de snelheid van B en C tot een snijpunt in D. Uit $v_B = BD \cdot \omega$ en $v_C = CD \cdot \omega$ volgt dan:

$$v_B/v_C = BD/CD$$

Hierin zal CD en BD moeten berekend worden uit BC of AC en de hoek in C. Tenslotte kan men dan schrijven dat $\omega_A = v_B/AB$

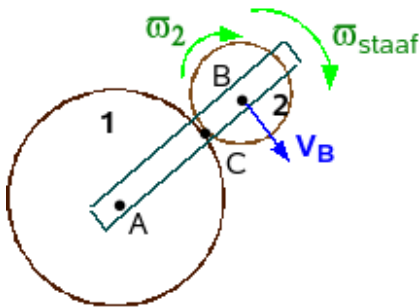


Figuur 5.26: Auto in bocht

Bij een translatie zal de snelheid van A en B gelijk zijn. Men zal dan twee evenwijdige loodlijnen hebben, waarvan het snijpunt op oneindig valt. Men kan dit beschouwen als het effect van een rotatie rond een punt op oneindig. Wanneer stangenmechanismen niet scharnierend maar via pin en gleuf met elkaar verbonden zijn, is er nog een meer klassieke benadering via relatieve en sleepsnelheid nodig in die verbinding om het correcte verband tussen de snelheden van pin en gleuf te berekenen.

Bij een auto die een bocht neemt, ligt het ogenblikkelijk rotatiecentrum in het verlengde van de achteras. De voorwielen volgen dus een grotere cirkel dan de achterwielen. Dat leidt vooral tot problemen bij lange voertuigen. Op sommige bussen en aanhangwagens ziet men achteraan de tekst: "Opgelet: zwenkt uit". Dit zijn voertuigen die uitgerust zijn met gestuurde achterwielen. Deze worden in tegengestelde zin van de voorwielen gedraaid, waardoor ze beter in het spoor van de voorwielen volgen en kortere bochten mogelijk maken. Men noemt ze daarom ook wel "spoorvolgers". Het ogenblikkelijk rotatiecentrum schuift dan iets naar rechts en ligt dan meer symmetrisch t.o.v. voor- en achteras. Ook sommige personenwagens hebben achterwielen die lichtjes gestuurd worden.

Bij lage snelheid en scherpe bocht draaien ze ook iets naar buiten. Bij hoge snelheid en kleine verdraaiing van het stuur, zoals bij het veranderen van rijstrook op een snelweg, sturen ze mee met de voorwielen. Hierdoor wordt een stukje translatie gebruikt om de verandering van rijstrook uit te voeren, waardoor er minder rotatie en kleinere middelpuntzoekende krachten nodig zijn.



Figuur 5.27: Rol rolt uitwendig over andere rol

Een iets ingewikkelder voorbeeld is het uitwendig rollen zoals in de figuur 5.27. Een rol 2 wordt via een staaf die draait rond A met hoeksnelheid ω_{staaf} , verplicht te rollen over de stilstaande rol 1. Gevraagd wordt de hoeksnelheid van rol 2.

Als de rol 1 stilstaat, moet het contactpunt C tussen beide rollen het ogenblikkelijk rotatiecentrum zijn van rol 2. Voor de snelheid van B kan men dan schrijven:

$$v_B = r_2 \cdot \omega_2$$

Anderzijds kan men B bekijken als een punt van de staaf. Dan geldt

$$v_B = AB \cdot \omega_{staaf}$$

Hieruit vindt men het verband:

$$\omega_2 = (AB/r_2) \omega_{staaf}$$

Indien de rol 1 ook zou roteren in wijzerzin, dan zou men weer de snelheid van het punt C moeten bekijken vanuit A en vanuit B en kan men schrijven:

$$v_C = r_1 \cdot \omega_1 = AB \cdot \omega_{staaf} - r_2 \cdot \omega_2$$

Het fysische punt van het bewegend voorwerp dat op een bepaald ogenblik het rotatiecentrum is, staat op dat ogenblik stil, maar was voor- en nadien in beweging. Het heeft dus een versnelling. Deze wordt in volgende paragraaf berekend.

5.4.2 Poolbaan en poolkromme

Bij het spreken over het ogenblikkelijk rotatiecentrum moet men 2 punten onderscheiden:

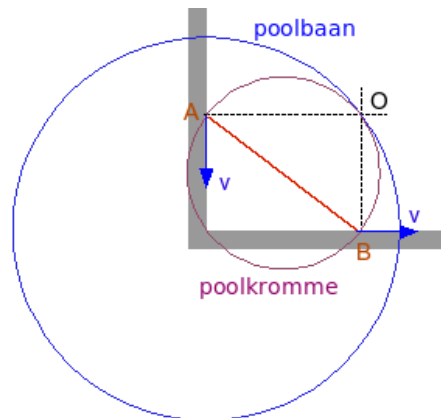
- het punt van het voorwerp dat op een bepaald ogenblik het rotatiecentrum is. Men noemt dit ook wel het rotatiecentrum als fysisch punt.
- het punt dat bepaald wordt door de eigenschap “rotatiecentrum zijn” en dat elk ogenblik een ander punt is (tenzij bij rotatie rond een vast punt of as). Men zou dit het rotatiecentrum als logisch punt kunnen noemen.

Tijdens de beweging beschrijft dit logisch punt een baan binnen het vast systeem en t.o.v. het bewegend voorwerp. Bij een wiel dat over een rechte rolt bv., is die rechte de baan binnen het vaste systeem en vormt de omtrek van het wiel de baan t.o.v. het bewegend voorwerp. De eerste baan noemt men de poolbaan, de tweede de poolkromme.

Poolbaan : de baan gevormd door de opeenvolgende rotatiecentra binnen het vaste referentiesysteem.

Poolkromme : de baan gevormd door de opeenvolgende rotatiecentra binnen het bewegend systeem.

Beide banen hebben steeds het ogenblikkelijke rotatiecentrum gemeen en raken elkaar in dat punt. Een vlakke beweging van een voorwerp kan daarom beschreven worden als een rollen van de poolkromme over de poolbaan.



Figuur 5.28: Poolbaan en poolkromme

Een iets meer ingewikkeld voorbeeld wordt gegeven in de figuur 5.28. Een uiteinden van de staaf AB worden daarin verplicht te glijden langs 2 loodrecht op elkaar staande wanden. De poolbaan is dan een kwart van de cirkel vanuit het hoekpunt en met straal AB. De poolkromme is een cirkel met AB als diameter. De driehoek AOB is immers altijd een rechthoekige driehoek met AB als schuine zijde. Nu is de schuine zijde van een rechthoekige driehoek ook altijd de diameter van de omschreven cirkel. De beweging van de staaf kan hier ook beschreven worden als het inwendig rollen van de poolkromme langs de poolbaan. Het punt dat op een bepaald ogenblik rotatiecentrum is, valt alleen in de twee uiterste standen van de staaf ook op de staaf. Wanneer men hier over het rotatiecentrum als fysisch punt spreekt, dan bedoelt men de positie van het punt in een referentiesysteem dat vast verbonden is aan de staaf. Dat punt heeft binnen dat systeem een onveranderlijke positie t.o.v. de staaf.

De snelheid waarmee het rotatiecentrum als logisch punt zich verplaatst over de poolbaan en de poolkromme noemt men de **poolverplaatsingssnelheid** $\mathbf{v}_P$. Daar het rotatiecentrum een gemeenschappelijk punt is van poolbaan en poolkromme en deze in dat punt niet bewegen t.o.v. elkaar (er is geen slippen van de ene kromme over de andere) is deze snelheid dezelfde langs beide krommen. M.a.w. in zelfde tijd wordt altijd de zelfde afstand afgelegd langs beide krommen. Men kan nu bewijzen dat de versnelling van het rotatiecentrum als fysisch punt bepaald is door:

$$\vec{a}_P = \vec{v}_P \times \vec{\omega}$$

Let op de volgorde van de termen! Deze versnelling zal steeds naar het kromtemiddelpunt van de poolkromme gericht zijn. Daar ω en $\mathbf{v}_P$ steeds loodrecht op elkaar staan, is de grootte van $a_P = \omega \cdot v_P$.

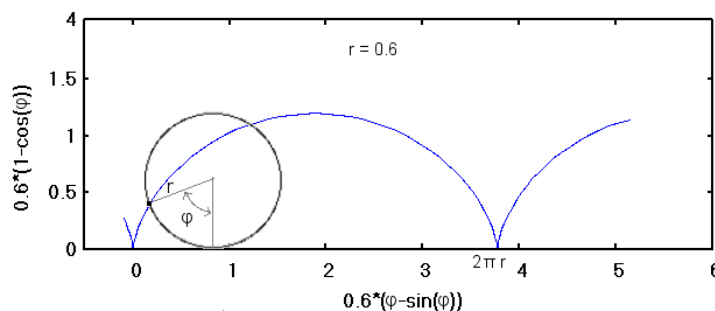
Voor een wiel dat over een rechte rolt is $\mathbf{v}_P = \mathbf{v}_C$, de snelheid van het centrum van het wiel. De versnelling van het contactpunt met de grond is naar het centrum van het wiel gericht en heeft als grootte:

$$a_P = \omega \cdot v_P = r \cdot \omega^2$$

Tot dezelfde conclusie kan men komen als men de versnelling (5.3.2.3) van het contactpunt met de grond wil berekenen vanuit het centrum van het wiel (in de onderstelling van een constante snelheid van dat centrum = $r \cdot \omega$):

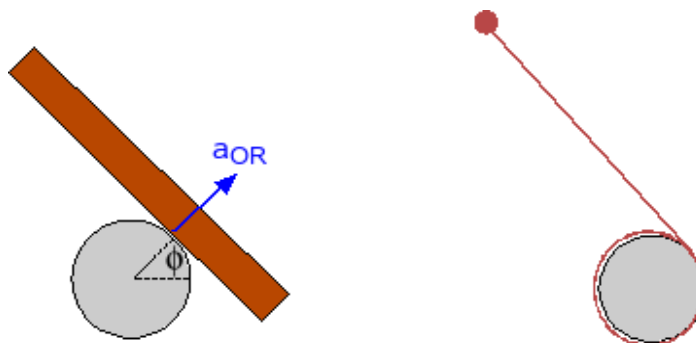
$$\vec{a}_P = \vec{a}_C + \vec{a}_{(P,C)n} + \vec{a}_{(P,C)t}$$

Hierin is echter $a_C = 0$ en ook $a_{(P,C)t} = 0$ (geen hoekversnelling, dus geen tangentiële versnelling). Er blijft dus alleen een relatieve normale versnelling = $r \cdot \omega^2$. Het contactpunt met de grond beschrijft, als fysisch punt van het wiel, een een **cycloïde**. Men ziet op de grafiek (5.29) duidelijk hoe het fysisch punt in de onderste stand tot stilstand komt en dan opnieuw vertrekt in de andere richting. Het onderste punt van de kromme wordt daarom een keerpunt van de kromme genoemd. Door y 2x te differentiëren naar de tijd, kan men gemakkelijk controleren dat a_y van het punt dat de grond raakt (bij $\varphi=0$ of $2n\pi$) gelijk is aan $r\omega^2$ en dat een eventuele hoekversnelling (2e afgeleide van φ) hierop geen invloed heeft.



Figuur 5.29: Cycloïde

Een iets intrigerender voorbeeld wordt gevormd door een lat die rond een paal draait of een bolletje aan het einde van een touw dat men zo lanceert dat het touw opgewonden wordt rond een paal (fig. 5.30). Bij de lat rond de paal is de omtrek van de paal nu de poolbaan en de zijkant van de lat de poolkromme. De versnelling van het ogenblikkelijk rotatiecentrum is van het centrum van de paal weg gericht. Bij het bolletje blijkt dat er alleen een versnelling is in de richting van het touw, wat overeenkomt met de wet van Newton.



Figuur 5.30: Lat rond paal - Balletje aan touw

Voor de behandeling van dit voorbeeld is kennis van het hoofdstuk Elementaire dynamica (6.1) vereist.

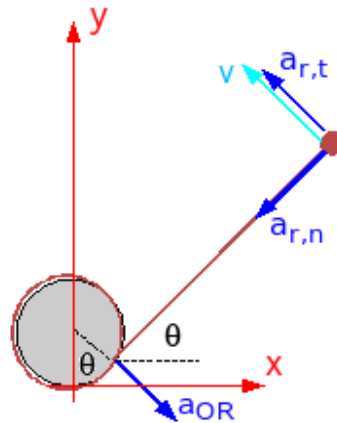
Men kan de versnelling van het bolletje berekenen met de vereenvoudigde formule uit het hoofdstuk over de versnelling (5.3.2.3). Dan moet men schrijven dat

$$\vec{a}_{bol} = \vec{a}_{OR} + \vec{a}_{r,n} + \vec{a}_{r,t}$$

waarin, met l actuele lengte van het touw tussen bolletje en paal:

$a_{OR} = r \cdot \omega^2$ want $v_P = r \cdot \omega$, $a_{r,n} =$ relatieve normale versnelling = $l \cdot \omega^2$, $a_{r,t} =$ relatieve tangentiële versnelling = $l \cdot \alpha$

De vraag is nu wat het verband is tussen ω en α ?



Figuur 5.31: balletje aan touw opwindend rond paal

- Er is hier geen behoud van impuls. De richting van de snelheid verandert voortdurend en dus ook de impuls.
- er is geen behoud van impulsmoment. Voor de berekening van het impulsmoment moet men natuurlijk altijd hetzelfde punt gebruiken, bv. het middelpunt van de paal. Dan heeft de spanning in het touw een moment t.o.v. dit punt en is er dus een wijziging van het impulsmoment.
- er is wel behoud van energie. De spanning in het touw staat loodrecht op de snelheid. Er is dus geen toevoer of afvoer van energie door de kracht in het touw. Als men de beginsnelheid aanduidt met v_0 , dan moet op elk ogenblik gelden: $m \cdot v_0^2 / 2 = m \cdot v^2 / 2$

Hieruit volgt ook dat $v_0 = v$, of m.a.w. dat de **grootte van de lineaire snelheid v constant is**. Daar op elk ogenblik geldt dat $v = l \cdot \omega$ is dus ook $l \cdot \omega$ constant. Differentiëren hiervan leidt tot:

$$\frac{dl}{dt} \cdot \omega + l \cdot \alpha = 0$$

Of:

$$\frac{dl}{dt} \cdot \omega = -l \cdot \alpha$$

Het minteken zegt dat als l afneemt, α moet toenemen. l wordt steeds kleiner omdat het touw oprolt rond de paal. Uit differentiëren van $l = l_0 - r\theta$ volgt $dl/dt = -r \cdot \omega$. Dat invullen in vorige formule levert:

$$r \cdot \omega^2 = l \cdot \alpha$$

Er geldt dus $a_{OR} = a_{r,t}$, maar beide hebben tegengestelde zin. Ze vallen dus tegen elkaar weg en er blijft alleen de $a_{r,n}$.

Men kan het gebeuren ook beschrijven in een klassiek cartesisch assenkruis.

$$x = r \cdot \sin \theta + l \cdot \cos \theta$$

$$x = r \cdot \sin \theta + l \cdot \cos \theta$$

Differentiëren levert, met $dl/dt = -r \cdot \omega$:

$$v_x = r \cdot \cos \theta \cdot \omega - r \cdot \omega \cdot \cos \theta - l \cdot \sin \theta \cdot \omega = -l \cdot \omega \cdot \sin \theta$$

$$v_y = r \cdot \sin \theta \cdot \omega - r \cdot \omega \cdot \sin \theta + l \cdot \cos \theta \cdot \omega = l \cdot \omega \cdot \cos \theta$$

Uit het behoud van energie volgde dat $l \cdot \omega = l_0 \cdot \omega_0$ of

$$v_x = -l_0 \cdot \omega_0 \cdot \sin \theta$$

$$v_y = l_0 \cdot \omega_0 \cdot \cos \theta$$

Hieruit blijkt ook duidelijk dat de snelheid loodrecht staat op het touw en constant is. Voor de versnelling vindt men:

$$a_x = -l_0 \cdot \omega_0 \cdot \cos \theta \cdot \omega$$

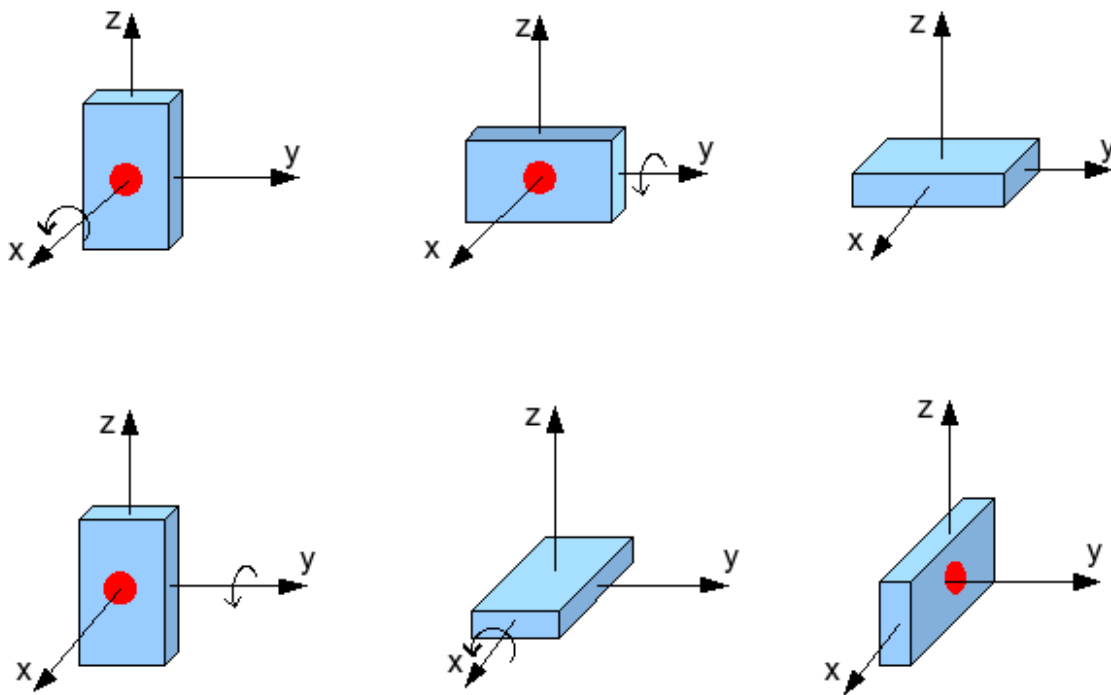
$$a_y = -l_0 \cdot \omega_0 \cdot \sin \theta \cdot \omega$$

Waaruit blijkt dat de versnelling op haar beurt loodrecht staat op de snelheid en er dus alleen een versnelling blijft volgens het touw.

5.4.3 Samenstellen van rotaties

Onze handen hangen aan onze schouder vast via het polsgewricht, de onderarm, het ellebooggewricht, de bovenarm en het schoudergewricht. Geen enkele van die gewrichten laat een schuifbeweging toe, maar toch hebben we er geen enkel probleem mee om onze hand volgens een rechte lijn te laten bewegen. Dit resultaat wordt bekomen door het samenstellen van rotaties in de verschillende gewrichten.

Er is echter een eigenaardig verschil tussen hoeksnelheden en -versnellingen en een rotatie over een reële hoek. Alhoewel men dit laatste ook als een vectorpijlje zou kunnen voorstellen volgens de conventies voor de hoeksnelheid, **vormen eindige rotaties geen vectoren** omdat ze niet commutatief zijn. Dit kan gemakkelijk aangetoond worden bv. in de figuur 5.32. Het gaat hierbij over rotaties rond assen die elkaar snijden in één punt.



Figuur 5.32: Niet-commutativiteit van eindige rotaties

In het bovenste voorbeeld wordt een voorwerp eerst over 90° gedraaid volgens de x-as, dan over 90° volgens de y-as. In het onderste wordt eerst rond de y-as gedraaid en dan rond de x-as. Men ziet duidelijk dat het resultaat totaal verschillend is. Een rotatie zoals hierboven kan wiskundig weergegeven worden door een rotatiematrix. Het is wel bekend dat het product van 2 matrices normaal niet commutatief is.

Hoeksnelheden kunnen wel als vectoren behandeld worden. Men kan hiervoor een ingewikkeld wiskundig bewijs leveren via de commutativiteit van de betrokken matrices. Meestal wordt een eenvoudige “bewijs” geleverd door het beschouwen van de verplaatsingen in een infinitesimaal interval dt . Elk punt van een voorwerp krijgt dan een verplaatsing $d\vec{r}_i$ onder invloed van een ω_i volgens de formule:

$$d\vec{r}_i = \vec{\omega}_i \cdot dt \times \vec{r}$$

De som van deze $d\vec{r}_i$ is wel commutatief, zodat het resultaat ook kan geschreven worden als

$$d\vec{r} = (\sum_i \vec{\omega}_i) \cdot dt \times \vec{r}$$

Dat de beweging van het voorwerp kan beschreven worden als het uitvoeren van een ogenblikkelijke rotatie die de som is van alle deelrotaties, volgt ook uit de meer algemene theorie die verder ontwikkeld wordt.

5.4.3.1 Rotaties op meerder niveaus

De figuur 5.33 stelt een plateau voor dat draait rond een verticale as. Op dat plateau staat een motor, die zelf kan draaien rond een horizontale as. Deze motor doet een schijf draaien. Gevraagd wordt de snelheid van het punt P op de rand van de schijf.

Men zou dit kunnen oplossen met de techniek van de samengestelde beweging, zoals beschreven in Kinematica 2: bewegende referentiesystemen (5.3). Men zit hier echter met 3 niveaus van beweging, zodat men minstens 2x samengestelde beweging zou moeten toepassen. Men kan hier een andere aanpak volgen. Als men onderstelt dat er alleen een ω_1 is, dan wordt de snelheid van P gegeven door

$$\vec{v}_P = \vec{\omega}_1 \times \vec{r}_{P1}$$

waarin de vector $\vec{r}_{P1}$ de positie van het punt P voorstelt t.o.v. een willekeurig punt van de as waarrond ω_1 draait, hier dus de as van de motor. Dat dit punt een willekeurig punt mag zijn, werd aangetoond in het 1e hoofdstuk over elementaire bewerkingen met vectoren, in de paragraaf over het verband tussen hoeksnelheid en lineaire snelheid (1.2.7).

Wanneer men ook ω_2 in rekening brengt, dan kan men de rotatie van de schijf beschouwen als een relatieve beweging binnen een assenkruis verbonden met de motor en draaiend met hoeksnelheid ω_2 . Bij de snelheid van P, zoals hierboven berekend, komt dan een sleepsnelheid die analoog kan berekend worden:

$$\vec{v}_s = \vec{\omega}_2 \times \vec{r}_{P2}$$

De totale snelheid van P wordt dan:

$$\vec{v}_P = (\vec{\omega}_1 \times \vec{r}_{P1}) + (\vec{\omega}_2 \times \vec{r}_{P2}) = \sum \vec{\omega}_i \times \vec{r}_{Pi}$$

Wanneer men nu ook ω_3 in rekening brengt, dan kan men deze snelheid van P weer beschouwen als een relatieve snelheid binnen een assenkruis verbonden met de schijf. Er komt dan weer een sleepsnelheid bij die het effect is van ω_3 en het totale resultaat kan weer geschreven worden als:

$$\vec{v}_P = \sum \vec{\omega}_i \times \vec{r}_{Pi}$$

Hiermede heeft men een formule om de lineaire snelheid uit te rekenen van een punt dat onderworpen is aan een reeks rotaties.

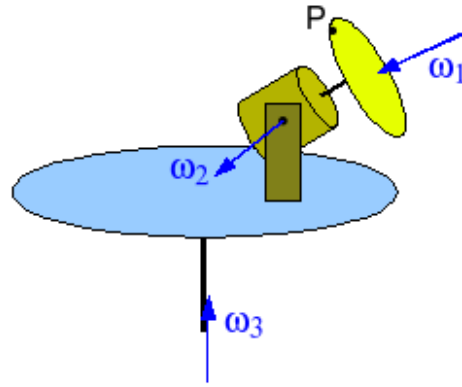
5.4.3.2 Equivalentie van rotaties

Wanneer men in bovenstaand voorbeeld de beweging van de schijf wil bestuderen, dan moet men de hoeksnelheid en hoekversnelling van de schijf kennen t.o.v. assen door het massacentrum en de versnelling van dat massacentrum. Dit komt neer op de vraag om een equivalent systeem van rotaties samen te stellen in dat massacentrum. Bij het opstellen van een equivalent vectorsysteem (2.1), gaat het over een systeem van wat men basiselementen zou kunnen noemen en een stel van vectoren dat daarmee verbonden is via een vectorieel product van een positievector en één van deze basiselementen. Bij het samenstellen van krachten waren de basiselementen de krachten en de afgeleide vectoren de momenten. Hier zijn de basiselementen de hoeksnelheden en de afgeleide elementen de lineaire snelheden. De berekening van de lineaire snelheid van het punt P onder invloed van 3 rotaties, is dus analoog aan het berekenen van het moment in een punt P veroorzaakt door 3 krachten.

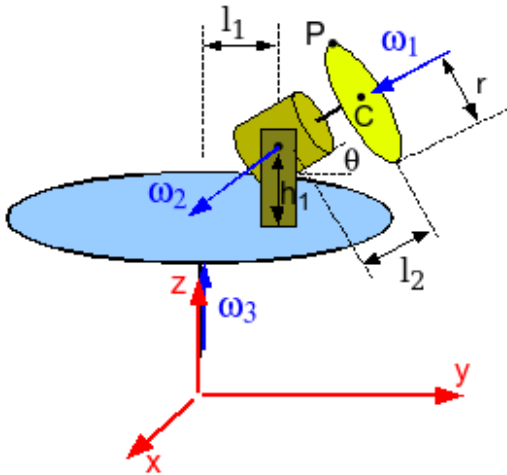
Een systeem van rotaties kan dus herleid worden in een punt P tot een equivalent systeem bestaande uit een hoeksnelheid en de lineaire snelheid van het referentiepunt P:

- $\vec{\omega} = \sum \vec{\omega}_i$
- $\vec{v}_P = \sum (\vec{\omega}_i \times \vec{r}_{Pi})$

met $\vec{r}_{Pi}$ de positie van P t.o.v. $\vec{\omega}_i$.



Figuur 5.33: Motor op draaiend plateau



Figuur 5.34: Motor op draaiend plateau: afmetingen

Deze besluiten kunnen nu eens toegepast worden op de figuur (5.34). Hiervoor zijn dan wel enkele afmetingen en hoeken nodig. Men onderstelt dat de as van de motor radiaal ligt, d.i. door de verticale as wijst. Men heeft de volgende projecties in het gegeven assenkruis:

$$\begin{aligned}\vec{\omega}_1 &= (0, -\omega_1 \cos \theta, -\omega_1 \sin \theta) \\ \vec{\omega}_2 &= (\omega_2, 0, 0) \\ \vec{\omega}_3 &= (0, 0, \omega_3)\end{aligned}$$

Hiermede bekomt men als resulterend $\vec{\omega}$:

$$\vec{\omega} = (\omega_2, -\omega_1 \cos \theta, \omega_3 - \omega_1 \sin \theta)$$

Voor de posities van P vanuit de verschillende rotatievectoren:

$$\vec{r}_{P1} = (0, -r \sin \theta, r \cos \theta)$$

$$\vec{r}_{P2} = (0, l_2 \cos \theta - r \sin \theta, l_2 \sin \theta + r \cos \theta)$$

Voor de laatste positie wordt gewoon de loodrechte afstand gebruikt:

$$\vec{r}_{P3} = (0, l_1 + l_2 \cos \theta - r \sin \theta, 0)$$

Hiermede kan men de verschillende bijdragen aan de snelheid van P uitrekenen:

$$\vec{v}_{P1} = \vec{\omega}_1 \times \vec{r}_{P1} = (-\omega_1 r, 0, 0)$$

$$\vec{v}_{P2} = \vec{\omega}_2 \times \vec{r}_{P2} = (0, -\omega_2(l_2 \sin \theta + r \cos \theta), \omega_2(l_2 \cos \theta - r \sin \theta))$$

$$\vec{v}_{P3} = \vec{\omega}_3 \times \vec{r}_{P3} = (-\omega_3(l_1 + l_2 \cos \theta - r \sin \theta), 0, 0)$$

De som van die 3 componenten levert de totale snelheid van P. Voor de duidelijkheid wordt die opgesplitst in haar cartesische componenten:

$$v_{Px} = -\omega_1 r - \omega_3(l_1 + l_2 \cos \theta - r \sin \theta)$$

$$v_{Py} = -\omega_2(l_2 \sin \theta + r \cos \theta)$$

$$v_{Pz} = \omega_2(l_2 \cos \theta - r \sin \theta)$$

Om het idee van equivalent systeem toch nog eens duidelijker te maken, wordt de snelheid van P ook eens berekend in 2 stappen. Eerst wordt het systeem herleid tot een equivalent systeem in O, het midden van de motor en het snijpunt van $\vec{\omega}_1$ en $\vec{\omega}_2$. Vandaar zal dan opnieuw de snelheid van P berekend worden.

Waarom het punt O? Omdat de lineaire snelheid van dat punt eenvoudig uit te rekenen is. Daar het punt op het snijpunt van $\vec{\omega}_1$ en $\vec{\omega}_2$ ligt, hebben deze rotaties geen invloed op $\vec{v}_O$. Die wordt alleen beïnvloed door $\vec{\omega}_3$:

$$\vec{v}_O = (-l_1 \omega_3, 0, 0)$$

De resulterende $\vec{\omega}$ blijft dezelfde als hierboven. De positie van P t.o.v. O wordt:

$$\vec{r}_{PO} = (0, l_2 \cos \theta - r \sin \theta, l_2 \sin \theta + r \cos \theta)$$

De snelheid van P moet nu berekend worden volgens de formule:

$$\vec{v}_P = \vec{v}_O + \vec{\omega} \times \vec{r}_{PO}$$

In cartesische componenten levert dit (alleen de x-component is wat ingewikkeld):

$$v_{Px} = v_{Ox} + \omega_y z_O - \omega_z y_O = -l_1 \omega_3 - \omega_1 \cos \theta (l_2 \sin \theta + r \cos \theta) - (\omega_3 - \omega_1 \sin \theta)(l_2 \cos \theta - r \sin \theta) = -\omega_1 r - \omega_3(l_1 + l_2 \cos \theta - r \sin \theta)$$

$$v_{Py} = v_{Oy} + \omega_z x_O - \omega_x z_O = -\omega_2(l_2 \sin \theta + r \cos \theta)$$

$$v_{Pz} = v_{Oz} + \omega_x y_O - \omega_y x_O = \omega_2(l_2 \cos \theta - r \sin \theta)$$

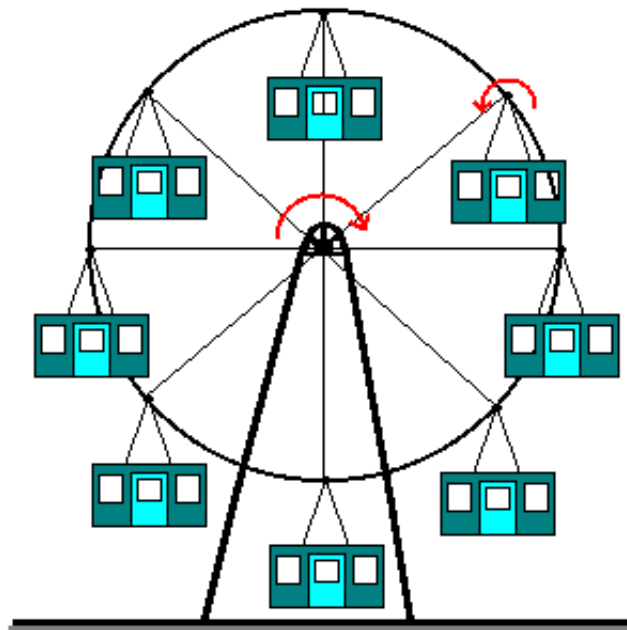
...wat precies hetzelfde is als eerst. Hiermede is dan ook aangetoond dat het systeem in O equivalent is met het originele systeem.

Bij een robot zal men moeten eisen dat het equivalente systeem in de actuator bestaat uit een bepaalde lineaire snelheid en een bepaalde hoeksnelheid.

5.4.3.3 Speciale gevallen

1. Samenlopende rotaties Wanneer de verschillende rotatievectoren door één punt passeren, dan kunnen ze in dat punt samengesteld worden tot een equivalent systeem bestaande uit één rotatievector, zonder een lineaire snelheid van het herleidingspunt. Zie verder voor toepassingen in combinatie met rollen.

2. Evenwijdige rotatievectoren Wanneer alle rotatievectoren onderling evenwijdig zijn, dan is er ook een herleiding mogelijk tot één rotatievector, zonder een lineaire snelheid van het herleidingspunt, in een punt dat men het zwaartepunt van het systeem zou kunnen noemen. Dit wordt weinig toegepast. Men kan die resulterende vector ook zien als de ogenblikkelijke rotatieas.



Figuur 5.35: Reuzerad

3. Koppel van rotaties Wanneer een systeem onderworpen is aan twee even grote en evenwijdige rotaties, maar met tegengestelde zin, dan is het resultaat een translatie. In elk punt levert dit immers een equivalent systeem dat alleen bestaat uit een lineaire snelheid. Als men onderstelt dat het rad van de figuur 5.35 in wijzerzin rond zijn as draait, dan zal elk kabintje in tegenwijzerzin rond zijn ophangpunt draaien. Het resultaat is dat de kabintjes transleren (kromlijnige translatie!). Typisch voor translatie is dat richting behouden blijft. Vloer en dak blijven horizontaal, de wanden blijven steeds verticaal.

4. Schroefas Men kan ook voor een systeem van rotaties zoeken naar een lijn waar de lineaire snelheid evenwijdig is met de resulterende hoeksnelheid volgens de formule $\vec{\omega} = k\vec{v}$.

5.4.3.4 Lineaire versnellingen en hoekversnellingen

Bij het afleiden naar de tijd van de bovenstaande uitdrukkingen moet men er rekening mee houden dat elke vector $\vec{a}$ die gedefinieerd is t.o.v. een systeem dat roteert met hoeksnelheid ω ook een “sleepverandering” ondergaat van de vorm $\vec{\omega} \times \vec{a}$ (zie Een nieuwe operator 5.3.2.2).

Bij afleiden van de resulterende $\vec{\omega}$ in het bovenstaande voorbeeld zal men dus krijgen:

$$\frac{d\vec{\omega}_1}{dt} = \vec{\alpha}_1 + (\vec{\omega}_2 + \vec{\omega}_3) \times \vec{\omega}_1$$

$$\frac{d\vec{\omega}_2}{dt} = \vec{\alpha}_2 + \vec{\omega}_3 \times \vec{\omega}_2$$

Voor de lineaire versnelling van het referentiepunt geldt dan:

$$\begin{aligned} \vec{a}_P &= \frac{d\vec{v}_P}{dt} = \frac{d}{dt}(\sum \vec{\omega}_i \times \vec{r}_{Pi}) \text{ met } \vec{r}_{Pi} = \vec{r}_i - \vec{r}_P \\ &= \sum_i \left(\frac{d\vec{\omega}_i}{dt} \times \vec{r}_{Pi} \right) + \sum_i \left(\vec{\omega}_i \times \frac{d\vec{r}_{Pi}}{dt} \right) \end{aligned}$$

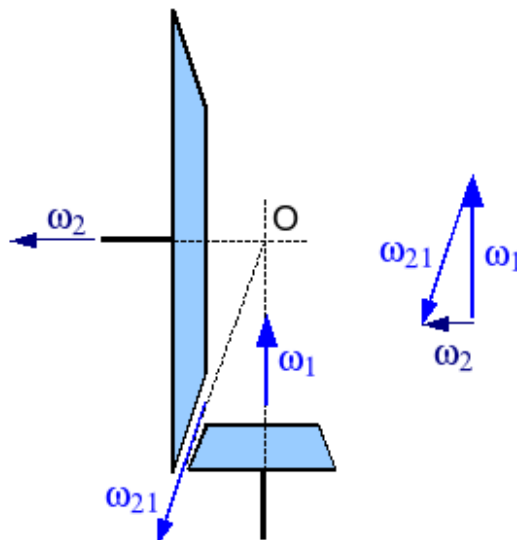
waarbij de afgeleiden van de $\vec{\omega}_i$ moeten berekend worden volgens de besproken methode. Maar iets analoogs geldt voor het afleiden van $\vec{r}_{Pi}$:

$$\frac{d\vec{r}_{Pi}}{dt} = \vec{v}_{Pi} |_{rel} + \sum_j (\vec{\omega}_j \times \vec{r}_{Pj})$$

waarbij j loopt over alle rotatievectoren waaraan $\vec{r}_{Pi}$ onderworpen is. Of men kan $\vec{r}_{Pi}$ schrijven als $\vec{r}_p - \vec{r}_i$, waarmee dan $\vec{v}_{Pi} = \vec{v}_p - \vec{v}_i$. Een behoorlijke boterham!

5.4.4 Rollen

Wanneer twee voorwerpen over elkaar rollen, is er een lijn van punten die een gemeenschappelijke snelheid hebben. Op deze lijn zal ook de ogenblikkelijke relatieve rotatievector liggen. Wanneer één der voorwerpen stilstaat is dat ook de absolute ogenblikkelijke rotatievector.



Figuur 5.36: Pignon en kroonwiel met driehoek van de hoeksnelheden

Als voorbeeld het geval van tandwielen tussen twee loodrecht op elkaar staande assen, zoals schematisch voorgesteld in figuur 5.36. Het ene tandwiel is klein, het andere groot. Dit is bij auto's bekend als het systeem van pignon en kroonwiel. Men kan het in elkaar grijpen van de tanden zien als het over elkaar rollen van de twee tandwielen. De hoeksnelheid van het grote tandwiel moet hierbij de som zijn van de hoeksnelheid van het kleine ($\vec{\omega}_1$) + de hoeksnelheid waarmee het grote over het kleine rolt ($\vec{\omega}_{21}$). Voor een zuiver rollen moet de lijn van de tanden, de richting van $\vec{\omega}_{21}$, dus door het snijpunt van de 2 assen wijzen. Daar kan het systeem immers samengesteld worden tot 1 zuivere resulterende rotatie en beantwoorden de 3 rotaties dan aan de vectoriële driehoek die in de figuur gegeven is.

Bij de externe fietsdynamo, die met een wielte tegen de band aangedreven wordt, zal men moeten zorgen dat de as van die dynamo door (het verlengde van) de as van het wiel wijst opdat het wielte zuiver over de band zou rollen zonder er langs te wrijven.

Hoofdstuk 6

Elementaire dynamica

Inhoudsopgave

6.1 Inleiding	115
6.2 De wetten van Newton	116
6.2.1 Vrijmaken van het voorwerp	117
6.2.2 Versnelling bepalen	118
6.2.3 Controle	118
6.2.4 Uitrekenen	119
6.2.5 Tweede voorbeeld	119
6.2.6 Derde voorbeeld	121
6.2.7 Een trainingsprogramma	122
6.3 Impuls en Behoud van impuls	122
6.3.1 Impulsstelling	123
6.3.1.1 Voor 1 massa	123
6.3.1.2 Voor meerdere massa's	124
6.3.2 Behoud van impuls	124
6.3.3 Continue stroming	126
6.3.4 Historische nota	128
6.3.5 Links	128
6.4 Arbeid en energie	128
6.4.1 Energiestelling voor één massa	128
6.4.2 Energiestelling voor meerdere massa's	129
6.4.3 Speciaal geval : potentiaalkrachten en behoud van energie	130
6.4.3.1 Strikt behoud van energie	132
6.4.3.2 Uitgebreid behoud van energie	132
6.4.3.3 Berekening van enkele potentiële energieën	133
6.4.4 Voorbeelden	134
6.4.5 Vermogen	137
6.5 Gravitatiemassa en traagheidsmassa	138
6.6 Determinisme en chaos	138
6.6.1 De slinger van Atwood	139
6.6.2 Vergelijkingen	140
6.6.3 Faseruimte	141

6.1 Inleiding

De **dynamica** is de studie van de oorzaken van een beweging. Dit kan onder vorm van een antwoord op de vraag wat de beweging is als er een systeem van gegeven krachten werken of welke krachten nodig zijn om een bepaalde beweging te bekomen.

In eerste instantie zal men het gedrag van een **puntmassa** bekijken. Een puntmassa is een geometrisch punt waaraan men een massa toekent. Een punt kan niet roteren. Rotatie onderstelt verandering van richting maar een punt heeft geen richting. Het blijkt nadien dat de wetten die hier afgeleid worden ook toepasselijk zijn op de beweging van het **massacentrum** van voorwerpen.

Voorwerpen kunnen echter wel **roteren**. Om die beweging te bestuderen zal men voorwerpen eerst beschouwen als opgebouwd uit puntmassa's en de bewegingsvergelijkingen dan sommeren over alle puntmassa's van het voorwerp. Dit leidt tot specifieke wetten voor de rotatie van voorwerpen. Hierbij wordt geen gebruik gemaakt van de lineaire snelheid van de punten, die verschilt van punt tot punt, maar van de hoeksnelheid, die karakteristiek is voor het hele voorwerp. Verder blijkt de rol die de kracht speelt bij de translatie nu overgenomen door het moment van de kracht en de rol van de massa door het traagheidsmoment.

Er blijkt een zeer groot verschil te bestaan tussen de formules voor de rotatie rond een vaste as, of minstens een bewegende as maar met vaste richting (de rotatie van de wielen van een fiets die mooi rechtdoor rijdt bv.) en de algemene formules, waarbij de rotatieas voortdurend van richting mag veranderen (zoals bij een fiets die een bocht neemt). Vandaar dat deze in afzonderlijke hoofdstukken behandeld worden.

Dit hoofdstuk over de **elementaire dynamica** zou men dus ook de **dynamica van een puntmassa** kunnen noemen. Volgende punten zullen daarbij aan bod komen:

1. Wetten van Newton
2. Impuls en behoud van impuls
3. Arbeid en behoud van energie

De dynamica van voorwerpen wordt behandeld in dynamica van voorwerpen, hoofdstuk 7.

6.2 De wetten van Newton

De klassieke mechanica wordt ook wel Newtoniaanse mechanica genoemd omdat de basis ervan gelegd werd door [Isaac Newton](#) (1643-1727). Op het vlak van de mechanica droeg hij vooral bij door de drie wetten van Newton en door de algemene gravitatiewet, waardoor hij een wiskundige grondslag gaf aan de wetten van Kepler. Zijn grote werk op dit vlak is “Philosophiae Naturalis Principia Mathematica”, soms ook kortweg geciteerd als “Principia” (1684-1686). Het werd nog in het Latijn geschreven, terwijl in onze streken [Simon Stevin](#) reeds een eeuw vroeger begonnen was met in het Nederlands (van toen) te schrijven. Zijn werk was reeds voorbereid door [Galileo Galilei](#) met zijn grondige studie van de vrije val als eenparig versnelde beweging en de conclusie dat een horizontale beweging kan doorgaan met een minimum aan energieverlies. Men kan hierin een aanwijzing zien voor de eerste wet van Newton of de traagheidswet.

Eerste Wet van Newton: de traagheidswet

Een voorwerp waarop geen netto resulterende kracht werkt zal zijn bewegingstoestand behouden: als het in rust is blijft het in rust, als het in beweging is zal het met constante snelheid bewegen in een rechte lijn.

Tweede Wet

Als er een netto resulterende kracht werkt op een voorwerp dan zal dit een versnelling krijgen die evenredig is met de kracht en omgekeerd evenredig met de massa.

Derde Wet of actie-reactie wet

Krachten zijn interacties tussen twee voorwerpen. Als een eerste voorwerp een kracht uitoefent op een tweede, dan zal het tweede een even grote maar tegengestelde kracht uitoefenen op het eerste. Men noemt deze beide krachten ook wel een **actie-reactiekoppel**.

Belangrijke opmerking: de wetten van Newton en de andere wetten van de mechanica moeten worden uitgewerkt in een **referentiesysteem zonder versnelling**, dus ofwel in rust ofwel bewegend met constante snelheid. Men noemt dit een **inertiaalstelsel**. Een roterend systeem is geen inertiaalstelsel omdat bij een punt dat een cirkel beschrijft er minstens een normale versnelling hoort.

De tweede wet wordt meestal geformuleerd als:

$$\sum_i \vec{F}_i = m\vec{a}$$

Wiskundig volgt hieruit de eerste wet. Gezien de vroegere problemen die men had om bv. te verklaren hoe een steen verder beweegt wanneer hij losgekomen is van de hand van de werper, was deze eerste wet een grote stap vooruit.

Wanneer er verder gesproken wordt over "de wet van Newton" dan gaat het over de tweede wet. Deze tweede wet is als formulering waarschijnlijk één van de kortste uit de mechanica, maar de toepassing ervan is, zeker in het begin, niet zo evident. Men kan zich bij die toepassing laten leiden door de volgende 4 stappen.

6.2.1 Vrijmaken van het voorwerp

A. Wanneer men de wet van Newton wil toepassen, dan is de eerste vraag welke massa m men wil beschouwen. Men moet telkens zoeken naar krachten die werken **op m** , op het voorwerp dat men wil bestuderen om de juiste kracht te kiezen uit elk actie-reactiepaar. Om gemakkelijker een antwoord te vinden is het goede praktijk om **het voorwerp los van zijn omgeving te tekenen**. Dit is de eerste stap in het **vrijmaken** van het voorwerp. Als er meerdere voorwerpen zijn, dan mag men die alleen samen nemen als:

- ze als één geheel met dezelfde versnelling bewegen;
- als men niet geïnteresseerd is in de krachten tussen deze voorwerpen.

Als eerste voorbeeld wordt een bol aan een touw beschouwd, rustend op een ronddraaiende kegel. In de eerste stap zal men de bol afzonderlijk tekenen, los van de kegel.

B. De tweede stap is het **invoeren van alle krachten** die vanuit de omgeving **op de bal** werken. Hierbij moet men zich 2 vragen stellen:

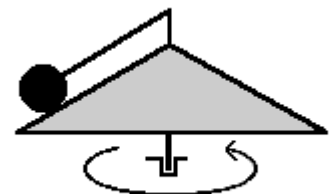
- werkt de zwaartekracht? Zijn er andere krachten die op afstand werken?
- waar zijn er contacten met de omgeving? Daar werken normaal ook krachten.

In dit geval moet men voor de eerste vraag positief antwoorden. Men zal dus het gewicht tekenen als aangrijpend in het massacentrum van het voorwerp.

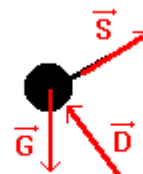
Om de tweede vraag te beantwoorden doet men de ronde van het voorwerp. Hierbij ontdekt men hier 2 contacten met de omgeving:

1. het touw. Het touw trekt aan de bol en de bol trekt aan het touw. De eerste kracht werkt op de bol, de tweede op het touw. Het is dus de eerste die men nodig heeft.

2. er is een contact tussen bol en kegel. De bol drukt op de kegel en de kegel houdt de bol omhoog. Deze laatste is de kracht op de bol. Men moet dus een kracht loodrecht op de kegel tekenen en omhoog. Dit moet de figuur leveren zoals hiernaast.



Figuur 6.1: Bol op kegel

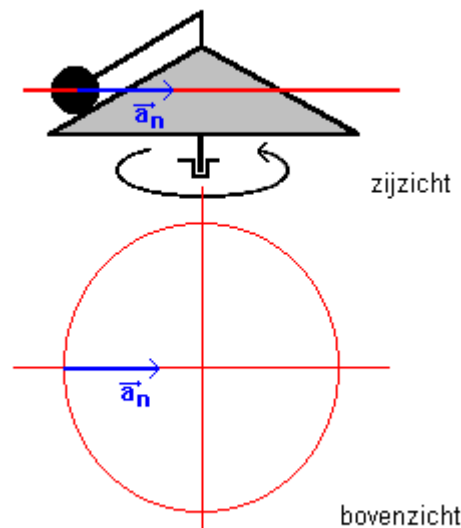


Figuur 6.2: Bol op kegel: de krachten

Opmerking: de pijltjes, die de krachten voorstellen, worden getekend met hun begin of hun top op de plaatst waar de kracht aangrijpt. Dikwijls ziet men schetsen waarbij alle krachten vertrekkend vanuit het massacentrum getekend worden. In de statica en verder, wanneer ook de rotatie ter sprake komt, moet men rekening

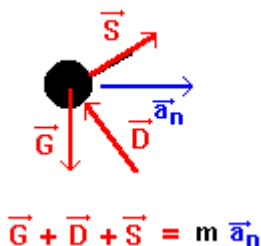
houden met het moment van de krachten. Om dat uit te rekenen moet men het aangrijpingspunt kennen. Een schets met alle krachten vanuit het massacentrum helpt dan niet. Liefst tekent men dus de krachten steeds waar ze aangrijpen. Dat helpt ook om niet te snel twee tegengestelde krachten als even groot te beschouwen, waar dat niet het geval is, bv. omdat er een versnellingscomponent in die richting is. Zie het derde voorbeeld.

6.2.2 Versnelling bepalen



Figuur 6.3: Bol op kegel: versnelling

C. Eens de krachten ingevuld moet men zich afvragen wat men weet over **de versnelling**. Hiervoor zal men moeten kijken naar **wat men weet over de baan**. Als de baan rechtlijnig is, dan zal ook de versnelling de richting van die rechte moeten volgen. Is de baan gekromd, dan is er zeker een versnelling gericht vanuit de holle kant naar het kromtemiddelpunt van de baan. Bij een cirkel is dit kromtemiddelpunt gewoon het middelpunt van de cirkel.



In dit voorbeeld is de baan een **horizontale cirkel** is. Er is dus een normale versnelling die naar het centrum van die cirkel gericht is. Dat is dus een horizontale versnelling, niet langs de zijkant van de kegel.

In Amerikaanse werken zal men de som van de krachten dikwijls de “applied forces” noemen en de massa x versnelling de “resultant forces”. Dit beantwoordt aan het idee van **oorzaken in het ene en gevolg in het andere lid**. Alhoewel $m\vec{a}$ de dimensie van een kracht heeft, lijkt het toch beter het accent te leggen op de versnelling als het basiselement van het rechterlid.

Figuur 6.4: Bol op kegel: volledige schets

6.2.3 Controle

D. Voor men aan de berekeningen begint, is het goed om even te controleren of wat men getekend heeft wel zinvol is. De tweede wet van Newton is zeer logisch: als er een resulterende kracht is in een bepaalde richting, dan is er een versnelling in die richting. En omgekeerd: als men zeker is dat er een versnelling is in een bepaalde richting, dan moet er een resulterende kracht (mogelijk) zijn in die richting.

Hier is er zeker een horizontale versnelling naar rechts. De resultante van alle krachten zal dus naar rechts moeten gericht zijn. Men ziet dat alleen de spanning in het touw een kracht naar rechts kan

leveren. Verticaal moeten de krachten elkaar in evenwicht kunnen houden. Er zijn neerwaartse en opwaartse krachten. Dat is in principe dus mogelijk.

Vooraf bij problemen met wrijvingskrachten zal deze controle dikwijls eventuele fouten in de zin van die krachten aan het licht brengen.

6.2.4 Uitrekenen

Men heeft nu de vergelijking waaraan het systeem moet voldoen. Dat is een vectoriële vergelijking in twee dimensies. Er mogen dus twee onbekenden in voorkomen. Als de hoeksnelheid van de kegel en het gewicht van de bol gegeven zijn, dan zijn dat de spanning in het touw en de druk op de kegel. Men kan deze vergelijking nu projecteren op een klassiek verticaal-horizontaal assenkruis. Een goede regel is om te **projecteren op de dominerende richting van de vectoren**. Hier zijn er twee die volgens een verticaal-horizontaal assenkruis liggen en twee volgens een schuin assenkruis evenwijdig aan en loodrecht op de kegel. Maar de 2 onbekenden liggen volgens dit laatste assenkruis. Als men zo schuin projecteert krijgt men twee vergelijkingen met telkens maar 1 onbekende. Dat is dus de snelste oplossingsmethode.

Zij α de basishoek van de kegel, ω de hoeksnelheid van de kegel. Dan is α ook de hoek tussen $\vec{S}$ en $\vec{a}_n$. Zij l de lengte van het touw + de straal van de bol. Dan is de straal van de cirkel beschreven door het massacentrum van de bol gegeven door $r = l \cos \alpha$

De normale versnelling wordt dan: $a_n = r\omega^2$

De projectie langs de kegel wordt dan:

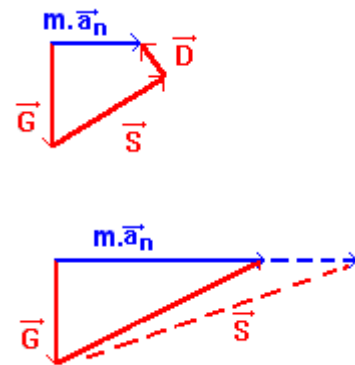
$$-G \sin \alpha + S = m \cdot a_n \cos \alpha \quad \text{met enkel } S \text{ als onbekende}$$

Projectie loodrecht op de kegel levert dan:

$$-G \cos \alpha + D = -m \cdot a_n \sin \alpha \quad \text{met enkel } D \text{ als onbekende}$$

Het is typisch dat sinus en cosinus afwisselen in de vergelijkingen als men op orthogonale assen projecteert.

De laatste figuur (6.5) schetst de evolutie van het systeem bij stijgende hoeksnelheid van de kegel. Bij kleine hoeksnelheid zal a_n klein zijn, zodat er een druk D nodig is om de veelhoek te sluiten. Bij stijgende hoeksnelheid komt er een punt waarop $D = 0$ is. Stijgt de hoeksnelheid nog verder, dan zou D naar beneden gericht moeten zijn om de bol op de kegel te houden. Kan dat niet, dan zal het touw een kleinere hoek maken met de horizontale opdat de horizontale component van de spanning in het touw zou kunnen toenemen terwijl de verticale component gelijk blijft aan het gewicht. De bol komt dan los van de kegel en gaat iets erboven hangen.



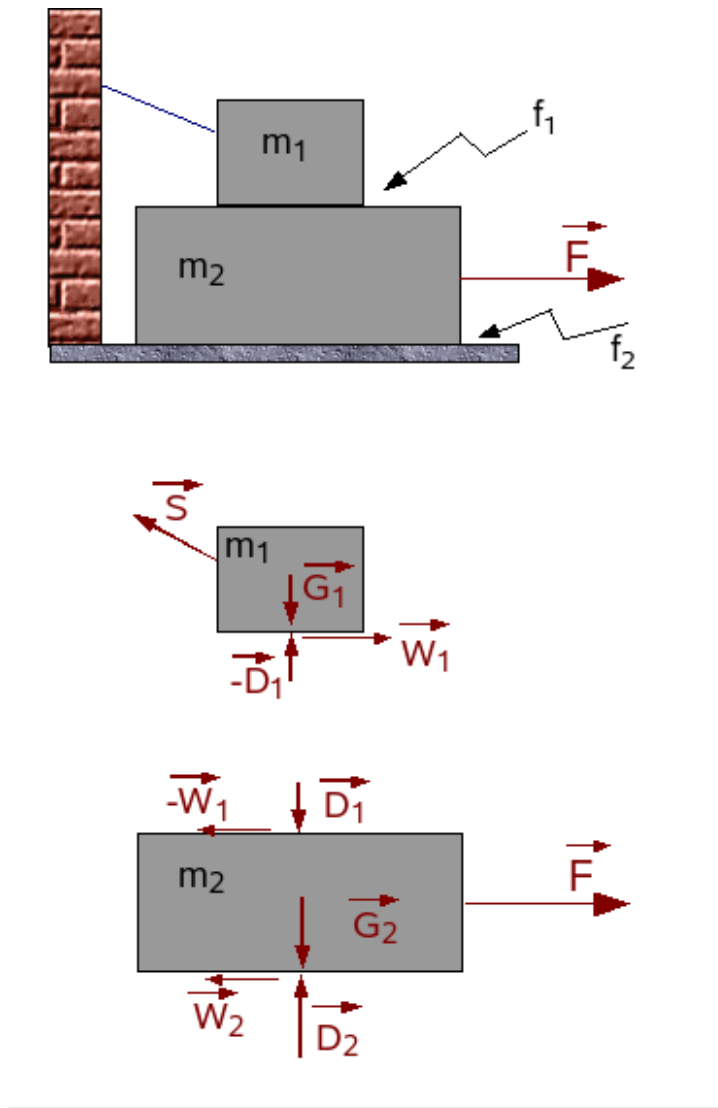
Figuur 6.5: Bol op kegel: evolutie

6.2.5 Tweede voorbeeld

Twee blokken liggen op elkaar (fig. 6.6). Aan het onderste wordt getrokken met een kracht F , het bovenste wordt tegengehouden door een touw, dat schuin gespannen is onder een hoek van 30° . Tussen de blokken is er wrijving met wrijvingscoëfficiënt f_1 , tussen het onderste blok en de grond met wrijvingscoëfficiënt f_2 . Dit betekent dat er een wrijvingskracht optreedt die f maal de druk is op het oppervlak. Welke versnelling krijgt het onderste blok?

Men mag dit probleempje niet te eenvoudig benaderen. Als aan het onderste blok getrokken wordt, zal het bovenste willen meebewegen naar rechts. Daardoor komt er een spanning in het touw. Daar het touw schuin gespannen is wordt het bovenste blok lichtjes opgetild. Het druk dus niet meer met zijn volle gewicht op het onderste blok. In welke mate het opgetild wordt hangt af van de spanning in het touw, die afhangt van de wrijvingskracht, die afhangt van de druk tussen beide blokken, die weer afhangt ... van de spanning in het touw. Dit is geen cirkelredenering. Dat twee veranderlijken mekaar beïnvloeden is vrij frequent en stelt algebraïsch geen probleem, zoals verder zal blijken.

- Over welke massa's moet men praten? Daar men de kracht tussen beide blokken nodig heeft en beide een verschillende versnelling hebben, moet men zeker beide blokken afzonderlijk beschouwen. Men



Figuur 6.6: 2 blokken met wrijving

tekent ze dan ook best ietwat uit elkaar.

- Wat is de zin van de wrijving? Het bovenste blok moet door de wrijving naar rechts geduwd worden. Dus is de wrijving die daarop werkt zeker naar rechts gericht. De reactie hierop werkt op het onderste blok en is dan naar links gericht. Deze is als de vector $-W_1$ genoteerd. Welk vector van het actie-reactiekoppel men met een + en welke men met een - noteert, kan vrij gekozen worden. De + en - betekenen alleen dat men te maken heeft met twee even grote maar tegengesteld gerichte vectoren, wat typisch is voor een actie-reactiekoppel. Bij het opschrijven van de projecties wordt met dit minteken uit de vectoriële notatie geen rekening gehouden. Dan kijkt men alleen naar de zin van de vector t.o.v. de projectierichting. Er blijft dat bij projectie op dezelfde assen, de projecties van actie en reactie een tegengesteld teken moeten hebben. Zie infra bv. voor W_1 .

Ook hier worden de krachten getekend waar ze aangrijpen. Daardoor is het duidelijk dat voor m_2 de kracht D_1 op de bovenkant en D_2 op de onderkant aangrijpt, dat W_1 afhangt van D_1 en W_2 van D_2 . Het levert een veel duidelijker schets op dan alles vanuit één punt tekenen.

Na het vrijmaken en het invullen van alle krachten moet een figuur bekomen worden zoals hiernaast. Men krijgt dan voor de projecties op een klassiek xy-assenkruis:

Voor m_1 :

$$-S \cdot \cos 30^\circ + W_1 = 0 \quad (1)$$

$$+S \cdot \sin 30^\circ + D_1 - G_1 = 0 \quad (2)$$

$$W_1 = f_1 \cdot D_1 \quad (3)$$

Voor m_2

$$-W_1 - W_2 + F = m_2 \cdot a \quad (4)$$

$$-D_1 - G_2 + D_2 = 0 \quad (5)$$

$$W_2 = f_2 \cdot D_2 \quad (6)$$

Er blijken zes vergelijkingen te zijn voor zes onbekenden. Dat moet normaal oplosbaar zijn. Na invullen van (3) in (1) en een beetje herschikken van (1) en (2) bekomt men:

$$-S \cdot \cos 30^\circ + f_1 \cdot D_1 = 0 \quad (1b)$$

$$+S \cdot \sin 30^\circ + D_1 = G_1 \quad (2b)$$

Dit blijkt een stelsel van twee vergelijkingen in twee onbekenden, dat dus afzonderlijk oplosbaar is. Men kan S elimineren door (1b) te vermenigvuldigen met $\sin 30^\circ$ en (2b) met $\cos 30^\circ$ en beide lid aan lid op te tellen. Het resultaat is:

$$D_1 = \frac{\cos 30^\circ \cdot G_1}{f_1 \cdot \sin 30^\circ + \cos 30^\circ}$$

Op analoge manier kan men D_1 elimineren door (2b) met $-f_1$ te vermenigvuldigen en lid aan lid op te tellen:

$$S = \frac{f_1 \cdot G_1}{f_1 \cdot \sin 30^\circ + \cos 30^\circ}$$

Als men als numerieke gegevens neemt: $m_1 = 2 \text{ kg}$, $m_2 = 5 \text{ kg}$, $f_1 = 0,1$, $f_2 = 0,2$ en $F = 30 \text{ N}$, dan bekomt men als numerieke oplossing:

$$D_1 = 18,909 \text{ N}$$

$$S = 2,183 \text{ N}$$

Uit (5) haalt men:

$$D_2 = G_2 + D_1 = 50 + 18,909 = 68,909$$

(4) kan herwerkt worden tot:

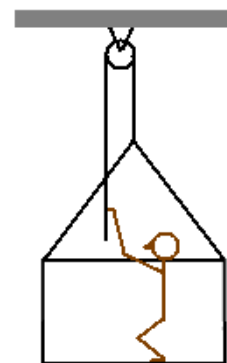
$$-f_1 D_1 - f_2 \cdot D_2 + F = m_2 \cdot a$$

Invullen van de numerieke gegevens leidt tot $a = 2,87 \text{ m/s}^2$

De fout die bij dit soort problemen soms gemaakt wordt is dat men inziet dat de druk D_2 beïnvloed wordt door het gewicht van m_1 . Sommigen willen dat verrekenen door voor het gewicht van m_2 het gewicht van beide massa's te verrekenen. Dit soort beïnvloeden wordt echter **verrekend via de verbindingskrachten**, hier D_1 en W_1 . Men moet **de krachten bij hun aangrijpingspunt laten** en nooit een kracht die op een bepaalde massa werkt opschrijven in de vergelijkingen van een andere massa.

6.2.6 Derde voorbeeld

Een man op een hangend platform trekt zichzelf omhoog. Met welke kracht moet hij trekken aan het touw om een versnelling van 1 m/s^2 te bereiken? met welke kracht drukt hij dan nog op het platform? Gegeven is m_m , de massa van de man, en m_p , de massa van het platform. De katrol wordt ideaal ondersteld zodat de spanning in het touw aan beide zijden van de katrol dezelfde is.

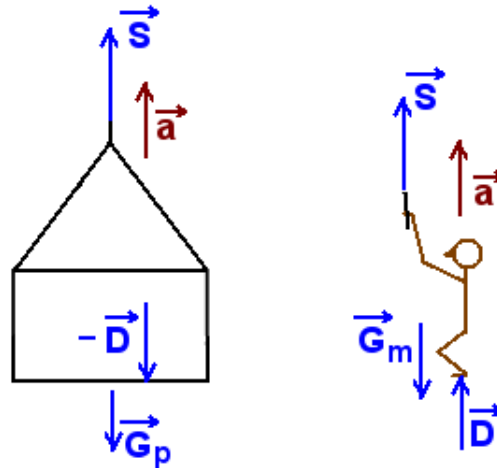


Figuur 6.7: Man op platform trekt zichzelf omhoog

Men kan voor de oplossing van dit probleem verscheidene systemen beschouwen. Daar man en platform samen bewegen met dezelfde versnelling, kan men ze samen nemen. Dan kan men echter niets zeggen over de kracht waarmee de man op het platform drukt want dat is dan een inwendige kracht, die niet in de vergelijkingen zal voorkomen.

Men mag ook niet stellen dat de som van de spanningen in de touwen gelijk moet zijn aan het gewicht van man + platform. Er is een versnelling omhoog en dus moet er een resultante omhoog zijn. De spanning in de touwen zal dus groter moeten zijn dan het gewicht van man + platform.

Als men iets wil weten over de kracht tussen man en platform, dan moet men man en platform afzonderlijk nemen. Men krijgt dan de schets van fig. 6.8. Bemerkt dat de kracht van het platform op de man omhoog is. Deze kracht vormt een actie-reactiekoppel met de kracht van de man op het platform.



Figuur 6.8: Man op platform: krachten

Men krijgt als vergelijkingen (zie fig. 6.8):

- voor het platform: $S - D - G_p = m_p \cdot a$
- voor de man: $S + D - G_m = m_m \cdot a$

Dit is een stelsel van 2 vergelijkingen in 2 onbekenden.

Telt men beide vergelijkingen lid aan lid op dan verdwijnt D eruit en bekomt men S:

$$S = (m_p + m_m)(a + g)/2$$

Trekt men beide leden van elkaar af dan bekomt men D:

$$D = (m_m - m_p)(a + g)/2$$

Voor een positief resultaat voor D, d.i. opdat D de onderstelde zin zou hebben, moet $m_m > m_p$. Het is nogal evident dat, als het gewicht van het platform groter zou zijn dan het gewicht van de man, de man gewoon omhoog zou getrokken worden door het vallend platform.

6.2.7 Een trainingsprogramma

Om deze aan pak in te oefenen werd een interactief trainingsprogramma gemaakt. Het dateert nog van de tijd van de vga-schermen met een resolutie van 640x480 pixels (!), maar is nog perfect bruikbaar. Men kan het vinden als een zip-bestand op <https://christiaan.website/mechanics/newton32.zip>. Liefst in een afzonderlijke folder uitpakken.

6.3 Impuls en Behoud van impuls

Een massa onderworpen aan de wet van Newton, kan men volgen in de tijd. Wiskundig komt dit neer op het integreren van beide leden van de wet van Newton naar de tijd. Hierbij worden de volgende nieuwe begrippen ingevoerd:

de stoot: $\vec{N} = \int \vec{F} \cdot dt$

de impuls of hoeveelheid van beweging: $\vec{p} = m \cdot \vec{v}$

Uit de eerste definitie wordt de **eenheid** voor stoot en hoeveelheid van beweging afgeleid als **Newtonseconde**, met symbool **Ns**

6.3.1 Impulsstelling

6.3.1.1 Voor 1 massa

Dit is rechtstreeks de integraal van beide leden van de wet van Newton tussen een beginogenblik, hier met index “init” van “initieel”, en een eindogenblik, hier met index “fin” van “finaal”

$$\int_{init}^{fin} \sum_i F_i \cdot dt = \int_{init}^{fin} m \vec{a} \cdot dt = \int m \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot dt = \int m d\vec{v}$$

$$\sum_i \vec{N}_i = m(\vec{v}_{fin} - \vec{v}_{init}) = \Delta m \vec{v}$$

Dit is een vectoriële wet die dicht aansluit bij de tweede wet van Newton. Men zal dezelfde techniek voor het vrijmaken van de massa m moeten volgen. In de vectoriële formule staat een minteken, maar als bij projectie de term die volgt ook negatief is, dan kan het in de praktijk een som worden.

Voorbeeld

Een bal beweegt wrijvingsloos over een horizontaal vlak en botst tegen een volkomen gladde verticale wand (fig.6.9). Men stelt vast dat de bal de wand nadert onder een hoek van 60° en teruggekaatst wordt onder een hoek van 50° . Bereken de snelheid na de botsing en de stoot van de wand op de bal. Snelheid voor de botsing: 4 m/s ; massa van de bal: $0,1 \text{ kg}$.

Nota: alleen bij een volkomen elastische botsing zou de uitreehoek moeten gelijk zijn aan de invalshoek.

Oplossing

De bal botst tegen een “volkomen gladde wand”. Hiermede geeft men aan dat de kracht van de wand op de bal steeds loodrecht op de wand zal staan. De stoot als integraal van de kracht over de botsingstijd zal dus ook loodrecht op de wand staan. Er zijn dus 2 onbekenden in het probleem: de grootte van de stoot en de grootte van de snelheid na de botsing. Volgens bovenstaande impulsstelling kan men opschrijven:

$$\vec{N} = m(\vec{v}_2 - \vec{v}_1)$$

Men kan deze vergelijking projecteren op een klassiek verticaal-horizontaal assenkruis:

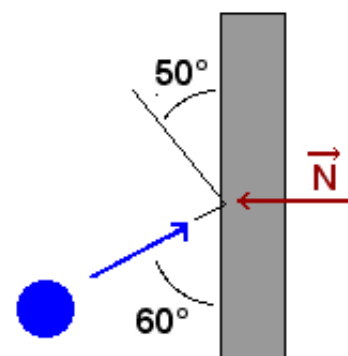
$$\begin{aligned} -N &= m(-v_2 \sin 50^\circ - v_1 \sin 60^\circ) \\ 0 &= m(v_2 \cos 50^\circ - v_1 \cos 60^\circ) \end{aligned}$$

De eerste vergelijking zou men met -1 kunnen vermenigvuldigen. Dan worden alle mintekens een $+$ en wordt het rechterlid een som. Uit de laatste vergelijking volgt onmiddellijk:

$$v_2 = v_1 \frac{\cos 60^\circ}{\cos 50^\circ} = 4,0 \cdot \frac{0,5}{0,77} = 2,61 \text{ m/s}$$

Dit invullen in de eerste vergelijking levert de stoot:

$$\begin{aligned} N &= m v_1 \frac{\sin 50^\circ \cos 60^\circ + \sin 60^\circ \cos 50^\circ}{\cos 50^\circ} = m v_1 \frac{\sin 110^\circ}{\cos 50^\circ} \\ &= 0,1 \cdot 4,0 \cdot \frac{0,94}{0,77} = 0,488 \text{ Ns} \end{aligned}$$



Figuur 6.9: Bal botsend met wand

6.3.1.2 Voor meerdere massa's

Wanneer men meerdere massa's heeft, kan een deel beschouwd worden als het systeem waarover men praat en de rest als niet behorend tot dat systeem. Voor de krachten wordt dan een onderscheid ingevoerd tussen:

- **inwendige krachten** : krachten tussen twee massa's die behoren tot het systeem. De inwendige krachten moeten, volgens het derde postulaat van Newton steeds onder de vorm van actie-reactieparen voor komen.
- **uitwendige krachten** : krachten die van buitenuit op één der massa's van het systeem werken. Ze krijgen hier de index "ext" voor "extern".

Wanneer de bovenstaande stelling toegepast wordt op op elke massa van het systeem en men dan sommeert over alle massa's van het systeem, vallen de stoten van de inwendige krachten tegen elkaar weg. De inwendige krachten vormen immers actie-reactieparen die even lang werken. **Alleen de stoten van de uitwendige krachten kunnen de totale hoeveelheid van beweging van het systeem beïnvloeden :**

$$\sum_i \vec{N}_{i,ext} = \Delta(\sum_i m_i \vec{v}_i) = \sum m_i \vec{v}_{i,fin} - \sum_i m_i \vec{v}_{i,init}$$

Bemerk dat er nu ook gesommeerd wordt over alle massa's. Alhoewel in de formules dezelfde index gebruikt wordt, kan elke som over een ander aantal elementen lopen. Bij een explosie bv. kan men in het begin één massa hebben en een grote hoeveelheid brokstukken na de explosie. De totale beschouwde massa voor en na moet natuurlijk wel dezelfde zijn.

6.3.2 Behoud van impuls

Van deze laatste uitdrukking bestaat een speciaal geval. Als de **som van de uitwendige stoten nul** is, dan staat er dat de eindtoestand nog gelijk is aan de begintoestand. Kortweg zegt dat dan dat de totale impuls constant is of **behouden blijft**. In wiskundige vorm:

$$\sum_i \vec{N}_{i,ext} = 0 \Leftrightarrow \sum_i m_i \vec{v}_i = \vec{C}$$

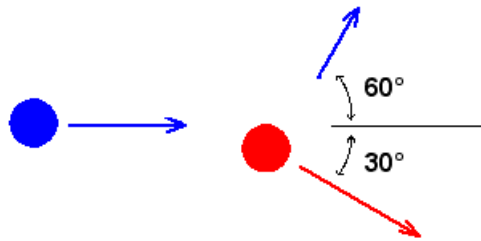
Het kan ook gebeuren dat de voorwaarde dat de som van de uitwendige stoten nul is alleen opgaat voor de projectie ervan op een bepaalde richting. Dan geldt dat, voor de projecties op die richting, de eindtoestand nog gelijk is aan de begintoestand of m.a.w. dat er behoud geldt volgens die richting. Dat is het geval voor de richting langs de wand van vorig voorbeeld. De projectie van de vergelijking langs de wand zegt dat er evenwijdig aan de wand behoud van impuls is. In deze aardse wereld zitten we altijd met het gewicht als verticale uitwendige kracht, zodat behoud van impuls dikwijls alleen in het horizontale vlak zal kunnen toegepast worden, bv. bij botsende biljartballen. Een andere mogelijkheid om de invloed van de zwaartekracht te mogen verwaarlozen is te stellen dat de botsingstijd zeer klein is, waarover verder meer.

In de praktijk zal men niet de constante berekenen, maar past men behoudswetten toe door de som van de hoeveelheden van beweging te maken op een eerste ogenblik, daarna die som ook te maken op een tweede ogenblik en dan te stellen dat beide sommen moeten gelijk zijn. Voor Behoud van Energie zal het gaan over sommen voor twee verschillende posities van het systeem, daar deze wet afgeleid wordt door integratie in de ruimte.

Bij een botsing geldt er steeds behoud van impuls, maar niet noodzakelijk behoud van energie. Wanneer er bij een botsing ook de energie behouden blijft, spreekt men van een volkomen elastische botsing. Dit impliceert dat de voorwerpen zeker niet aan elkaar blijven kleven. Wanneer twee botsende voorwerpen aan elkaar blijven kleven, heeft men een volkomen niet-elastische botsing. De meeste werkelijke botsingen liggen echter tussen deze beide uitersten in. Hieraan wordt een afzonderlijk hoofdstuk gewijd: Botsingen (hoofdstuk 11).

Voorbeeld

Een biljartbal wordt met een snelheid van 5 m/s tegen een stilstaande bal geschoten. Men stelt vast dat deze bal uitwijkt onder een hoek van 60° en dat de andere bal vertrekt onder een hoek van 30° t.o.v. de snelheid van de aankomende bal. Bereken de snelheid van beide ballen.



Figuur 6.10: Botsende biljartballen

Oplossing

Dit is een interactie tussen de 2 ballen zonder invloed van krachten van buitenuit. Er geldt dus een behoud van impuls. Men schrijft dus dat de impuls voor de botsing moet gelijk zijn aan de totale impuls na de botsing:

$$m \cdot \vec{v}_0 = m \cdot \vec{v}_l + m \cdot \vec{v}_r$$

Dit kunnen we projecteren op een horizontale en een verticale als:

$$\begin{aligned} m \cdot v_0 &= m \cdot v_l \cdot \cos 60^\circ + m \cdot v_r \cdot \cos 30^\circ \\ 0 &= m \cdot v_l \cdot \sin 60^\circ - m \cdot v_r \cdot \sin 30^\circ \end{aligned}$$

Als alle massa's dezelfde zijn kunnen deze weggedeeld worden uit de vergelijkingen. De eenvoudigste manier om dit soort lineaire stelsels op te lossen is beide vergelijkingen te vermenigvuldigen met een coëfficiënt zodat de onbekende die men weg wil, tegengestelde coëfficiënten krijgt en wegvalt als men lid aan lid optelt. Om v_r weg te werken zal men dus de eerste vergelijking vermenigvuldigen met $\sin 30^\circ$ en de tweede met $\cos 30^\circ$ en lid aan lid optellen. Dit levert:

$$v_0 \cdot \sin 30^\circ = v_l (\cos 60^\circ \cdot \sin 30^\circ + \sin 60^\circ \cdot \cos 30^\circ) = v_l \cdot \sin 90^\circ = v_l$$

Dus $v_l = 5 \cdot \sin 30^\circ = 2,5 \text{ m/s}$

Op analoge manier werkt men v_l weg door de eerste vergelijking te vermenigvuldigen met $\sin 60^\circ$ en de tweede met $-\cos 60^\circ$. Dit levert op analoge manier dat $v_r = v_0 \cdot \sin 60^\circ = 5 \cdot \sin 60^\circ = 4,33 \text{ m/s}$

Nota: het is geen toeval dat de ballen onder een hoek van 90° uit elkaar gaan. Dit blijkt een eis van het behoud van energie: $5^2 = 2,5^2 + 4,33^2$. Als men behoud van energie mag toepassen bij dit probleem, moet maar één richting na de botsing gegeven worden om het probleem te kunnen oplossen.

Nota: botsingstijd zeer klein

Om berekeningen te vereenvoudigen zal men dikwijls stellen dat "de botsingstijd zeer klein is". Deze idealisatie heeft twee gevolgen:

1. de invloed van niet-botsingskrachten mag verwaarloosd worden.
2. er kan een omwisseling van snelheden gebeuren zonder verandering van plaats.

Voor het eerste punt: als men dezelfde verandering van impuls wil bereiken in een steeds kortere tijd, dan zal de kracht die hiervoor moet zorgen steeds groter moeten worden. De andere krachten, zoals bv. het gewicht, nemen echter niet toe naarmate de interactietijd kleiner wordt. Hun invloed wordt dus verwaarloosbaar bij zeer kleine interactietijden.

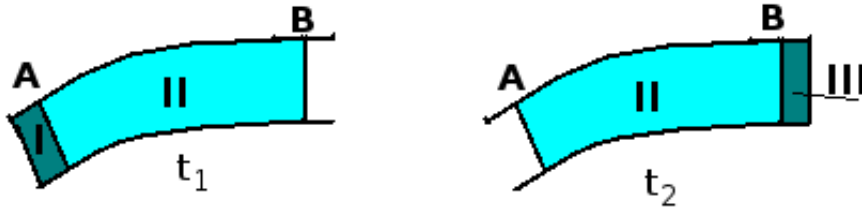
Voor het tweede punt: wanneer bv. een biljartbal tegen een stilliggende biljartbal aanbotst, zal men een eerste ogenblik hebben waarbij de eerste bal beweegt en de tweede stil ligt en een volgend ogenblik waarop de eerste stil ligt en de tweede beweegt, zonder dat beide ballen van plaats veranderd zijn.

Dit laatste effect is te begrijpen uit het feit dat deze idealisatie leidt tot snelheden, die in één ogenblik overgaan naar de nieuwe waarden. Daar verplaatsing de integraal is van de snelheid over de tijd, is er op het eerste ogenblik van de nieuwe snelheid nog geen verplaatsing omdat er dan nog geen interval is waarover kan geïntegreerd worden.

Hoe realistisch is deze idealisatie? Wanneer een smid zijn hamer losjes op het aambeeld laat neerkomen en terug opwippen, is de contacttijd enkele honderdsten van een seconde. Als men geïnteresseerd is in wat er seconden nadien gebeurt, dan is dat inderdaad te verwaarlozen.

6.3.3 Continue stroming

Wanneer een vloeistof door een bocht in een buis stroomt, dan wordt de impuls van het voorbij stromend water voortdurend veranderd omdat de richting van de snelheid van het water dat in de bocht passeert, verandert. deze verandering vereist een continue kracht van de buis op het water. Hoe groot die kracht is, kan men berekenen aan de hand van de figuur hieronder.



Figuur 6.11: Stroming in buis

De figuur 6.11 stelt een buis voor waarin water stroomt. Men onderstelt een stationaire stroming, d.w.z. dat in elk punt, de snelheid van de stroming niet verandert in de loop van de tijd. Op een eerste ogenblik is er een hoeveelheid water met volume V_I , die klaar staat om door de doorsnede in A in het volume V_{II} te vloeien. Op een tweede ogenblik is het volume V_I in het volume V_{II} gevloeid maar is er een even grote massa met volume V_{III} door de doorsnede in B weggevloeid. Als men de impuls berekent op het eerste ogenblik, krijgt men:

$$\vec{p}_1 = \int_{V_{olI}} \vec{v}.dm + \int_{V_{olII}} \vec{v}.dm = \vec{p}_I + \vec{p}_{II}$$

Op het tweede ogenblik krijgt men:

$$\vec{p}_2 = \int_{V_{olII}} \vec{v}.dm + \int_{V_{olIII}} \vec{v}.dm = \vec{p}_{II} + \vec{p}_{III}$$

Met de onderstelling van een stationaire stroming moet de impuls van volume V_{II} op beide ogenblikken nog dezelfde zijn. Het verschil in impuls wordt dus:

$$\Delta \vec{p} = \vec{p}_{III} - \vec{p}_I$$

Voor de kracht geldt dus:

$$\vec{F} \Delta t = \Delta \vec{p} = \vec{p}_{III} - \vec{p}_I$$

Men kan de impuls van de volumes I en III benaderen als een volume Δm x een gemiddelde snelheid v_I en v_{III} . Voor de gemiddelde kracht krijgt men dan:

$$\vec{F} = \frac{\Delta m}{\Delta t} (\vec{v}_{III} - \vec{v}_I)$$

Als men nu het tijdsinterval naar 0 laat gaan, wordt $\Delta m / \Delta t$ het massadebiet D_m (kg/s) en worden de snelheden de gemiddelde snelheden over de doorsneden in A en B. De formule wordt dan:

$$\vec{F}_{op\ medium} = D_m (\vec{v}_{uit} - \vec{v}_{in})$$

De richting van de kracht wordt dus bepaald door het verschil in de richting van de snelheden. Als beide snelheden gelijk zijn zal de kracht volgens de bissectrice van de hoek tussen $\vec{v}_{uit}$ en $-\vec{v}_{in}$ liggen. Bemerkt ook dat de benodigde kracht stijgt met het kwadraat van de snelheid want ook het debiet zal toenemen bij stijgende snelheden.

De kracht van het medium op de buis is het tegengestelde van wat de formule levert. De kracht nodig om de buis op haar plaats te houden is dan weer het tegengestelde van deze kracht of opnieuw de kracht zoals de formule die levert. Dit wordt in sommige meettoestellen gebruikt om de hoeveelheid van het voorbijstromend medium te bepalen, bv. bij het laden van graan in een vrachtwagen.

Men kan voor deze kracht ook een aangrijpingspunt r_F bepalen. Hiervoor moet men de impulsmomenten berekenen t.o.v. een willekeurig vast punt. Het is opnieuw duidelijk dat het impulsmoment van het volume V_{II} niet verandert. De volgende vergelijking levert een eerste benadering voor het aangrijpingspunt, met r_{in} en r_{uit} de positie van het zwaartepunt van de doorsneden A en B:

$$\vec{r}_F \times \vec{F} = D_m (\vec{r}_{uit} \times \vec{v}_{uit} - \vec{r}_{in} \times \vec{v}_{in})$$

Voorbeeld

Een straalvliegtuig vliegt met een constante snelheid van 1500 km/u. Het verbruikt lucht met een debiet van 110 kg/s en brandstof met een debiet van 0,97 kg/s. De verbrandingsgassen worden uitgestoten met een relatieve snelheid van 780 m/s. Welke stuwkracht levert zijn motor op dat ogenblik?

Oplossing

De formule geeft de kracht op de uitlaatgassen. De stuwkracht van de motor is de reactie hierop, dus even groot maar tegengestelde zin. Hier volstaat het dus de grootte van die kracht te berekenen.

In de formule moet met absolute verschillen in impuls gerekend worden. Men onderstelt dat de lucht voor het vliegtuig stilstaat. $1500 \text{ km/u} = 1500 \cdot 1000 / 3600 = 416,7 \text{ m/s}$. De uittrekkende lucht (in de verbrandingsgassen) heeft dus een absolute snelheid van $780 - 416,7 \text{ m/s} = 363,3$. Daar de brandstof met het vliegtuig mee vervoerd wordt, is haar beginsnelheid de snelheid van het vliegtuig. Haar absolute snelheidsverandering komt dus uit op de relatieve snelheid. Daar alle debieten in kg/s gegeven zijn en niet als volume/s, kunnen ze rechtstreeks gebruikt worden in de formule. Men krijgt dan:

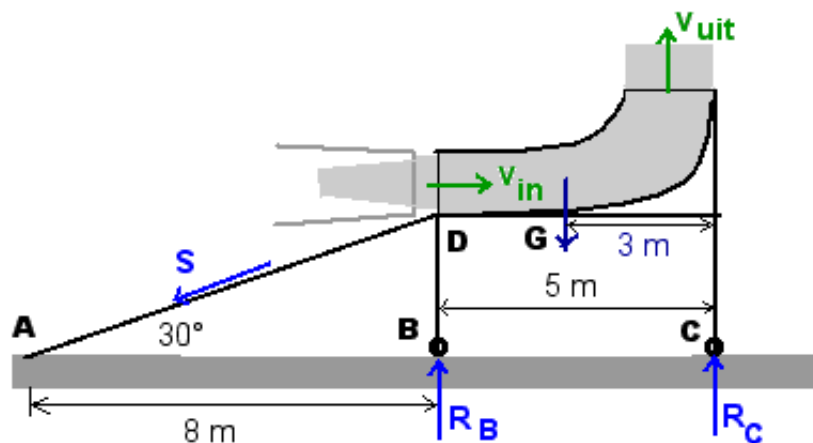
$$F = D_{m,\text{lucht}}(363,3 - 0) + D_{m,\text{brandst}}(780) = 110 \cdot 363,3 + 0,97 \cdot 780 = 39\,963 + 756,6 = 40\,719,6 \text{ N}$$

Tweede voorbeeld

Bij het testen van een straalmotor wordt achter de motor een deflector gezet die de uitlaatgassen omhoog richt (fig. 6.12). Bereken de krachten in de steunpunten en in de kabel als de motor gassen uitstoot met een debiet van 45 kg/s en deze de deflector binnenvoert met een snelheid van 720 m/s en die verlaten met een 310 m/s. De diameter van de inlaat is 1 m en van de uitlaat 1,5 m. Het eigen gewicht van de deflector is 2000 N.

Oplossing

Voor de berekening zal in twee dimensies gewerkt worden. Men mag onderstellen dat de opstelling symmetrisch t.o.v. een verticaal vlak in het midden, zodat wat berekend wordt het dubbele is van de krachten in linker- en rechter bevestiging.



Figuur 6.12: Deflector voor uitlaat van straalmotor

De statica eist dat de som van alle krachten nul is en ook de som van alle momenten t.o.v. een willekeurig punt. Voor de som van de krachten krijgt men:

$$\vec{S} + \vec{R}_B + \vec{R}_C + \vec{G} + \vec{F}_{op\ buis} = 0$$

De kracht op de buis is de reactie op de kracht op de gassen. Men kan deze verandering van teken ook bekomen door de bovenstaande formules in het rechterlid te plaatsen. Uitgewerkt in projecties in een klassiek verticaal-horizontaal assenkruis:

- Horizontaal:

$$-S \cdot \cos 30^\circ = D_m(0 - v_{in})$$

Hieruit volgt ogenblikkelijk voor S:

$$S = 45 \cdot 720 / \cos 30^\circ = 37412 \text{ N}$$

- Verticaal:

$$-S \cdot \sin 30^\circ + R_B + R_C - G = D_m(v_{uit} - 0)$$

Hierin zitten nog 2 onbekenden. Men moet ook nog de momentenvergelijking opschrijven. Dit wordt gedaan t.o.v. D omdat dan 2 van de 3 onbekenden niet voorkomen in de vergelijking en men dus een vergelijking in 1 onbekende zal bekomen.

$$5 \cdot R_C - 2 \cdot G = D_m(4,25 \cdot v_{uit} - (-0,5 \cdot v_{in}))$$

Hieruit volgt:

$$R_C = (2 \cdot 2000 + 45(4,25 \cdot 310 + 0,5 \cdot 720)) / 5 = 15897 \text{ N}$$

Invullen in de vorige vergelijking levert $R_B = 18789 \text{ N}$

6.3.4 Historische nota

Newton zelf formuleerde zijn tweede wet onder de vorm van "de kracht veroorzaakt een verandering van de hoeveelheid van beweging van het voorwerp". Wiskundig:

$$\vec{F} = \frac{d}{dt} \vec{p} = \frac{d}{dt} m \vec{v} = \frac{dm}{dt} \vec{v} + m \frac{d\vec{v}}{dt}$$

Deze formulering is algemener en is ook toepasselijk in situaties waar de massa niet constant blijft, zoals bv. bij een raket of een straalvliegtuig. Het eerste voorbeeld kan men dan oplossen door op te merken dat er geen uitwendige kracht is (bij horizontale vlucht) en de stuwkracht van de motor dus overeenkomt met $m\vec{a}$ uit de formule

6.3.5 Links

Er bestaan op internet heel wat simulaties van botsingen. Een bekende, met elastische en niet-elastische botsingen in te vinden bij de [applets van Walter Fendt](#)¹: (in verscheidene talen). Meer links naar simulaties van botsingen kan men vinden in het speciale hoofdstuk "Botsingen" (11).

Een lijst van sites met animaties kan men vinden op <http://fys.kuleuven.be/pradem/fysica-applets>.

6.4 Arbeid en energie

Men kan een voorwerp dat onderworpen is aan de tweede wet van Newton volgen langs de baan. Het is uit de dagelijkse ervaring duidelijk dat wanneer men tegen iets duwt om dat te verplaatsen, men dan **arbeid** levert. Wanneer een kracht van punt tot punt kan verschillen gedurende deze verplaatsing, zal men een beroep moeten doen op een integraal om deze arbeid uit te rekenen. Voor het product van twee vectoren bestaan echter twee mogelijkheden: scalair en vectorieel product. Het blijkt dat we hier het scalair product nodig hebben want het resultaat moet een reëel getal zijn.

6.4.1 Energiestelling voor één massa

Indien er maar 1 massa is kan er maar 1 verplaatsing zijn. In differentiaalvorm krijgt men:

$$(\sum_i \vec{F}_i) \cdot d\vec{r} = m\vec{a} \cdot d\vec{r}$$

Met de substitutie $d\vec{r} = \vec{v}dt$ krijgt men

$$(\sum_i \vec{F}_i) \cdot d\vec{r} = m \frac{d\vec{v}}{dt} \cdot \vec{v}dt = m\vec{v} \cdot \frac{d\vec{v}}{dt}dt$$

¹<http://www.walter-fendt.de/ph14d/>

Als men zich in het rechterlid nu beperkt tot v als variabele en de verdere afhankelijkheid van v t.o.v. de tijd niet beschouwt, dan krijgt men:

$$(\sum_i \vec{F}_i) \cdot d\vec{r} = m\vec{v} \cdot d\vec{v} = d\left(\frac{mv^2}{2}\right)$$

Integreren van beide leden tussen een positie 1 en een positie 2 levert:

$$\int_1^2 (\sum_i \vec{F}_i) \cdot d\vec{r} = \Delta \frac{mv^2}{2}$$

Men definieert nu:

$$\textbf{Arbeid} : A = \int \vec{F} \cdot d\vec{r}$$

$$\textbf{Kinetische energie} : E_k = \frac{mv^2}{2}$$

De stelling zegt dus: **de arbeid van de krachten gaat naar de verandering van kinetische energie van het voorwerp.**

Arbeid en energie worden uitgedrukt in **Joule**, symbool **J**. $1 \text{ J} = 1 \text{ N} \times 1 \text{ m}$. (Qua dimensie komt dit dus overeen met een moment, met eenheid Nm, Newton-meter)

$$\text{Dus } \Delta \frac{mv^2}{2} = \frac{mv_2^2}{2} - \frac{mv_1^2}{2} = \Delta E_k$$

Wanneer de arbeid positief is dan wordt er energie geleverd aan het voorwerp. Wanneer de arbeid negatief is wordt er energie onttrokken aan het voorwerp.

Men kan hier een link leggen met wat in de kinematica verteld wordt. Als een kracht loodrecht staat op de baan van een massa, dan zal die massa ook een versnelling krijgen die loodrecht staat op die baan (tweede wet van Newton). Bij een versnelling loodrecht op de baan verandert de richting van de snelheid maar niet de grootte. De kinetische energie van het voorwerp blijft dus constant. Men ziet dat door het scalair product in de berekening van de arbeid geleverd door de kracht, die kracht dan ook geen arbeid levert. Heeft de kracht wel een component volgens de raaklijn aan de baan, dan zal er een verandering zijn van grootte van de snelheid en dus van de kinetische energie.

6.4.2 Energiestelling voor meerdere massa's

De vorige formule moet op elke massa toegepast worden. Alhoewel de inwendige krachten in paren voorkomen, is het niet altijd zo dat de verplaatsing van het aangrijpingspunt van de actie- en reactiekracht dezelfde is. Een voorbeeld hiervan vindt men op het einde van deze paragraaf. Men moet dus zowel de arbeid van de inwendige als van de uitwendige krachten verrekenen:

$$\int \sum_j (\sum_i \vec{F}_{ij, \text{intern}} + \sum_i \vec{F}_{ij, \text{extern}}) \cdot d\vec{r}_j = \sum_j \Delta E_{k,j}$$

Hierbij loopt j over alle massa's en i over alle krachten op elke massa. Meestal vervangt men de dubbele som in het linkerlid door één som lopend over alle inwendige en uitwendige krachten.

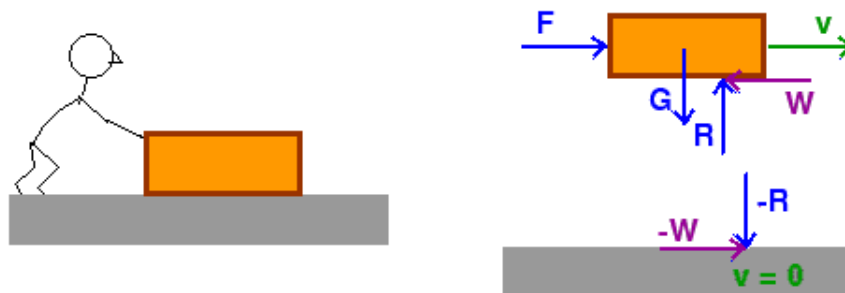
Er treedt een grote vereenvoudiging van deze formule op als men te maken heeft met **ideale verbindingen**. Een ideale verbinding wordt gedefinieerd als **een verbinding die geen arbeid levert en er ook geen opneemt**. De krachten die optreden in ideale verbindingen kan men in bovenstaande energieberekening dus rustig weglaten.

Om het mechanisme van de ideale verbindingen te begrijpen, moet men een onderscheid maken tussen inwendige verbindingen en verbindingen met de omgeving.

- Voor **inwendige verbindingen** komt het erop neer dat zowel actie- als reactiekracht dezelfde verplaatsing ondergaan volgens de richting of werklijn van de krachten. Daar beide krachten echter een tegengestelde zin hebben, zal de totale arbeid nul zijn. Er is echter wel iets gebeurd: er is energie van één onderdeel van het systeem naar een ander onderdeel overgebracht, daar elke component van het actie-reactiekoppel op een ander onderdeel werkt. Dit is bv. duidelijk het geval bij een scharnier. Zie ook voorbeeld 2 infra.

- Bij **verbindingen met de omgeving** werkt slechts één van beide krachten op het beschouwde systeem. De mogelijkheden om geen arbeid te hebben zijn dan ofwel geen verplaatsing (bv. vaste scharnier) of een verplaatsing loodrecht op de kracht (bv. volkomen glad oppervlak: schaatsers op ijs, luchtkussentafel).

Als voorbeeld van een geval waarbij **actie en reactie niet dezelfde verplaatsing** hebben, kan men het geval beschouwen van een kist die men vooruitduwt (fig. 6.13). Er is wrijving tussen de kist en de grond. De wrijvingskracht die aangrijpt op de grond en de wrijvingskracht die aangrijpt op de kist vormen een actie-reactiekoppel. Maar het aangrijpingspunt van de wrijving op de kist verplaatst zich met de kist. Er wordt dus **arbeid onttrokken aan de kist** (die uiteindelijk moet geleverd worden door de man die de kist duwt). De wrijvingskracht op de grond grijpt telkens op een ander punt aan, maar **ieder van die punten staat stil**. Er wordt dus geen mechanische arbeid doorgegeven aan de grond. De arbeid die onttrokken wordt aan de kist zal vooral gaan naar **wrijvingswarmte** en dus als mechanische energie verdwijnen uit het systeem.



Figuur 6.13: Kist met wrijving

6.4.3 Speciaal geval : potentiaalkrachten en behoud van energie

Het blijkt dat de arbeid van sommige krachten **onafhankelijk is van de gevolgde weg** en alleen bepaald wordt door begin- en eindpunt. Deze krachten noemt men **conservatieve krachten of potentiaalkrachten**.

Voor deze krachten geldt ook dat als men een weg in één zin en daarna in de tegengestelde zin doorloopt (omwisselen van begin- en eindpunt), men dezelfde arbeid eens zal moeten leveren en eens zal ontvangen. Bij het doorlopen van een gesloten kromme moet de arbeid dus nul zijn. Als een integraal van een functie over een gesloten kromme nul is, dan moet de **rotor** van deze functie binnen de kromme nul zijn: $\vec{\nabla} \times \vec{F} = 0$. $\vec{\nabla}$ staat voor de nabla-operator $\vec{i}\frac{\partial}{\partial x} + \vec{j}\frac{\partial}{\partial y} + \vec{k}\frac{\partial}{\partial z}$. Zie ook **nabla-operator**. Men krijgt dan voor de rotor van een vector:

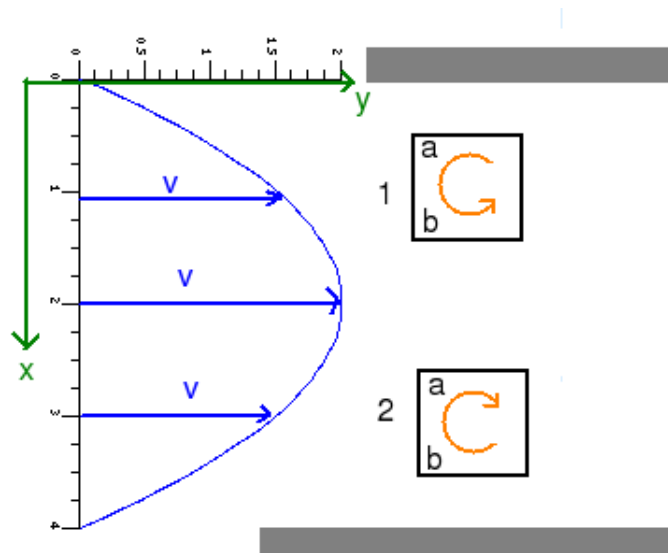
$$\vec{\nabla} \times \vec{F} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ F_x & F_y & F_z \end{vmatrix} = \left(\frac{\partial F_z}{\partial y} - \frac{\partial F_y}{\partial z} \right) \vec{i} + \left(\frac{\partial F_x}{\partial z} - \frac{\partial F_z}{\partial x} \right) \vec{j} + \left(\frac{\partial F_y}{\partial x} - \frac{\partial F_x}{\partial y} \right) \vec{k}$$

Dit levert dus een middel om te controleren of een gegeven kracht een potentiaalkracht is of niet. De naam 'rotor' is ontstaan omdat een voorwerp dat geplaatst wordt in een krachtveld met rotor verschillend van 0, de neiging zal vertonen te beginnen draaien.

Een eenvoudig voorbeeld is het water in een beek dat trager stroomt tegen de zijkant dan in het midden. In het voorbeeld van de figuur 6.14 is $v_y = -0,5x^2 + 2x$. Als men hierin een vierkant plankje laat drijven dicht bij de oever, dan zal het deel dat meer in het midden van de beek ligt harder vooruit geduwd worden dan het deel bij de oever. Het plankje zal daardoor beginnen draaien. Men vindt hier voor de rotor alleen een z-component. Een positieve component betekent een rotatie van x- naar y-as, hier in tegenwijzerzin. Men vindt:

$$\frac{\partial v_y}{\partial x} = -x + 2$$

Voor $x < 2$ levert dit een positief resultaat, voor $x > 2$ een negatief resultaat, zoals men intuïtief ook verwacht.



Figuur 6.14: Stroomsnelheden in beek als voorbeeld van rotationeel veld

Wanneer een kracht een potentiaalkracht is, dan definieert men de **potentiële energie** van een voorwerp in een bepaalde positie onder invloed van die potentiaalkracht als **het tegengestelde van de arbeid die nodig is om het voorwerp in die positie te brengen** :

$$E_p = - \int \vec{F} \cdot d\vec{r}$$

In het rechterlid staat een onbepaalde integraal. Deze is slechts op een constante na bepaald. Normaal zal men een **ijking** uitvoeren door:

- ofwel van deze onbepaalde integraal een bepaalde integraal te maken door een vaste vertrekpositie in te voeren
- ofwel de constante te ijken door een bepaalde waarde toe te kennen aan de potentiële energie in een bepaalde positie. Om de zaken eenvoudig te houden zal men meestal deze energie gelijk aan nul kiezen op de plaats waar de integraal zonder de constante nul is. Dan wordt de constante = 0 en hoeft men geen constante mee te nemen bij het uitrekenen van de potentiële energie.

Uit bovenstaande betrekking volgt dan ook dat de arbeid geleverd door een potentiaalkracht bij verplaatsing van een positie naar een andere, het tegengestelde is van de verandering van potentiële energie.

$$A = \int_A^B \vec{F}_p \cdot d\vec{r} = -(E_p(B) - E_p(A)) = E_p(A) - E_p(B)$$

Wanneer de rotor van een functie nul is, dan kan deze functie ook altijd geschreven worden als de gradiënt van een andere functie. Hier betekent dit dat men de potentiële energie ook kan definiëren als een functie zodanig dat de kracht het tegengestelde is van de gradiënt van deze functie (zie ook [gradiënt](#)) :

$$\vec{F}_p = -\vec{\nabla} E_p = -\left(\frac{\partial E_p}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial E_p}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial E_p}{\partial z} \vec{k}\right)$$

Deze definitie is wiskundig iets veiliger - men moet niet eerst een speciale eis stellen aan de kracht - maar geeft minder fysisch inzicht in de betekenis van potentiële energie en geeft ook geen manier om deze te berekenen.

Bemerk dat men in de praktijk bijna altijd met **verschillen in de potentiële energie** zal moeten werken. Het verschil van twee functiewaarden is alleen gelijk aan de functiewaarde van het verschil van de argumenten voor een lineaire functie: $L(x_2) - L(x_1) = L(x_2 - x_1)$. Dit betekent in de praktijk dat men, indien de potentiaalfunctie een lineaire functie is, op elke willekeurige plaats de oorsprong kan leggen van het argument en er de potentiële energie gelijk aan nul stellen zonder een constante te moeten meenemen in de uitdrukking van de potentiële energie. Dit is het geval bij de formule voor de potentiële energie van de gravitatie aan het aardoppervlak ($E_p = mgh$), maar niet voor de potentiële energie volgens de algemene gravitatieformule of voor de potentiële energie van een veer.

6.4.3.1 Strikt behoud van energie

Bij een systeem dat uitsluitend beïnvloed wordt door potentiaalkrachten, kan men de arbeid geleverd door deze krachten in hetzelfde lid brengen als de kinetische energie en opschrijven als het tegengestelde van de verandering van de potentiële energie. Men bekomt dan een som waarvan de waarde constant moet blijven, een hoeveelheid die behouden moet blijven. Deze hoeveelheid noemt men de **mechanische energie**. Wiskundig schrijft men de **wet van behoud van energie** kortweg op als:

$$\sum E_p + \sum E_k = C$$

Dit constant blijven geldt in eerste instantie voor een **verandering van positie**. Daar men echter geen ogenblikkelijke verandering van positie kan hebben (versnelling oneindig!), zal er ook altijd een tijdsverschil nodig zijn. Bij behoud van hoeveelheid van beweging speelt in de eerste plaats het tijdsverschil en dit kan eventueel zonder verschil in positie van de betrokken massa's. Hier heeft het geen zin om het systeem te bekijken in dezelfde positie maar op twee verschillende tijdstippen: de snelheden en de potentiële energie(ën) moeten dan dezelfde zijn. Essentieel is hier dat men twee verschillende posities bekijkt.

Daar de potentiële energie functie is van de plaats en de kinetische energie functie van de snelheid (en/of hoeksnelheid), legt deze wet een **verband tussen positie en snelheid**. En daar de kinetische energie het kwadraat van de snelheid bevat, houdt ze geen rekening met de richting van de snelheid. M.a.w. deze wet zegt dat een massa die aan deze wet onderworpen is, steeds met even grote snelheid door een gegeven positie (in termen van het argument van de potentiële energie) zal passeren, wat ook de richting van de snelheid zij.

In de praktijk bepaalt men best deze som in beide posities, liever dan de afzonderlijke verschillen:

$$(\sum E_p + \sum E_k)_{pos1} = (\sum E_p + \sum E_k)_{pos2}$$

Bemerkt dat de correcte formulering in termen van verschillen is:

$$\Delta E_p + \Delta E_k = 0 \Leftrightarrow \Delta E_p = -\Delta E_k$$

Het is dus **niet** "het verschil in potentiële energie is gelijk aan het verschil in kinetische energie" maar **wel** "het verschil in potentiële energie is het **tegengestelde** van het verschil in kinetische energie".

6.4.3.2 Uitgebreid behoud van energie

In de praktijk zijn er veel problemen waarbij niet-potentiaalkrachten optreden zoals bv. wrijving. Men kan dan toch de energiebalans zodanig schrijven dat men kan zeggen dat de som van de energieën in een eerste positie gelijk is aan de som van de energieën in de tweede positie. Brengt men in de energiestelling de potentiaalkrachten naar het rechterlid over en behoudt men alleen de niet-potentiaalkrachten in het linkerlid dan kan men schrijven:

$$U = \Delta E_p + \Delta E_k$$

met U de arbeid van de niet-potentiaalkrachten.

Men kan deze arbeid verdelen over de arbeid die geleverd wordt aan het systeem en de arbeid die onttrokken wordt aan het systeem. De eerste arbeid is positief en die laten we in het linkerlid als $E_{geleverd \text{ aan het systeem}}$. De tweede arbeid is negatief. Als men die overbrengt naar het rechterlid dan wordt ook die positief. Men kan die noteren als $|E_{onttrokken uit het systeem}|$. Men krijgt dan de volgende uitgebreide behoudsformulering:

$$(\sum E_p + \sum E_k)_{pos1} + E_{geleverd \text{ aan het systeem}} = (\sum E_p + \sum E_k)_{pos2} + |E_{onttrokken uit het systeem}|$$

Het voordeel van deze formulering is dat het een somformulering is. Een som is commutatief (volgorde van de termen heeft geen belang) en kan zoveel termen bevatten als men wil. Een verschil kan slechts tussen twee termen en de volgorde is van belang.

6.4.3.3 Berekening van enkele potentiële energieën

1. Potentiële energie van de aantrekkingskracht op aarde

In een assenkruis met x- en y-as in het horizontale vlak en de z-as verticaal omhoog kan men de aantrekkingskracht van de aarde rond het aardoppervlak schrijven als $m(0,0,-g)$. In hetzelfde assenkruis wordt $d\vec{r} = dx \cdot \vec{u}_x + dy \cdot \vec{u}_y + dz \cdot \vec{u}_z$. De potentiële energie wordt dan:

$$E_p = - \int \vec{F} \cdot d\vec{r} = - \int m(0,0,-g) \cdot (dx, dy, dz) = \int mg \cdot dz = mgh + C$$

Bemerk dat men bij een z-as naar beneden als resultaat $-mgh + C$ bekomt

Daar dit een lineaire functie van z is, kan men voor het berekenen van verschillen in potentiële energie de oorsprong in een willekeurig punt gelijk aan nul stellen **en** tevens in dit punt de constante gelijk nul kiezen. Alleen bij een lineaire functie geldt immers: $L(x_2) - L(x_1) = L(x_2 - x_1)$, m.a.w; alleen het verschil van de argumenten telt, niet hun feitelijke waarde. Dit leidt tot de praktische formule:

$$E_p(mg) = mgh$$

Waarbij men $h = 0$ mag kiezen waar men wil en h moet stijgen met de hoogte boven het nulniveau. Bij een hoogte-as die positief naar beneden georiënteerd is, krijgt men: $E_p(mg) = -mgh$!

2. Potentiële energie van de algemene gravitatie

Als men zich op grote afstand van de aarde bevindt, kan men de aantrekkingskracht van de aarde niet meer als constant beschouwen. Men moet dan beroep doen op de formule van de algemene gravitatie. De kracht tussen de voorwerpen is daarbij alleen functie van de afstand tussen de voorwerpen, d.i. alleen functie van r als men in bolcoördinaten (5.3.2.6) werkt. Hierbij moet r bepaald worden als de afstand tussen de massacentra. De kracht tussen de massa m_1 en m_2 wordt dan:

$$\vec{F}(G) = - \frac{G \cdot m_1 \cdot m_2}{r^2} \vec{u}_r.$$

In bolcoördinaten is $d\vec{r} = dr \cdot \vec{u}_r + r \cdot d\theta \cdot \vec{u}_\theta + r \cdot \cos \phi \cdot d\phi \cdot \vec{u}_\phi$. De drie eenheidsvectoren die hierin voorkomen staan loodrecht op elkaar. Na het scalair product tussen kracht en deze $d\vec{r}$ blijft dus alleen de term in dr (scalair) over. Die invullen in de basisformule levert:

$$E_p = - \int - \frac{G \cdot m_1 \cdot m_2}{r^2} \vec{u}_r \cdot d\vec{r} = \int \frac{G \cdot m_1 \cdot m_2}{r^2} dr = - \frac{G \cdot m_1 \cdot m_2}{r} + C$$

Bemerk dat het uiteindelijke minteken afkomstig is van de r^{-1} als noemer van de integraal.

Dit is geen lineaire functie in r. Om geen constante te moeten meenemen moet men een referentiepunt kiezen waar de potentiële energie nul is. Dat punt is op r oneindig. Het gevolg is wel dat voor alle reële afstanden de potentiële energie negatief is. Men moet daarbij erop letten dat -100 kleiner is dan -10 en dat weer kleiner dan 0. M.a.w. alhoewel de potentiële energie dan 0 is op oneindig, is die waarde op oneindig nog altijd de hoogste waarde. Dit levert de bekende formule:

$$E_p(G) = - \frac{G \cdot m_1 \cdot m_2}{r}$$

Bij het bekende probleem van de **ontsnappingsnelheid** uit de aantrekkingskracht van de aarde zal men moeten stellen dat op het aardoppervlak geldt:

$$E_p = - \frac{G \cdot m_a \cdot m_2}{r_a}$$

$$E_k = \frac{m_2 v^2}{2}.$$

Op oneindig zijn beide nul. Men krijgt dan:

$$E_p(\text{aardopp.}) + E_k(\text{aardopp.}) = 0$$

$$- G \cdot m_a \cdot m_2 / r_a + m_2 v^2 / 2 = 0$$

$$G \cdot m_a \cdot m_2 / r_a = m_2 v^2 / 2$$

$$v^2 = 2G \cdot m_a / r_a$$

Hierin is $G \cdot m_a = 4,0 \cdot 10^{14}$ in m^3/s^2 (MKS-eenheden) en $r_a = 6370$ km (gemiddeld). Dit levert een ontsnappingssnelheid van 11,2 km/s

Het is dus niet $E_p(\text{aardopp.}) = E_k(\text{aardopp.})$! Als men dit opschrijft moet men de vierkantswortel trekken uit een negatief getal.

3. Potentiële energie van een veer



Figuur 6.15: Kracht van veer

De **grootte** van de veerkracht is gegeven door $k(x-x_0)$, waarin x_0 de onbelaste positie is van het losse einde van de veer, x de actuele positie en k de veerconstante, die normaal uitgedrukt wordt in Newton/meter of met symbolen voor de eenheden: N/m. Veer en massa zijn hier uit elkaar getekend om duidelijk te kunnen aangeven welke kracht op wat werkt. Men moet de kracht op het blokje in rekening brengen. Men krijgt dan:

$$\vec{F}_v = -k(\vec{x} - \vec{x}_0)$$

$$E_p(\text{veer}) = -\int -k(x - x_0)dx = \int k(x - x_0)d(x - x_0) = k(x - x_0)^2/2 + C$$

Stelt men deze $E_p = 0$ bij $x = x_0$ dan wordt ook $C = 0$. Men krijgt dan de bekende formule, met l de actuele lengte van de veer en l_0 de onbelaste lengte:

$$E_p(\text{veer}) = k(l-l_0)^2/2$$

Wanneer aan beide einden van de veer getrokken wordt moet men bedenken dat de beide veerkrachten gelijk maar tegengesteld moeten zijn omwille van het 3e postulaat en het feit dat de massa van de (ideale) veer nul is. Men komt dan op een uitdrukking waarbij alleen de verandering van de lengte van de veer een verandering in potentiële energie veroorzaakt, wat op fysische gronden natuurlijk evident is. De bovenstaande formule blijft dan dus geldig.

Bemerkt dat het **minteken** alleen zinvol is in de **vectoriële vorm** voor de kracht van de veer. Het zegt dat de zin van de kracht altijd tegengesteld is aan de zin van de vervorming van de veer. Daar het hier om een ééndimensionaal probleem gaat, laat men dikwijls de vectorstreepjes weg. Men weet dan echter niet waarover men juist aan het praten is: alleen over de grootte of over grootte en zin van de kracht? Als men over de grootte van de kracht wil praten, dan moet men de norm nemen van beide leden van de vectoriële vorm en dan is het eerste wat verdwijnt het minteken voor het rechterlid van de vectoriële vorm hierboven.

6.4.4 Voorbeelden

Voorbeeld 1: schaalte aan veer

De afbeelding 6.16 stelt een schaalte voor dat aan een veer hangt. De onbelaste lengte van de veer is 10 cm, de veerconstante 100 N/m en het schaalte weegt 100 g. Wat is de nieuwe lengte van de veer met het schaalte eraan en in rust?

Als het schaalte in rust hangt, wordt het gewicht van het schaalte in evenwicht gehouden door de kracht van de veer:

$$mg = k(l - l_0)$$

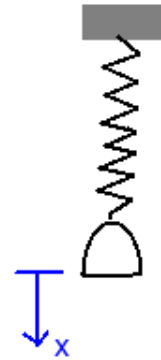
of met de getalwaarden:

$$0,1 \cdot 10 = 100(l - 0,1)$$

Hieruit vindt men dat de actuele lengte $l = 0,11$ m of 11 cm.

Men legt nu in het schaalte een massa van 200 g. Bereken de maximale uitwijking van het schaalte.

Oplossing: Wanneer men een massa van 200 g in het schaalte legt, is de kracht van de veer niet meer voldoende om dit totale gewicht van 300 g op te houden. Het schaalte zal naar beneden versnellen en met een zekere snelheid door de nieuwe evenwichtsstand passeren. Eens voorbij die stand wordt het afgeremd door de veer omdat de kracht van de veer dan groter is dan 3 N. Uiteindelijk zal het schaalte stoppen, maar dan ogenblikkelijk terug naar boven versnellen. Het hele gebeuren wordt beheerst door de wet van behoud van energie. Men past die toe door de totale energie te berekenen bij de begin- en bij de eindpositie. Om die posities te bepalen wordt een x-as naar beneden ingevoerd met nulpunt in de vertrekpositie van het schaalte.



Beginpositie: potentiële energie van de zwaartekracht = 0

$$\text{potentiële energie van de veer} = k(l - l_0)^2/2 = 100(0,01)^2/2 = 0,005 \text{ J}$$

$$E_k = 0$$

Figuur 6.16: Schaalte aan veer

De eindpositie is die waarbij de snelheid = 0 is en dus ook $E_k = 0$. Voor potentiële energieën geldt:

veer: men moet rekenen met de totale uitrekking van de veer en dat is $x + 1 \text{ cm}$. Dus

$$E_p = 100(x+0,01)^2/2$$

$$\text{zwaartekracht: } E_p = -mgx = -0,3 \cdot 10 \cdot x$$

Alles bij elkaar levert dit de vergelijking:

$$0,005 = -3 \cdot x + 100(x+0,01)^2/2$$

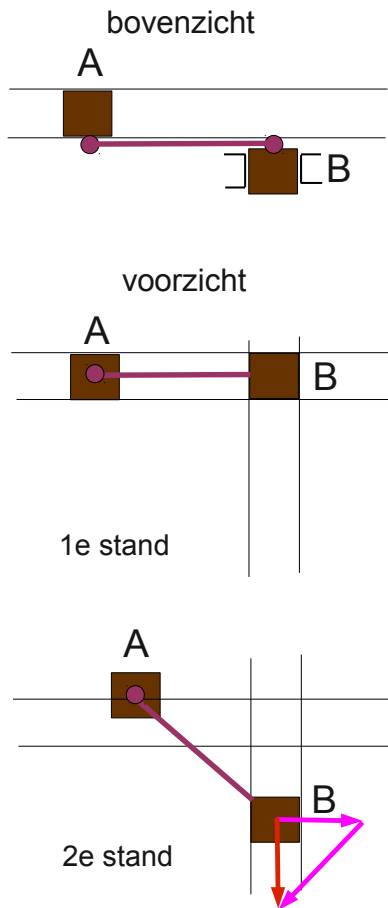
Dit is een kwadratische vergelijking in x . Er zijn dus 2 oplossingen: $x = 0,04 \text{ m}$ en $x = 0 \text{ m}$. Als men het houdt bij de beschrijving zoals hierboven gegeven, dan blijft dit systeem ten eeuwigden dagne tussen deze posities op en neer gaan. In werkelijkheid treedt er energieverlies op door de luchtweerstand en door inwendige verliezen in de veer, zodat de beweging na een tijdje stopt in een nieuwe evenwichtsstand. Deze stand ligt bij een lengte van de veer van 13 cm (cfr. eerste deel). De beide gevonden oplossingen liggen symmetrisch t.o.v. van deze stand want ze beantwoorden resp. aan een lengte van 15 cm en 11 cm.

Een variant op dit probleem bestaat erin dat de massa vanaf een zekere hoogte h boven het schaalte erin valt en eraan blijft kleven. Dan bestaat het probleem uit 3 fases. Het vallen van de massa wordt beheerst door behoud van energie. De botsing met het schaalte, waarbij men onderstelt dat er wel verandering van snelheid is maar niet van positie, door behoud van impuls. De beweging na de botsing wordt opnieuw beheerst door behoud van energie, maar er is nu wel een E_k in de beginpositie.

Voorbeeld 2: twee massa's verbonden door een staaf

Voor het volgende voorbeeld (zie fig. 6.17) worden twee gelijke massa's A en B beschouwd, die kunnen bewegen in resp. een horizontale en een verticale geleiding en die verbonden zijn door een staaf met lengte L . Men beschouwt het gewicht van de staaf en de wrijving met de geleidingen als verwaarloosbaar. Het systeem vertrekt uit rust met de staaf horizontaal. Men vraagt de snelheid van beide blokken uit te rekenen als ze passeren in de stand met de staaf onder een hoek van 45° met de horizontale.

Dit is een vraag naar de snelheid van één of meerdere massa's, wanneer het systeem vertrekt uit een bepaalde stand en passeert in een andere stand. Dit is een typische vraagstelling voor behoud van energie, voor zover alle verbindingen ideaal zijn en alle krachten die arbeid leveren aan of onttrekken uit het systeem, potentiaalkrachten zijn. Dit is hier het geval. Het is het gewicht van B dat de zaak in beweging brengt. De krachten van de geleidingen op de massa's staan altijd loodrecht op de geleidingen (als er geen wrijving is) en dus loodrecht op de verplaatsing. Alleen de krachten die de staaf op de massa's uitoefent zorgen voor een energie uitwisseling tussen A en B, maar de staaf zelf neemt geen energie op of levert er ook geen (daar ze geen gewicht heeft en dus ook geen massa). De krachten op beide uiteinden van de staaf moeten in de richting van de staaf liggen, even groot zijn maar met tegengestelde zin. Deze staaf vormt immers een ideale staaf (3.3.1) zoals gedefinieerd in de statica. De verplaatsingen van beide uiteinden in de richting van de staaf moeten echter dezelfde zijn, want anders zou de lengte van de staaf veranderen. Wat aan energie onttrokken wordt aan B zal dus afgegeven worden aan A.



Figuur 6.17: Twee massa's verbonden door een staaf

Voor het oplossen van het probleem hoeft men echter alleen te weten dat alle verbindingen als ideaal mogen beschouwd worden en dat de enige actieve kracht een potentiaalkracht is. Men schrijft weer de totale energie op in de begin- en eindsituatie en stelt die aan elkaar gelijk.

Beginsituatie:

E_p kan men 0 stellen. Dit betekent dat men de beginpositie van B als hoogte = 0 stelt.

$$E_k = 0$$

Eindsituatie:

$$E_p = -m_B g L \sin 45^\circ$$

$$E_k = (m_A v_A^2 + m_B v_B^2)/2$$

Men krijgt als vergelijking:

$$0 = -m_B g L \sin 45^\circ + (m_A v_A^2 + m_B v_B^2)/2$$

Hierin komen echter 2 onbekenden voor. Er moet nu een verband gezocht worden tussen de beide snelheden. Als men de snelheid van B bekijkt vanuit een translerend assenkruis verbonden met A, dan is de sleepsnelheid van B gelijk aan de snelheid van A (horizontaal naar rechts). De relatieve snelheid ontstaat door de cirkelbeweging van B rond A als einde van de staaf en staat dus loodrecht op de staaf. De som van beide moet de absolute snelheid van B leveren, die verticaal naar beneden gericht is. Als de staaf onder een hoek van 45° staat, levert dat een gelijkbenig driehoek op en is $v_A = v_B = v$. Men krijgt dus als vergelijking:

$$-m_B g L \sin 45^\circ = m v^2$$

of uiteindelijk

$$v = \sqrt{g \cdot L \cdot \sin 45^\circ} \text{ m/s}$$

Behoudswetten vormen een soort "black box" methode om problemen aan te pakken. Men moet zich niets aan trekken van de manier waarop de overgang van de beginsituatie naar de eindsituatie verloopt, men moet alleen weten dat die overgang aan bepaalde voorwaarden voldoet. Daarmee kan men een verband leggen tussen beide situaties met een minimale informatie.

Opmerking. Als men aan de staaf wel een massa toekent, dan verandert het probleem grondig. Met moet dan niet alleen rekening houden met een verschil in potentiële energie van de staaf, maar de staaf heeft dan ook een traagheidsmoment. Dat verplicht tot het rekening houden met de rotatie van de staaf, zodat het probleem dan onder de theorie van het volgende hoofdstuk valt.

Voorbeeld 3 : blok op helling met wrijving

Als laatste voorbeeld wordt een blok beschouwd met massa $m = 2 \text{ kg}$, dat over een helling van 30° naar beneden schuift (fig.6.18). Het blok wordt via een lopende band aan het begin van de helling afgeleverd met een snelheid van 1 m/s . Tussen blok en helling is er echter wrijving met een wrijvingscoëfficiënt $f = 0,1$. Men vraagt de snelheid van het blok als het verticaal 1 m gedaald is.

Hierin zijn dus niet alle verbindingen ideaal en kan men gebruik maken van een uitgebreid behoud van energie. In dit geval zal men opschrijven dat de totale energie van de eindpositie moet gelijk zijn aan de totale energie van de beginpositie vermeerderd met de energie die weggelekt is door wrijving.

Begin:

$$E_p = m g \cdot 1$$

$$E_k = mv_0^2/2$$

Einde:

$$E_p = 0$$

$$E_k = mv^2/2$$

Hierbij moet men nog de wrijvingsenergie tellen: $E_W = W \cdot d$ met d de afstand langs de helling: $d = h/\sin 30^\circ = 2 \text{ m}$

Om W te bepalen moet men beroep doen op de 2e wet van Newton, die men loodrecht op de helling projecteert om R te bepalen (voor g wordt 10 m/s^2 genomen):

$$W = fR = fG \cos 30^\circ = f \cdot m \cdot g \cdot \cos 30^\circ$$

Men krijgt:

$$mg \cdot 1 + mv_0^2/2 = mv^2/2 + f \cdot m \cdot g \cdot \cos 30^\circ \cdot 2$$

De massa van het blok kan hieruit weggedeeld worden.

Het resultaat is dus onafhankelijk van het gewicht van het blok. Er blijft:

$$10 \cdot 1 + 1^2/2 = v^2/2 + 0,1 \cdot 10 \cdot 0,866 \cdot 2$$

$$v = \sqrt{2(10,5 - 1,732)} = \sqrt{17,536} = 4,188 \text{ m/s}$$

Als men toch de 2e wet van Newton moet toepassen om de wrijvingskracht te bepalen, dan kan men in feite evenzeer verder werken met de versnelling. Projectie van de 2e wet van Newton langs de helling levert:

$$ma = G \cdot \sin 30^\circ - W = mg(\sin 30^\circ - f \cdot \cos 30^\circ)$$

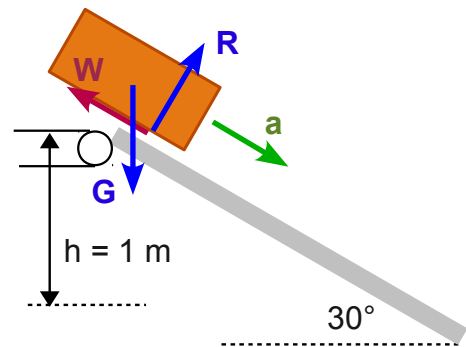
Hieruit kan m opnieuw weggedeeld worden. Men krijgt:

$$a = 10(0,5 - 0,1 \cdot 0,866) = 4,134 \text{ m/s}^2$$

Met de formule voor de snelheid in functie van de positie (zie 5.1.2.3)

$$v(s) = \sqrt{v_0^2 + 2as} = \sqrt{1 + 2 \cdot 4,134 \cdot 2} = \sqrt{17,536} = 4,188 \text{ m/s} \dots \text{ zoals het hoort.}$$

Omdat het hier maar over één blok gaat, is het eenvoudiger om met de 2e wet van Newton te werken dan met behoud van energie.



Figuur 6.18: Blok op helling met wrijving

6.4.5 Vermogen

Het vermogen geleverd door een kracht is de arbeid per tijdseenheid of $P = dA/dt$.

$$dA = \vec{F} \cdot d\vec{r} = \vec{F} \cdot \vec{v} dt$$

Hieruit volgt op basis van de definitie van differentiaal (niet door dt van rechter- naar linkerlid over te brengen):

$$P = \vec{F} \cdot \vec{v}$$

Het vermogen wordt uitgedrukt in **Watt** met symbool W . $1 W = 1 J/s$.

Vermogen $\times$ tijd levert opnieuw energie. Een bekende praktische eenheid die volgens dit stramen gemaakt is is de **kilowattuur** of **KWh**. $1 KWh = 3,6 \cdot 10^6 J$ of $3600 KJ$.

Een andere niet-coherente eenheid van vermogen is de paardekracht of PK. Dit is het vermogen nodig om een massa van 75 kg in 1 s 1 m hoog te trekken. Normaal rekent men met $1 PK = 736 W$. Het probleem is dat de waarde van de valversnelling g een rol speelt bij het omrekenen en die is niet overal op aarde dezelfde.

6.5 Gravitiemassa en traagheidsmassa

Als men voor een vrij vallend voorwerp de 2e wet van Newton opschrijft als $m\vec{a} = m\vec{g}$ dan heeft het symbool m in de grond een heel andere functie in het linkerlid dan in het rechter. De m in het linkerlid is een maat voor mate waarin een voorwerp zich verzet tegen een verandering van zijn bewegingstoestand. Men noemt dit de **traagheids- of inertiemassa**. De m in het rechterlid is een maat voor de mate waarin een voorwerp aangetrokken wordt door de aarde. Men noemt dit de **gravitiemassa**. Men kan dit nog verder onderscheiden in de massa die een gravitatieveld creëert, de **actieve gravitiemassa**, of in de massa die aangesproken wordt door een gravitatieveld, de **passieve gravitiemassa**.

Men kan zich nu natuurlijk de vraag stellen of het hier gaat om totaal verschillende fysische verschijnselen die toevallig dezelfde grootte hebben of of het toch fundamenteel over dezelfde eigenschap gaat. Proeven om beide van elkaar te onderscheiden hebben geen verschil kunnen vaststellen met een mogelijke fout kleiner dan 10^{-12} . Einstein ontwikkelde zijn algemene relativiteitstheorie uitgaande van de idee dat dit niet toevallig is en dat er nooit een proef zal gevonden worden die een verschil tussen beide kan aantonen. In zijn speciale relativiteitstheorie kan massa omgezet worden in energie volgens de bekende formule $E = mc^2$

Voor een grondiger bespreking kan men terecht bij [Inertial and gravitational mass](#) in de Engelse Wikipedia²

6.6 Determinisme en chaos

Met de vooruitgang van de fysica dacht men dat alle mechanische systemen in het heelal zich op een voorspelbare manier gedragen. Sommigen spraken zelfs over god als "le grand horloger de l'univers". Studies in de loop van de vorige eeuw toonden echter aan dat een systeem dat zich gedraagt volgens de wetten van de fysica, toch nog een onvoorspelbaar gedrag kan vertonen. "Onvoorspelbaar" is hier te begrijpen als het feit dat een zeer kleine verandering in de aanvangsvoorwaarden, na een korte tijd tot een ander gedrag of een andere baan leidt. Dit fenomeen noemt men "**deterministische chaos**", of meestal "**chaotisch gedrag**". De studie van dit gedrag, de karakteristieken ervan en de voorwaarden die ertoe leiden, heet de [chaostheorie](#). Een simulatie van zulk een systeem met de computer geeft een mogelijk gedrag van het systeem, maar waarschijnlijk niet het werkelijke gedrag dat het zal volgen, zelfs al zou men het exact dezelfde beginsituatie kunnen geven. Elke numerieke simulatie gebeurt immers met een beperkte nauwkeurigheid en als kleine afwijkingen tot een afwijkend gedrag leiden, dan zullen deze kleine foutjes ook tot een andere voorspelling leiden dan het gedrag van het werkelijke systeem. Typisch zijn bv. de weersvoorspellingen, die na hoogstens 8 dagen zeer onbetrouwbaar worden.

Het blijkt dat elk systeem dat beheerst wordt door een niet-lineaire differentiaalvergelijking, chaotisch gedrag kan vertonen. Een differentiaalvergelijking is een vergelijking waarin een onbekende functie en haar afgeleiden optreden. Als die functie en haar afgeleiden enkel in de eerste graad voorkomen, spreekt men van een lineaire differentiaalvergelijking, anders van een niet-lineaire differentiaalvergelijking. Als eenvoudig voorbeeld kan men de vergelijking van de slinger nemen:

$$l\ddot{\theta} + g \sin \theta = 0$$

De onbekende functie is $\theta(t)$. Daar $\sin \theta$ geen lineaire functie is van θ , is dit geen lineaire differentiaalvergelijking. Om de zaken wat te vereenvoudigen, stelt men meestal dat voor kleine hoeken (in radialen) $\sin \theta = \theta$. De vergelijking wordt dan:

$$l\ddot{\theta} + g\theta = 0$$

en dit is dan wel een lineaire differentiaalvergelijking met als oplossing $\theta(t) = \sin \sqrt{(g/l)}t$.

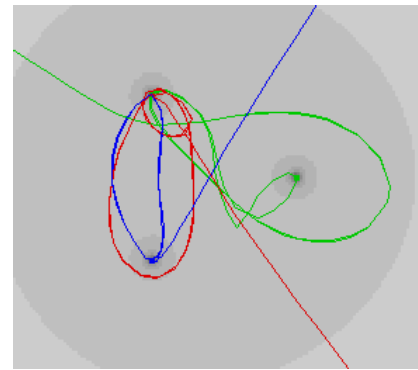
Er is aangetoond dat zelfs de eenvoudige slinger, wanneer hij aangedreven wordt door een uitwendige periodische kracht, chaotisch gedrag kan vertonen. Het gaat dan over een systeem met als differentiaalvergelijking:

$$\ddot{\theta} + \gamma \dot{\theta} + \omega_0^2 \sin \theta = A \cos \omega_e t$$

waarin γ een dempingscoëfficiënt is, ω_0 is 2π x de eigenfrequentie van de slinger en ω_e is 2π x de excitatiefrequentie. Zie hiervoor [\[fowles\]](#) p. 131-135.

²http://en.wikipedia.org/wiki/Mass#Inertial_and_gravitational_mass

Een mooi voorbeeld van deterministische chaos is het gedrag van een [magnetische slinger](#), d.i. een slinger met aan het einde een metalen bol die beweegt boven een paar magneten. De magneten proberen de slinger gevangen te houden in hun magnetisch veld, maar, indien de slinger met voldoende beginsnelheid gelanceerd wordt, zal hij toch van het ene magneetveld in het andere bewegen en dat op een "chaotische" manier. In het artikel in de Nederlandse Wikipedia kan men links vinden naar verscheidene simulatieprogramma's. Veel uitleg en foto's vindt men in http://beltoforion.de/article.php?a=magnetic_pendulum&hl=en



Figuur 6.19: Magnetische slinger

Zeer bekend is ook de [van der Pol-oscillator](#). van der Pol was een Nederlandse natuurkundige, die de versterking van elektrische signalen m.b.v. de eerste elektronenbuizen bestudeerde, nl. de versterking door een triode.

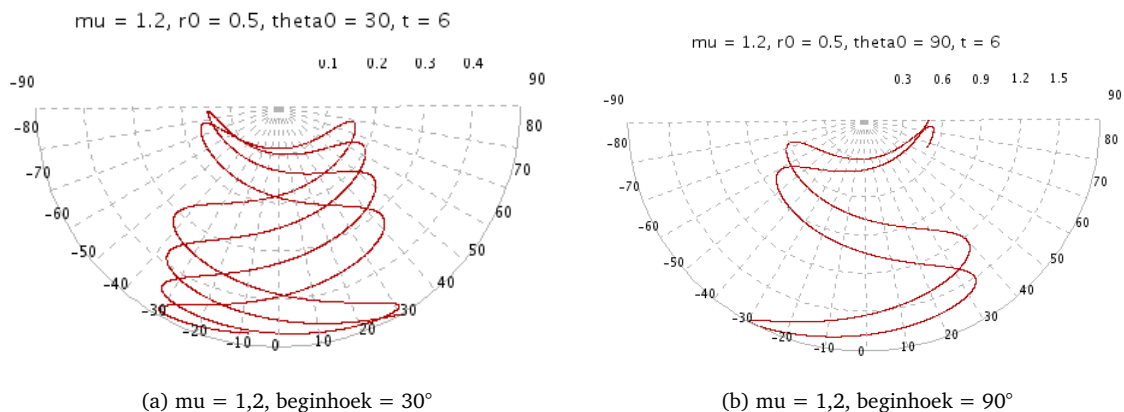
6.6.1 De slinger van Atwood

Meer recent is de [slinger van Atwood](#) (1982). De opstelling is afgeleid van het [toestel van Atwood](#) (1784). Dat toestel is een middel om de valversnelling g te meten via een sterk vertraagde valbeweging. Hiervoor worden twee bijna gelijke gewichten, M en m , verbonden via een koord dat over een katrol loopt. Als men het traagheidsmoment van de katrol mag verwaarlozen, wordt de versnelling van de beide massa's gegeven door: $a = g(M-m)/(M+m)$. Als $M = 110$ g en $m = 100$ g krijgt men, bij $g = 9,81$ m/s² een $a = 0,467$ m/s²

Bij de slinger van Atwood (in het Engels: [swinging Atwood's machine](#) of SAM) (1982) laat men de kleine massa slingeren. De ophangpunten moeten kleine katrollen zijn zodat de kleine massa ook een volledige toer rond het ophangpunt kan maken zonder zich vast te zetten. Als deze massa verticaal onder haar ophangpunt passeert, dan trekt ze niet alleen met haar gewicht aan het touw, maar ook met een kracht die nodig is om netto de middelpuntzoekende versnelling te leveren die hoort bij een gekromde baan. Als de snelheid van de massa vrij groot is, kan ze zo de andere massa omhoog trekken en zelf naar beneden bewegen. Daar er behoud van energie geldt, zal de snelheid van de kleine massa verminderen als ze lager komt (grootste massa gaat omhoog) en versnellen als ze hoger getrokken wordt. Bedenkt dat $a_n = v^2/\rho$. Deze eenvoudige constructie blijkt een grote verscheidenheid aan gedragingen te vertonen, zelfs volledig chaotisch gedrag. Hieronder een paar banen voor verschillende beginvoorwaarden. Het blijkt dat niet zozeer de absolute waarde van beide gewichten telt, maar wel de verhouding ervan: $\mu = M/m$ (zie Vergelijkingen infra).



Figuur 6.20: Slinger van Atwood

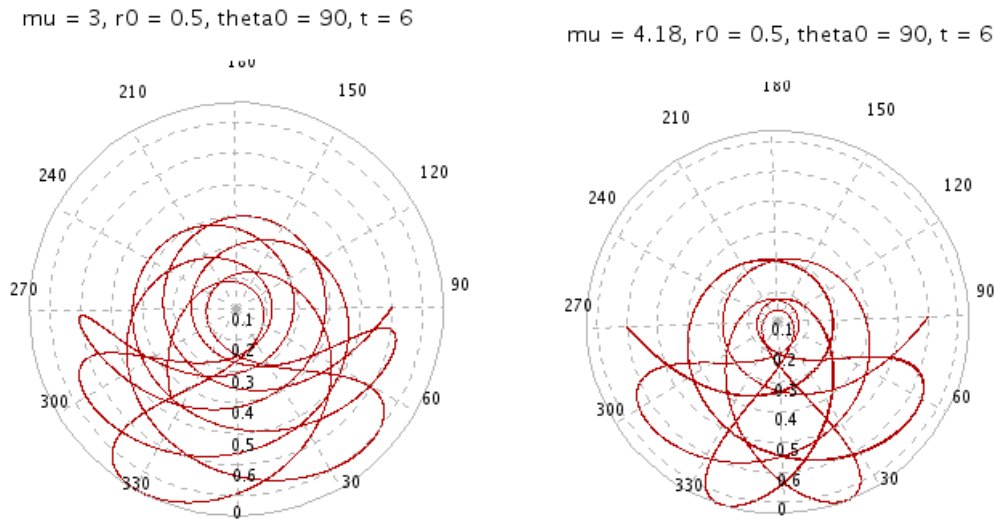


Figuur 6.21: Slinger van Atwood: 2 banen bij mu=1,2

Op de twee figuren van 6.21 is $\mu = 1,2$ (de grote massa is 1,2 x de kleine massa). Eerst wordt de massa losgelaten vanuit een hoek van 30° met de verticale. Dat levert een vrij kleine snelheid in het onderste punt, zodat de grote massa de kleine massa omhoog trekt. Hierdoor gaat deze sneller bewegen, a_n wordt groter en de grote massa wordt afgestopt en de kleine massa trekt nu de grote omhoog. Daardoor vertraagt de kleine massa en de cyclus herbegint.

Bij de tweede figuur werd kleine massa losgelaten onder een hoek van 90° . Daardoor passeert ze met grote snelheid door de verticale en trekt meteen de grote massa naar beneden (let op de afstanden rechts bovenaan de grafiek). Hierdoor vertraagt ze echter en na een tijdje heeft de grote massa weer de overhand en trekt de kleine omhoog.

Wanneer μ groter wordt kan de kleine massa omhoog getrokken worden tot ze zo versnelt dat ze volledig rond de bovenste katrol gaat slingeren. Dit is in de twee volgende figuren te zien.



Figuur 6.22: Slinger van Atwood: banen bij grote μ

6.6.2 Vergelijkingen

De bewegingsvergelijkingen voor dit systeem kan men best opstellen met de methode van Lagrange (8). Hierbij vertrekt men van de potentiële en kinetische energie van het systeem. Het is een systeem met 2 vrijheidsgraden, met parameters r en θ . Als men de potentiële energie van de zwaartekracht nul stelt ter hoogte van het ophangpunt, kan de potentiële energie van de kleine massa geschreven worden als:

$$-mgr \cos \theta$$

De potentiële energie van de grote massa wordt dan:

$-Mg(l - d - r) = Mgr - Mg(l - d)$ waarin l de totale lengte van het touw is en d de afstand tussen de ophangpunten. De tweede term is een constante en heeft geen belang. Deze uitdrukking zal immers gedifferentieerd worden en dan valt die constante term weg. Men kan het weglaten van die term ook beschouwen als het kiezen van het nulniveau voor de potentiële energie van de zwaartekracht op een afstand r onder de beginpositie van M .

De kinetische energie van m zal uitgedrukt worden in poolcoördinaten(5.2.2). Er is immers ook een verplaatsing in de richting van het touw. Men krijgt voor de totale kinetische energie:

$$E_k = \frac{M\dot{r}^2}{2} + \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2)$$

Dit levert als Lagrangiaan:

$$L = \frac{M\dot{r}^2}{2} + \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2) + gr(m \cos \theta - M)$$

Dit leidt tot de volgende vergelijkingen:

$$(M + m)\ddot{r} - m r \dot{\theta}^2 - g(m \cos \theta - M) = 0$$

$$2\dot{r}\dot{\theta} + r\ddot{\theta} + g \sin \theta = 0$$

Bemerk dat in de laatste vergelijking geen massa's voorkomen. Voor toepassing is een simulatieprogramma moeten deze vergelijkingen opgelost worden naar de tweede afgeleide:

$$\ddot{r} = [m r \dot{\theta}^2 + g(m \cos \theta - M)] / (M + m)$$

$$\ddot{\theta} = -(g \sin \theta + 2\dot{r}\dot{\theta}) / r$$

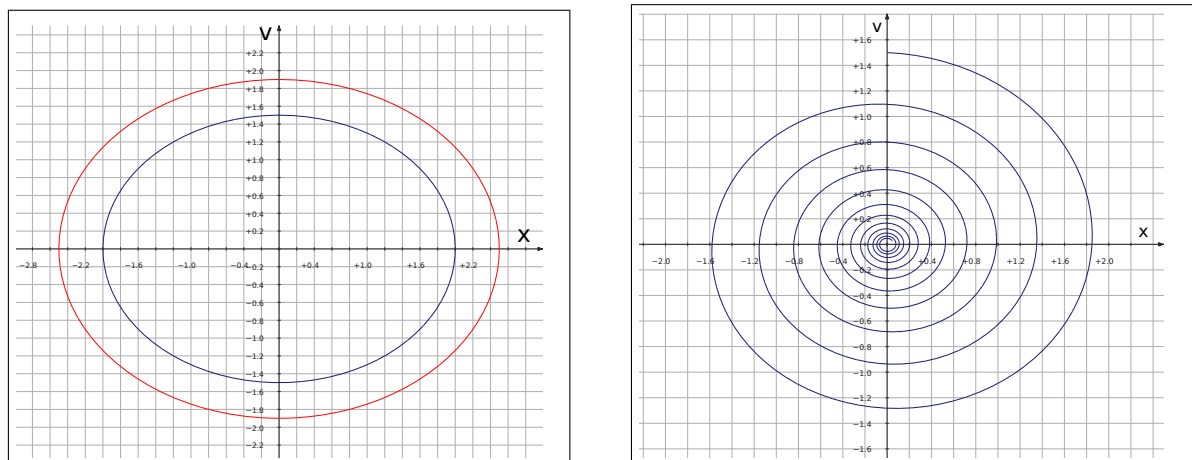
Men kan de eerste vergelijking ook schrijven in functie van de verhouding tussen de 2 massa's: $\mu = M/m$. Men krijgt dan:

$$\ddot{r} = [r \dot{\theta}^2 + g(\cos \theta - \mu)] / (1 + \mu)$$

Men kan meerdere simulaties zien in de Engelstalige bespreking van de slinger van Atwood (zie hoger). Video's van een experimentele opstelling kan men vinden op <http://www-loa.univ-lille1.fr/~pujol/>. Een java programma om zelf te experimenteren kan men vinden op <http://www.opensourcephysics.org/items/detail.cfm?ID=11247> (oproepen met: java -jar xxx.jar). Dit programma kan ook de speciale banen genereren bekend als de traan ("teardrop" in het Engels) of de hartvormige kromme.

6.6.3 Faseruimte

Wanneer men een grafiek maakt van een beweging, is dit normaal een grafiek van de positie of de snelheid als functie van de tijd. Men kan echter ook een grafiek maken van de **snelheid** (of de impuls) in functie van de **positie**. De ruimte die ontstaat door positie en snelheid (of impuls) samen te nemen, noemt men de **faseruimte**. Een grafiek van de beweging in deze faseruimte kan veel leren over de **stabiliteit** van een beweging of over de gebieden waarbuiten een beweging onstabiel wordt of zelfs chaotisch kan worden. Een periodieke beweging, zoals de beweging van de slinger van een klok, zal in deze ruimte een gesloten kromme vormen.



Figuur 6.23: ongedempte en gedempte slinger

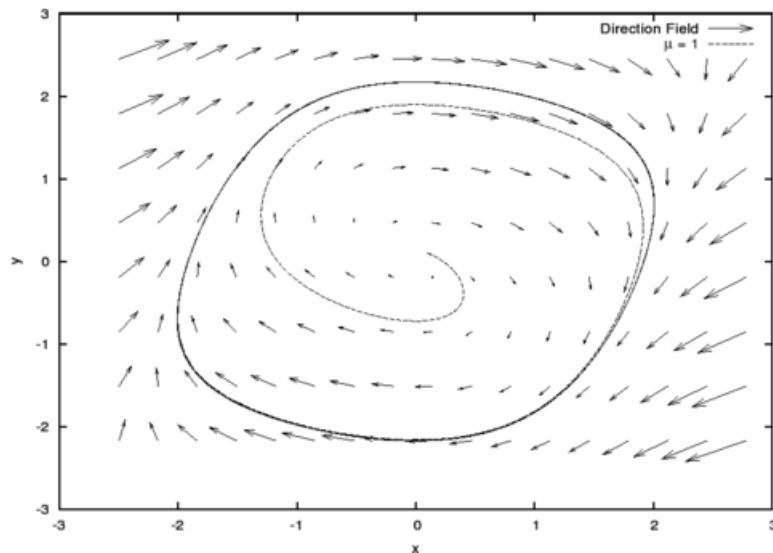
Een gedempte slingerbeweging wordt een naar binnen cirkelende spiraal die eindigt in de oorsprong en daar blijft. Men noemt de oorsprong een **attractor** voor deze beweging. Dat de slinger van een staande klok met constante amplitude blijft slingeren komt doordat bij elke tik de slinger een klein duwtje krijgt, dat de verliezen moet compenseren. De energie voor dat duwtje komt van het gewicht, dat bij elke tik een beetje zakt, of van een spiraalveer, die bij elke tik zich een beetje ontspant.

Slingerbewegingen met een grote amplitude zijn geen harmonische bewegingen meer. De grafiek ervan is dan ook geen mooie ellips meer, maar vertoont scherpe punten. Wanneer de slinger doordraait, krijgt men de grafiek rechts. In [Wikibooks op internet](#) kan men een geanimeerde versie zien van deze afbeeldingen.

Men kan in elk van de punten van deze faseruimte een vector definiëren, die toont hoe een kromme, die in dat punt passeert, verder zal evolueren. Men heeft dan een vectorveld, dat een duidelijk beeld heeft van de mogelijke bewegingen. De studie van deze ruimte is echter vrij abstracte wiskunde, die buiten het bereik van dit werk valt. De figuur hieronder stelt een niet-harmonische opslingering voor. Men vertrekt uit rust en bereikt snel een stationaire toestand (van der Pol oscillator)



Figuur 6.24: Niet-harmonische slingers



Faseruimte van een Van der Pol oscillator

Nota

De volgende figuren werden ontleend aan Wikimedia Commons:

- De figuur 6.20 . Auteur: By Purpy Pupple (Own work) [CC0],
http://commons.wikimedia.org/wiki/File%3ASwinging_Atwoods_Machine.svg
- De niet-harmonische slingers: auteur Lucas V. Barbosa (Kieff) (Own work) [Public domain]
http://commons.wikimedia.org/wiki/File%3APendulum_170deg.gif en http://commons.wikimedia.org/wiki/File%3APendulum_170deg.gif
- De grafiek van de Van der Pol Oscillator: auteur Kevin R Johnson [GFDL or CC-BY-SA-3.0] ,
http://commons.wikimedia.org/wiki/File%3AVan_der_Pol_phase_space.png

Hoofdstuk 7

Dynamica van voorwerpen

Inhoudsopgave

7.1 Het massacentrum	144
7.1.1 Bepaling van het massacentrum	144
7.1.2 Eigenschappen van het massacentrum	145
7.1.3 Beweging t.o.v. het massacentrum	145
7.1.4 Massacentrum en behoud van impuls	146
7.1.5 Impulsmoment van een vrij bewegend voorwerp	146
7.1.6 Massacentrum en energie	146
7.2 Rotatie rond as met vaste richting	148
7.2.1 Inleiding	148
7.2.2 Grootheden	148
7.2.3 Basiswet	149
7.2.4 Formule van Steiner	151
7.2.5 Voorbeelden	151
7.2.5.1 Kracht werkend op een wiel	151
7.2.5.2 Schijf in een lus	152
7.2.6 Afgeleide wetten	153
7.2.6.1 Impulsmoment en Behoud van Impulsmoment	153
7.2.6.2 Arbeid, potentiële en kinetische energie, vermogen	156
7.2.7 Translatie versus rotatie	157
7.2.8 Gevalstudie: het dynamisch gedrag van een auto	158
7.2.8.1 Vertragen en versnellen in rechte lijn	158
7.2.8.2 In de bocht	160
7.2.8.3 Onderstuur, overstuur en ESP	160
7.2.8.4 Gladde baan	161
7.3 Algemene rotatie	163
7.3.1 Inleiding	163
7.3.2 Basiswet	163
7.3.3 Traagheidstensor	165
7.3.4 Gyroscopisch effect	166
7.3.5 Trillende autowielen	167
7.3.6 Hoofdtraagheidsassen	168
7.3.7 Het rechterlid: de afgeleide van L	170
7.3.8 Praktische aanpak	171
7.3.9 Kinetische energie - Behoud van impulsmoment	172
7.3.9.1 Kinetische energie	172
7.3.9.2 Behoud van impulsmoment	173
7.3.10 Een complexer voorbeeld	174
7.3.10.1 De momentenvergelijkingen	174
7.3.10.2 Deel II: de wet van Newton	176

7.3.10.3 Alternatieve oplossing	177
7.3.11 Precessie bij een vrij bewegend voorwerp	179
7.3.12 Aanvullingen	181
7.3.12.1 De hoeken van Euler	181
7.3.12.2 Gyrationstraal - Traagheidsellipsoïde	182
7.3.13 Transformaties van de traagheidstensor en de traagheidsellipsoïde	183
7.3.13.1 Rechtstreekse berekening van de traagheidstensor	183
7.3.13.2 De transformatie van het traagheidstensor	184
7.3.13.3 Het diagonaliseren van de traagheidstensor	186
7.3.13.4 De transformatie van de traagheidsellipsoïde	187
7.3.13.5 Traagheidsmoment volgens een willekeurige richting	188
7.3.14 Nota	190

7.1 Het massacentrum

7.1.1 Bepaling van het massacentrum

In het vorige hoofdstuk werd de beweging bestudeerd van een puntmassa. Een puntmassa kan niet roteren aangezien ze geen richting heeft. Reële voorwerpen zullen eerst beschouwd worden als een verzameling van puntmassa's, waarop men de conclusies uit het vorige hoofdstuk kan toepassen. Hieruit kan men dan specifieke wetten voor rotatie afleiden.

In eerste instantie kan men zich de vraag stellen of er bij een voorwerp toch een punt is dat beweegt alsof alle uitwendige krachten daarop werken. Men onderstelt hiervoor een verzameling van puntmassa's m_i met posities $\vec{r}_i$ t.o.v. een vast punt. Op elk punt werken een aantal uitwendige krachten met resultante $\vec{F}_i^{ext}$ en inwendige krachten met resultante $\vec{F}_i^{int}$. Volgens de tweede wet van Newton kan men dan schrijven:

$$\vec{F}_i^{ext} + \vec{F}_i^{int} = m_i \vec{a}_i$$

Wanneer men deze vergelijkingen lid aan lid optelt voor alle punten, dan verdwijnen de inwendige krachten uit deze som. Er blijft dus:

$$\sum \vec{F}_i^{ext} = \sum m_i \vec{a}_i \quad (1)$$

Stelt men $m = \sum m_i$, dan kan men zoeken naar een punt met coördinaat $\vec{r}_C$ zodat geldt:

$$m \vec{r}_C = \sum m_i \vec{r}_i$$

Een oplossing hiervoor is:

$$\vec{r}_C = \frac{\sum m_i \vec{r}_i}{m} \quad (2)$$

Men noemt dit punt het **massacentrum** van het systeem. Er geldt dan ook, door differentiëren:

$$m \vec{v}_C = \sum m_i \vec{v}_i$$

$$m \vec{a}_C = \sum m_i \vec{a}_i$$

Wanneer men dit invult in de vergelijking (1), dan krijgt men:

$$\sum \vec{F}_i^{ext} = m \vec{a}_C$$

Of in woorden: **het massacentrum beweegt alsof alle uitwendige krachten erop aangrijpen**. Alles wat in vorig hoofdstuk gezegd werd over de beweging van een puntmassa, geldt voor de beweging van het massacentrum (anders had men waarschijnlijk niet zoveel aandacht besteed aan de beweging van een puntmassa).

Deze afleiding geldt zowel voor vervormbare als onvervormbare (of starre) systemen. Bij onvervormbare systemen zal het massacentrum een vaste plaats hebben in het voorwerp, bij vervormbare zal het zich binnen het systeem kunnen verplaatsen.

Men kan de coördinaten van het massacentrum uitrekenen door de uitdrukking (2) te projecteren op bv. de assen van een cartesisch assenkruis:

$$x_C = \frac{\sum m_i x_i}{m} \quad y_C = \frac{\sum m_i y_i}{m} \quad z_C = \frac{\sum m_i z_i}{m}$$

Indien men een voorwerp beschouwt als opgebouwd uit een continue massaverdeling, dan moet de som vervangen worden door een integraal:

$$x_C = \frac{\int x \cdot dm}{\int dm} \quad y_C = \frac{\int y \cdot dm}{\int dm} \quad z_C = \frac{\int z \cdot dm}{\int dm}$$

Men ziet dat deze formules overeenkomen met de formules van het zwaartepunt voor zover de aantrekkingskracht van de aarde door evenwijdige krachten kan voorgesteld worden.

7.1.2 Eigenschappen van het massacentrum

1. Men kan zich bij de bepaling van het massacentrum ook laten leiden door het feit dat als het systeem een symmetrievlak of een symmetrieas heeft, het massacentrum dan in dat symmetrievlak of op die symmetrieas moet liggen.

Onderstelt men bv. dat het xz-vlak een symmetrievlak is dan betekent dit dat er voor elk punt met massa m_i en coördinaat y_i er ook een punt met massa $m_j = m_i$ en coördinaat $y_j = -y_i$ moet zijn. Bij sommeren over alle massa's vallen die tegen elkaar weg en eindigt men met een $y_C = 0$, m.a.w. in het xz-vlak.

Op analoge manier kan men aantonen dat bij aanwezigheid van een symmetrieas het massacentrum op die symmetrieas moet liggen. Zij bv. de z-as een symmetrieas. Dan moet er voor elk punt met massa m_i en coördinaat x_i en y_i ook een punt zijn met massa $m_j = m_i$ en coördinaat $x_j = -x_i$ en $y_j = -y_i$. Bij sommeren over alle massa's zal men dus komen op een $x_C = 0$ en $y_C = 0$ d.i. op de z-as.

2. Het massacentrum wordt bepaald via een som (of integraal). Men kan die som opdelen in deelsommen. Dit betekent dat men een complex systeem eerst kan opsplitsen in eenvoudiger onderdelen waarvan het massacentrum gemakkelijk kan bepaald worden en dan die onderdelen kan combineren voor het massacentrum van het geheel. Hierbij beschouwt men de totale massa van elk onderdeel als geplaatst in het massacentrum van dat onderdeel. Voor een voorbeeld: zie bepaling van het zwaartepunt [2.5.1.1](#) in het hoofdstuk over equivalente vectorsystemen.

3. Het massacentrum van een systeem hoeft niet noodzakelijk een materieel punt van dat systeem te zijn. Bij een holle bol zal het massacentrum samenvallen met het centrum van de bol maar daar is er geen massa aanwezig.

4. De aangrijpingspunten van de uitwendige krachten hebben dus geen belang voor de beweging van het massacentrum. Zij hebben nochtans wel belang voor de rotatie van het voorwerp of, meer algemeen, de beweging t.o.v. het massacentrum. Men zal verder de algemene beweging van een voorwerp splitsen in een beweging van het massacentrum, de translatiecomponent, en een beweging t.o.v. het massacentrum. Als het voorwerp roteert dan zal de verplaatsing van het aangrijpingspunt van de uitwendige krachten anders zijn dan indien het niet roteert. Men zal verder aantonen dat de som van de uitwendige krachten met de verplaatsing van het massacentrum bepalend is voor de kinetische energie van de translatie en de verplaatsing t.o.v. het massacentrum voor een tweede term. Bij een onvervormbaar voorwerp zal die de kinetische energie van de rotatie voorstellen.

5. Massacentrum en zwaartepunt worden bepaald met dezelfde formules voor zover men mag onderstellen dat de aantrekkingskrachten van de aarde op elk deeltje van een voorwerp evenwijdige krachten zijn. Als deze onderstelling niet meer klopt, zal het massacentrum niet samenvallen met het zwaartepunt.

7.1.3 Beweging t.o.v. het massacentrum

Men kan de positie van de samenstellende massa's ook bepalen t.o.v. het massacentrum zelf. Deze positievectoren zullen aangegeven worden met een accent. Wanneer men vertrekt van het massacentrum zelf als referentiepunt dan moet gelden: $\vec{r}_C = 0$. Men heeft dus ook:

$$\sum m_i \vec{r}_i = 0 \quad \sum m_i \vec{v}_i = 0 \quad \sum m_i \vec{a}_i = 0$$

Deze betrekkingen zullen voortdurend terugkomen bij de studie van de rotatiebeweging en ervoor zorgen dat de formules sterk vereenvoudigen als men de beweging van een voorwerp beschrijft als een beweging van het massacentrum + een beweging t.o.v. het massacentrum.

7.1.4 Massacentrum en behoud van impuls

Wanneer er geen uitwendige krachten werken op een systeem, dan moet de totale hoeveelheid van beweging constant blijven. Als men de uitdrukking hiervoor vergelijkt met de uitdrukking voor de snelheid van het massacentrum hierboven, dan blijkt dat ook de snelheid van het massacentrum constant is.

$$\sum m_i \vec{v}_i = \vec{C} \Leftrightarrow m \vec{v}_C = \vec{C}$$

7.1.5 Impulsmoment van een vrij bewegend voorwerp

Het impulsmoment van een voorwerp t.o.v. een punt wordt gedefinieerd als som van de momenten van de impulsen van alle (punt)massa's t.o.v. dat punt:

$$\vec{L} = \sum_i \vec{r}_i \times m_i \vec{v}_i$$

Men kan de positie van een puntmassa opschrijven als de positie van het massacentrum + de relatieve positie van die massa t.o.v. het massacentrum. Dus:

$$\vec{r}_i = \vec{r}_C + \vec{r}'_i$$

Ook voor de snelheden kan men schrijven:

$$\vec{v}_i = \vec{v}_C + \vec{v}'_i$$

Wanneer men dit invoert in de formule voor het impulsmoment bekomt men:

$$\begin{aligned} \vec{L} &= \sum (\vec{r}_C + \vec{r}'_i) \times m_i (\vec{v}_C + \vec{v}'_i) \\ &= \vec{r}_C \times (\sum m_i) \vec{v}_C + \vec{r}_C \times (\sum m_i \vec{v}'_i) + (\sum_i m_i \vec{r}'_i) \times \vec{v}_C + \sum (\vec{r}'_i \times m_i \vec{v}'_i) \end{aligned}$$

Daar $\sum m_i \vec{v}'_i = 0$ en $\sum m_i \vec{r}'_i = 0$ zijn de tweede en de derde term = 0. Er blijft:

$$\vec{L} = \vec{r}_C \times m \vec{v}_C + \sum (\vec{r}'_i \times m_i \vec{v}'_i)$$

In sommige landen is deze formule bekend als **de eerste wet van König**. De eerste term wordt ook wel het **baanimpulsmoment** genoemd en soms aangeduid als **J**. De tweede term is het impulsmoment t.o.v. het massacentrum. Bij een roterend onvervormbaar voorwerp zal dit ook wel met **S** van **spin** aangeduid worden. De formule wordt dan:

$$\vec{L} = \vec{J} + \vec{S}$$

Bij het berekenen van het impulsmoment t.o.v. het massacentrum mag men zowel met de absolute als met de relatieve snelheden rekenen. Gebruik van de absolute snelheden komt neer op het berekenen van het totale impulsmoment, baanimpulsmoment + spin, t.o.v. het massacentrum. Het baanimpulsmoment is dan $\vec{r}_C \times m \vec{v}_C$ met $\vec{r}_C$ de positie van het massacentrum t.o.v. het massacentrum. Die vector is natuurlijk nul, zodat alleen de bijdrage van de relatieve snelheden overblijft.

7.1.6 Massacentrum en energie

Bij opsplitsen in een beweging van het massacentrum en een beweging t.o.v. het massacentrum vindt men voor de kinetische energie:

$$\begin{aligned} \vec{v}_i &= \vec{v}_C + \vec{v}'_i \\ \sum \frac{m_i \cdot v_i^2}{2} &= \frac{(\sum m_i) v_C^2}{2} + \sum \frac{m_i \cdot v_i'^2}{2} + (\sum m_i \vec{v}'_i) \cdot \vec{v}_C \end{aligned}$$

Hierin is de laatste term = 0 (zie hierboven), zodat er overblijft:

$$E_k = \frac{m v_C^2}{2} + \sum \frac{m_i \cdot v_i'^2}{2}$$

- De eerste term geeft de kinetische energie van het massacentrum alsof de hele massa daarin geconcentreerd is.
- De tweede term geeft de kinetische energie van de beweging t.o.v. het massacentrum.

Deze formule staat in de literatuur bekend als **de (tweede) wet van König**. Bemerkt wel dat alleen bij een opsplitsen in beweging van het massacentrum en beweging t.o.v. het massacentrum de uitdrukking van de kinetische energie vereenvoudigt tot 2 termen i.p.v. 3.

König (1712 - 1757) publiceerde deze wetten in 1751 toen hij in Berlijn werkte. Voor meer over de figuur van König, zie [John Samuel König](#) en [Samuel König](#)¹.

De arbeid van alle krachten van een systeem waarop zowel inwendige als uitwendige krachten werken, kan men berekenen door de verplaatsing van elk aangrijpingspunt samen te stellen uit een verplaatsing van het massacentrum en een verplaatsing t.o.v. het massacentrum:

$$d\vec{r}_i = d\vec{r}_C + d\vec{r}'_i$$

Men bekomt dan:

$$\sum \vec{F}_i^{ext} \cdot d\vec{r}_i + \sum \vec{F}_i^{int} \cdot d\vec{r}_i = (\sum \vec{F}_i^{ext}) \cdot d\vec{r}_C + \sum \vec{F}_i^{ext} \cdot d\vec{r}'_i + (\sum \vec{F}_i^{int}) \cdot d\vec{r}_C + \sum \vec{F}_i^{int} \cdot d\vec{r}'_i$$

Omwille van de actie-reactiewet moet de som van de inwendige krachten = 0 zijn. De derde term valt dus weg. Vergelijkt men deze uitdrukking met de uitdrukking voor de kinetische energie, dan is het duidelijk dat:

$$\begin{aligned} & \bullet (\sum \vec{F}_i^{ext}) \cdot d\vec{r}_C = \frac{mv_C^2}{2} \\ & \bullet \sum \vec{F}_i^{ext} \cdot d\vec{r}'_i + \sum \vec{F}_i^{int} \cdot d\vec{r}'_i = \sum \frac{m_i \cdot v_i'^2}{2} \end{aligned}$$

- Voor de berekening van de kinetische energie geassocieerd met het massacentrum moet men alleen rekening houden met de verplaatsing van het massacentrum, ongeacht het aangrijpingspunt van de krachten.

- Voor de berekening van de kinetische energie van de beweging t.o.v. het massacentrum moet men rekening houden met de effectieve verplaatsing van de aangrijpingspunten t.o.v. het massacentrum. Als het voorwerp een onvervormbaar voorwerp is, dan kunnen de inwendige krachten geen netto arbeid leveren en valt de bijdrage van de arbeid van de inwendige krachten weg.

¹http://www-history.mcs.st-andrews.ac.uk/Biographies/Konig_Samuel.html

7.2 Rotatie rond as met vaste richting

7.2.1 Inleiding

Bij rotatie kan men een onderscheid maken tussen **rotatie om een as met vaste richting** en de **algemene rotatie** (7.3). De eerste beweging kan beschreven worden met vrij eenvoudige formules, die sterk parallel lopen met de formules voor de lineaire beweging. Het algemene geval speelt zich af in drie dimensies, doet beroep op vectoriële producten en matrixbewerkingen en is daardoor veel complexer.

Wanneer men met een fiets rechtdoor rijdt, eventueel over een vertragingsbult, valt de beweging van de wielen onder het eerste geval. De as beweegt wel, maar de richting ervan verandert niet. Wanneer men echter met een boog rond een putje in het fietspad rijdt, valt de beweging onder het algemene geval. De beweging van veel draaiende onderdelen in machines valt ook onder de eerste beschrijving.

Bij **rotatie rond een as met vaste richting** zijn de formules eendimensionaal. Men kan dus spreken van **eendimensionale rotatie**. Dikwijls wordt deze beweging ook **vlakke beweging** genoemd, omdat alle punten van het voorwerp blijven bewegen in een vlak loodrecht op de rotatieas. Meer algemeen is een vlakke beweging een beweging waarbij **de baan van elk punt in een vlak blijft** en banen van verschillende punten in hetzelfde of evenwijdige vlakken liggen. Ook een driedimensionaal voorwerp kan dus een vlakke beweging uitvoeren.

Er wordt hier uitsluitend gesproken over onvervormbare of starre voorwerpen.

Nota: Misschien is het nuttig hier even te herhalen wat reeds in Kinematica gezegd werd. Er is een essentieel verschil tussen een **cirkelbeweging** en een **rotatie**. Bij een beweging op een cirkel gaat het over **een punt**, eventueel een punt van een voorwerp, dat een **cirkelbaan** volgt. Bij een rotatie gaat het over een **voorwerp**, waarvan de oriëntatie verandert. Waarschijnlijk staan de meeste elektrische motoren stil. Hun rotor, het draaiend deel ervan, blijft ter plaatse. Het enige verband is dat bij een roterend voorwerp elk punt van het voorwerp een cirkel beschrijft t.o.v. de rotatieas, in een vlak loodrecht op die as (of minstens een stukje van zo'n cirkel). Zie ook "Rotatie versus translatie" (7.2.7) verderop.

7.2.2 Grootheden

Wanneer een voorwerp kan draaien rond een as, kan men zijn **positie** vastleggen door een **hoek** θ gemeten vanuit een referentiepositie. Als het voorwerp draait, heeft het een **hoeksnelheid** ω . Als die snelheid verandert, is er sprake van een **hoekversnelling** α . Men krijgt dus de volgende parallel tussen lineaire beweging of translatie en rotatie:

	translatie	rotatie
positie	positievector $\vec{r}$	hoek θ eenheid: radialen
eerste afgeleide	snelheid $\vec{v}$ m/s	hoeksnelheid ω rad/s
tweede afgeleide	versnelling $\vec{a}$ m/s ²	hoekversnelling α rad/s ²

Daaruit volgen formules analoog aan die van de lineaire beweging. Voor een eenparige rotatie geldt:

$$\theta(t) = \theta_0 + \omega \cdot t$$

Voor een eenparig versnelde rotatie:

$$\theta(t) = \theta_0 + \omega_0 \cdot t + \alpha \cdot t^2 / 2$$

De hoeksnelheid ω wordt voorgesteld als een **vector gericht langs de rotatieas**. Bij rotatie rond een as met vaste richting zal ook α volgens deze as liggen. Er zijn dan maar 2 mogelijkheden voor de zin van beide. Volgens één richting zal men de waarden van ω en α als positief rekenen, volgens de andere als negatief. Zolang men geen vectoriële producten gebruikt, kan men vrij kiezen welke zin men positieve zin noemt.

Het **moment van een kracht t.o.v. de as** is gelijk aan het product van de component van de kracht in een vlak loodrecht op de as met de afstand van de as tot de drager van die component. In de meeste gevallen gaat het over krachten die werken in een vlak loodrecht op de rotatieas, zoals wanneer je op de pedalen van je fiets duwt, zodat de component hierboven in feite de volledige kracht is. Dan krijgt

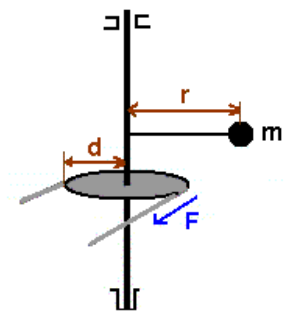
men dus het klassieke moment = kracht x krachttarm. Voor een uitgebreider bespreking van mogelijke manieren om een moment uit te rekenen zie het einde van Elementaire bewerkingen met vectoren 1.2 in het eerste hoofdstuk.

In het algemeen kan men de beweging van een voorwerp (bv. een fietswiel) beschrijven als de beweging van een referentiepoint (bv. punt op de as) en een rotatie van het voorwerp rond een as door dat referentiepoint. Het blijkt dat die **rotatie onafhankelijk is van het referentiepoint, maar typisch voor het voorwerp**. De formules voor het beschrijven van deze beweging worden sterk vereenvoudigd als men een as beschouwt die **ofwel stilstaat ofwel door het massacentrum van het voorwerp** gaat. In dat laatste geval zal men meestal de beweging moeten beschrijven als samengesteld uit twee bewegingen: een beweging van het massacentrum en een rotatie rond een as door het massacentrum. Voorbeelden vindt men hieronder.

7.2.3 Basiswet

Als een zeer eenvoudig voorbeeld wordt 1 massa m op een afstand r van een as genomen. Die as wordt aan het draaien gebracht door een riem die over een schijf loopt. De riem trekt aan de schijf met kracht F op afstand d van de as. Deze kracht heeft een moment t.o.v. de as $M = Fd$. Dit moment zal zich laten voelen op de massa als een kracht F' volgens de formule $F \cdot d = F' \cdot r$. Dit is een momentenvergelijking die zegt dat het moment van F t.o.v. de as hetzelfde moet zijn als het moment van F' t.o.v. de as. Anderzijds is de versnelling a van de massa te schrijven als $r \cdot \alpha$. De wet van Newton zegt nu: $F' = ma$. Vermenigvuldigt men beide leden met r dan bekomt men: $r \cdot F' = r \cdot m \cdot a$. Gebruikt men nu de bovenstaande gelijkheden dan kan men dit schrijven als :

$$d \cdot F = m \cdot r^2 \cdot \alpha$$



Figuur 7.1: Eenvoudigste geval

De grootheid $m \cdot r^2$ heet het **traagheidsmoment van m t.o.v. de as** en wordt normaal voorgesteld als I (de I van “inertia”, traagheid). Een gewoon voorwerp zal normaal beschouwd worden als opgebouwd uit meerdere puntmassa’s of uit een continue massaverdeling. Het traagheidsmoment wordt dan gedefinieerd als:

$$\text{traagheidsmoment t.o.v. een as : } I_{as} = \sum m_i \cdot r_i^2 \quad \text{of} \quad I_{as} = \int r^2 dm$$

met r_i = afstand van elk punt tot de as.

Men kan de formule dus lezen als: het moment van de kracht t.o.v. de as moet gelijk zijn aan traagheidsmoment x hoekversnelling.

Voor een meer realistische situatie met een reëel voorwerp i.p.v. één massa, zal men dit voorwerp beschouwen als opgebouwd uit puntmassa’s. Men moet dan de som nemen over al deze massa’s en, als er meerdere krachten zijn, ook over de momenten van alle krachten. Dit levert dan de echte basisformule voor de rotatie (met M_{as} het moment van F t.o.v. de as, I_{as} het traagheidsmoment t.o.v. dezelfde as):

$$\sum M_{as} \vec{F}_i = I_{as} \cdot \alpha$$

De som van de momenten van de krachten t.o.v. de as moet gelijk zijn aan het traagheidsmoment t.o.v. die as x hoekversnelling

Het bewijs hierboven is voor een stilstaande (vaste) as. De formule geldt **ook voor een as door het massacentrum**, zelfs als die beweegt. Het bewijs hiervoor kan men vinden bij de afleiding van de formules voor de algemene rotatie (7.3.2). In feite moet zich dus afvragen:

- Draait het voorwerp rond een stilstaande as? Dan kan men meestal volstaan met de momentenvergelijking zoals hierboven gegeven.
- Is er geen stilstaande rotatieas? Dan moet de beweging beschreven worden als een combinatie van een translatie van het massacentrum + een rotatie rond een as door het massacentrum. Men zal dan steeds zowel de wet van Newton als de momentenvergelijking moeten opschrijven.

Algemener bewijs

Men kan voor een meer algemeen bewijs vertrekken van de wet van Newton voor één massa. Men onderstelt de beweging in of evenwijdig aan het xy-vlak, zodat de momenten volgens de z-as liggen, en neemt het moment van beide leden t.o.v. de rotatieas:

$$(\vec{r} \times \sum \vec{F}_i)_z = (\vec{r} \times m\vec{a})_z$$

Bij een roterend voorwerp kan de versnelling geschreven worden als de som van een normale en een tangentiële versnelling. Daar de normale versnelling door de as wijst, is haar moment t.o.v. de as = 0. Er blijft:

$$(\vec{r} \times \sum \vec{F}_i)_z = mr^2\alpha$$

Voor meerdere massa's past men deze formule toe op elke massa waarna men lid aan lid optelt:

$$\sum_j (\vec{r}_j \times \sum \vec{F}_{ij})_z = \sum m_i r_i^2 \alpha$$

De krachten kunnen nu uitwendige krachten zijn of inwendige, tussen twee massa's. Volgens de actie-reactiewet moeten de inwendige krachten in paren voorkomen die op dezelfde drager liggen, zodat de momenten tegen elkaar wegvallen. Er blijven dus alleen de uitwendige krachten over. Normaal formuleert men de som over de momenten van de krachten met één sommatie, waarbij sommige r_i dan dezelfde zullen zijn. Men krijgt dan:

$$\sum (\vec{r}_i \times \sum \vec{F}_i)_z = \sum m_i r_i^2 \alpha = I_{as} \alpha$$

of:

$$\sum M_{as} F_i = I_{as} \alpha$$

Enkele voorbeelden van traagheidsmomenten

Voor een volle schijf is het traagheidsmoment t.o.v. een as door het centrum en loodrecht op de schijf: $I_C = m \cdot r^2 / 2$

Voor een dunne staaf met lengte L: $I_C = m \cdot L^2 / 12$

Voor een rechthoekige plaat met lengte L en breedte B:

- t.o.v. van een as loodrecht op de plaat: $I_1 = m(L^2 + B^2)/12$
- t.o.v. van een as in het vlak van de plaat evenwijdig aan L: $I_2 = m \cdot B^2 / 12$

Voor schetsen van beide situaties: zie voorbeelden verder.

Voor tabellen van traagheidsmomenten van verschillende voorwerpen, zie [traagheidsmoment](#).

Opmerking

Hierboven werd gesteld dat men de formules moet opschrijven t.o.v. een stilstaande as of t.o.v. een as door het massacentrum. Bij een as door het massacentrum moet men normaal ook de wet van Newton opschrijven, zodat men een stelsel vergelijkingen heeft (index C verwijst naar het massacentrum):

$$\sum \vec{F}_i = m\vec{a}_C$$

$$\sum M_{as,C} \vec{F}_i = I_{as,C} \cdot \alpha$$

De verplaatsingsformule 2.2 legt een verband tussen de linkerleden van deze formules. Hetzelfde verband moet dan ook gelden tussen de rechterleden. Als het in een bepaald geval zonder vaste as interessanter is om het moment uit te rekenen t.o.v. een ander punt dan het massacentrum, bv. P, dan kan men het rechterlid van de momentenvergelijking naar daar verplaatsen met de formule:

$$\sum M_{as,P} \vec{F}_i = I_{as,C} \cdot \alpha + (\vec{PC} \times m\vec{a}_C)_z$$

Van het vectoriële product moet men natuurlijk alleen de component loodrecht op het bewegingsvlak gebruiken. Op deze manier heeft men feitelijk een grote vrijheid bij het opschrijven van de momentenvergelijking, tenminste voor ogenblikkelijke berekeningen.

7.2.4 Formule van Steiner

Als men een traagheidsmoment uitgerekend heeft t.o.v. een as en men heeft later het moment nodig t.o.v. een andere as, dan kan men zich afvragen of men volledig opnieuw moet beginnen met de berekening of men zijn vorig resultaat nog kan gebruiken. Een zekere Steiner vond dat dat laatste kan, op voorwaarde dat men vertrekt van een as door het massacentrum. Dan is het traagheidsmoment t.o.v. elke parallelle as door punt P gegeven door:

$$I_P = I_c + m \cdot d^2$$

met m de totale massa van het voorwerp en d de afstand tussen de 2 assen. Voorbeelden infra.

Bewijs

Men onderstelt dat het traagheidsmoment gegeven is t.o.v. een z-as en gevraagd wordt t.o.v. een evenwijdige z'-as. Voor elke puntmassa in het systeem kan men dan schrijven dat, in een vlak loodrecht op de assen, de positie t.o.v. de z'-as gegeven is als:

$$\vec{r}'_i = \vec{d} + \vec{r}_i$$

Bemerk dat de vectoren $\vec{r}_i$ en $\vec{r}'_i$ alleen een x- en y-component hebben en geen z-component.

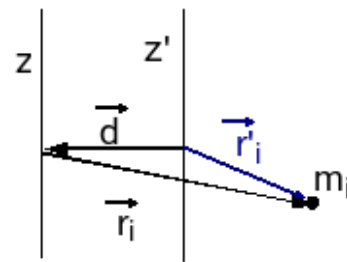
Het traagheidsmoment t.o.v. de z'-as is dan:

$$\begin{aligned} I_{z'} &= \sum m_i r_i'^2 = \sum m_i (\vec{d} + \vec{r}_i) \cdot (\vec{d} + \vec{r}_i) = (\sum m_i) d^2 + 2\vec{d} \cdot (\sum m_i \vec{r}_i) + \sum (m_i r_i^2) \\ &= (\sum m_i) d^2 + \sum (m_i r_i^2) \end{aligned}$$

De term $\sum m_i \vec{r}_i = 0$ indien de z-as door het massacentrum gaat. In projectie wordt dit immers $\sum m_i x_i = m x_C = 0$, $\sum m_i y_i = m y_C = 0$. Dit is typisch als de posities t.o.v. het massacentrum bepaald worden (cfr. supra beweging t.o.v. het massacentrum 7.1.3). De laatste term is het traagheidsmoment t.o.v. deze z-as. De formule wordt dus, met m de totale massa:

$$I_{z'} = I_z + m d^2$$

Nota : in het Engels is de stelling van Steiner bekend als “the parallel axes theorem”.



Figuur 7.2: Formule van Steiner

7.2.5 Voorbeelden

7.2.5.1 Kracht werkend op een wiel

Als 1e voorbeeld wordt een wiel dat rolt zonder slippen behandeld

a. Eerste aanpak: rotatie rond as door massacentrum

De rotatie vergelijking: $r \cdot W = I_C \cdot \alpha$

Bemerk dat F niet voorkomt in deze vergelijking omdat F door de as wijst en dus geen moment heeft t.o.v. de as. Men heeft nog aanvullende vergelijkingen nodig. Men moet ook de translatievergelijking opschrijven (Wet van Newton):

$$F - W = m \cdot a_C$$

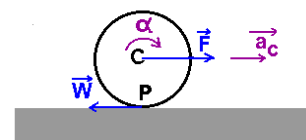
Er is een verband tussen a_C en α :

$$a_C = r \cdot \alpha$$

Als men het wiel als een volle schijf beschouwt, dan is $I_C = m \cdot r^2 / 2$. Men krijgt dan als oplossing:

$$\alpha = \frac{2F}{3mr}$$

Bemerk dat er duidelijk wrijving moet zijn om het wiel te doen draaien.



Figuur 7.3: Eerste voorbeeld

Nota: De wrijving die nodig is om het wiel te doen draaien levert geen energie aan het wiel of onttrekt geen energie eraan. Het punt waarop de kracht werkt staat immers stil (en het komt verticaal toe en vertrekt verticaal, dus loodrecht op de kracht). In de praktijk is er wel energie nodig om iets te doen rollen en weet men dat een hard opgepompte fietsband gemakkelijker rolt dan een bijna platte band. Dit komt omdat er in de praktijk altijd een contactvlak is i.p.v. alleen een contactpunt. Hierdoor zijn er verticale reactiekrachten van de grond die vóór het centrum van het wiel passeren en dus een tegenwerkend moment veroorzaken. (zie "Aanvullingen: Wrijving", "Rollende wrijving" (9.6))

b. Tweede aanpak: ogenblikkelijke rotatie rond het contactpunt met de grond

Het contactpunt P met de grond moet dezelfde snelheid hebben als de grond, anders is het wiel aan het slippen. P is dus een stilstaand punt en men kan de beweging ook beschrijven als een ogenblikkelijke rotatie rond P met zelfde α . Men moet nu echter met het traagheidsmoment t.o.v. P werken. Dit wordt berekend met de formule van Steiner:

$$I_P = I_C + m \cdot r^2 = 3m \cdot r^2 / 2$$

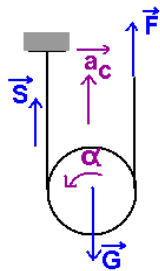
De rotatie vergelijking wordt nu:

$$r \cdot F = I_P \cdot \alpha$$

Dit levert rechtstreeks hetzelfde resultaat.

Bemerk echter dat deze aanpak niet kan gevolgd worden bij een slippend wiel, want dan staat het punt P van het wiel niet stil. De eerste aanpak blijft wel geldig, maar het verband tussen a_C en α vervalt.

7.2.5.2 Schijf in een lus



Figuur 7.4: Tweede voorbeeld

Als 2e voorbeeld wordt een schijf in een lus van een touw beschouwd. De beweging wordt beschreven als een beweging van het massacentrum en een rotatie rond een as door het massacentrum. Als men voor de momenten en de hoekversnelling linksdraaiend als positieve zin neemt, dan bekomt men:

$$r \cdot F - r \cdot S = I_C \cdot \alpha$$

T.o.v. een as door het middelpunt van de schijf, doet de kracht F de schijf immers naar links en de spanning in het touw de schijf naar rechts draaien. Het gewicht wijst door die as en levert dus geen moment t.o.v. die as. Als de schijf omhoog beweegt, zal de spanning S in het touw kleiner zijn dan F. Er moet immers een netto moment zijn dat linksdraaiend is.

Dit levert 1 vergelijking in 2 onbekenden. Er is nog bijkomende vergelijking nodig. Dit wordt weer de translatievergelijking. Met projectie op een as die omhoog gericht is krijgt men:

$$F + S - G = m \cdot a_C$$

Er is een verband tussen a_C en α . Het touw links staat stil. Men krijgt dus opnieuw:

$$a_C = r \cdot \alpha$$

De oplossing wordt:

$$\alpha = \frac{2(2F - G)}{3mr}$$

Men ziet dat F minstens de helft van het gewicht moet zijn om de schijf omhoog te laten bewegen.

$$S = \frac{G + F}{3}$$

Bij $F = G/2$ is ook $S = G/2$ en is $\alpha = 0$: de schijf hangt in evenwicht.

Men zou dit voorbeeld ook kunnen oplossen door de rotatievergelijking op te schrijven t.o.v. het punt waar het touw de schijf raakt, analoog aan de tweede aanpak hierboven. Dat is immers ook een stilstaand punt. Dan zullen F en G voorkomen in de rotatievergelijking, maar S niet.

7.2.6 Afgeleide wetten

7.2.6.1 Impulsmoment en Behoud van Impulsmoment

Bij translatie kent men grootte mv die impuls of hoeveelheid van beweging heet. Bij rotatie heeft men een **impulsmoment** L (in het Engels “angular momentum”, in het Duits “Drehimpuls”, vandaar in het Nederlands ook soms “draaiimpuls”). Het impulsmoment is feitelijk gedefinieerd als de som van de momenten van de impulsen van alle punten van het voorwerp t.o.v. de rotatieas (zie hoger 7.1.5). Voor een puntmassa m_i geldt dat $v_i = r_i \omega$, met r_i de loodrechte afstand naar de rotatieas. Het impulsmoment t.o.v. de rotatieas is dan $m_i r_i^2 \omega$. Voor het volledige voorwerp krijgt men:

$$L_{as} = \left(\sum_i m_i r_i^2 \right) \omega = I_{as} \omega \quad \text{met zin als } \omega$$

Door de basiswet van de rotatie te integreren in de tijd komt men tot de **impulsmomentstelling**, die men voor **1 voorwerp** kan opschrijven als:

$$\int_{t_1}^{t_2} \sum M_{as} \vec{F}_i dt = \Delta I_{as} \cdot \omega$$

waarbij het rechterlid te begrijpen is als de verandering van het impulsmoment, d.i. het impulsmoment op ogenblik t_2 - het impulsmoment op ogenblik t_1 .

Voor **meerdere voorwerpen** moet men alleen rekening houden met de momenten van de uitwendige krachten:

$$\int_{t_1}^{t_2} \sum M_{as} \vec{F}_{i,uitw} dt = \sum I_{as,i2} \cdot \omega_{i2} - \sum I_{as,i1} \cdot \omega_{i1}$$

Als de som van de uitwendige momenten nul is, dan zal het totale impulsmoment constant zijn. Dit is de wet van **behoud van impulsmoment** :

$$\sum M_{as} \vec{F}_{i,uitw} = 0 \quad \Leftrightarrow \quad \sum I_{as,i} \cdot \omega_i = \text{constante}$$

In de praktijk berekent men het impulsmoment op een eerste ogenblik en op een tweede ogenblik en stelt dan dat beide moeten gelijk zijn. Een voorbeeld en tegenvoorbeeld vindt men verder hieronder.

Impulsmoment van een vrij bewegend voorwerp

Als men het impulsmoment moet berekenen van een voorwerp dat rond een **bewegende as** draait, t.o.v. van een punt P buiten de as door het massacentrum, dan geldt voor een vlak systeem:

$$L = M_P mv_C + I_C \cdot \omega$$

De eerste term noemt men ook wel het baanimpulsmoment. In sommige landen is dit bekend als de **eerste formule van König**. Het bewijs ervan kan men hierboven vinden bij de eigenschappen van het massacentrum onder “Impulsmoment van een vrij bewegend voorwerp” (7.1.5).

Voorbeeld : het impulsmoment van de schijf uit het 2e voorbeeld t.o.v. het bevestigingspunt van het touw:

$$L = r \cdot mv_C + I_C \cdot \omega = 3mr^2 \omega / 2$$

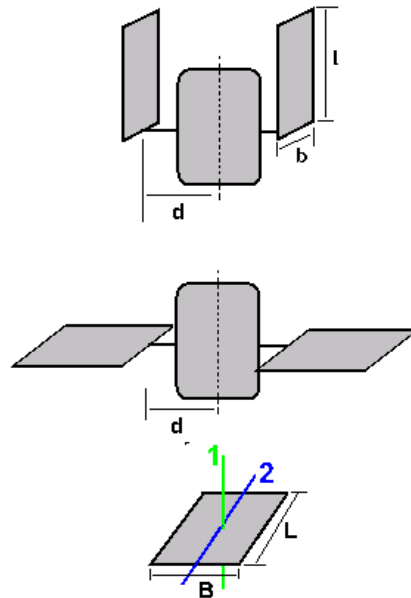
$$\text{want } v_C = r\omega$$

Bemerk dat een bewegende puntmassa ook een impulsmoment heeft t.o.v. een bepaald punt of as.

Voorbeeld van behoud van impulsmoment

Als voorbeeld bij behoud van impulsmoment beschouwt men een satelliet die uitgezet wordt met een hoeksnelheid ω_0 . De satelliet bestaat uit een centraal deel en twee zonnepanelen. Bij het uitzetten zijn de zonnepanelen opgevouwen langs de satelliet, na het uitzetten worden ze open geplooid. Het centrale deel van de satelliet heeft een gegeven traagheidsmoment I_C , de zonnepanelen hebben een massa m_p en afmetingen $l \times b$.

Alhoewel de satelliet in een baan rond de aarde beweegt onder invloed van de aantrekkingskracht van de aarde, heeft deze aantrekkingskracht geen invloed op de rotatie van de satelliet rond zijn eigen as. De



Figuur 7.5: Satelliet

aantrekkingskracht op alle delen van de satelliet kunnen immers vervangen worden door één **resultante** die aangrijpt in het massacentrum en dat ligt op de rotatieas. Die kracht heeft dus geen moment t.o.v. die rotatieas, m.a.w. heeft geen invloed op de rotatie van de satelliet. De voorwaarde voor behoud van impulsmoment is dus voldaan.

Om het totale traagheidsmoment van de satelliet te berekenen, moet men het traagheidsmoment kennen van een vlakke plaat. Hiervoor zijn echter 2 mogelijkheden:

- ofwel t.o.v. van een as loodrecht op de plaat (as 1 in de figuur), als in de eindsituatie. Dan heeft men:

$$I_1 = \frac{m}{12}(L^2 + B^2)$$

- ofwel t.o.v. van een as in het vlak van de plaat (as 2 in de figuur), als in de beginsituatie. Dan heeft men:

$$I_2 = \frac{mB^2}{12}$$

Er wordt ook weer gebruik gemaakt van de formule van Steiner.

Beginsituatie

$$I_{\text{tot,begin}} = I_C + 2 \cdot (m_p \cdot d^2 + m_p \cdot b^2 / 12)$$

Eindsituatie:

$$I_{\text{tot,einde}} = I_C + 2 \cdot [m_p \cdot (d + l/2)^2 + m_p \cdot (b^2 + l^2) / 12]$$

Volgens het behoud van impulsmoment moet nu gelden:

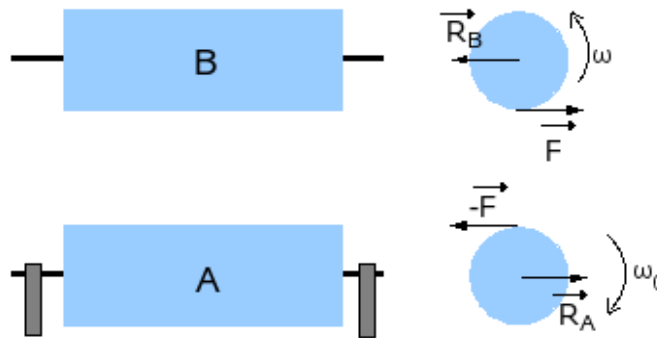
$$I_{\text{tot,begin}} \cdot \omega_0 = I_{\text{tot,einde}} \cdot \omega_{\text{einde}}$$

— Einde voorbeeld —

Tegenvoorbeeld

Een cilinder A draait rond zijn as met hoeksnelheid ω_0 . Een identieke cilinder B die stilstaat wordt tegen deze eerste cilinder geduwd zodat ze beiden uiteindelijk met dezelfde hoeksnelheid ronddraaien. Bereken deze nieuwe hoeksnelheid.

Uit de berekeningen zal blijken dat die eindhoeksnelheid de helft is van ω_0 . Men zou dus kunnen denken dat er hier behoud van impulsmoment speelt. Maar in de eindsituatie draaien beide cilinders in tegengestelde zin. Hun impulsmomenten moeten dus voorgesteld worden door tegengestelde vectoren waarvan



Figuur 7.6: Twee cilinders die tegen elkaar draaien

de som 0 is. In het begin was er duidelijk een globaal impulsmoment, op het einde is er geen meer. Er is dus zeker geen behoud van impulsmoment. Er moet dus een uitwendig moment opgetreden zijn dat tegengesteld is aan het oorspronkelijke impulsmoment van cilinder A.

Opmerking: het impulsmoment van beide cilinders moet in de eindtoestand bepaald worden t.o.v. dezelfde as om over het totale impulsmoment van het systeem te kunnen praten. Om het impulsmoment van de rol B te berekenen t.o.v. de as van de rol A, moet men de hoger gegeven formule $L = \text{baanimpulsmoment} + I_C \cdot \omega$ gebruiken. Daar het massacentrum van B echter geen snelheid heeft is het baanimpulsmoment = 0 en blijft alleen $I \cdot \omega_B$ over. Men kan het vergelijken met het moment van een koppel dat ook onafhankelijk is van het berekeningspunt. Men moet ook bedenken dat de impulsmomentvectoren thuishoren in de ruimte van de momenten, niet in de ruimte van de posities, waarin de rollen getekend zijn.

Om dit alles te begrijpen moet men een krachtenanalyse maken. De 2 cilinders worden iets uit elkaar getekend zodat men duidelijk kan aangeven welke kracht op welk voorwerp werkt. Wanneer de cilinder B tegen cilinder A gedruwd wordt, zal deze laatste een kracht F uitoefenen op B. A zelf ondervindt hiervan de reactie. De krachten die door de as van A of B gaan werden niet getekend, nl. het gewicht van A en B, de reacties in de lagers en de druk tussen de twee rollen. Deze krachten hebben geen moment t.o.v. die as, m.a.w. ze beïnvloeden de rotatie van de rollen niet.

Men krijgt volgende rotatievergelijkingen, waarbij de positieve zin telkens gekozen werd in de zin van de hoeksnelheid:

- voor A:
 $-r \cdot F = I \alpha_A$
- voor B:
 $r \cdot F = I \alpha_B$

Wanneer men lid aan lid optelt en herschikt krijgt men:

$$I \alpha_A = -I \alpha_B$$

Men integreert beide leden in de tijd:

$$\int_{t_1}^{t_2} \alpha_A \cdot dt = - \int_{t_1}^{t_2} \alpha_B \cdot dt$$

$$\omega_A - \omega_0 = -(\omega_B - 0)$$

Wanneer op het einde beide cilinders zonder slippen tegen elkaar rollen, is natuurlijk

$$\omega_A = \omega_B = \omega$$

Hieruit volgt dan dat $\omega = \omega_0/2$

Vanwaar komt nu het uitwendig koppel dat het oorspronkelijke impulsmoment vernietigd heeft? Onder invloed van de kracht F op de cilinder B zou deze naar rechts moeten bewegen. Dat wordt belet door een gelijke maar tegengestelde reactie R_B die aangrijpt op de as van B. Analooch zal er een kracht R_A optreden op de as van A. Deze beide reacties vormen een koppel dat tegengesteld is aan de zin van ω_0 .

De koppelarm is $2r$ zodat het moment $2x$ groter is dan rF en zo het oorspronkelijke impulsmoment teniet doet.

Nota

1. De cilinders moeten in het begin over elkaar slippen. Hierbij gaat energie verloren. De kinetische energie van het systeem is in de eindtoestand dan ook lager dan in de begintoestand:

- Begin: $E_k = I \cdot \omega_0^2 / 2$
- Einde: $E_k = 2(I \cdot \omega^2 / 2) = I \cdot \omega_0^2 / 4$

2. Als de twee cilinders op één as naast elkaar draaien en zijdelings tegen elkaar gedrukt worden, is er wel behoud van impulsmoment.

— Einde tegenvoorbeeld —

7.2.6.2 Arbeid, potentiële en kinetische energie, vermogen

Men kan ook een **arbeid** W berekenen die een moment levert bij verdraaiing van het voorwerp:

$$W = \int M \cdot d\theta$$

met M = moment van de kracht t.o.v. de rotatieas. Vergeet niet rekening te houden met de zin van moment en hoekverdraaiing. Als ze tegengestelde zin hebben, dan moet één van beide als negatief genoteerd worden. Bemerkt ook dat een koppel van krachten geen arbeid levert bij een translatie (de som van beide krachten is 0).

En **vermogen** wordt dan natuurlijk $P = M \cdot \omega$

Kinetische energie :

- stilstaande as:

$$E_k = \frac{1}{2} I \omega^2$$

Deze formule volgt onmiddellijk uit:

$$E_k = \frac{1}{2} \sum m_i v_i^2 = \frac{1}{2} \sum m_i (d_i \omega)^2 = \frac{1}{2} (\sum m_i d_i^2) \omega^2 = \frac{1}{2} I \omega^2$$

- bewegende as:

$$E_k = m v_C^2 / 2 + I_C \cdot \omega^2 / 2$$

Dit is de (tweede) **formule van König**. De eerste term kan men zien als de bijdrage van de translatie kinetische energie. De afleiding van deze formule werd gegeven onder massacentrum en energie 7.1.6 bij het begin van dit hoofdstuk. Alleen werd de kinetische energie van rotatie hier voor een onvervormbaar voorwerp geschreven in termen van ω en het traagheidsmoment.

Hoe kan men beroemd worden met zo'n eenvoudige formule? De uitwerking van $(a+b)^2$ levert 3 termen: $a^2 + 2ab + b^2$. Wanneer men de beweging van een voorwerp beschrijft als de beweging van een referentiepunt en een beweging t.o.v. dat referentiepunt, dan zou men in de kinetische energie normaal ook 3 termen aantreffen. Alleen als men als referentiepunt het massacentrum neemt, blijkt dat de kruistermen, van de vorm $a \cdot b$, wegvallen en alleen de 2 zuivere kwadraten overblijven.

Voorbeeld : kinetische energie van het wiel uit het eerste voorbeeld

De beweging kan op 2 manieren beschreven worden:

- als een samenstelling van een translatie van het massacentrum met een rotatie rond een as door het massacentrum. Dan moet men de formule van König gebruiken met in dit geval $I_C = m \cdot r^2 / 2$:

$$E_k = m v_C^2 / 2 + m \cdot r^2 \cdot \omega^2 / 4$$
 daar $v_C = r \cdot \omega$ wordt dit:

$$E_k = 3 \cdot m \cdot r^2 \cdot \omega^2 / 4$$
- als een zuivere rotatie rond het stilstaande punt P, het contactpunt met de grond. Dan moet men het traagheidsmoment t.o.v. P gebruiken. Dat werd hoger uitgerekend:

$$I_P = 3 \cdot m \cdot r^2 / 2$$
 Hiermede vindt men dadelijk:

$$E_k = I_P \cdot \omega^2 / 2 = 3 \cdot m \cdot r^2 \cdot \omega^2 / 4$$

Potentiële energie kan door rotatie opgestapeld worden in bv. een spiraalveer:

$$E_p = C\theta^2/2$$

met C een veerconstante, maar nu met dimensies Nm/rad

Men ziet dat er een perfect parallellisme is tussen de formules van translatie en rotatie. Samen met de hoger gegeven parallellen, ziet men dat de rol van massa overgenomen wordt door het traagheidsmoment, de rol van de kracht door het moment van de kracht.

7.2.7 Translatie versus rotatie

Er is een eenvoudige proef die op een duidelijk manier het verschil aantoont tussen een translarend en een roterend voorwerp. Bij deze proef wordt een fietswiel bevestigd in een vork die kan slingeren rond een as evenwijdig aan de as van het fietswiel en ongeveer boven het wiel.

Als het fietswiel tijdens het slingeren vrij kan draaien t.o.v. de vork, dan zal het wiel een translatie uitvoeren. Er is immers geen enkel moment dat het wiel een rotatie kan geven. Bij de translatie blijft het zelfde punt dus altijd onderaan. Zorgt men dat het wiel niet kan draaien t.o.v. de vork (door een pin tussen de spaken te steken bv.), dan zal het wiel roteren rond het ophangpunt. Bij de rotatie blijft het punt, dat het onderste punt was in de ruststand, steeds in het verlengde van de vork.



(a) Translerend fietswiel



(b) Roterend fietswiel

Figuur 7.7: Translerend versus roterend fietswiel. Het filmpje is te zien op het web.

Bij een translatie wordt de beweging beschreven als de beweging van het massacentrum, waaraan het totale gewicht van het voorwerp wordt toegekend. Als het gewicht van de vork verwaarloosbaar is, dan valt dit slingerende wiel in feite onder de formule van de mathematische slinger. Men heeft dus:

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{l}}$$

De tijd voor 1 periode is dan:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}$$

Bij de rotatie is het een fysische slinger en moet de bewegingsvergelijking voor een roterend voorwerp gebruikt worden:

$$I \frac{d^2\theta}{dt^2} = -r_C mg \sin \theta$$

Met:

I = het traagheidsmoment van de slinger t.o.v. het ophangpunt (eventueel formule van Steiner (7.2.4) gebruiken)

r_C = de afstand van het massacentrum tot het ophangpunt

Met de klassieke benadering voor kleine hoeken, waarbij men $\sin \theta = \theta$ stelt, krijgt men een eenvoudige differentiaalvergelijking, die een harmonische beweging voorstelt met:

$$\omega = \sqrt{\frac{mgr_C}{I}} \quad \dots \text{en dat levert normaal een grotere periode.}$$

Men kan beide periodes opmeten en op die manier duidelijk het verschil tussen de translatie- en de rotatiebeweging vaststellen.

Op de foto's is het wiel opgehangen in een vork die gemaakt is uit dunne repen aluminium, in een L-vorm geplooid voor een grotere stijfheid. Deze repen hebben maar een gewicht van 48 g. Dit is verwaarloosbaar t.o.v. 1,935 kg van het wiel zelf, vooral omdat men, voor het geval van een translaterend wiel, het traagheidsmoment van deze stroken moet vergelijken met het traagheidsmoment van de totale massa van het wiel beschouwd als geconcentreerd op de as. Dan is de bijdrage van deze stroken minder dan 1%.

Gewicht van het wiel: $1,935 \pm 0,003$ kg

Afstand tussen as van het wiel en het ophangpunt: $40,8 \pm 0,1$ cm.

Voor de nauwkeurigheid wordt over verscheidene periodes gemeten (hier 6) en worden de metingen liefst enkele malen herhaald. Dit leverde in dit geval een periode van:

- voor de translatie: $1,28 \pm 0,02$ s

- voor de rotatie: $1,53 \pm 0,02$ s

Dat is een zeer duidelijk verschil!

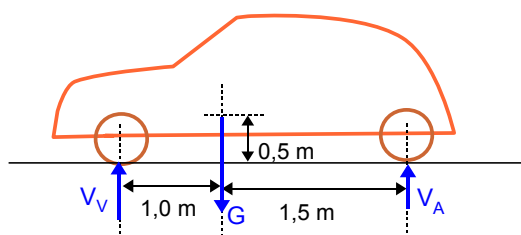
De theoretische waarde voor de translatie is:

$$2\pi\sqrt{0,408/9,81} = 1,28 \pm 0,005 \text{ s, pal op de gemeten waarde.}$$

Een theoretische berekening voor de rotatie is niet mogelijk omdat het traagheidsmoment van het wiel t.o.v. de as niet gekend en niet eenvoudig te bepalen is. De gevonden waarde betekent een traagheidsmoment van het wiel t.o.v. de as, dat kan beschreven worden als een massa van 1,4 kg verspreid over de velg van het wiel ($r=31,2$ cm). Als men het gewicht van de as (met kogellagers) aftrekt van het gewicht van het wiel, dan moet men inderdaad in de buurt van deze waarde komen.

7.2.8 Gevalstudie: het dynamisch gedrag van een auto

7.2.8.1 Vertragen en versnellen in rechte lijn



Figuur 7.8: De modelauto

Als toepassing van wat tot nu toe gezien werd, zal het gedrag van een auto bij versnellen en vertragen in rechte lijn en in een bocht bekeken worden. Er wordt uitgegaan van een kleine middenklasse wagen met een massa van 1000 kg, een wielbasis van 2,5 m en aangedreven op de voorwielen. Er wordt gerekend met een (klassieke) gewichtsverdeling van 60% op de voorwielen en 40% op de achterwielen. Het massacentrum bevindt zich op 0,5 m boven de grond.

Voor 60% van het gewicht op de voorwielen moet de horizontale afstand van de vooras tot het massacentrum

gelijk zijn aan 40% van de wielbasis, d.i. 1 m. De horizontale afstand van massacentrum tot de achteras is dan 1,5 m. Voor de eenvoud wordt $g = 10 \text{ m/s}^2$ genomen (fout kleiner dan 2%). Hiermede wordt het gewicht 10 kN. Hiervan komt dus in rust of bij constante snelheid 6 kN op de vooras en 4 kN op de achteras.

Wanneer de auto versnelt, is er een horizontale kracht F van de grond op de wielen nodig om deze versnelling te veroorzaken. Deze kracht heeft een moment in wijzerzin t.o.v. het massacentrum. Dat moment moet opgevangen worden door een nieuwe verdeling van het gewicht over de verticale reactiekrachten van de grond. Omwille van de elasticiteit van de vering resulteert dat ook in de neus van de wagen die omhoog gaat en de achterzijde die wat daalt. Voor een versnelling van 2 m/s^2 krijgt men volgende vergelijkingen:

- horizontaal: $F = ma = 10^3 \cdot 2 = 2 \cdot 10^3 \text{ N}$
- verticaal: $V_V + V_A - G = 0$
- momentenvergelijking t.o.v. het massacentrum, positief in wijzerzin: $1V_V - 1,5V_A + 0,5F = 0$

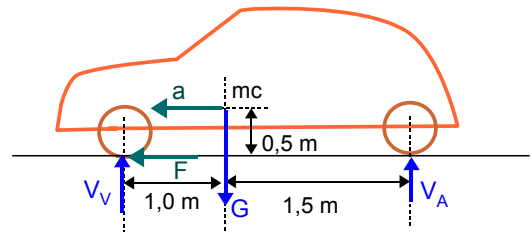
Als men de laatste vergelijking van de vorige aftrekt, krijgt men:

$$2,5V_A = 1G + 0,5F = 10\,000 + 1000 = 11\,000$$

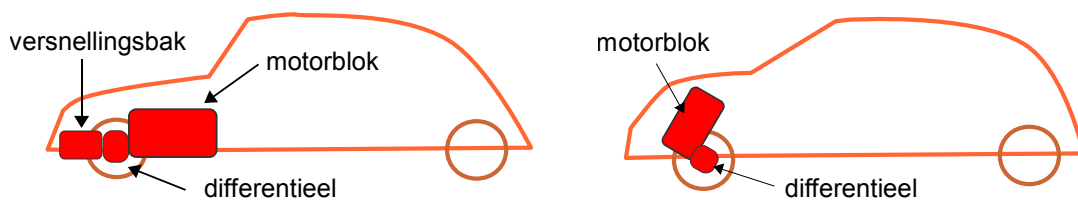
Hieruit volgt: $V_A = 4\,400 \text{ N}$ en $V_V = 5600 \text{ N}$.

In feite moet men eerst de tweede vergelijking met 1 m(eter) vermenigvuldigen als men de dimensies wil laten kloppen. Numeriek is dat natuurlijk niet te zien. Er werd toch maar een coëfficiënt 1 voor G gezet.

Er is dus 400 N minder gewicht op de voorwielen en evenveel meer op de achterwielen. Dit is geen gelukkige situatie voor een voorwielaangedreven wagen. De horizontale kracht F moet immers geleverd worden via de wrijving met de weg. Minder druk op de weg betekent ook kleinere F . Bij de legendarische Citroën Traction Avant (1934) had men het differentieel, vanwaar de aandrijfassen naar de wielen vertrekken, tussen het motorblok en de versnellingsbak geplaatst (zie fig. 7.10) om meer druk op de voorwielen te hebben. Deze aanpak werd ook gevolgd in de 2CV, de Renault R4 en R5. Alhoewel er reeds in de jaren 30 door DKW gewerkt werd met een dwarsgeplaatste tweetaktmotor, was het vooral de revolutionaire Mini (1959), ontworpen door Alec Issigonis, die de dwarsgeplaatste motor populair maakte. De versnellingsbak zat bij deze in het motorcarter. Bij de huidige wagens is die op zijn normale plaats aan het einde van het motorblok bevestigd. Bij een dwarsgeplaatste motor zit het differentieel naast het motorblok, zoveel mogelijk naar het midden toe. Bij kleinere wagens staat de motor voor de (theoretische) vooras, bij grotere motoren ligt de motor iets schuin over de vooras.



Figuur 7.9: Versnellende auto



Figuur 7.10: Motorblok bij voorwielaandrijving

Bij het afremmen gebeurt het omgekeerde: de voorwielen worden zwaarder belast en de achterwielen minder. De remkracht moet evenredig hiermede verdeeld worden over de voor- en achterwielen. De voorwielen zullen dus altijd het grootste werk moeten doen bij het afremmen. Ze zijn dan ook altijd veel zwaarder uitgevoerd. Bij wagens met schijfremmen vooraan en trommelremmen achteraan is er nog het bijkomende probleem dat de remkracht bij schijfremmen lineair stijgt met de druk op het rempedaal, maar bij trommelremmen eerder exponentieel. In zult een systeem zit er altijd een begrenzer op de druk naar de achterwielen om het slippen van de achterwielen te vermijden. Deze regelaar of begrenzer wordt meestal gestuurd door de afstand van achteras tot het chassis, als maat voor de helling van de wagen.

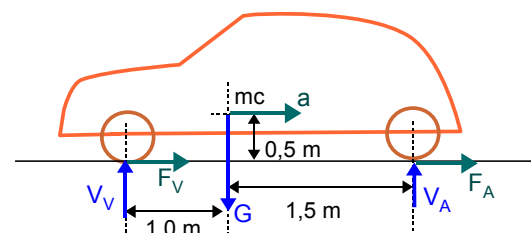
Bij wagens die met ABS uitgerust zijn, moet dat systeem zorgen voor een correcte verdeling van de remkracht.

Gaat men uit van een vertraging van opnieuw 2 m/s^2 , dan krijgt men volgende vergelijkingen:

- horizontaal: $F_V + F_A = ma = 10^3 \cdot 2 = 2 \cdot 10^3 \text{ N}$ maar nu naar rechts gericht
- verticaal: $V_V + V_A - G = 0$
- momentenvergelijking t.o.v. het massacentrum, positief in wijzerzin: $1V_V - 1,5V_A - 0,5(F_V + F_A) = 0$

Men krijgt nu: $2,5V_A = 1G - 0,5 \cdot 2000 = 10\,000 - 1000 = 9\,000 \text{ N}$

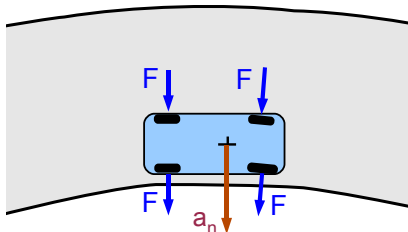
Of: $V_A = 3\,600 \text{ N}$ en $V_V = 6\,400 \text{ N}$



Figuur 7.11: Afremmende wagen

Het resultaat is dat nu de neus van de wagen naar beneden duikt.

7.2.8.2 In de bocht

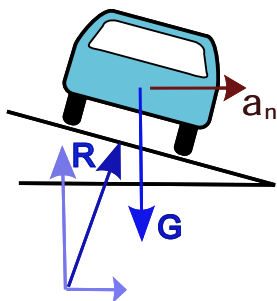


Figuur 7.12: Auto in bocht

Wanneer een auto een bocht neemt, dan moet niet alleen het massacentrum een boog beschrijven maar moet ook de wagen gedraaid worden om zijn eigen as. Wanneer de bocht mooi aangelegd is met een constante straal, dan gebeurt dit draaien met constante hoeksnelheid en is er geen moment nodig. Er moeten dan alleen middelpuntzoekende krachten geleverd worden, die zich samenstellen tot één resultante in het massacentrum. De grootte van deze resultante wordt bepaald door de massa van de wagen en de normale versnelling van het massacentrum. Als men onderstelt dat de wagen van hierboven door een bocht gaat met een straal van 125 m aan een snelheid van 90 km/u (= 25 m/s), dan blijkt er een normale versnelling nodig van $v^2/R = 25^2/125 = 5 \text{ m/s}^2$. Dit vereist een wrijvingscoëfficiënt van 0,5, wat de grens is op een natte baan. Opdat de resultante in het massacentrum zou aangrijpen, moet er

weer een 60/40 verdeling zijn over voor- en achterwielen. Voor beide voorwielen is dat dus 3000 N, voor de beide achterwielen 2000 N. Hierbij wordt ondersteld dat alle krachten evenwijdig zijn. Een wielbasis van 2,5 m op een straal van 125 m levert tenslotte maar een hoek van iets meer dan 1° .

Wanneer men hard gaat remmen, kan de situatie kritisch worden voor de achterwielen. Er moet dan immers ook nog een remkracht in de richting van het wiel geleverd worden, terwijl de druk op de achterwielen zal afnemen. Hierboven werd berekend dat bij een afremmen met 2 m/s^2 de achterwielen een druk van 3600 N zullen uitoefenen.



Figuur 7.13: Helling in bocht

Als de remkracht evenredig met de druk over voor- en achterwielen verdeeld wordt, is dit $2000 \times (3600/10000) = 720 \text{ N}$ voor beide achterwielen samen. Met de middelpuntzoekende kracht van 2000 N wordt dit een totale kracht van $\sqrt{2000^2 + 720^2} = 2126 \text{ N}$. Hiervoor is een wrijvingscoëfficiënt nodig van $2126/3600 = 0,59$! Indien de remverdeling niet optimaal is maar de 60/40 verhouding volgt, zit men aan een wrijvingscoëfficiënt van 0,6. Door hard te remmen verhoogt men dus de kans op uitbreken van de achterwielen. Daarom is de klassieke raad: remmen voor de bocht en eventueel lichtjes accelereren in de bocht. Dit laatste was vooral de raad bij de achterwielaangedreven wagens.

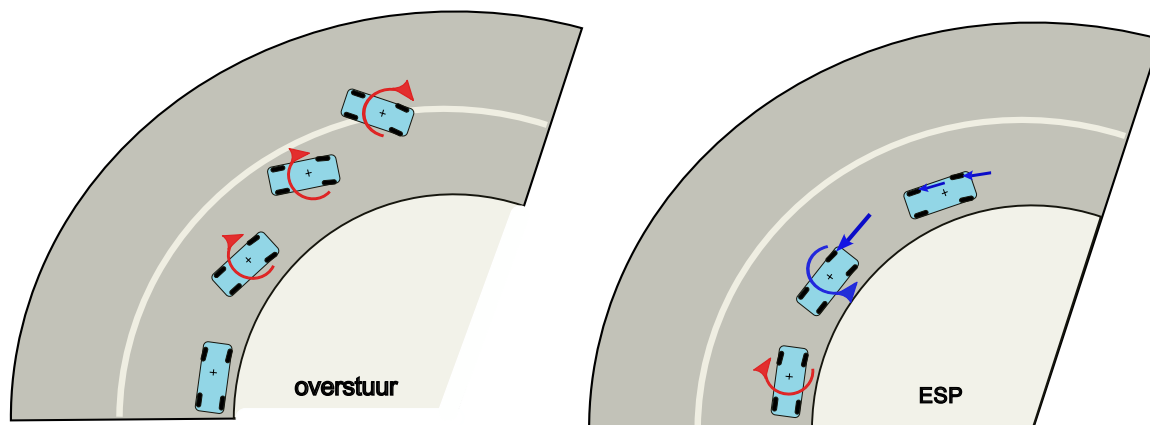
De situatie kan natuurlijk ontmijnd worden door de baan te laten hellen in de bocht. Dan is er een schuine reactie van de grond op de wagen. Bij een juiste keuze van de hoek kan men ervoor zorgen dat

de verticale component hiervan het gewicht opvangt en de horizontale de middelpuntzoekende kracht levert. Voor het geval dat hier beschouwd wordt moet de hellingshoek gelijk zijn aan $\text{atan}(ma/mg) = \text{atan}(a/g) = \text{atan}(5/10) = 26^\circ 34'$. Merk op dat het resultaat onafhankelijk is van de massa van de wagen.

7.2.8.3 Onderstuur, overstuur en ESP

Wanneer een bocht te snel genomen wordt, dan kan een wagen op twee manieren in de fout gaan. Ofwel breekt de achtertrein eerst uit. Dan gaat de wagen tollen in de zin van de bocht (in de figuur dus rechtsom). De wagen zal dus meer draaien dan nodig is. Daarom noemt men dit gedrag **overstuur**. Dit is het meest frequente gedrag. Ofwel breken de voorwielen eerst uit. Dan draait de wagen minder dan nodig is. Men noemt dit dan ook **onderstuur**.

Wanneer de achterwielen hun greep op de weg verliezen, zal waarschijnlijk ook de totale wrijvingskracht te klein zijn om het massacentrum in de gewenste baan te houden. De wagen begint dan naar de buitenkant van de bocht te schuiven. Het resultaat is dat een onervaren bestuurder de neiging heeft om de wagen meer naar de binnenkant van de bocht te sturen, dus voor de figuur rechtsom. Daarmee versterkt hij echter nog het tollen van de wagen en loopt de zaak volledig uit de hand. Wat moet gebeuren is



Figuur 7.14: Overstuur en bijsturing door ESP

tegensturen, d.i. tegen de zin van het toeren van de wagen in sturen, hier dus naar links. Daarmee zal men wel een beetje naar links opschuiven maar het is de enige manier om het toeren te stoppen. Om het eenvoudig te onthouden: als de achterwielen van uw wagen de voorwielen willen voorbijsteken, dan moet je de voorwielen terug voor achterwielen brengen. Of nog: men moet blijven sturen in de richting die men wil volgen.

Vele huidige wagens zijn uitgerust met een elektronisch systeem om het uitbreken te verhinderen. Dit systeem heet "*Electronic Stability Program*" of kortweg **ESP**. Dit systeem is gecombineerd met het ABS systeem, dat het slippen van de wielen bij hevig remmen moet vermijden. Het ESP systeem houdt de hoeksnelheid van de wagen continu in de gaten. Wanneer het systeem vaststelt dat de achterwielen willen uitbreken (rode gekromde pijl op de rechtse figuur), zal het de gasklep wat terugdraaien om de snelheid te minderen en het buitenste voorwiel afremmen (blauwe pijl). Op die manier ontstaat een moment t.o.v. het massacentrum (blauwe gekromde pijl) dat het toeren van de wagen tegengaat en de wagen op de voorzien koers houdt. Eventueel zal men op beide wielen aan de buitenkant van de bocht ingrijpen. Als het toeren veroorzaakt wordt door te hard remmen in de bocht, dan kan het systeem ook de remdruk op de wielen aan de binnenkant van de bocht verminderen.

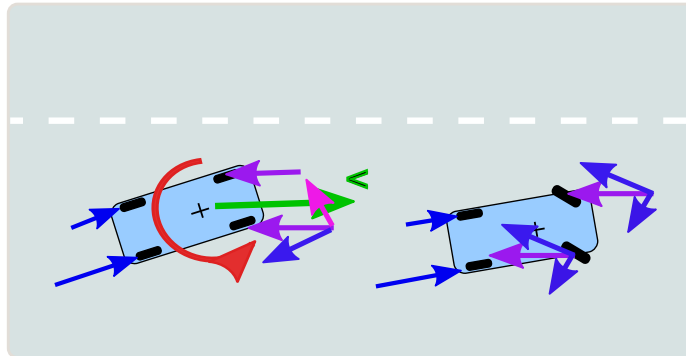
Bij onderstuur verliezen de voorwielen hun greep op de weg en zou de wagen op figuur linksom beginnen toeren. In dat geval zal er op het achterwiel aan de binnenkant van de bocht geremd worden om een tegenwerkend moment te veroorzaken.

Door de elasticiteit van de band, treedt er in alle richting een zekere slip op tussen de theoretische en de werkelijke beweging van het wiel. Bij een snel genomen bocht zal het voorwiel niets meer gedraaid zijn dan de weg die het wiel effectief volgt. Dit komt omdat er een klein verschil is tussen de richting van de velg en de richting van het contactvlak met de baan. Bij het sterk versnellen zal de band voor dit contactvlak samengedrukt worden. De velg zal dus iets sneller draaien dan de omtrek van de band. Het omgekeerde gebeurt bij sterk remmen. Dan wordt de band uitgerokken voor het contactvlak en samengedrukt erachter, zodat de velg trager draait dan de omtrek van de band. Het zijn feitelijk vooral de schommelingen in die slip die de elektronica toelaten om een kritieke situatie te herkennen voor het uit de hand loopt.

7.2.8.4 Gladde baan

Het is bekend dat een voorwielaangedreven wagen beter onder controle te houden is op een gladde baan dan de normale achterwielaangedreven wagen (er wordt hier niet gesproken over wagens met de motor in het midden). Om dit te begrijpen moet men beseffen dat, bij een achterwielaangedreven wagen, een kracht op de voorwielen in de richting van het wiel (loodrecht op de as), dat wiel alleen maar zal doen draaien maar voor de rest geen invloed heeft op de wagen. Alleen zijdelingse krachten zullen ook op de wagen overgedragen worden. Wanneer, door een ongelijke kracht van de achterwielen, de wagen zich schuin op zijn bewegingsrichting opstelt (zie figuur hieronder, onderste wagen), dan treedt er op elk voorwiel een kracht op die tegengesteld is aan de snelheid van de auto(paars). Die kracht kan ontbonden worden in een kracht volgens het wiel en een kracht loodrecht op het wiel. Deze laatste

versterkt het tollen van de wagen. Door tegen te sturen doet men krachten ontstaan die het tollen tegenwerken (bovenste wagen). Bij een voorwielaangedreven wagen zullen de zijdelingse krachten op de achterwielen het tollen echter tegenwerken.

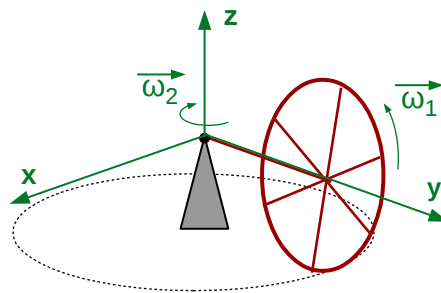


Figuur 7.15: Slippende auto en tegenstuur

7.3 Algemene rotatie

7.3.1 Inleiding

Hierboven werd het geval besproken van de rotatie rond een as met vaste richting. Deze as mag bewegen, maar hij mag niet veranderen van richting. Het werd daar eendimensionale rotatie genoemd. Het is absoluut nodig dat men het begin van dat eerste deel gelezen en begrepen heeft om dit vervolg te kunnen begrijpen. De algemene of driedimensionale rotatie is immers veel ingewikkelder dan de eendimensionale, om verscheidene redenen. Vooreerst speelt alles zich af in 3 dimensies. Die moeten in een perspectieftekening voorgesteld worden. Wie weinig ruimtelijk inzicht heeft kan hiermede problemen hebben. Vervolgens gedragen de systemen die hier beschouwd worden, zich absoluut niet zoals men intuïtief verwacht. En tenslotte moet men om alles in formules te gieten beroep doen op meer gevorderde wiskunde, zoals vectoriële producten en matrices. Normaal behoort deze stof tot de universitaire opleidingen. Er zal toch geprobeerd worden om aan iedereen enig inzicht in de fenomenen te geven.



Figuur 7.16: Eerste voorbeeld: rollend wiel

Eerst zal een eerder **kwalitatieve beschrijving** en verklaring gegeven worden van een paar fenomenen en daarna een meer grondige wiskundige aanpak.

De figuur 7.16 geeft een eenvoudig voorbeeld van een situatie waarbij de eendimensionale aanpak niet meer werkt. De rotatie-as van het wiel verandert voortdurend van richting. Dit valt dus niet onder de vorige formules.

7.3.2 Basiswet

Men kan het rechterlid van de wet van Newton schrijven als $m \cdot a$, maar ook als de afgeleide van de impuls $p = m \cdot v$ als:

$$\sum_i \vec{F}_i = \frac{d\vec{p}}{dt}$$

Op analoge manier is de basiswet voor de rotatie te schrijven als (afleiding infra):

$$\sum_i M_P \vec{F}_i = \frac{d\vec{L}_P}{dt}$$

of in woorden: **de som van de momenten van de uitwendige krachten moet gelijk zijn aan de verandering van het impulsmoment**.

Bij de eendimensionale rotatie moet men het moment nemen van alle krachten t.o.v. de rotatie-as. Hier moet men het moment nemen t.o.v. een punt P. Dit punt moet een stilstaand punt zijn of het massacentrum. Er is nog een derde mogelijkheid, nl. een punt waarvan de snelheid evenwijdig is aan de snelheid van het massacentrum. Dit is meestal maar een tijdelijke situatie, die niet kan gebruikt worden voor het opstellen van differentiaalvergelijkingen. Daarom wordt ze meestal niet vermeld. Voor de eenvoud van de formules voert men normaal een assenkruis in zodat dat punt P de oorsprong van het assenkruis is. Het moment van een kracht wordt dan gegeven door het vectoriële product van de positievector van het aangrijpingspunt van die kracht met de kracht.

De praktische berekening van het rechterlid wordt hieronder nog verder uitgewerkt.

Afleiding

Voor één massa zegt de wet van Newton:

$$\sum \vec{F}_i = m\vec{a}$$

Wanneer men het moment neemt van beide leden t.o.v. de oorsprong dan bekomt men nog altijd een gelijkheid want de positievector voor het linker- en het rechterlid is dezelfde:

$$\vec{r} \times \sum \vec{F}_i = \vec{r} \times m\vec{a}$$

Wanneer men een verzameling van puntmassa's beschouwt, de wet van Newton op elke massa toepast en dan het moment neemt van beide leden en alles lid aan lid optelt, bekomt men:

$$\sum \vec{r}_i \times \vec{F}_i = \sum \vec{r}_i \times m_i \vec{a}_i \quad (1)$$

Men zou normaal een dubbele som moeten invoeren voor de krachten, maar men kan het ook bij één som houden, waarbij sommige $\vec{r}_i$ dezelfde zullen zijn. Bedenk dat de index i in het linkerlid niets te maken heeft met de index i in het rechterlid. De krachten kan men verdelen in uitwendige en inwendige krachten, d.i. krachten tussen de massa's onderling. De inwendige krachten vormen die krachten actie-reactiekoppels, die op dezelfde drager liggen. Daardoor valt het moment van de krachten uit een koppel krachten tegen elkaar weg. Men moet dus alleen rekening houden met de uitwendige krachten.

Anderzijds zou men het rechterlid willen schrijven als de afgeleide van het impulsmoment L , nl. $\vec{L} = \sum_i \vec{r}_i \times m_i \vec{v}_i$. Als men hiervan de afgeleide neemt, dan bekomt men twee sommen. De vraag is nu in welke gevallen dit zich herleidt tot één som zoals in de betrekking hierboven. Om dit volledig algemeen te bekijken, kan men het moment nemen t.o.v. een willekeurig punt P , dat niet noodzakelijk moet stilstaan. Als $\vec{r}_P$ de positievector is van P t.o.v. de oorsprong en $\vec{r}_i$ de positie van het i -de punt t.o.v. de oorsprong, dan is de positie van dit punt t.o.v. P gegeven door:

$$\vec{r}_{iP} = \vec{r}_i - \vec{r}_P$$

En het impulsmoment t.o.v. P wordt:

$$\sum_i (\vec{r}_i - \vec{r}_P) \times m_i \vec{v}_i$$

Als men dit differentieert krijgt men:

$$\sum_i (\vec{v}_i - \vec{v}_P) \times m_i \vec{v}_i + \sum_i (\vec{r}_i - \vec{r}_P) \times m_i \vec{a}_i$$

De eerste term kan herschreven worden in 2 termen:

$$\sum_i \vec{v}_i \times m_i \vec{v}_i - \vec{v}_P \times \sum_i m_i \vec{v}_i + \sum_i (\vec{r}_i - \vec{r}_P) \times m_i \vec{a}_i$$

Hierin is de eerste term = 0 want een vectorieel product van een vector met zichzelf is 0.

- De tweede term is zeker ook 0 als **P een stilstaand punt** is. Bemerkt dat het geen belang heeft of P een versnelling heeft, alhoewel men in dat geval het punt alleen kan gebruiken voor een ogenblikkelijke berekening en niet voor het opstellen van een differentiaalvergelijking.
- De tweede term is ook 0 als de snelheid van P evenwijdig is aan de snelheid van het massacentrum. Uit de definitie van het massacentrum volgt immers :

$$\sum_i m_i \vec{v}_i = (\sum_i m_i) \vec{v}_C$$

- De tweede term is tenslotte ook 0 als **P het massacentrum** is. Dan is immers $\vec{v}_P = \vec{v}_C$. De term $\vec{r}_i - \vec{r}_P$ is dan de **relatieve positie van elk punt t.o.v. het massacentrum**. Dit zal hier opnieuw, zoals in 7.1.3, aangeduid worden als $\vec{r}_i^r$.

In de laatste term staan nu nog de afgeleiden van de absolute snelheden. Het zou logischer zijn om voor het impulsmoment ook te werken met de relatieve snelheden. Het blijkt dan men bij het berekenen van het impulsmoment t.o.v. het massacentrum, zowel met de absolute als met de relatieve snelheden mag werken. Men heeft:

$$\vec{L} = \sum_i \vec{r}_i^r \times m_i (\vec{v}_C + \vec{v}_i^r) = \sum_i m_i \vec{r}_i^r \times \vec{v}_C + \sum_i \vec{r}_i^r \times m_i \vec{v}_i^r$$

De eerste term hierin is 0 want bij positiebepaling t.o.v. het massacentrum geldt:

$$\sum_i m_i \vec{r}_i^r = m \vec{r}_C^r = 0$$

7.3.3 Traagheidstensor

De notie van impulsmoment kwam ook reeds voor bij eendimensionale rotatie hierboven (7.2.6.1). Daar werd het impulsmoment geschreven als $L = I\omega$. In het algemene geval moet men teruggrijpen naar de definitie als som van de momenten van de impulsen van alle (punt)massa's t.o.v. een punt:

$$\vec{L} = \sum_i \vec{r}_i \times m_i \vec{v}_i$$

Bij een onvervormbaar voorwerp kan men die $\vec{v}_i$ schrijven in functie van de hoeksnelheid ω m.b.v. een **vectorieel product** als $\vec{v}_i = \vec{\omega} \times \vec{r}_i$. Als men dat invoert in de vorige formule (zie afleiding infra) krijgt men een resultaat dat kan voorgesteld worden, mits de complexiteit een beetje te verschuiven, als:

$$\vec{L} = \begin{bmatrix} I_{xx} & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{yx} & I_{yy} & -I_{yz} \\ -I_{zx} & -I_{zy} & I_{zz} \end{bmatrix} \begin{vmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{vmatrix}$$

De 3 x 3 matrix noemt men de **traagheidstensor**. Men spreekt van een **tensor** omwille van de manier waarop de elementen veranderen bij verandering van het assenkruis. In elke element zit 2x een positie verwerkt, zodat de elementen bij bv. een rotatie van het assenkruis op een andere manier zullen veranderen dan de componenten van een vector. Deze traagheidstensor kan gevisualiseerd worden als een ellipsoïde. Zie op het einde van dit hoofdstuk 7.3.12.2

Afleiding: L als functie van ω

Voor een onvervormbaar voorwerp is het handiger om de hoeksnelheid ω van het voorwerp en de totale massa te kunnen gebruiken. Hiervoor wordt elke v_i herschreven als $\vec{v}_i = \vec{\omega} \times \vec{r}_i$. De impulsmomentvector wordt dan:

$$\vec{L} = \sum_i \vec{r}_i \times m_i (\vec{\omega} \times \vec{r}_i)$$

Voor de uitwerking kan men eerst $\vec{\omega} \times \vec{r}_i$ schrijven als $\vec{v}_i$. Men bekomt dan:

$$\vec{r}_i \times \vec{v}_i = (y_i v_{zi} - z_i v_{yi})\vec{i} + (z_i v_{xi} - x_i v_{zi})\vec{j} + (x_i v_{yi} - y_i v_{xi})\vec{k}$$

Op analoge manier is

$$\vec{v}_i = \vec{\omega} \times \vec{r}_i = (\omega_y z_i - \omega_z y_i)\vec{i} + (\omega_z x_i - \omega_x z_i)\vec{j} + (\omega_x y_i - \omega_y x_i)\vec{k}$$

Voor de x-component van $\vec{L}$ vindt men:

$$\begin{aligned} L_x &= \sum_i m_i [y_i (\omega_x y_i - \omega_y x_i) - z_i (\omega_z x_i - \omega_x z_i)] = \sum_i m_i (y_i^2 \omega_x - x_i y_i \omega_y - x_i z_i \omega_z + z_i^2 \omega_x) \\ &= \sum_i m_i [(y_i^2 + z_i^2) \omega_x - x_i y_i \omega_y - x_i z_i \omega_z] \end{aligned}$$

Op analoge manier krijgt men:

$$\begin{aligned} L_y &= \sum_i m_i [-x_i y_i \omega_x + (x_i^2 + z_i^2) \omega_y - x_i z_i \omega_z] \\ L_z &= \sum_i m_i [-x_i z_i \omega_x - y_i z_i \omega_y + (x_i^2 + y_i^2) \omega_z] \end{aligned}$$

Men stelt:

- $I_{xx} = \sum m_i (y_i^2 + z_i^2) = \int (y_i^2 + z_i^2) dm$ is het **traagheidsmoment t.o.v. de x-as**.
De term tussen de haakjes is immers de loodrechte afstand van m_i naar de x-as.
- $I_{xy} = \sum m_i x_i y_i = \int xy dm$ is een **traagheidsproduct**.

en analoog voor de andere elementen. Het is duidelijk dat $I_{xy} = I_{yx}$

Hiermede kan de uitdrukking voor $\vec{L}$ geschreven worden als een matrixproduct van een **traagheidstensor** I met de hoeksnelheid ω :

$$\vec{L} = \begin{bmatrix} I_{xx} & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{yx} & I_{yy} & -I_{yz} \\ -I_{zx} & -I_{zy} & I_{zz} \end{bmatrix} \begin{vmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{vmatrix}$$

Deze traagheidstensor is een symmetrische matrix: $I_{ij} = I_{ji}$. Soms worden de traagheidsproducten hier zonder minteken genoteerd. Dan wordt er een minteken ingevoerd bij de definitie ervan.

— Einde van de afleiding —

Het is altijd mogelijk om een assenkruis te kiezen, **vast verbonden aan het voorwerp**, zodat deze matrix vereenvoudigd wordt tot een **diagonaalmatrix**. Hiermede is $\vec{L}$ eenvoudig te berekenen als: {

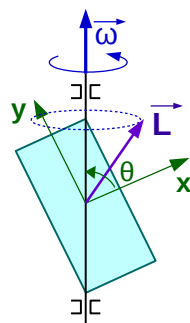
$$\vec{L} = \begin{bmatrix} I_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & I_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & I_{zz} \end{bmatrix} \begin{vmatrix} \omega_x \\ \omega_y \\ \omega_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} I_{xx}\omega_x \\ I_{yy}\omega_y \\ I_{zz}\omega_z \end{vmatrix}$$

Het assenkruis waarin men deze eenvoudige vorm bekomt heet een **hoofdtraagheidsassenkruis** en de assen ervan zijn **hoofdtraagheidsassen**. In het voorbeeld hieronder werd een schuin assenkruis gebruikt omdat de assen dan hoofdtraagheidsassen zijn. Verder wordt nog uitvoerig gehandeld over hoofdtraagheidsassen.

Het traagheidsmoment uit de eendimensionale rotatie komt overeen met het element I_{zz} , het traagheidsmoment t.o.v. de z-as. Het algemene geval is dus minstens 3x zo ingewikkeld als het eendimensionale. Zie [traagheidsmoment](#) voor tabellen met de traagheidsmomenten van enkel voorwerpen.

Uit bovenstaande formule volgt ook dat indien $\vec{\omega}$ volgens een hoofdtraagheidsas ligt, ook $\vec{L}$ volgens dezelfde as zal liggen. Indien echter $\vec{\omega}$ een willekeurige richting heeft, zal $\vec{L}$ normaal niet meer dezelfde richting hebben als $\vec{\omega}$. Kijk bv. naar de situatie in de figuur 7.17.

Rechthoek draaiend rond diagonaal



z-as loodrecht op het blad en naar u toe.

Daar $I_{xx} > I_{yy}$ zal $\vec{L}$ niet de richting hebben van $\vec{\omega}$, maar dichterbij de x-as liggen.

Gevolg: tijdens het draaien beschrijft $\vec{L}$ een kegel rond $\vec{\omega}$.

Figuur 7.17: Rechthoekige plaat draaiend rond diagonaal

Een vector die ronddraait is een veranderende vector. Volkomen algemeen geldt dat als de grootte van de vector ongewijzigd blijft maar de richting continu verandert, als de vector ronddraait, de afgeleide loodrecht staat op die vector. Het meest bekende geval is de beweging met constante snelheid van een punt op een cirkel. De positievector van dat punt draait rond en de snelheidsvector is steeds loodrecht op de positievector. Hier draait de impulsmomentvector rond. De afgeleide ervan zal de richting hebben van de snelheid van de top van deze vector en zal zelf ook mee ronddraaien met de impulsmomentvector. Deze situatie vraagt een voortdurende inwerking van een uitwendig moment volgens de afgeleide van de impulsmomentvector, dus loodrecht op $\vec{L}$.

Deze elementen zijn voldoende om een reeks interessante effecten te bespreken.

7.3.4 Gyroscopisch effect

Er wordt even teruggekeerd naar het rollend wiel (fig. 7.16). Het impulsmoment heeft een component volgens de z-as veroorzaakt door ω_2 en een component volgens de y-as veroorzaakt door ω_1 . De z-component is constant, alleen de y-component draait rond. De top ervan heeft, in de getekende stand, een snelheid evenwijdig aan de x-as en volgens de positieve zin ervan. Volgens de basiswet van de rotatie moet er een uitwendig moment geleverd worden in dezelfde richting en zin.

Op het wiel grijpen volgende krachten aan:

- het gewicht in het [massacentrum](#)
- een tegengestelde kracht van de grond om die op te vangen.

De som van deze beide krachten is nul en men kan ze verder vergeten.

Er is ook nog een kracht nodig die het centrum van het wiel naar binnen trekt en zo de middelpuntzoekende versnelling kan veroorzaken. Deze levert geen moment t.o.v. de oorsprong.

Het uitwendige moment kan alleen geleverd worden door een koppel van supplementaire krachten, één van de grond op het wiel (omhoog) en één in de bevestiging in de oorsprong (omlaag). Door de rotatie gaat het wiel dus harder op de grond drukken.

Wanneer men het wiel maar aan 1 zijde ondersteunt, krijgt men een zeer eigenaardige reactie (zie figuur hiernaast). Het gewicht en de reactie in het steunpunt vormen een koppel met moment M , voor te stellen als een vector die horizontaal en naar achter gericht is (rechtsdraaiende schroef). Volgens de basiswet moet de punt van de impulsmomentvector nu ook naar achter bewegen. Hij moet rond een verticale as beginnen draaien. Men noemt deze rotatie ook de **precessie**. Waar een wiel dat niet draait gewoon zou vallen, begint een draaiend wiel rond te draaien. Op het einde vindt men links naar video's van dit fenomeen.

Men krijgt zo de eigenaardige situatie dat een moment loodrecht op $\vec{L}$ een rotatie uitlokt die opnieuw loodrecht staat op $\vec{L}$ en $\vec{M}$. Dit eigenaardige gedrag staat bekend als **gyroscopisch effect**. Men kan het ook beschrijven als het feit dat, als men een kracht uitoefent op de as van een snel draaiend voorwerp, de as niet zal draaien in de richting van de kracht maar in een richting loodrecht erop, nl. in de richting van het moment van de kracht.

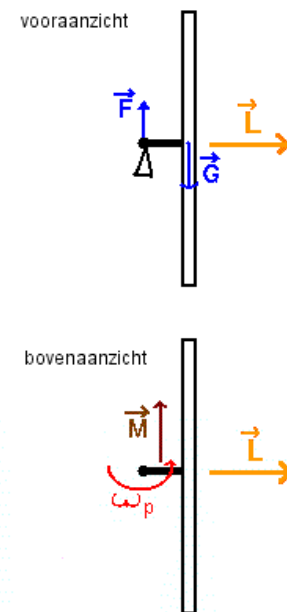
Omgekeerd: als men een snel draaiend voorwerp doet draaien om een as loodrecht op zijn rotatie, dan reageert het door te proberen weg te draaien volgens een rotatierichting loodrecht op de beide. Dit kan men gemakkelijk zelf vaststellen. Als men een draaiend fietswiel vasthoudt aan de uiteinden van de as, met de as horizontaal, en men probeert het wiel te kantelen om de as verticaal te brengen, dan voelt men een eigenaardige reactie van het wiel. Als men probeert om één uiteinde omhoog en het ander omlaag te brengen, dan oefent men een koppel uit als op de figuur hiernaast. Het wiel zal proberen rond een verticale as te draaien. Normaal probeert men ogenblikkelijk om die ongewenste beweging te stoppen, wat betekent dat men nu horizontale krachten gaat uitoefenen op de as. Dat is precies wat nodig is om het wiel te doen kantelen, wat het dan ook zal doen.

Een snel draaiend voorwerp laat veel moeilijker zijn richting veranderen dan een niet-draaiend voorwerp: er moet een groter moment op uitgeoefend worden en in een andere richting. Daarom geeft men kogels en andere projectielen een draaiende beweging. Daarom ook geeft men aan een discus of een frisbee een roterende beweging mee.

Wanneer een fietser bij het nemen van een bocht naar de binnenzijde van de bocht leunt, dan veroorzaken zijn gewicht en de verticale reactie van de grond ook een koppel dat de fietswielen de bocht doet nemen. De wielen van een fiets draaien echter niet snel en wegen niet veel, zodat dit effect niet zo belangrijk is. De situatie is totaal anders bij motoren. Daar draaien de wielen wel snel en ze zijn veel zwaarder. Motorrijders gebruiken het gyroscopisch effect op 2 manieren: om hun motor te doen hellen en om hem de bocht te doen nemen. Vanaf snelheden boven de 40 km/u zal een motorrijder bij het ingaan van de bocht een duwtje geven op zijn stuur in tegengestelde richting van de bocht. Dit zal het voorwiel niet doen draaien maar wel doen kantelen volgens de langsas van de motor. Als de motorrijder dan mee gaat hellen, creëert hij opnieuw een koppel dat helpt om zijn motor door de bocht te draaien.

Het gyroscopisch effect zorgt ook voor supplementaire krachten op de lagers van de turbines van straalvliegtuigen als die een bocht nemen.

Het effect wordt natuurlijk ook gebruikt in **gyroscopen** voor automatische besturing en in het **gyrokompas**. Voor wie filmpjes en veel meer informatie wil over het gyroscopisch effect in allerlei toepassingen kan vertrekken van <http://www.gyroscopes.org/>



Figuur 7.18: Precessiebeweging

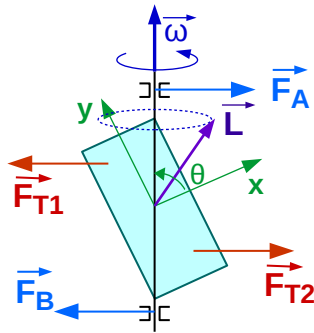
7.3.5 Trillende autowielen

Wanneer men een nieuwe band laat zetten op een autowiel, dan wordt dat thans ook altijd uitgebalanceerd om te vermijden dat het wiel bij hoge snelheid gaat trillen. Waarvoor dit nodig is kan men begrijpen

aan de hand van het tweede voorbeeld, de rechthoekige plaat die draait rond een diagonaal. De L-vector verandert voortdurend van richting en dat vraagt een moment loodrecht op de rotatie-as en de L-vector. Dit moment moet geleverd worden door 2 krachten in de lagers: de krachten F_A en F_B op de figuur hiernaast. Die krachten moeten meedraaien met de plaat.

Rechthoek draaiend rond diagonaal

ω constant, θ constant



z-as loodrecht op het blad en naar u toe.

Figuur 7.19: Rechthoekige plaat draaiend rond diagonaal

Men kan de noodzaak van deze krachten ook begrijpen als men denkt in termen van middelpuntvliedende krachten (of traagheidskrachten). Wanneer de rechthoek draait, zullen de delen naast de as naar buiten willen bewegen alsof er een kracht F_{T1} en F_{T2} op werkt. Deze krachten moeten opgevangen worden door F_A en F_B . Men kan ook begrijpen dat als de plaat kon draaien rond haar middelpunt, ze zou draaien tot ze horizontaal ligt. Dan liggen de beide middelpuntvliedende krachten in elkaars verlengde en veroorzaken geen rotatie meer (moment is nul). Dan draait de rechthoek ook volgens een hoofdtraagheidsas en ligt L volgens de rotatie-as.

Conclusie: een voorwerp probeert altijd volgens een hoofdtraagheidsas te draaien. Als dat niet het geval is moeten er voortdurende krachten op uitgeoefend worden om het in de gevraagde positie te houden. Wanneer er enige elasticiteit is in de bevestiging zal dat aanleiding geven tot trillen of slingeren.

Bij een niet uitgebalanceerd wiel valt de hoofdtraagheidsas van het wiel niet samen met de rotatie-as (die dan natuurlijk horizontaal is). Door kleine gewichtjes toe te voegen kan men beide wel doen samenvallen en verdwijnt het trillen.

Bemerk dat de theorie van de ééndimensionale rotatie niets kan zeggen over dit trillen. Bij die theorie kijkt men immers alleen naar de componenten van de verschillende grootheden volgens de rotatie-as. Die theorie zegt niets over wat in de 2 andere dimensies gebeurt.

7.3.6 Hoofdtraagheidsassen

Hierboven werd de meest algemene vorm van de traagheidstensor gegeven met de formules voor de diagonaalelementen.

De nevendiagonaalelementen worden **traagheidsproducten** genoemd en worden berekend als:

$$I_{xy} = \sum m_i \cdot (x_i \cdot y_i) \text{ of als } I_{xy} = \int (x \cdot y) dm$$

Deze tensor is een symmetrische matrix, d.i. $I_{xy} = I_{yx}$.

Nota: Hierboven werden in de traagheidstensor mintekens geplaatst voor de traagheidsproducten. Dan moeten die hier positief gedefinieerd worden. Men kan ook in de traagheidstensor alle elementen als positief noteren en hier dan een minteken voor de traagheidsproducten plaatsen.

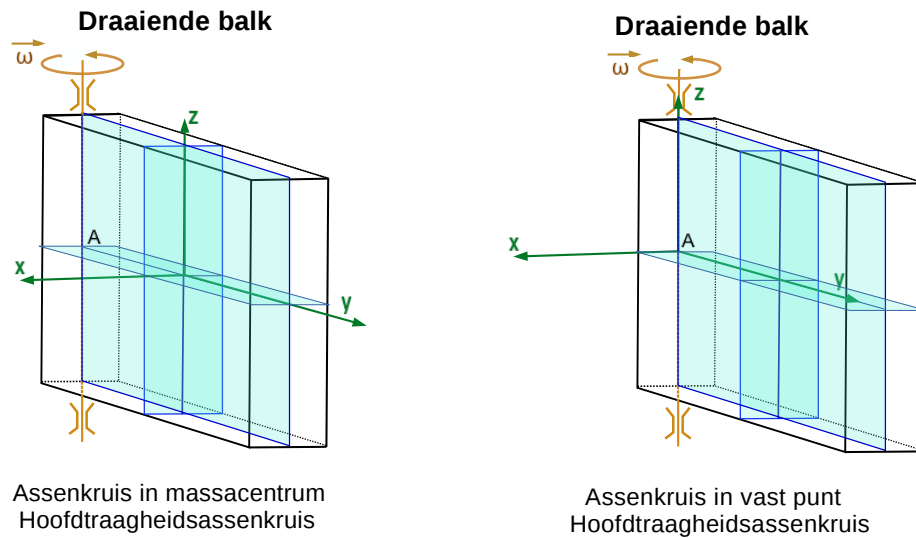
Men kan deze matrix visualiseren als een ellipsoïde (zie 7.3.12.2). Een omwentelingsellipsoïde is het volume dat men bekomt door een ellips rond een hoofdas te laten draaien. Het lijkt dus een beetje op een rugbybal. Een ellipsoïde heeft 3 symmetrievlakken die loodrecht op elkaar staan. De snijlijnen van deze vlakken vormen 3 symmetrieassen. Als men deze assen gebruikt voor het opstellen van de vergelijking van de ellipsoïde bekomt men de eenvoudigste vorm. Evenzo leidt het gebruik van deze assen om de traagheidstensor te bepalen tot de eenvoudige diagonaalkvorm. Een traagheidstensor kan men dus altijd herleiden tot een diagonaalkvorm mits een gepast assenkruis te kiezen. Hoe dit in een algemeen geval kan uitgewerkt worden, wordt uitgelegd op het einde van dit hoofdstuk in 7.3.13.3, diagonaliseren van de traagheidstensor.

Wanneer een voorwerp zelf symmetrie-elementen bevat, dan kan men op basis daarvan een hoofdtraagheidsassenkruis vinden. De regels hiervoor zijn:

- elke symmetrieas is een hoofdtraagheidsas, waar men ook de oorsprong kiest op die as;

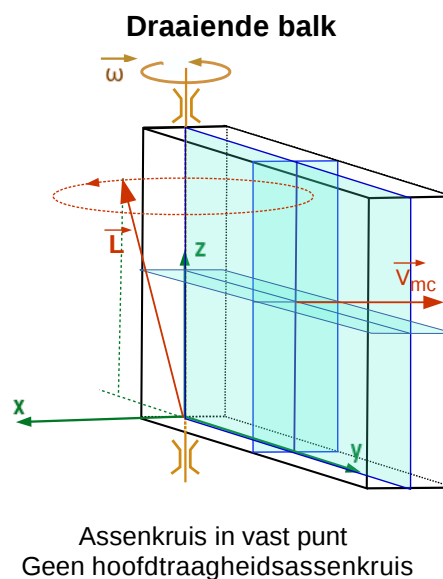
- een as loodrecht op een symmetrievlak is een hoofdtraagheidsas als de oorsprong in het symmetrievlak ligt.

Om een assenkruis te gebruiken voor berekeningen volgens bovenstaande formules, moet de oorsprong van het assenkruis echter in het **massacentrum** vallen of in een **stilstaand punt**.



Figuur 7.20: Hoofdtraagheidsassenkruisen

Men kan dit illustreren m.b.v. een homogene rechthoekige balk (fig. 7.20). Zulk een balk heeft drie symmetrievlakken, die 3 symmetrieassen bepalen. Deze snijden elkaar in het massacentrum. Deze symmetrieassen kan men dus gebruiken als hoofdtraagheidsassen (eerste figuur). Wanneer men de oorsprong van het assenkruis horizontaal verplaatst naar A, dan blijft het een hoofdtraagheidsassenkruis: de y-as is een symmetrieas, de x- en z-assen staan loodrecht op een symmetrievlak en de oorsprong ervan ligt in het symmetrievlak (rechtse figuur). Men kan de traagheidsmomenten volgens x- en z-as berekenen met de formule van Steiner uit de traagheidsmomenten voor de assen door het massacentrum. Echter voor de berekeningen is alleen het punt A bruikbaar want alleen dat is een stilstaand punt.



Figuur 7.21: Geen hoofdtraagheidsassenkruis bij balk

Wat gebeurt er als men het onderste hoekpunt als oorsprong neemt? Dat is een stilstaand punt, maar

dan heeft men geen hoofdtraagheidsassenkruis meer. Alleen de x-as is nog een hoofdtraagheidsas. De x-as staat loodrecht op een symmetrievlak en begint in dat symmetrievlak. Dat betekent dat er voor elk punt met coördinaten (x,y,z) er een punt bestaat met zelfde y en z maar tegengestelde x. De traagheidsproducten met een x-coördinaat erin zullen dus 0 worden:

$$\sum m_i \cdot (x_i \cdot y_i) = \sum m_i \cdot (x_i \cdot z_i) = 0$$

Enkel de traagheidsproducten $I_{yz} = I_{zy}$ zullen verschillen van 0. Men kan ze berekenen als (met h=hoogte, b=breedte en d=dikte van de balk):

$$I_{yz} = - \int (y \cdot z) dm = - \int_{-d/2}^{d/2} \int_0^b \int_0^h x \cdot y \cdot \rho \, dz dy dx = - \frac{mhb}{4}$$

De impulsmomentvector L wordt dan:

$$\vec{L} = \begin{bmatrix} I_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & I_{yy} & -\frac{mhb}{4} \\ 0 & -\frac{mhb}{4} & I_{zz} \end{bmatrix} \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ \omega \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0 \\ -\frac{mhb\omega}{4} \\ m\omega(\frac{b^2}{3} + \frac{d^2}{12}) \end{vmatrix}$$

Deze impulsmomentvector heeft dus een y-component en zal dus ronddraaien met de balk.

I_{zz} t.o.v. het hoekpunt werd hierbij afgeleid uit I_{zz} t.o.v. het massacentrum m.b.v. de formule van Steiner (7.2.4)

T.o.v. het massacentrum:

$$I_{zz,C} = \frac{m}{12}(b^2 + d^2)$$

T.o.v. het hoekpunt:

$$I_{zz,P} = \frac{m}{12}(b^2 + d^2) + \frac{mb^2}{4} = m \left(\frac{b^2}{3} + \frac{d^2}{12} \right)$$

Er is nog een andere manier om L te berekenen. Volgens de verplaatsingsformule of de formule van König (7.1.5) moet L in het onderste hoekpunt gelijk zijn aan de L berekend in het massacentrum vermeerderd met het moment van de impuls van het massacentrum t.o.v. dat hoekpunt. In formules:

$$\vec{L} = \vec{L}_{mc} + \vec{r}_{mc} \times m\vec{v}_{mc} = I_{zz,C}\omega\vec{k} + \begin{bmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & \frac{b}{2} & \frac{h}{2} \\ -m\frac{b}{2}\omega & 0 & 0 \end{bmatrix} = \frac{m}{12}(b^2 + d^2)\omega\vec{k} - \frac{mhb\omega}{4}\vec{j} + \frac{mb^2\omega}{4}\vec{k} =$$

$$-\frac{mhb\omega}{4}\vec{j} + m\omega \left(\frac{b^2}{3} + \frac{d^2}{12} \right) \vec{k}$$

Met een totaal andere aanpak bekomt men precies hetzelfde als het vorige, zoals het hoort.

7.3.7 Het rechterlid: de afgeleide van L

Opdat de traagheidstensor onafhankelijk zou zijn van de tijd (tenminste bij onvervormbare voorwerpen), heeft men een assenkruis gebruikt vast verbonden aan het voorwerp. Als men de afgeleiden van de impulsmomentvector L berekent door differentiëren van de componenten in dat assenkruis, heeft men alleen de verandering van L binnen dat assenkruis. Men noemt dit de **relatieve verandering**. Om de **absolute verandering** te hebben, d.i. zoals iemand die ziet die buiten het assenkruis staat, moet men nog rekening houden met het feit dat de impulsmomentvector mee ronddraait met het assenkruis, meegesleept wordt met de beweging van het assenkruis. Als een vector ronddraait beschrijft zijn eindpunt een cirkel. Bij een vlak systeem wordt de snelheid van een punt op een cirkel gegeven als $r\omega$. In 3 dimensies moet men een vectorieel product gebruiken: $\vec{v} = \vec{\omega} \times \vec{r}$. Dit levert als uiteindelijke formule:

$$\frac{d\vec{L}}{dt}|_{abs} = \frac{d\vec{L}}{dt}|_{rel} + \vec{\omega}_{assenkruis} \times \vec{L}$$

De tweede term in deze formule kan men de sleepverandering noemen.

De **basiswet voor de driedimensionale rotatie** wordt dan:

$$\sum_i M \vec{F}_i = \frac{d\vec{L}}{dt}|_{rel} + \vec{\omega}_{assenkruis} \times \vec{L}$$

De uitwerking van deze formule in projecties op de 3 assen wordt de **vergelijkingen van Euler** genoemd. Ze kunnen ook via andere wegen bekomen worden. Ze worden hier niet gegeven omdat het efficiënter is om van de vectoriële vorm te vertrekken voor berekeningen. Men ziet dan veel sneller welke termen 0 zijn en wat de nuttige berekeningen zijn die men moet maken.

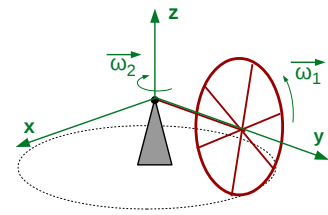
Bij de voorbeelden die tot nu toe gezien werden zijn de projecties van $\vec{L}$ in het bewegend assenkruis constant. De eerste term, de relatieve verandering is dus telkens 0. De sleepverandering wordt voor het 2e voorbeeld (fig. (7.17)):

$$\vec{\omega}_{\text{assenkruis}} \times \vec{L} = \begin{bmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \omega_x & \omega_y & 0 \\ L_x & L_y & 0 \end{bmatrix} = (I_{yy} - I_{xx})\omega_x\omega_y \vec{k}$$

Daar I_{xx} groter is dan I_{yy} ligt dat resultaat volgens de negatieve z-as. De punt van $\vec{L}$ beweegt op het getekende ogenblik inderdaad naar achter.

Er is één **uitzondering** op de regel dat het assenkruis meedraait met het voorwerp. Wanneer men een **rotatiesymmetrisch voorwerp** heeft, zoals het wiel in het 1ste voorbeeld, **en dat voorwerp draait rond die symmetrieas, dan zal men het assenkruis deze laatste rotatie NIET laten volgen**. Het is duidelijk dat de traagheidsmomenten volgens de x- en z-as niet veranderen als het wiel draait. De massaverdeling t.o.v. die assen blijft dezelfde. Men bekomt dus reeds een constante traagheidstensor door **het assenkruis alleen ω_2 te laten volgen**. De impulsmoment vector is:

$$\vec{L} = (0, I_{yy}\omega_1, I_{zz}\omega_2)$$



Figuur 7.22: Rotatiesymmetrisch voorwerp

Ook hier is de relatieve verandering 0 (de componenten zijn constant). De sleepverandering is:

$$\begin{bmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & 0 & -\omega_2 \\ 0 & L_y & L_z \end{bmatrix} = \omega_2 L_y \vec{i} = I_{yy}\omega_1\omega_2 \vec{i}$$

En dat is een resultaat volgens de positieve x-as, zoals uit de figuur verwacht wordt.

Nota 1. Als men het assenkruis toch volledig zou laten meedraaien met het wiel, dan moet men wel bedenken dat enige ogenblikken na de getekende stand, de z-as niet meer verticaal omhoog en de x-as niet meer horizontaal zouden zijn. Beide zouden iets linksom gedraaid zijn. De vector ω_2 blijft echter wel verticaal naar beneden gericht. Binnen het (bewegend) assenkruis moet men die dan beschrijven als een vector die met hoeksnelheid ω_1 rond draait in het xz-vlak, maar in tegengestelde zin van ω_1 (cfr. het complexere voorbeeld hieronder). Het is als met iemand in de trein die de indruk heeft dat het station weg rijdt i.p.v. zijn trein. Dan zouden er wel afgeleiden zijn van ω_2 en dus een relatieve verandering van L . Deze termen zouden echter wegvallen tegen even grote maar tegengestelde termen in de sleepverandering. Het is dan natuurlijk efficiënter en veiliger om een aanpak te volgen waarbij deze termen nooit berekend worden. Dat gebeurt door het assenkruis niet te laten meedraaien met ω_1 .

Nota 2. De rotatie rond de symmetrieas, hier ω_1 , noemt men de **spilomwenteling** (in het Engels : **spin**). In de literatuur wordt het verschil tussen de hoeksnelheid van een assenkruis dat volledig vast is aan het voorwerp of een assenkruis dat de spilomwenteling niet volgt, aangegeven door met een kleine ω of een grote Ω te werken. De hier gevolgde formulering met een $\omega_{\text{assenkruis}}$ voor de sleepverandering dekt beide gevallen en is zelfverklarend.

Nota 3. Bemerkt dat L_z niet verandert, niet voor komt in de sleepverandering omdat die component volgens ω_2 ligt.

7.3.8 Praktische aanpak

Problemen van rotatie in drie dimensies kan men best in de volgende volgorde aanpakken:

1. Zoek een punt dat als oorsprong kan dienen voor het assenkruis verbonden met het voorwerp. Dat punt moet ofwel stilstaan ofwel het massacentrum zijn.

2. Bepaal de richting van de assen. Als er symmetrie-elementen in het voorwerp zijn, zal men proberen hiervan gebruik te maken om een hoofdtraagheidsassenkruis te bekomen. Bij rotatie rond een as kan eventueel nog geschoven worden met de oorsprong over die as. Dat de traagheidstensor diagonaal zou zijn, is in feite niet zo belangrijk in de methode met matrixrekenen, die hier gevolgd wordt. Die traagheidstensor is in feite alleen nodig voor het berekenen van de impulsmomentvector L . Het voorbeeld hierboven toont dat men die ook via de verplaatsingsformule kan berekenen, zonder eventuele nevendiagonaalelementen te moeten berekenen
3. Bepaal de totale ogenblikkelijke rotatie en projecteer die op de assen van het gekozen assenkruis.
4. Bereken de impulsmomentvector L op de klassieke methode (traagheidstensor $\times$ ogenblikkelijke rotatie) of een minder klassieke methode.
5. Bereken de afgeleiden van L binnen het assenkruis, als die bestaan.
6. Bereken de sleepverandering van L . Maak zo nodig een onderscheid tussen totale ogenblikkelijke rotatie en de rotatie van het assenkruis.
7. Bereken de momenten van de uitwendige krachten t.o.v. de coördinaatassen
8. Stop dit alles in de momentenvergelijking
9. Pas zo nodig nog de wet van Newton toe, met in het rechterlid de totale massa en de versnelling van het massacentrum.

Er werd een klein COO programma gemaakt dat dit alles op een meer interactieve manier presenteert: <https://christiaen.website/mechanics/rotatie32.zip>

7.3.9 Kinetische energie - Behoud van impulsmoment

7.3.9.1 Kinetische energie

In het algemeen geldt (afleiding infra):

$$E_{kin} = (\vec{\omega} \cdot \vec{L})/2 = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \omega_x & \omega_y & \omega_z \\ L_x \\ L_y \\ L_z \end{vmatrix}$$

In functie van de traagheidstensor kan men schrijven:

$$E_{kin} = (\vec{\omega}^T I \vec{\omega})/2$$

Wanneer de traagheidstensor gediagonaliseerd is, wordt dit eenvoudig:

$$E_{kin} = \frac{1}{2} (I_{xx}\omega_x^2 + I_{yy}\omega_y^2 + I_{zz}\omega_z^2)$$

Afleiding

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \sum m_i v_i^2 = \frac{1}{2} \sum m_i \vec{v}_i \cdot \vec{v}_i = \frac{1}{2} \sum m_i \vec{v}_i \cdot (\vec{\omega} \times \vec{r}_i)$$

Men brengt men ω voor het somteken door een cyclische permutatie naar links van dit “box product” :

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \sum m_i \vec{\omega} \cdot (\vec{r}_i \times \vec{v}_i) = \frac{\vec{\omega}}{2} \cdot \sum (\vec{r}_i \times m_i \vec{v}_i) = \frac{\vec{\omega} \cdot \vec{L}}{2}$$

Voor een **vrij bewegend voorwerp** zal men opnieuw beroep moeten doen op de (2e) **stelling van König** (zie hoger massacentrum en energie 7.1.6):

E_{kin} = kinetische energie van de translatie van het massacentrum (met totale massa) + kinetische energie van rotatie rond een as door het massacentrum.

Men kan dit nu eens toepassen voor de kinetische energie van de draaiende balk 7.3.6, die hoger gebruikt werd als voorbeeld bij hoofdtraagheidsassen en waarvan het impulsmoment berekend werd in een hoofdtraagheidsassenkruis en in een niet-hoofdtraagheidsassenkruis.

Voor het **hoofdtraagheidsassenkruis** in het massacentrum moet men dus opschrijven:

$$E_{kin} = \frac{mv_c^2}{2} + \frac{I_{zz}\omega^2}{2} = \frac{m}{2} \left(\frac{b}{2}\omega \right)^2 + \frac{m}{24}(b^2 + d^2)\omega^2 = m\omega^2 \left(\frac{b^2}{6} + \frac{d^2}{24} \right)$$

Voor het **assenkruis in het punt linksonder** :

$$E_{kin} = (\vec{\omega} \cdot \vec{L})/2 = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 0 & 0 & \omega \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ -\frac{mhb\omega}{4} \\ m\omega(\frac{b^2}{3} + \frac{d^2}{12}) \end{bmatrix} = m\omega^2 \left(\frac{b^2}{6} + \frac{d^2}{24} \right)$$

7.3.9.2 Behoud van impulsmoment

Wanneer er **geen uitwendige momenten** op een voorwerp werken, dan kan het impulsmoment van dat voorwerp zich niet wijzigen (basisformule!). Er geldt dan een **behoud van impulsmoment**. De basisformule is echter een vectoriële wet en dan kunnen er soms geen uitwendige momenten zijn t.o.v. één bepaald richting. Dan geldt er een behoud van het impulsmoment t.o.v. die richting (of: van de projectie van het impulsmoment op die richting).

In de dagelijkse werkelijkheid ondervinden alle voorwerpen een aantrekkingskracht van de aarde. Verticale krachten hebben echter geen moment t.o.v. een verticale as. Er bestaat dan ook een **vrij spectaculaire proef** i.v.m. het behoud van impulsmoment in verticale richting. De proef is ook in verschillende “exploratoria” aanwezig.

De proef gebruikt een persoon die plaats neemt op een stoel (of plateau) die gemakkelijk kan draaien rond een verticale as (een geperfectioneerde bureaustoel). Men geeft aan de persoon een wiel, met een as met 2 stevige handvatten. Soms wordt een fietswiel gebruikt waarvan de velg met lood gevuld is om een groter traagheidsmoment te bekomen. De persoon houdt de as eerst horizontaal en men brengt het wiel vrij snel aan het draaien. Dan vraagt men de persoon om de as verticaal te brengen. Tot zijn grote verbazing zal hij in tegengestelde zin van het wiel beginnen draaien. Brengt hij de as weer horizontaal dan stopt hij. Draait hij de as in de ander richting naar de verticale stand, dan draait hij in de andere richting.



Verklaring

De enige uitwendige krachten die op de persoon en het wiel werken zijn aantrekkingskrachten van de aarde. Dat zijn verticale krachten en ze hebben dus geen moment t.o.v. de verticale as van de stoel. Ze kunnen m.a.w. geen rotatie rond de as op gang brengen of die rotatie op enige manier beïnvloeden. Bij het begin van de proef is het impulsmoment volgens een verticale gelijk 0: de persoon draait niet en het wiel heeft een horizontaal impulsmoment. De som van het impulsmoment van de persoon en de verticale component van het impulsmoment van het wiel, berekend t.o.v. de as van de stoel, moet dus steeds 0 blijven. Daarom gaat de persoon, met het wiel in de handen, in tegenovergestelde richting van het wiel beginnen draaien. Een kort **filmpje** over deze proef kan men vinden op <https://christiaan.website/mechanics/BehoudImpulsmoment.html>

Het mechanisme hierachter is vrij eenvoudig. Uit het gedeelte over het gyroscopisch effect weet men dat er een verticaal moment moet uitgeoefend worden op het wiel om de as ervan rond een horizontale as te laten kantelen. De persoon ondervindt de reactie van het moment dat hij op het wiel uitoefent en begint daardoor zelf te draaien.

Om te berekenen hoe snel de man zal draaien, heeft men het impulsmoment van het fietswiel t.o.v. de as van de stoel nodig. Hiervoor moet men beroep doen op de formule dat voor een vrij bewegend voorwerp geldt (7.1.5):

$$\vec{L} = \vec{J} + \vec{S}$$

met

$\vec{J}$ = baanimpulsmoment, d.i. impulsmoment van het massacentrum, waaraan men de totale massa van het voorwerp toekent;

$\vec{S}$ = impulsmoment t.o.v. een as door het massacentrum (S van “spin”). Hierbij moet gerekend worden met de absolute rotatie.

Zij hier:

I_w : traagheidsmoment van het wiel t.o.v. zijn as

ω_w : hoeksnelheid van het wiel (bij het begin)

m_w : totale massa van het wiel

I_m : traagheidsmoment van man+stoel t.o.v. de as van de stoel

ω_m : hoeksnelheid van man+stoel

d = afstand tussen as van het wiel (in verticale stand) en as van de stoel

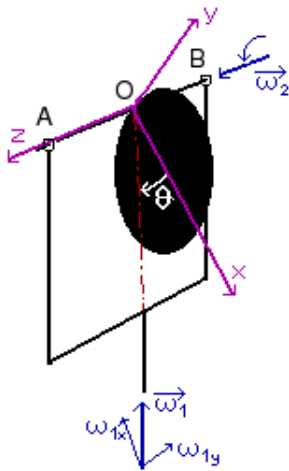
De snelheid van met massacentrum is natuurlijk $d \cdot \omega_m$.

Als de man de as van het fietswiel verticaal heeft moet dus gelden, na projectie op de verticale:

$$I \cdot \omega_w = (m_w \cdot d^2 + I_m) \omega_m$$

7.3.10 Een complexer voorbeeld

7.3.10.1 De momentenvergelijkingen



Figuur 7.23: Schijf slingerend in roterend systeem

Als volgend voorbeeld wordt een schijf beschouwd die slingerend opgehangen is aan de rand ervan. Het geheel draait echter rond met een constante hoeksnelheid ω_1 .

Oplossing

Men voert een rechtsdraaiend assenkruis in dat een hoofdtraagheidsassenkruis is en waarvan de oorsprong stil staat. Om de positie van de schijf weer te geven moet men ook een hoek θ invoeren. Er zijn vele mogelijkheden om die te definiëren. Best werkt men van een as naar een bepaalde lijn, hier van de x-as naar de verticale. In eerste instantie wordt de hoeksnelheid van de schijf rond de as AB als ω_2 aangeduid. Het verband met de afgeleide van θ wordt later bepaald.

De totale hoeksnelheid van de schijf:

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}_1 + \vec{\omega}_2 = (-\omega_1 \cos \theta) \vec{i} + (\omega_1 \sin \theta) \vec{j} + (\omega_2) \vec{k}$$

De impulsmomentvector L wordt dan:

$$\vec{L} = \begin{vmatrix} I_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & I_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & I_{zz} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} -\omega_1 \cos \theta \\ \omega_1 \sin \theta \\ \omega_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -I_{xx} \omega_1 \cos \theta \\ I_{yy} \omega_1 \sin \theta \\ I_{zz} \omega_2 \end{vmatrix}$$

Het is duidelijk dat de projecties van ω_1 voortdurend veranderen.

In de formules komt dit tot uiting in het feit dat θ een functie is van de tijd. Er bestaan dus afgeleiden van de impulsmomentvector binnen het bewegend assenkruis:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} \Big|_{rel} = \frac{d}{dt} \begin{vmatrix} -I_{xx} \omega_1 \cos \theta \\ I_{yy} \omega_1 \sin \theta \\ I_{zz} \omega_2 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} I_{xx} \omega_1 \sin \theta \cdot \dot{\theta} \\ I_{yy} \omega_1 \cos \theta \cdot \dot{\theta} \\ I_{zz} \dot{\omega}_2 \end{vmatrix}$$

Het is duidelijk dat de grootte van de afgeleide van θ overeenkomt met de grootte van ω_2 , maar niet noodzakelijk het teken. Dit laatste hangt af van de manier waarop θ gedefinieerd werd. Als θ hier toeneemt, dan krijgt men een rotatie in de zin van de positieve ω_2 . In dit geval kan men dus ω_2 overal vervangen door $\dot{\theta}$ om niet te veel onbekenden te hebben.

Om de absolute afgeleide van $\vec{L}$ te bekomen moet men nog de sleepverandering toevoegen:

$$\omega \times \vec{L} = \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ -\omega_1 \cos \theta & \omega_1 \sin \theta & \dot{\theta} \\ -I_{xx}\omega_1 \cos \theta & I_{yy}\omega_1 \sin \theta & I_{zz}\dot{\theta} \end{vmatrix}$$

$$= [(I_{zz} - I_{yy}) \sin \theta \cdot \omega_1 \cdot \dot{\theta}] \vec{i} + [(I_{zz} - I_{xx}) \cos \theta \cdot \omega_1 \cdot \dot{\theta}] \vec{j} + [(I_{xx} - I_{yy}) \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \omega_1^2] \vec{k}$$

De traagheidsmomenten (met r de straal en m de massa van de schijf):

$$I_{xx} = mr^2/4 \text{ (uit de tabellen van traagheidsmomenten)}$$

$$I_{yy} = mr^2/4 + mr^2 = 5mr^2/4 \text{ (als vorige + Steiner)}$$

$$I_{zz} = mr^2/2 + mr^2 = 3mr^2/2 \text{ (tabel + Steiner)}$$

Hiermede kan men nu de absolute afgeleide van $\vec{L}$ berekenen:

$$\frac{d\vec{L}}{dt}|_{abs} = \frac{d\vec{L}}{dt}|_{rel} + \vec{\omega} \times \vec{L}$$

x-component:

$$(I_{xx} + I_{zz} - I_{yy}) \sin \theta \cdot \omega_1 \cdot \dot{\theta} = \frac{5}{2}mr^2 \sin \theta \cdot \omega_1 \dot{\theta}$$

y-component:

$$(I_{yy} + I_{zz} - I_{xx}) \cos \theta \cdot \omega_1 \cdot \dot{\theta} = \frac{5}{2}mr^2 \cos \theta \cdot \omega_1 \dot{\theta}$$

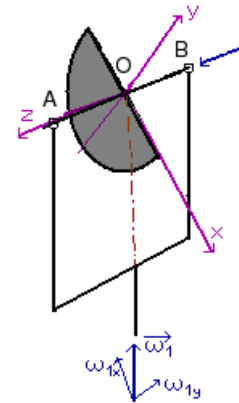
z-component:

$$\frac{1}{2}mr^2\ddot{\theta} + (I_{xx} - I_{yy}) \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \omega_1^2 = \frac{1}{2}mr^2\ddot{\theta} - mr^2 \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \omega_1^2$$

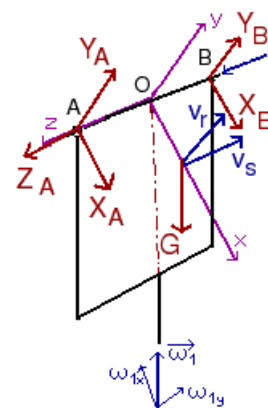
De laatste term in de z-component kan men interpreteren als een middelpuntvliedende kracht, een zogenaamde traagheidsreactie (zie: Aanvullingen: Traagheidskrachten (10)). Bij een gegeven θ beschrijft het massacentrum van de schijf een cirkel rond de verticale met straal $r \cdot \sin \theta$. Daarbij hoort een normale versnelling $r \cdot \sin \theta \cdot \omega_1^2$. Voor iemand binnen het roterend systeem lijkt het alsof er een naar buiten werkende kracht gelijk aan $m \cdot a_n$ werkt. T.o.v. de z-as heeft deze kracht een moment dat gelijk is aan $r \cdot \cos \theta \cdot m \cdot a_n$. Het is echter eerder toevallig dat deze traagheidskracht in het massacentrum schijnt aan te grijpen. Dit moment is immers het resultaat van de som van de momenten van alle elementaire traagheidskrachten die op elk punt van de schijf aangrijpen, en die worden groter naarmate men zich van de as verwijdt.

Het merkwaardige aan deze term is echter dat hij verdwijnt als $I_{xx} = I_{yy}$. Dat is het geval bij een halve schijf (fig. 7.24). Daar het traagheidsmoment een kwadratische functie is van de afstand tot de as, maakt het geen verschil uit of de twee kwartcirkelsegmenten aan tegengestelde, zoals bij I_{yy} , of dezelfde zijde van de as liggen, zoals bij I_{xx} . De frequentie waarmee deze halve schijf slingert wordt dus niet beïnvloed door ω_1 !

Om de volledige momentenvergelijkingen te kunnen opstellen moeten nu nog de momenten van de krachten berekend worden (fig. 7.25). Er zijn drie krachten: het gewicht en de reactiekrachten in A en B. Deze onbekende reactiekrachten worden beschreven met componenten volgens de assen. Volgens de z-as is er alleen een component in A en niet in B, anders wordt het systeem hyperstatisch. Men moet er wel aan denken dat, als de oplossing een constante component zou opleveren, dit betekent dat die component constant is in grootte maar mee beweegt met het assenkruis. De volledige momentenvergelijking geeft dan in projecties het volgende stelsel van 3 vergelijkingen:



Figuur 7.24: Halve slingerende schijf



Figuur 7.25: Krachten

$$\frac{AB}{2}(Y_B - Y_A) = \frac{1}{2}mr^2 \sin \theta \cdot \omega_1 \cdot \dot{\theta}$$

$$\frac{AB}{2}(X_A - X_B) = \frac{5}{2}mr^2 \cos \theta \cdot \omega_1 \cdot \dot{\theta}$$

Stelsel I

$$-mgr \sin \theta = \frac{3mr^2}{2} \ddot{\theta} - mr^2 \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \omega_1^2$$

De laatste vergelijking bepaalt het slingeren van de schijf. Ze kan vereenvoudigd worden tot:

$$\ddot{\theta} - \frac{2 \sin \theta}{3} (\omega_1^2 \cos \theta - \frac{g}{r}) = 0$$

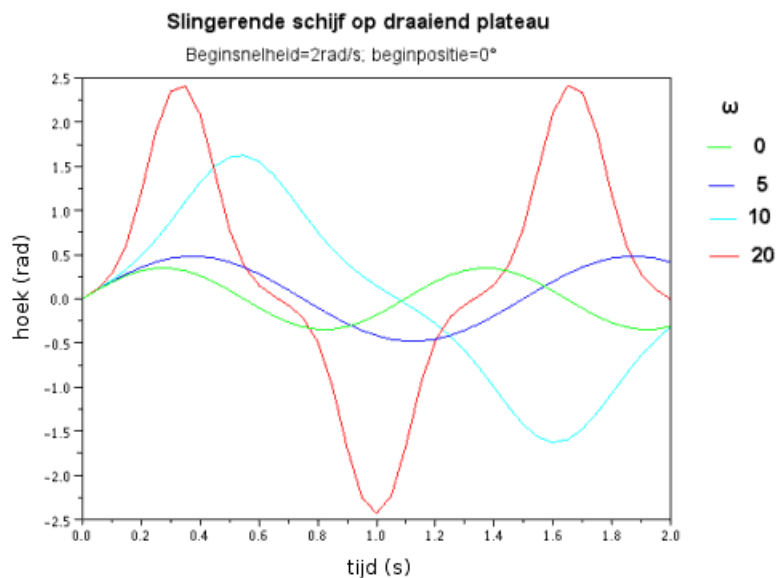
Als men alleen in deze beweging geïnteresseerd is, dan zou deze vergelijking veel sneller en efficiënter kunnen bekomen worden met de methode van Lagrange (hfdst. 8). Het is er uitgewerkt als derde voorbeeld. Als men de schijf loslaat met $\theta = 0$ en in rust, dan gebeurt er niets. Als men de schijf loslaat met een relatieve beginsnelheid en/of bij een hoek $\theta > 0$, dan zal de schijf beginnen slingeren. Daar niet alleen het moment van het gewicht speelt, maar ook iets dat men als een middelpuntvliedende kracht kan interpreteren, is de beweging zeker geen harmonische trilling. Men ziet dit duidelijk in de grafiek hieronder.

Indien er enige damping in het systeem aanwezig is, zal het naar een evenwichtstoestand gaan met relatieve hoekversnelling en hoeksnelheid = 0 en dus

$$g \sin \theta = r \sin \theta \cdot \cos \theta \cdot \omega_1^2$$

Voor een beginsituatie met θ verschillend van 0 leidt dit tot de uitdrukking:

$$\cos \theta = g / (r \omega_1^2)$$

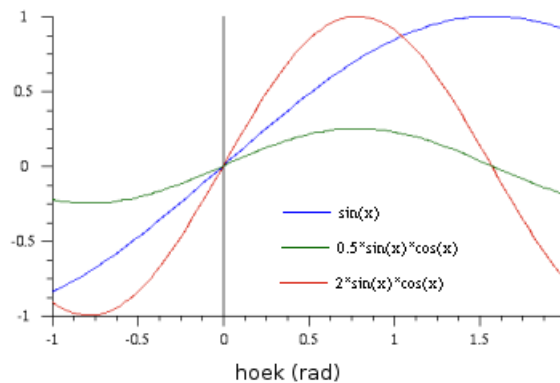


Figuur 7.26: Grafiek van slingerende schijf op draaiend plateau

Voor kleine ω_1 levert dit een uitdrukking die groter is dan 1. Voor die waarden zal het systeem evolueren naar $\theta = 0$ en voor die positie is de bovenstaande afleiding niet geldig. Er is dus een minimum ω_1 nodig voor de schijf een schuine stand zal aannemen. Dit komt doordat de middelpuntvliedende kracht niet constant is, maar zelf functie is van θ . Men kan dit duidelijk zien in de grafieken hiernaast, waarin de coëfficiënt van $\sin(x) \cdot \cos(x)$ overeenkomt met $r \cdot \omega_1^2 / g$. Men ziet duidelijk dat deze coëfficiënt groter moet zijn dan 1 vooraleer er een snijpunt in het interval $0 < x < 90^\circ$ mogelijk is (de x-as is in radialen, $90^\circ = 1,57$ rad). Dat snijpunt zal ook altijd vallen vóór $x = 1,57$ rad ($= 90^\circ$) want voor die waarde gaat $\sin(x)$ naar 1 terwijl $\sin(x) \cdot \cos(x)$ er een nulpunt heeft.

7.3.10.2 Deel II: de wet van Newton

Voor een volledige beschrijving van het systeem moet men nog de wet van Newton toepassen op de beweging van het massacentrum met daarin de totale massa van de schijf. Voor de versnelling van het massacentrum zal men moeten beroep doen op de volledige uitdrukking van de versnelling 5.3.2.3 in een roterend systeem met een sleep-, relatieve en complementaire versnelling:

Figuur 7.27: Grafiek van $\sin x$ en $\sin x \cdot \cos x$

$$\vec{a}_a = \vec{a}_s + \vec{a}_r + \vec{a}_c$$

- De sleepversnelling bestaat hier alleen. uit een normale versnelling daar ω_1 constant is:

$$\vec{a}_s = r \sin \theta \omega_1^2 (-\sin \theta \vec{i} - \cos \theta \vec{j})$$

- De relatieve versnelling heeft een normale en een tangentiële component:

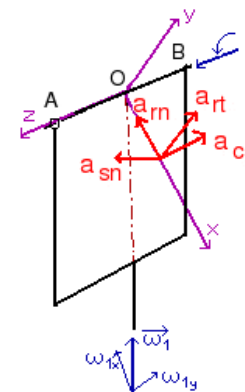
$$\vec{a}_r = r \dot{\theta}^2 \vec{i} + r \ddot{\theta} \vec{j}$$

- voor de complementaire versnelling is de relatieve snelheid nodig:

$$\vec{v}_r = r \dot{\theta} \vec{j}$$

Hiermede wordt de complementaire versnelling:

$$2\vec{\omega} \times \vec{v}_r = 2 \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ -\omega_1 \cos \theta & \omega_1 \sin \theta & 0 \\ 0 & 0 & r \dot{\theta} \end{vmatrix} = -2r \cos \theta \cdot \omega_1 \cdot \dot{\theta} \vec{k}$$



Figuur 7.28: Versnelling van massacentrum bij slingerende schijf

Alles bij elkaar krijgt men voor de Wet van Newton toegepast op het massacentrum:

$$X_A + X_B + mg \cos \theta = -mr(\sin^2 \theta \omega_1^2 + \dot{\theta}^2)$$

$$Y_A + Y_B - mg \sin \theta = -mr(\sin \theta \cos \theta \cdot \omega_1^2 + \ddot{\theta}) \quad \text{Stelsel II}$$

$$Z_A = -2mr \cos \theta \cdot \omega_1 \cdot \dot{\theta}$$

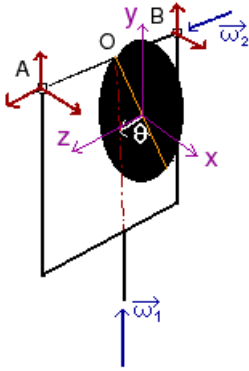
Deze 3 vergelijkingen vormen samen met het stelsel I de volledige beschrijving van de beweging en alle krachten die erbij optreden

Kinetische energie

Ze wordt hier uitgerekend ter controle van de alternatieve aanpak in volgend paragraaf..

$$\begin{aligned} E_{kin} &= \frac{1}{2}(I_{xx}\omega_x^2 + I_{yy}\omega_y^2 + I_{zz}\omega_z^2) \\ &= \frac{mv^2}{2} \left(\frac{1}{4} \cos^2 \theta \cdot \omega_1^2 + \frac{5}{4} \sin^2 \theta \cdot \omega_1^2 + \frac{3}{2} \dot{\theta}^2 \right) \\ &= \frac{mv^2}{2} \left(\frac{\omega_1^2}{4} + \sin^2 \theta \cdot \omega_1^2 + \frac{3}{2} \dot{\theta}^2 \right) \end{aligned}$$

7.3.10.3 Alternatieve oplossing



Figuur 7.29: Slingerende schijf: translend assenkruis

Een schijf is een rotatiesymmetrisch voorwerp. Bij de bovenstaande oplossing werd dit niet uitgespeeld. Als men deze eigenschap wel wil benutten (zie de uitzondering in 7.3.7), dan moet men een translend assenkruis invoeren met oorsprong in het middelpunt van de schijf. “Translend” betekent dus dat de x- en y-as horizontaal en verticaal blijven. Men vindt nu voor de verschillende grootheden:

$$\vec{\omega} = (0, \omega_1, \dot{\theta})$$

$$\vec{L} = (0, I_{yy}\omega_1, I_{zz}\dot{\theta})$$

De rotatie van het assenkruis bestaat nu alleen uit ω_1 :

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{L}}{dt}|_{abs} &= \frac{d\vec{L}}{dt}|_{rel} + \vec{\omega}_1 \times \vec{L} \\ &= (0, 0, I_{zz}\ddot{\theta}) + \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & \omega_1 & 0 \\ 0 & I_{yy}\omega_1 & I_{zz}\dot{\theta} \end{vmatrix} \\ &= I_{zz}\ddot{\theta}\vec{k} + I_{zz}\omega_1\dot{\theta}\vec{i} \end{aligned}$$

Dit is een bijzonder eenvoudige uitdrukking die weinig gelijkenissen vertoont met de vorige berekening. Om aan te tonen dat de beide voorstellingen wel equivalent zijn kan men ook hier de kinetische energie berekenen. Men moet nu wel rekenen volgens de formules van König (zie Massacentrum en energie 7.1.6). Deze formule kan hier geschreven worden als:

$$E_k = \frac{mv_C^2}{2} + \frac{1}{2}(I_{yy}\omega_1^2 + I_{zz}\dot{\theta}^2)$$

De snelheid van het massacentrum bestaat uit een sleepnelheid en een relatieve snelheid. Deze laatste heeft nu 2 componenten:

$$\vec{v}_C = r\dot{\theta}\cos\theta\vec{i} + r\dot{\theta}\sin\theta\vec{j} + r\sin\theta.\omega_1\vec{k}$$

Dit is een ontbinding in een orthogonaal assenkruis. Dus:

$$\begin{aligned} v_C^2 &= \sum v_{C,i}^2 = r^2\dot{\theta}^2\cos^2\theta + r^2\dot{\theta}^2\sin^2\theta + r^2\sin^2\theta.\omega_1^2 \\ &= r^2\dot{\theta}^2 + r^2\sin^2\theta.\omega_1^2 \end{aligned}$$

De traagheidsmomenten:

- $I_{xx} = I_{yy} = mr^2/4$
- $I_{zz} = mr^2/2$

Hiermede wordt de kinetische energie:

$$\begin{aligned} E_k &= \frac{mv^2}{2} \left(\dot{\theta}^2 + \sin^2\theta.\omega_1^2 + \frac{\omega_1^2}{4} + \frac{\dot{\theta}^2}{2} \right) \\ &= \frac{mv^2}{2} \left(\frac{3\dot{\theta}^2}{2} + \frac{\omega_1^2}{4} + \sin^2\theta.\omega_1^2 \right) \end{aligned}$$

... en dit is precies wat men hoger ook gevonden heeft.

Voor het berekenen van de momenten van de krachten worden eerst de coördinaten van de aangrijpingspunten bepaald:

- voor A $(-r\sin\theta, r\cos\theta, AB/2)$
- voor B $(-r\sin\theta, r\cos\theta, -AB/2)$

Het gewicht heeft nu als componenten: $G(0, -mg, 0)$. Hiermede bekomt men voor de momentenvergelijkingen het volgende stelsel:

$$(r\cos\theta Z_A - \frac{AB}{2}Y_A) + \frac{AB}{2}Y_B = I_{zz}\omega_1\dot{\theta}$$

$$\left(\frac{AB}{2}X_A + r \sin \theta Z_A\right) - \frac{AB}{2}X_B = 0$$

$$-r \sin \theta Y_A - r \cos \theta X_A - r \sin \theta Y_B - r \cos \theta X_B = I_{zz} \ddot{\theta}$$

De laatste vergelijking schijnt niet veel gelijkenissen te vertonen met de vorige z-component van de momentenvergelijking. Er zal verder nochtans aangetoond worden dat ze daarnaar kan worden herleid.

Om de vergelijkingen van de wet van Newton te kunnen opschrijven, moet men de versnelling projecteren in het huidige assenkruis:

$$\vec{a}_{sn} = -r \sin \theta \cdot \omega_1^2 \vec{i}$$

$$\vec{a}_r = \vec{a}_{rn} + \vec{a}_{rt} = r \dot{\theta}^2 (-\sin \theta \vec{i} + \cos \theta \vec{j}) + r \ddot{\theta} (\cos \theta \vec{i} + \sin \theta \vec{j})$$

$$\vec{v}_r = r \dot{\theta} (\cos \theta \vec{i} + \sin \theta \vec{j})$$

$$\vec{a}_c = 2 \begin{vmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & \omega_1 & 0 \\ r \dot{\theta} \cos \theta & r \dot{\theta} \sin \theta & 0 \end{vmatrix} = -2r \cos \theta \omega_1 \dot{\theta} \vec{k}$$

Hiermede leidt de Wet van Newton tot het volgende stelsel:

$$\sum X_i = X_A + X_B = mr(-\sin \theta \omega_1^2 - \sin \theta \dot{\theta}^2 + \cos \theta \ddot{\theta})$$

$$\sum Y_i = Y_A + Y_B - G = mr(\cos \theta \dot{\theta}^2 + \sin \theta \ddot{\theta})$$

$$\sum Z_i = Z_A = -2mr \cos \theta \omega_1 \dot{\theta}$$

Om de z-component van de momentenvergelijking te herleiden tot de uitdrukking van de vorige oplossing, wordt die herschreven als:

$$-r \sin \theta (Y_A + Y_B) - r \cos \theta (X_A + X_B) = \frac{mv^2}{2} \ddot{\theta}$$

Hierin kan men nu gemakkelijk de uitdrukkingen voor $X_A + X_B$ en $Y_A + Y_B$ uit de vergelijkingen van Newton substitueren. Na een halve bladzijde rekenen zal men vaststellen dat men uitkomt op de vorige uitdrukking voor de z-component.

In deze benadering komt er nergens een hint dat een halve schijf een speciaal gedrag vertoont. Dat kan ook moeilijk want een halve schijf is geen rotatiesymmetrisch voorwerp en kan dus met deze aanpak niet worden behandeld.

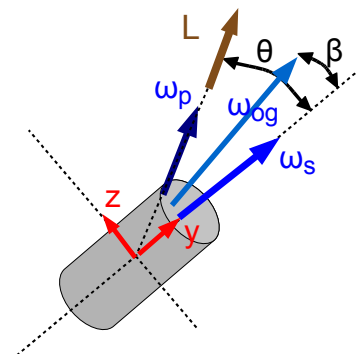
7.3.11 Precessie bij een vrij bewegend voorwerp

Bij een vrij bewegend voorwerp, waarop alleen de zwaartekracht werkt en geen enkel uitwendig moment, moet het impulsmoment behouden blijven. Uit het voorgaande zou men de indruk kunnen krijgen dat dan alleen een rotatie rond een hoofdtraagheidsas mogelijk is. Het blijkt echter dat ook een combinatie van spin en precessie tot een constant impulsmoment kan leiden. Dit is bv. het geval bij een discus, die een waggelende beweging kan uitvoeren tijdens zijn vlucht.

Men onderstelt een rotatiesymmetrisch voorwerp dat draait rond zijn as met een ω_s . Tezelfdertijd roteert het met een hoeksnelheid ω_p onder een hoek θ . Beide bewegingen kunnen zich combineren tot een constant impulsmoment.

Als het impulsmoment een onveranderlijke richting moet hebben, dan kan dat alleen als het de richting heeft van ω_p . Als het naast ω_p zou vallen, dan zou het, in een vast referentiesysteem, een kegeloppervlak beschrijven rond ω_p .

Er wordt een assenkruis verbonden aan het voorwerp ingevoerd met de y-as volgens ω_s en met ω_p en het impulsmoment in het yz-vlak. De x-as wijst naar de toeschouwer. Daar het om een rotatiesymmetrisch voorwerp gaat, is $I_{xx} = I_{zz}$. Deze traagheidsmomenten zullen als I_d (met de d van "dwars") aangeduid worden. Het traagheidsmoment volgens de symmetrieas zal I_a



Figuur 7.30: Precessie bij vrij bewegend voorwerp

genoemd worden. Het impulsmoment $\vec{L}$ wordt:

$$\vec{L} = I_a(\omega_s + \cos \theta \omega_p) \vec{j} + I_d \sin \theta \omega_p \vec{k}$$

Het is duidelijk dat $\omega_x = 0$ en ook $L_x = 0$ is. Daar er geen uitwendige momenten zijn, moet dit ook zo blijven. Dit betekent dat ook θ constant is en ω_p en L steeds in het yz-vlak blijven.

Men schrijft nu de basiswet voor de rotatie verder uit. De uitwendige momenten en de relatieve verandering van L zijn 0. De hoeksnelheid van het assenkruis is enkel ω_p . Er blijft dus:

$$\vec{\omega}_p \times \vec{L} = \begin{bmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ 0 & \omega_p \cos \theta & \omega_p \sin \theta \\ 0 & L_y & L_z \end{bmatrix} = 0$$

Hieruit blijkt dadelijk dat er enkel een x-component is, nl.:

$$\omega_p \cos \theta L_z - \omega_p \sin \theta L_y = 0$$

Na invullen van de waarden voor de componenten van L en wat vereenvoudigen bekomt men:

$$\omega_p = \frac{I_a \omega_s}{(I_d - I_a) \cos \theta}$$

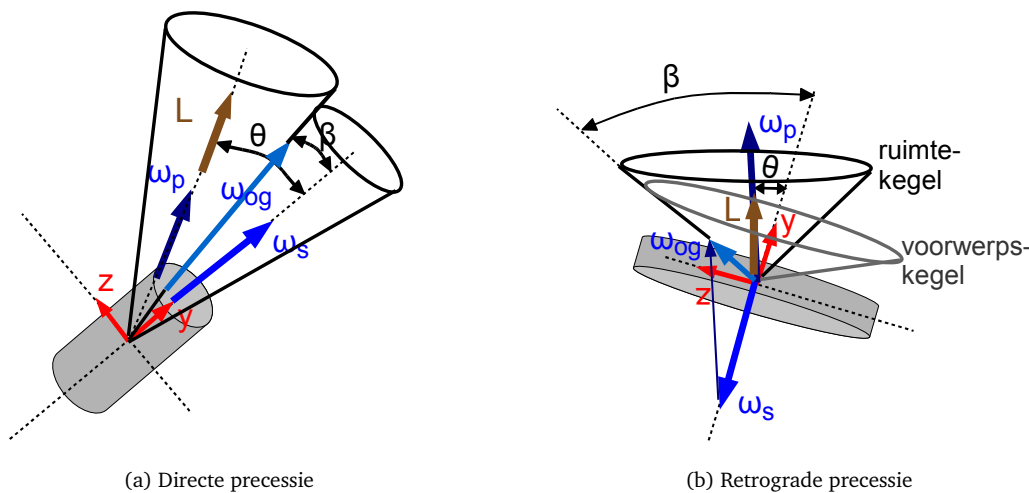
Men werkt met een θ in het eerste kwadrant en dus een positieve $\cos \theta$. Men moet 2 gevallen onderscheiden:

1. $I_d > I_a$: dan zijn ω_s en ω_p positief.
2. $I_d < I_a$: dan zijn ω_s en ω_p tegengesteld gericht (hun scalair product is negatief)

Beide gevallen worden nu wat meer in detail besproken. Het **eerste geval** treedt op bij een eerder uitgerokken, langwerpig voorwerp. Dan is $I_d < I_a$. De totale ogenblikkelijke rotatievector ω_{og} beschrijft, in een vast referentiesysteem, een kegeloppervlak rond ω_p met hoeksnelheid ω_p . Wanneer een bewegende kegel over een stilstaande kegel rolt, dan ligt de ogenblikkelijke rotatievector op de raaklijn tussen de twee kegels. De situatie hier kan dus voorgesteld worden als het rollen van 2 kegels over elkaar. De kegel rond ω_p stelt de stilstaande kegel voor en noemt men de **ruimtekegel**. De kegel rond ω_s noemt men de **voorwerpskegel**. De voorwerpskegel heeft een halve tophoek die β genoemd wordt. Men kan L nu ook opschrijven als functie van ω_{og} en die β : $\vec{L} = I_a \cos \beta \vec{j} + I_d \sin \beta \vec{j}$. Hiermede kan men een verband vinden tussen θ en β :

$$\tan \theta = \frac{L_z}{L_y} = \frac{I_d}{I_a} \tan \beta$$

Als $I_d > I_a$ dan zal β kleiner zijn dan θ . Men krijgt een voorwerpskegel die uitwendig over de ruimtekegel rolt. Men noemt dit **directe precessie**.



Figuur 7.31: Precessie van vrij bewegend voorwerp - 2

Het **tweede geval** treedt op bij een voorwerp dat uitgebreider is in een richting loodrecht op de symmetrieas dan in de richting hiervan. Dit is bv. het geval bij een discus. In dat geval moeten ω_s en ω_p tegengestelde richtingen hebben. Of wiskundig correcter: hun scalair product moet negatief zijn. Zodra dat het geval is wordt de positie van de kegels omgewisseld. Men krijgt een ruimtekegel die aan de

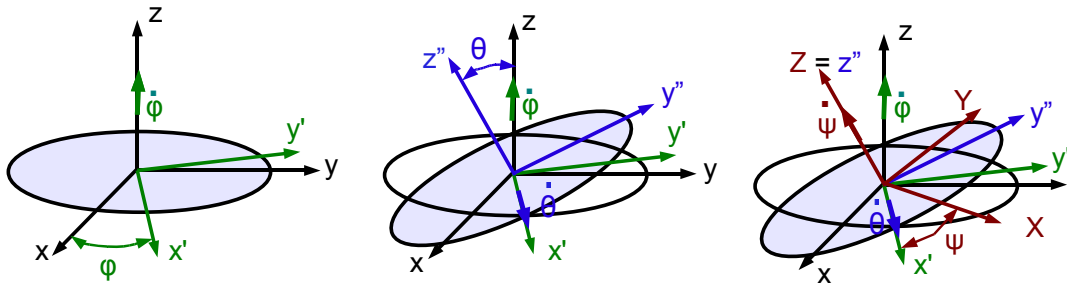
binnenzijde van de voorwerpskegel zit. Het blijkt dat ω_p vrij groot moet zijn in vergelijking met ω_s om aan de projecties van L in functie van ω_{og} en β te kunnen voldoen. L en ω_{og} moeten daarvoor in hetzelfde kwadrant vallen. Dat kan alleen als zowel ω_p , ω_{og} en L in hetzelfde kwadrant vallen. Klassiek verkiest men dan om ω_s volgens de negatieve as te richten zodat de drie andere vectoren positieve componenten hebben. Men krijgt dan de situatie zoals in de derde figuur. Volgens de hoger gegeven betrekking tussen θ en β , moet β nu groter zijn dan θ , wat inderdaad klopt. De voorwerpskegel rolt nu met zijn binnenzijde over de ruimtekegel. Omdat ω_s en ω_p tegengestelde zin hebben, spreekt men van **retrograde precessie**.

In Dynamics, [meriam], kan men nog een studie vinden van de stabiliteit van dit soort beweging.

7.3.12 Aanvullingen

7.3.12.1 De hoeken van Euler

De eerste studies van de algemene rotatie waren vooral gewijd aan het verklaren van de bewegingen van een tol. Euler leverde hierbij belangrijk werk door te bewijzen dat elke willekeurige rotatie kan geschreven worden als de som van drie rotaties die door één punt passeren. Deze worden gedefinieerd via **de hoeken van Euler**. Spijtig genoeg zijn de benamingen en de definities van deze niet uniform bij de verschillende auteurs. Daarom moet men steeds goed uitkijken welke definitie in een bepaald werk gevolgd wordt. Voor een uitvoerige bespreking kan men opnieuw terecht bij <http://mathworld.wolfram.com/EulerAngles.html>. De methode die hier hierboven gevolgd werd voor het analyseren van de willekeurige rotatie en die steunt op matrixrekenen, is recenter en biedt een veel grotere vrijheid bij het behandelen van een probleem. Deze methode om een willekeurige rotatie te ontbinden heeft echter opnieuw aan belang gewonnen door het gebruik bij robotten, zoals die in de autoassemblage bv.



Figuur 7.32: Hoeken van Euler

Bij de rotatie van een star lichaam werkt men met een assenkruis dat vast verbonden is aan het voorwerp. Als dit voorwerp een vast punt heeft maar voor de rest voortdurend van oriëntatie verandert, zoals meestal het geval is bij een tol, dan bieden de hoeken van Euler een mogelijkheid om de positie van het referentiesysteem eenduidig te bepalen. Men vertrekt daarbij van een klassiek rechtsdraaiend cartesisch assenkruis (x, y, z) . Van hieruit gaat men over naar een tweede assenkruis door een rotatie over een hoek ϕ rond de z -as. Dit levert het assenkruis (x', y', z) . Door een rotatie rond de x' -as over een hoek θ gaat men over naar het assenkruis (x', y'', z'') . Door een rotatie over een hoek ψ rond de z'' -as gaat men uiteindelijk over naar het actuele assenkruis (X, Y, Z) .

Wanneer deze drie hoeken veranderen in de tijd, krijgt men de rotatie van het voorwerp beschreven als de som van deze drie rotaties. Men moet in de praktijk de projecties ervan in het laatste assenkruis hebben. Deze projecties zijn gemakkelijk te volgen op de figuur. Het meest ingewikkelde geval is de projectie van $\dot{\phi}$, de rotatie rond de oorspronkelijke z -as. Het is duidelijk dat de projectie op de Z -as gegeven is door te vermenigvuldigen met $\cos \theta$. De projectie aan de andere zijde van de oorspronkelijke z -as, door te vermenigvuldigen met $\sin \theta$, valt op de y'' -as en moet dan nogmaals geprojecteerd worden op de X -as en Y -as. Projectie op deze assen vraagt een vermenigvuldigen met resp. $\sin \psi$ en $\cos \psi$. Men krijgt dus:

- $\dot{\phi} \vec{u}_z = \dot{\phi} \sin \theta \sin \psi \vec{u}_X + \dot{\phi} \sin \theta \cos \psi \vec{u}_Y + \dot{\phi} \cos \theta \vec{u}_Z$
- $\dot{\theta} \vec{u}_{x'} = \dot{\theta} \cos \psi \vec{u}_X - \dot{\theta} \sin \psi \vec{u}_Y$

Alles samen krijgt men in het nieuwe assenkruis:

$$\vec{\omega} = (\dot{\varphi} \sin \theta \sin \psi + \dot{\theta} \cos \psi) \vec{u}_X + (\dot{\varphi} \sin \theta \cos \psi - \dot{\theta} \sin \psi) \vec{u}_Y + (\dot{\varphi} \cos \theta + \dot{\psi}) \vec{u}_Z$$

De verschillende snelheden hebben een fysische betekenis bij de beweging van een tol of een hemellichaam, zoals bv. onze aarde. De rotatie rond de Z-as is bij de aarde verantwoordelijk voor dag en nacht. Bij een rotatiesymmetrisch voorwerp noemt men dit de **spin** of **spilomwenteling**. Wanneer de Z-as helt t.o.v. de oorspronkelijke z-as en er is alleen een $\dot{\varphi}$, dan beschrijft de top van de Z-as een cirkel rond de z-as. Dit noemt men de **precessie**. Een verandering van de hoek θ zorgt voor een **nutatie** (= knikken). Deze beweging treedt normaal zeer sterk op wanneer een tol zijn snelheid verliest. Meestal is er eerst een zuivere precessie, waarbij de eigen as van de tol rond een verticale draait. Hierbij beschrijft de top van de Z-as een cirkel rond de z-as. Daarna begint de hoek met deze verticale regelmatig groter en kleiner te worden, met een steeds grotere amplitude. Dit is de nutatie. Dan beschrijft de top van de Z-as een golvende lijn rond de z-as.

7.3.12.2 Gyratiestraal - Traagheidsellipsoïde

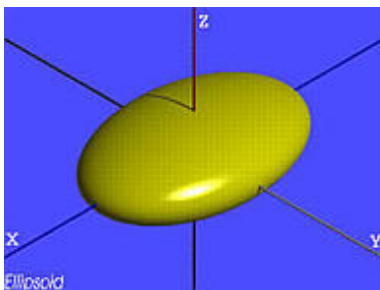
Soms wordt een traagheidsmomenten ook gespecificeerd m.b.v. een **gyratiestraal**. De gyratiestraal is de straal van de cirkel waarop alle massa zich zou moeten bevinden om het gegeven traagheidsmoment t.o.v. een as te hebben. Als de totale massa van een voorwerp m is, het traagheidsmoment volgens een bepaalde as I , dan is de gyratiestraal R bepaald door:

$$mR^2 = I$$

De traagheidstensor kan gevisualiseerd worden als een **ellipsoïde**² (fig. 7.33). Een omwentelingsellipsoïde is het lichaam dat ontstaat als men een ellips rond een hoofdas laat wentelen. Daarbij is de doorsnede loodrecht op die as een cirkel. Als dit ook een ellips is heeft men een gewone ellipsoïde.

De standaardvorm van de vergelijking is:

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1$$



Figuur 7.33: Ellipsoïde

waarbij a , b en c de helft zijn van de lengte van de as volgens x , y en z . In de figuur is dit in de verhouding 4, 2 en 1.

De traagheidstensor kan zo gevisualiseerd worden als een traagheidsellipsoïde met de vergelijking:

$$[x \ y \ z][I(3 \times 3)] \begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = 1$$

Als de 3 diagonaalelementen van de matrix I positief zijn heeft men een ellipsoïde die gecentreerd is rond de oorsprong van het assenkruis. Dit is hier duidelijk het geval. Deze ellipsoïde heeft de eigenschap dat de symmetrieassen van de ellipsoïde samenvallen met de hoofdtraagheidsassen van de traagheidstensor. Verder blijkt dat **het kwadraat van de afstand van het centrum C tot een punt P op het**

oppervlak omgekeerd evenredig is met het traagheidsmoment volgens de richting van CP. Om dit aan te tonen wordt gesteund op het feit dat de traagheidstensor het traagheidsmoment I_u volgens een bepaalde as door de oorsprong levert als men de eenheidsvector $\vec{u}(u_x, u_y, u_z)$ volgens die as gebruikt voor de volgende bewerking (het bewijs volgt op het einde van dit hoofdstuk in 7.3.13.5):

$$I_u = [u_x \ u_y \ u_z][I(3 \times 3)] \begin{bmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{bmatrix}$$

De positievector $\vec{CP}$ van C naar P kan dan geschreven worden als het product van de lengte CP met een eenheidsvector volgens CP: $\vec{CP} = CP \cdot \vec{u}_{CP}$. Vult men deze vector in in de vergelijking van de traagheidsellipsoïde dan krijgt men:

$$CP^2 \cdot I_u = 1 \quad \text{of} \quad I_u = \frac{1}{CP^2}$$

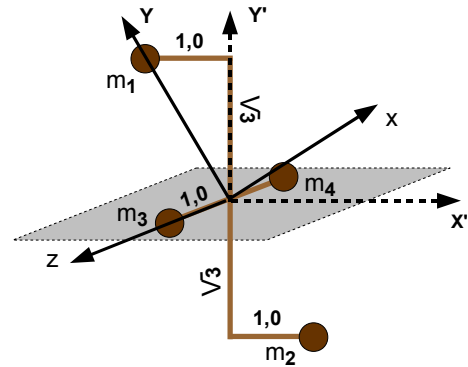
²De figuur werd ontleend aan Wiki Commons en is in het publiek domein

Bemerk dus wel dat het grootste traagheidsmoment overeenkomt met de kortste as van de ellipsoïde. Ook zal de ellipsoïde van vorm veranderen zodra men een ander punt van het voorwerp als oorsprong neemt.

Meestal definieert men de traagheidsellipsoïde door te vertrekken van deze eigenschap, nl. door ze te definiëren als een oppervlak zodat de afstand van het middelpunt tot een punt op het oppervlak omgekeerd evenredig is met het de vierkantswortel uit het traagheidsmoment volgens die richting.

7.3.13 Transformaties van de traagheidstensor en de traagheidsellipsoïde

In dit deel zal getoond worden hoe de elementen van de traagheidstensor veranderen bij rotatie van het assenkruis. Hiervoor wordt beroep gedaan op het voorwerp weergegeven in de figuur. Dit voorwerp is gevormd door 4 bollen, die als puntmassa's zullen beschouwd worden. De bollen m_1 en m_2 liggen in een verticaal vlak, de twee andere in een horizontaal vlak. Alle bollen hebben een massa van 2 kg. Eerst zal de traagheidstensor rechtstreeks berekend worden in het xyz-assenkruis, dat een hoofdtraagheidsassenkruis is. Daarna zal deze berekend worden in een assenkruis $x'y'z'$, dat over 30° naar rechts gedraaid is t.o.v. het vorige. Tenslotte zullen de formules afgeleid worden die tonen hoe de elementen van de traagheidstensor veranderen bij een rotatie van het assenkruis en zal dit toegepast worden op het voorbeeld.



Figuur 7.34: Het voorbeeld voor alle berekeningen

7.3.13.1 Rechtstreekse berekening van de traagheidstensor

In eerste assenkruis De coördinaten van de 4 bollen kunnen gemakkelijk afgelezen worden van de figuur 7.34.

$$\begin{aligned}\vec{r}_1 &= (0; 2; 0) \\ \vec{r}_2 &= (0; -2; 0) \\ \vec{r}_3 &= (0; 0; 1) \\ \vec{r}_4 &= (0; 0; -1)\end{aligned}$$

Hiermede kunnen de elementen van de traagheidstensor uitgerekend worden:

$$\begin{aligned}I_{xx} &= \sum m_i (y_i^2 + z_i^2) = m(4 + 4 + 1 + 1) = 20 \text{ kgm}^2 \\ I_{yy} &= \sum m_i (z_i^2 + x_i^2) = m(1 + 1) = 4 \text{ kgm}^2 \\ I_{zz} &= \sum m_i (x_i^2 + y_i^2) = m(4 + 4) = 16 \text{ kgm}^2\end{aligned}$$

De traagheidsproducten moeten nul zijn:

$$\begin{aligned}I_{xy} &= -\sum m_i x_i y_i = 0 \\ I_{xz} &= -\sum m_i x_i z_i = 0 \\ I_{yz} &= -\sum m_i y_i z_i = 0\end{aligned}$$

Dit leidt tot een diagonale traagheidstensor van de vorm:

$$I = \begin{bmatrix} 20 & 0 & 0 \\ 0 & 4 & 0 \\ 0 & 0 & 16 \end{bmatrix}$$

In tweede assenkruis De coördinaten van de 4 bollen worden weer afgelezen worden van de figuur.

$$\begin{aligned}\vec{r}_1 &= (-1; \sqrt{3}; 0) \\ \vec{r}_2 &= (1; -\sqrt{3}; 0) \\ \vec{r}_3 &= (0; 0; 1) \\ \vec{r}_4 &= (0; 0; -1)\end{aligned}$$

De diagonaalelementen van de traagheidstensor worden:

$$I_{xx} = \sum m_i (y_i^2 + z_i^2) = m(3 + 3 + 1 + 1) = 2.8 = 16 \text{ kgm}^2$$

$$I_{yy} = \sum m_i (z_i^2 + x_i^2) = m(1 + 1 + 1 + 1) = 8 \text{ kgm}^2$$

$$I_{zz} = \sum m_i (x_i^2 + y_i^2) = m[(1 + 3) + (1 + 3)] = 16 \text{ kgm}^2$$

De traagheidsproducten worden nu:

$$I_{xy} = -\sum m x_i y_i = -m(-\sqrt{3} - \sqrt{3}) = 4\sqrt{3} \text{ kgm}^2$$

$$I_{xz} = -\sum m x_i z_i = 0$$

$$I_{yz} = -\sum m y_i z_i = 0$$

Dit leidt tot een traagheidstensor van de vorm:

$$I = \begin{bmatrix} 16 & 4\sqrt{3} & 0 \\ 4\sqrt{3} & 8 & 0 \\ 0 & 0 & 16 \end{bmatrix}$$

Invarianten De traagheidstensor heeft een paar invarianten onder de rotatie van het assenkruis.

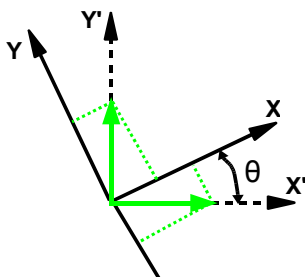
1. Het **spoor van de matrix**, d.i. de som van de elementen op de hoofddiagonaal. Bij de eerste matrix is dit $20+4+16 = 40$. Bij de tweede matrix is dit $16+8+16 = 40$.

2. De **determinantwaarde** van de matrices. Bij de eerste is dit gewoon het product van de elementen op de hoofddiagonaal: $20 \cdot 4 \cdot 16 = 1280$. Bij de tweede is dit $16 \cdot 8 \cdot 16 - 4\sqrt{3} \cdot 4\sqrt{3} \cdot 16 = 2048 - 768 = 1280$

7.3.13.2 De transformatie van het traagheidstensor

De enige transformatie die hier zal beschouwd worden is een rotatie van het assenkruis. In het voorbeeld moeten ook alleen de xy-assen geroteerd worden, zodat alleen een rotatie in het vlak zal behandeld worden.

Een transformatie kan altijd op twee manieren bekeken worden: als een transformatie van het assenkruis of als een transformatie van een figuur. Bij een fysisch probleem, waarbij het voorwerp een bepaalde oriëntatie heeft, bv. t.o.v. de gewichtsvector, zal men een transformatie eerder zien als een verandering van het assenkruis. Bij een tekenprogramma echter werkt men meestal binnen een vast assenkruis verbonden aan het tekenblad en werkt men met transformaties die de figuren veranderen of verplaatsen. Een transformatie die een rotatie van een assenkruis naar rechts voorstelt, zal bij een tekenprogramma resulteren in een rotatie naar links van de figuur. Het is dus belangrijk dat men steeds hetzelfde standpunt blijft innemen bij het bespreken van transformaties. Hier wordt er gesproken over een transformatie van het assenkruis. Er zal ook regelmatig gesproken worden van het "oude" assenkruis (xy-assen) en het "nieuwe" assenkruis (x'y'-assen).



Figuur 7.35: Rotatie van het assenkruis

te gebruiken als rijen:

$$R(-30^\circ) = \begin{bmatrix} \sqrt{3}/2 & -0,5 & 0 \\ 0,5 & \sqrt{3}/2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Een rotatie van het assenkruis kan voorgesteld worden door een vierkante matrix, in dit geval 2×2 . De elementen ervan kunnen op eenvoudige wijze bepaald worden door de basisvectoren van het nieuwe assenkruis te projecteren in het oude. Bemerkt echter dat de rotatie van het oude assenkruis naar het nieuwe hier een rotatie over -30° is. Dat minteken is reeds verwerkt in de projecties hieronder. Voor de z-component verandert er niets in het voorbeeld.

Men vindt:

$$\vec{u}'_x = \cos\theta \cdot \vec{u}_x - \sin\theta \cdot \vec{u}_y = (\sqrt{3}/2)\vec{u}_x - 0,5\vec{u}_y$$

$$\vec{u}'_y = \sin\theta \cdot \vec{u}_x + \cos\theta \cdot \vec{u}_y = 0,5\vec{u}_x + (\sqrt{3}/2)\vec{u}_y$$

De **matrix** voor de transformatie van oud naar nieuw assenkruis wordt gevormd door deze geprojecteerde basisvectoren

Men kan gemakkelijk controleren dat het product van één van de geprojecteerde basisvectoren met deze matrix leidt tot een basisvector in het nieuwe assenkruis. Bij vermenigvuldigen van een rij van de matrix met een geprojecteerde eenheidsvector als kolomvector komt overeen met een scalair product van die vector met zichzelf, wat als resultaat 1 levert, of met een andere geprojecteerde basisvector. Daar de basisvectoren loodrecht op elkaar staan is het resultaat dan 0. Men kan ook gemakkelijk controleren dat deze transformatie toegepast op de posities van m_1 en m_2 in het oude assenkruis de posities in het nieuwe leveren.

Bemerk dat bij de inverse rotatie, over $+30^\circ$, alleen de elementen van de nevendiagonaal, de $\sin\theta$, van teken wisselen.

Elk element van de traagheidstensor is de som van producten van 2 coördinaten. Er is echter geen mogelijkheid om de traagheidstensor in zijn geheel te schrijven in termen van matrixproducten. Men moet daarom beroep doen op de formulering van een algemene term van de nieuwe traagheidstensor. Een algemene formule voor een nieuwe coördinaat na transformatie van een vector a is:

$$a'_i = \sum_j R_{ij} a_j$$

Voor het product van 2 coördinaten krijgt men:

$$a'_i b'_k = \sum_j R_{ij} a_j \cdot \sum_l R_{kl} b_l$$

Dit levert in driedimensionaal systeem 9 termen die elke bestaan uit het product van 4 getallen. Daar een product commutatief is, heeft het geen belang in welke volgorde men die getallen opschrijft. Het heeft trouwens ook geen belang in welke volgorde men de sommaties uitvoert. Het resultaat zal steeds dezelfde producten van 4 getallen opleveren. Men kan daarom kortweg opschrijven:

$$a'_i b'_k = \sum_{jl} R_{ij} R_{kl} a_j b_l$$

Dit is ook de transformatieformule voor de elementen van de traagheidstensor:

$$I'_{ik} = \sum_{jl} R_{ij} R_{kl} I_{jl} \quad (\text{I})$$

Dit kan nu toegepast worden voor het transformeren van de eerste traagheidstensor in de tweede. Gelukkig zijn vele elementen van de eerste matrix 0 en ook een deel elementen van R . Het eerste element van de nieuwe tensor wordt uitgerekend met de formule:

$$I'_{11} = \sum_j R_{1j} (\sum_l R_{1l} I_{jl})$$

$$\begin{array}{lll} & l=1 & l=2 & l=3 \\ j=1 & I_{11} = & R_{11}(R_{11}I_{11} & +R_{12}I_{12} & +R_{13}I_{13}) \\ j=2 & & +R_{12}(R_{11}I_{21} & +R_{12}I_{22} & +R_{13}I_{23}) \\ j=3 & & +R_{13}(R_{11}I_{31} & +R_{12}I_{32} & +R_{13}I_{33}) \end{array}$$

Daar zeer veel termen 0 zijn, blijft uiteindelijk over:

$$I'_{11} = R_{11}R_{11}I_{11} + R_{12}R_{12}I_{22} = \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right)^2 \cdot 20 + 0,5^2 \cdot 4 = 16 \text{ kgm}^2$$

Op analoge manier vindt men:

$$I'_{12} = I'_{21} = R_{11}R_{21}I_{11} + R_{12}R_{22}I_{22} = \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot 0,5 \cdot 20 - 0,5 \cdot \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot 4 = 5\sqrt{3} - \sqrt{3} = 4\sqrt{3} \text{ kgm}^2$$

$$I'_{22} = (R_{21})^2 I_{11} + (R_{22})^2 I_{22} = 0,5^2 \cdot 20 + \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right)^2 \cdot 4 = 8 \text{ kgm}^2$$

De overige termen blijven ongewijzigd.

Verder, bij de bespreking van de transformatie van de traagheidsellipsoïde(7.3.13.4), zal blijken dat er toch wel een manier is om dit in termen van matrixvermenigvuldigingen te schrijven.

7.3.13.3 Het diagonaliseren van de traagheidstensor

Er werd hoger gesteld dat men de traagheidstensor altijd kan omvormen tot een diagonale matrix door een geschikte keuze van het assenkruis. Er zal nu geprobeerd worden om de tweede matrix te diagonaliseren en zo, hopelijk, de eerste terug te vinden. Dat zal echter maar gedeeltelijk lukken. Daar alleen de x- en y-coördinaten bij de transformatie betrokken zijn, zal alles behandeld worden als een tweedimensionaal probleem.

Het diagonaliseren van een matrix berust op het zoeken van de **eigenvectoren**. Eigenvectoren van een matrix zijn vectoren die door die matrix niet van richting veranderd worden, alleen van grootte. Formeel opgeschreven: $\vec{a}$ is een eigenvector van de matrix R als $R\vec{a} = \lambda\vec{a}$. De coëfficiënt λ wordt de **eigenwaarde** van de vector genoemd. Men krijgt:

$$\begin{vmatrix} R_{11} - \lambda & R_{12} \\ R_{21} & R_{22} - \lambda \end{vmatrix} \begin{vmatrix} a_1 \\ a_2 \end{vmatrix} = 0$$

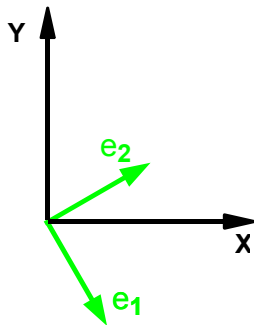
Voor een oplossing verschillend van de nulvector moet de determinant van het stelsel $= 0$ zijn. Dit levert een kwadratische vergelijking in λ en zal dus 2 oplossingen voor λ leveren. Dat de determinant van het stelsel 0 is, betekent echter ook dat er een onbepaaldheid zal zitten op de eigenvector. Het is echter duidelijk dat als $\vec{a}$ een eigenvector is, ook elke vector van de vorm $k\vec{a}$ een oplossing zal zijn en dus ook een eigenvector. Voor het voorbeeld krijgt men:

$$\begin{vmatrix} 16 - \lambda & 4\sqrt{3} \\ 4\sqrt{3} & 8 - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

$$\text{of } (16 - \lambda)(8 - \lambda) - (4\sqrt{3})^2 = \lambda^2 - 24\lambda + 80 = 0$$

De oplossingen zijn $\lambda_1 = 4$ en $\lambda_2 = 20$ (wat verwacht werd).

Als men wil terugkeren naar de oorspronkelijke matrix, duikt hier een eerste probleem op. Men heeft geen enkele aanduiding welke eigenwaarde bij de basisvector volgens de nieuwe x-as hoort en welke bij de nieuwe y-as. Men kan en moet er alleen voor zorgen dat men een rechtsdraaiend assenkruis behoudt. Deze eis wordt wiskundig vertaald naar een transformatiematrix met determinantwaarde $= +1$.



De eerste eigenvector $\vec{e}_1$ haalt men uit het stelsel dat men bekomt door λ_1 te substitueren in het stelsel dat de eigenvectoren definieert:

$$\begin{aligned} 12e_x + 4\sqrt{3}e_y &= 0 \\ 4\sqrt{3}e_x + 4e_y &= 0 \end{aligned}$$

Men ziet dat beide rijen afhankelijk zijn, wat een uitdrukking is van de verwachte onbepaaldheid. Men moet voor één coördinaat zelf een waarde kiezen, daarna volgt een waarde voor de andere coördinaat uit om het even welke van beide vergelijkingen. Kiest men $e_x = 1$ dan volgt $e_y = -\sqrt{3}$. Om deze vector als basisvector te kunnen gebruiken wordt hij genormeerd:

$$\|\vec{e}_1\| = \sqrt{1^2 + (\sqrt{3})^2} = 2$$

Hiermede wordt $e_{1x} = 1/2$ en $e_{1y} = -\sqrt{3}/2$

Op analoge manier vindt men voor de tweede eigenvector dat $e_{2y} = 1/\sqrt{3}$. Na normeren krijgt men: $\vec{e}_2 = (\sqrt{3}/2; 1/2)$

Men kan gemakkelijk controleren dat beide vectoren loodrecht op elkaar staan.

Hiermede kan een transformatiematrix R geconstrueerd worden:

$$R = \begin{vmatrix} \frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \end{vmatrix}$$

De determinantwaarde is $+1$. Als men $\vec{e}_1$ gebruikt voor de x''-as en $\vec{e}_2$ voor de y''-as en de huidige z-as behoudt, dan heeft men een rechtsdraaiend assenkruis. Om naar de originele matrix terug te keren moet men een rotatie over $+30^\circ$ uitvoeren. Het element R_{12} is $\sin\theta$. Het blijkt dat de matrix een rotatie over -60° voorstelt. De x''-as zal dus samenvallen met de vroegere y-as en de y''-as met de x-as!

Als men de volgorde van de eigenvectoren omwisselt, bekomt men als transformatiematrix

$$\begin{vmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & -\frac{\sqrt{3}}{2} \end{vmatrix}$$

De determinantwaarde hiervan blijkt -1 te zijn. Dat betekent dat men de richting van één van de vectoren moet omklappen. Een rotatiematrix voor een hoek $< 90^\circ$ heeft normaal positieve elementen op de hoofddiagonaal. Het is dus aangewezen om de onderste vector met -1 te vermenigvuldigen. Dan komt men wel terug op het eerste assenkruis.

Men kan nu deze rotatiematrix gebruiken om opnieuw de tweede tensor om te rekenen naar de eerste. Hierbij zullen de eerste 2 diagonaalelementen wel omgewisseld worden. Men bekomt:

$$I_{11} = R_{11}(R_{11}I'_{11} + R_{12}I'_{12}) + R_{12}(R_{11}I'_{21} + R_{12}I'_{22})$$

$$I_{11} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{2} \cdot 16 - \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot 4\sqrt{3} \right) - \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{1}{2} 4\sqrt{3} - \frac{\sqrt{3}}{2} \cdot 8 \right) = 1 + 3 = 4$$

Op analoge manier bekomt men: $I_{12} = I_{21} = 0$ en $I_{22} = 20$

Het kan gebeuren dat 2 eigenwaarden gelijk zijn. Dan is er een bijkomende onbepaaldheid en moet men 2 coördinaten vrij kiezen. Dit zal bv. gebeuren bij een omwentelingsellipsoïde. Een doorsnede loodrecht op de omwentelingsas is dan een cirkel en een cirkel heeft geen voorkeursrichtingen. Elk paar orthogonale vectoren in dat vlak kan als basis dienen.

7.3.13.4 De transformatie van de traagheidsellipsoïde

Hoger werd reeds gesteld dat men de traagheidstensor kan visualiseren als een ellipsoïde door hem te gebruiken in de vergelijking:

$$\begin{vmatrix} x & y & z \\ |I(3x3)| \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x \\ y \\ z \end{vmatrix} = 1$$

Bij de notatie van vectoren als kolommatrices, moet een scalair product uitgewerkt worden als het matrixproduct van de transpose van de eerste vector met de tweede. De transpose van een matrix is een matrix met de rijen en kolommen omgewisseld. Voor een matrixproduct is er geen specifieke operator. De twee matrices worden naast elkaar geschreven, zoals men ook ab schrijft voor $a \times b$. Men heeft dus voor een scalairproduct:

$$\vec{a} \cdot \vec{b} = \begin{vmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \end{vmatrix}^T \begin{vmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} a_x & a_y & a_z \end{vmatrix} \begin{vmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{vmatrix} = a_x b_x + a_y b_y + a_z b_z$$

Met deze wetenschap kan men de bovenstaande formule ook schrijven als een scalair product:

$$\vec{r}(x, y, z) \cdot I \vec{r}(x, y, z) = 1$$

Voor de transformatie van een operator naar een ander assenkruis kan men volgende analogie gebruiken. Als men in open veld in een rechte lijn van A naar B wandelt en men komt een rivier tegen waarop geen brug ligt volgens de lijn AB maar wel iets verder, dan wandelt men langs de rivier naar de brug, steekt daar de rivier over en loopt dan aan de overkant terug naar de lijn AB. Voor de toepassing hier: als men de traagheidstensor heeft in functie van de oude coördinaten, dan transformeert men de nieuwe terug naar de oude, past de operator toe en transformeert het resultaat terug naar de nieuwe coördinaten.

Als R de transformatie voorstelt van de oude naar de nieuwe coördinaten, dan moet men de inverse gebruiken om de nieuwe coördinaten terug om te zetten naar de oude: $\vec{r} = R^{-1} \vec{r}'$. Men krijgt dan in het nieuwe assenkruis:

$$(R^{-1} \vec{r}') \cdot I (R^{-1} \vec{r}') = 1$$

Bij een rotatiematrix is de transpose dezelfde als de inverse matrix. Men krijgt dus links bij het uitwerken $(R^{-1})^T = R$. De elementen van de oude traagheidstensor worden hier bekeken als constanten en niet als functies van de oude coördinaten. In termen van matrixproducten krijgt men dus:

$$\begin{vmatrix} x' & y' & z' \\ |R(3x3)| & |I(3x3)| & |R^{-1}(3x3)| \end{vmatrix} \begin{vmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{vmatrix} = 1$$

Of voor de nieuwe tensor:

$$I' = R \cdot I \cdot R^{-1} \quad (\text{II})$$

Men moet bedenken dat de reeks matrices van rechts naar links zullen worden toegepast bij een vermenigvuldiging met een kolommatrix.

Toegepast op de transformatie van de eerste tensor naar de tweede (om de berekeningen eenvoudig te houden alleen de xy-componenten) krijgt men:

$$I' = \begin{vmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 20 & 0 \\ 0 & 4 \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{vmatrix} \begin{vmatrix} 10\sqrt{3} & 10 \\ -2 & 2\sqrt{3} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 16 & 4\sqrt{3} \\ 4\sqrt{3} & 8 \end{vmatrix}$$

Men kan aantonen dat in dit speciale geval beide transformaties, (I) en (II) hetzelfde zijn. Als A en B vierkante matrices zijn, dan wordt een element van het product AB gevormd door elk element van een rij van A te vermenigvuldigen met het overeenkomstig element van een kolom van B. Of:

$$C_{ij} = \sum_k A_{ik} B_{kj}$$

Bij A loopt de index dus over de kolommen, bij B over de rijen. In de formule (I) voor de transformatie van I, hieronder hernomen, blijkt de index telkens over de kolommen van transformatiematrix te lopen. Men kan dit veranderen door één matrix te vervangen door zijn transpose:

$$C_{jk} = \sum_l I_{jl} (R^T)_{lk}$$

$$I'_{ik} = \sum_{jl} R_{ij} R_{kl} I_{jl} = \sum_j R_{ij} \left(\sum_l I_{jl} R_{kl} \right) = \sum_j R_{ij} \left(\sum_l I_{jl} (R^T)_{lk} \right) = \sum_j R_{ij} C_{jk}$$

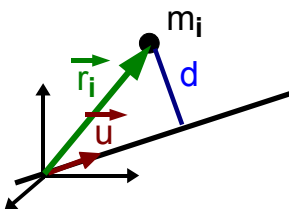
Daar bij een rotatiematrix de transpose ook de inverse is, is de transformatie van de traagheidstensor in (I) in dit speciale geval gelijk aan de matrixvermenigvuldiging in (II)

7.3.13.5 Traagheidsmoment volgens een willekeurige richting

In vorig deel werd gesteld dat men het traagheidsmoment volgens een willekeurige as met richting $\vec{u}$ door het centrum van traagheidsellipsoïde kan vinden met de bewerking:

$$I_{as} = \vec{u} \cdot I \vec{u} \quad (\text{III})$$

Om dit te bewijzen moet men eerst het traagheidsmoment van een puntmassa m_i met positievector $\vec{r}_i$ t.o.v. deze as bepalen. Dit traagheidsmoment is $m_i d^2$ waarin d de loodrechte afstand is van de puntmassa naar de as.



Uit de figuur blijkt dat d een rechthoekszijde is van een rechthoekige driehoek. De andere rechthoekszijde wordt gevormd door de projectie van $\vec{r}_i$ op de as. Dit kan uitgewerkt worden door een scalair product van $\vec{r}_i$ met $\vec{u}$. Om met numerieke indices te kunnen werken zullen de componenten van $\vec{r}_i$ aangeduid worden als $r_{i,j}$, met $j=1,2,3$ voor de coördinaten x,y,z. Men krijgt dus:

$$d^2 = r_i^2 - (\vec{r}_i \cdot \vec{u})^2 = r_i^2 - \sum_j (r_{i,j} u_j)^2 - 2r_{i,1} r_{i,2} u_1 u_2 - 2r_{i,1} r_{i,3} u_1 u_3 - 2r_{i,2} r_{i,3} u_2 u_3$$

Er is nu nog nood aan een algemene vorm voor een element van de traagheidstensor. Dit kan m.b.v. de **Kroneckerdelta**. Dit is een functie die de waarde 0 of 1 kan aannemen volgens de volgende conventie:

$$\begin{cases} \delta_{ij} = 1 & \text{voor } i = j \\ \delta_{ij} = 0 & \text{voor } i \neq j \end{cases}$$

Figuur 7.37: Traagheidsmoment volgens een willekeurige richting

Hiermede kan men schrijven (met dank aan [gruber](#))

$I_{ij} = \sum_k m_k (r_k^2 \delta_{ij} - r_{k,i} r_{k,j})$ of, voor een continue massaverdeling: $I_{ij} = \int dm (r^2 \delta_{ij} - r_i r_j)$ (met $r_1 = x$, enz.)

Men kan dit controleren door de uitdrukking uit te schrijven voor een paar termen:

$$I_{11} = \sum_k m_k (r_k^2 - r_{k,1}^2) = \sum_k m_k (r_{k,2}^2 + r_{k,3}^2)$$

$$I_{12} = \sum_k m_k (-r_{k,1} r_{k,2})$$

Men ziet reeds duidelijk het patroon dat optreedt en inderdaad leidt tot de traagheidstensor. Als men hiermede de uitdrukking (III) wil uitwerken, dan moet men schrijven:

$$I_{as} = \sum_{ij} I_{ij} u_i u_j = \sum_{ij} \left[\sum_k m_k (r_k^2 \delta_{ij} - r_{k,i} r_{k,j}) \right] u_i u_j$$

Als men dit uitwerkt voor één massa bekomt men:

$$m_k [r_k^2 u_1^2 - r_{k,1}^2 u_1^2 - r_{k,1} r_{k,2} u_1 u_2 - r_{k,1} r_{k,3} u_1 u_3 - r_{k,2} r_{k,1} u_2 u_1 + r_k^2 u_2^2 - r_{k,2}^2 u_2^2 - r_{k,1} r_{k,3} u_1 u_3 - r_{k,3} r_{k,1} u_3 u_1 - \dots]$$

Hierbij leveren de termen in r_k^2 uiteindelijk $r_k^2 (u_1^2 + u_2^2 + u_3^2) = r_k^2$. De overige, negatieve, termen leveren duidelijk het kwadraat van het scalair product, zodat men dus inderdaad heeft:

$$I_{as} = \sum_k m_k [r_k^2 - (\vec{r}_k \cdot \vec{u})^2] = \vec{u} \cdot I \vec{u}$$

Wat moest bewezen worden.

Er werd hier vooral een matrixformulering gebruikt. Historisch gezien werd eerder met functies gewerkt. Voor het traagheidsmoment volgens een willekeurige richting werd de eenheidsvector eerst geschreven in functie van de cosinussen van de hoeken met de assen:

$$u_x = \cos \alpha \quad u_y = \cos \beta \quad u_z = \cos \gamma$$

Hiermede kan men de d^2 uit de figuur 7.37 opschrijven als

$$r_i^2 - (\vec{r}_i \cdot \vec{u})^2 = (x_i^2 + y_i^2 + z_i^2) - (x_i \cos \alpha + y_i \cos \beta + z_i \cos \gamma)^2$$

Als men de eerste term vermenigvuldigt met 1, maar onder de vorm van $(\cos^2 \alpha + \cos^2 \beta + \cos^2 \gamma)$, alles met m_i vermenigvuldigt en sommeert over alle massa's, dan bekomt men het traagheidsmoment volgens de gegeven richting als een homogene kwadratische functie van de cosinussen van de hoeken:

$$J(\cos \alpha, \cos \beta, \cos \gamma) = I_{xx} \cos^2 \alpha + I_{yy} \cos^2 \beta + I_{zz} \cos^2 \gamma - 2I_{xy} \cos \alpha \cos \beta - 2I_{xz} \cos \alpha \cos \gamma - 2I_{yz} \cos \beta \cos \gamma$$

Van hier was het een kleine stap naar de traagheidsellipsoïde. Ook de kinetische energie werd met deze functie berekend, met de componenten van de ogenblikkelijke rotatievector i.p.v. de cosinussen. De componenten van de ogenblikkelijke rotatievector ω kan men schrijven als $\omega_x = \omega \cos \alpha$, $\omega_y = \omega \cos \beta$, $\omega_z = \omega \cos \gamma$. Hiermede wordt $J(\omega_x, \omega_y, \omega_z) = I_{as} \omega^2$. Het is immers een homogene kwadratische functie. Dus:

$$E_k = \frac{1}{2} \omega^2 I_{as} = \frac{1}{2} J(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$$

Met deze uitdrukking voor de kinetische energie kon men dan aan de slag om de bewegingsvergelijkingen op te stellen met de methode van Lagrange (volgend hoofdstuk 8).

Toepassing

Men kan dit ter controle even toepassen. In het eerste assenkruis wordt de richting van de x-as gekozen: (1; 0; 0). Het is vrij duidelijk dat dit een $I = 20$ oplevert. In het tweede assenkruis wordt dit de richting

$$\left| \begin{array}{cc} \frac{\sqrt{3}}{2} & -\frac{1}{2} \\ \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} \end{array} \right| \left| \begin{array}{c} 1 \\ 0 \end{array} \right| = \left| \begin{array}{c} \frac{\sqrt{3}}{2} \\ \frac{1}{2} \end{array} \right| \quad (\text{of: een eenheidsvector in de richting } +30^\circ)$$

Hiermede krijgt men:

$$I = \begin{vmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ \frac{16}{4\sqrt{3}} & \frac{4\sqrt{3}}{8} & \frac{0}{16} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ 10\sqrt{3} & 10 & 0 \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} & 0 \end{vmatrix} = 15 + 5 = 20$$

Q.E.D.

7.3.14 Nota

Alles wat in dit laatste deel staat over de transformatie van de traagheidstensor en de traagheidsellipsoïde, is terug te vinden in [goldstein] (zie in de Bibliografie) en ook in [gruber], maar wat meer wiskundig en zonder de uitgewerkte voorbeelden. De aandacht voor de alternatieve manier om het impulsmoment te berekenen berust op [gruber] en op eigen ervaring.

Hoofdstuk 8

De methode van Lagrange

Inhoudsopgave

8.1	Vergelijkingen van Lagrange van de eerste vorm	192
8.2	De lagrangiaan	194
8.3	Speciale gevallen	195
8.4	Voorbeelden	195
8.4.1	Massa aan veer	195
8.4.2	Gekoppelde slingers	197
8.4.3	Blokje in draaiende buis	198
8.4.4	Slingerende schijf	199
8.5	Dynamisch evenwicht	200
8.5.1	Eerste voorbeeld: slingerende schijf	201
8.5.2	Tweede voorbeeld: draaiende staaf	201

De methode die de wiskundige **Lagrange** uitwerkte voor het opstellen van de differentiaalvergelijkingen, die de beweging van een systeem beschrijven, behoort waarschijnlijk tot één van de belangrijkste bijdragen aan de fysica na de wetten van Newton. De man wordt als Fransman beschouwd, maar werd met de naam 'Lagrangia' in Turijn geboren in 1736. Daar staat dan ook een standbeeld van hem. Hij werkte zowel in Frankrijk als in Pruisen en stierf uiteindelijk in Parijs in 1813. Hij werd er begraven in het Pantheon. Hij en Euler worden beschouwd als de grootste wiskundigen van de achttiende eeuw. Zijn aanpak gaat uit van de kinetische en potentiële energie. Dit zijn scalaire functies, die vrij gemakkelijk op te schrijven zijn. Als scalaire functies zijn ze ook additief. De totale kinetische energie van een systeem is de som van de kinetische energieën van de delen. Verder gebruikt hij zogenaamde veralgemeende coördinaten. Dit kan elke parameter, elke variabele zijn waarmee de positie van een onderdeel van een systeem eenduidig kan aangegeven worden. De bewegingsvergelijkingen worden afgeleid door differentiëren, een vrij eenvoudige bewerking. Zijn aanpak bleek ook buiten de mechanica toepasbaar.

De aanpak van Lagrange bouwt verder op de ideeën van vrijheidsgraden en veralgemeende coördinaten 4.3, die reeds in het hoofdstuk over virtuele arbeid voorgesteld werden. Wie niet vertrouwd is met deze begrippen, wordt sterk aangeraden om de paragraaf uit virtuele arbeid eens te lezen vooraleer verder te gaan.

Even ter herhaling:

het aantal vrijheidsgraden van een systeem is het aantal onafhankelijke parameters dat nodig is om de positie van het systeem eenduidig te bepalen, bij behoud van de bestaande verbindingen.

Onafhankelijk betekent dat het mogelijk is de waarde van één parameter te veranderen zonder dat er iets verandert aan de andere. Deze parameters noemt men de **veralgemeende coördinaten** q_i .

Binnen een systeem zijn de verschillende punten dus aan beperkingen onderworpen, die men verbindingen noemt. Deze verbindingen kunnen onder verschillende vormen voorkomen. Er zijn:

- **holonome verbanden** : de naam is ontleend aan het Griekse $\sigma\lambda\omicron\varsigma$ = geheel en $\nu\omicron\mu\omicron\varsigma$ = regel. Dit zijn verbanden die kunnen beschreven worden als een functie van 2 of meer coördinaten en eventueel de tijd, zodat het totaal aantal parameters om het systeem te beschrijven met 1 kan verminderd worden. Ze nemen normaal de vorm aan van een functie $f(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n, t) = 0$
- **niet-holonome verbanden** : de verbanding kan niet in de bovenstaande vorm gegoten worden, maar is bv. te schrijven als een ongelijkheid $(\vec{r}_i - \vec{r}_j)^2 < C$ of omdat de verbanden moeten geschreven worden onder de vorm van differentiaalvergelijkingen, die samen met de bewegingsvergelijkingen moeten opgelost worden.

Men onderscheidt verder:

- **scleronome verbanden** : verbanden die niet veranderen in de tijd, niet expliciet functie zijn van de tijd. Van het Grieks $\sigma\kappa\lambda\eta\rho\omicron\varsigma$ = hard, niet veranderend.
- **rheonome verbanden** : verbanden die wel veranderen in de tijd. Van het Grieks $\rho\epsilon\omega$ = vloeien.

8.1 Vergelijkingen van Lagrange van de eerste vorm

Voor wat volgt wordt ondersteld dat men werkt met **holonome verbanden**. In de praktijk is dat meestal het geval. Het formalisme van Lagrange kan afgeleid worden uit de virtuele arbeid of via variatierekenen. Meest klassiek is de afleiding vertrekkend van virtuele arbeid, die ook hier zal gevolgd worden. Hiervoor moet de formulering echter eerst uitgebreid worden voor dynamische situaties. De wet van Newton kan geschreven worden in functie van de impuls p van een puntmassa in het i -de punt als:

$$\sum_j \vec{F}_{i,j} = \dot{\vec{p}}_i$$

waarbij het linkerlid alle krachten bevat die op die massa werken.

Wanneer men het rechterlid naar het linkerlid overbrengt, bekomt men een som die 0 moet zijn, als in de statica. Daarbij wordt de $-\dot{\vec{p}}$ meestal gezien als een **traagheidskracht**. Men noemt dit ook het **principe van d'Alembert**. Past men hierop nu virtuele arbeid toe en sommeert men over het hele systeem, dan krijgt men:

$$\sum_i (\sum_j \vec{F}_{i,j} - \dot{\vec{p}}_i) \cdot \delta \vec{r}_i = 0$$

Beschouwt men alleen virtuele verplaatsingen die verenigbaar zijn met de verbanden, dan is er een reeks krachten die geen arbeid leveren, bv. de inwendige krachten bij een star voorwerp, de ideale verbindingskrachten. De krachten die wel arbeid leveren zullen **actieve krachten** genoemd worden. De bovenstaande formule kan dus vereenvoudigd worden tot:

$$\sum_i (\sum_j \vec{F}_{i,j}^a - \dot{\vec{p}}_i) \cdot \delta \vec{r}_i = 0 \quad (\text{I})$$

waarbij F^a een actieve kracht voorstelt.

Men moet deze virtuele arbeid nu echter kunnen uitdrukking als functie van de veralgemeende coördinaten q_i . Dit gebeurt op basis van de transformatievergelijking:

$$\vec{r}_i = \vec{r}_i(q_1, q_2, q_3, \dots, q_n, t)$$

In tegenstelling tot de virtuele arbeid in de statica, kunnen deze transformatievergelijkingen ook expliciet de tijd bevatten. Men vindt voor de snelheid van een punt:

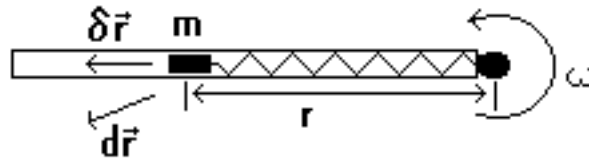
$$\vec{v}_i = \sum_j \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \frac{dq_j}{dt} + \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial t} = \sum_j \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \dot{q}_j + \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial t} \quad (\text{II})$$

De virtuele verplaatsing kan dan geschreven worden in functie van de veralgemeende coördinaten als:

$$\delta \vec{r}_i = \sum_j \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \delta q_j$$

Er wordt hier geen rekening gehouden met de (expliciete) tijdsafhankelijkheid omdat men alleen kijkt naar de arbeid bij een verplaatsing volgens de parameterlijnen van de veralgemeende coördinaten. Klassiek zegt men dat men bij virtuele arbeid het systeem beschouwt op een bepaald ogenblik en dan kijkt

naar de mogelijke verplaatsingen verenigbaar met de verbindingen. Voor de werkelijke verplaatsing moet men ook de verplaatsing als expliciete functie van de tijd meerekenen. Een hypothese is dat er alleen expliciete tijdsafhankelijkheid kan optreden bij holonome verbindingen indien er een vrijheidsgraad in het systeem is, waaraan men reeds een beweging opgelegd heeft zodat die niet meer als effectieve vrijheidsgraad beschouwd wordt.



Figuur 8.1: Verschil tussen virtuele en reële verplaatsing

Voorbeeld Stelt men dat een systeem, zoals in de figuur 8.1, met constante hoeksnelheid rond draait. dan is er geen vrijheidsgraad van rotatie rond de as. De reële verplaatsing $d\vec{r}$ is dan de som van de virtuele verplaatsing $\delta\vec{r}$ en een bijdrage $r\omega dt$ loodrecht op de gleuf. Als men zou vragen welk moment er moet uitgeoefend worden op de as om een constante hoeksnelheid te bekomen tijdens het trillen van de massa, dan zou men wel een vrijheidsgraad van rotatie rond de as moeten beschouwen. Bemerkt dat er door de verbindingskracht tussen blok en staaf wel uitwisseling van arbeid gebeurt tijdens een reële verplaatsing want dan is er wel een component van de kracht in de richting van de verplaatsing. Een voorbeeld is echter geen bewijs.

De virtuele arbeid van de actieve krachten wordt zoals in de statica:

$$\sum_i \vec{F}_i \cdot \delta\vec{r}_i = \sum_{i,j} \vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \delta q_j = \sum_j Q_j \delta q_j$$

De Q_j die hierin voorkomt, de coëfficiënt van δq_j bij het berekenen van de virtuele arbeid, noemt men de **veralgemeende kracht** en beantwoordt dus aan:

$$Q_j = \sum_i \vec{F}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j}$$

Deze Q_j hoeven niet de dimensie van een kracht te hebben, maar de producten met de δq_j moeten de dimensie hebben van een arbeid.

Tenslotte zullen een paar ingenieuze transformaties toegepast worden op de term

$$\sum_i \dot{\vec{p}}_i \cdot \delta\vec{r}_i = \sum_{i,j} m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \delta q_j$$

Als men het differentiëren naar de tijd naar voor brengt, krijgt men meer dan nodig is:

$$\frac{d}{dt} (m_i \vec{v}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j}) = m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} + m_i \vec{v}_i \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \right)$$

De term die men nodig heeft wordt dus:

$$\sum_i m_i \frac{d\vec{v}_i}{dt} \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} = \sum_i \left[\frac{d}{dt} (m_i \vec{v}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j}) \right] - m_i \vec{v}_i \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} \right) \quad (\text{III})$$

Wanneer men naar de uitdrukking II voor de snelheid kijkt, dan blijkt dat

$$\frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j} = \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial \dot{q}_j}$$

Hiermede word de eerste term in III:

$\sum_i \frac{d}{dt} (m_i \vec{v}_i \cdot \frac{\partial \vec{r}_i}{\partial q_j}) = \sum_i \frac{d}{dt} (m_i \vec{v}_i \cdot \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial \dot{q}_j}) = \sum_i \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} (m_i v_i^2 / 2) \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \right)$ met T = de kinetische energie van het systeem.

Om het differentiëren naar de tijd in de tweede term in III uit te werken, wordt dezelfde weg gebruikt als voor het berekenen van de snelheid. Men krijgt dan:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{r}_i}{\partial \dot{q}_j} \right) = \sum_k \frac{\partial^2 \vec{r}_i}{\partial \dot{q}_j \partial \dot{q}_k} \dot{q}_k + \frac{\partial^2 \vec{r}_i}{\partial \dot{q}_j \partial t}$$

Wanneer men deze uitdrukking vergelijkt met de uitdrukking voor de snelheid, dan blijkt dat

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{r}_i}{\partial \dot{q}_j} \right) = \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial \dot{q}_j}$$

De tweede term in III kan dus geschreven worden als

$$\sum_i m_i \vec{v}_i \cdot \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial \vec{r}_i}{\partial \dot{q}_j} \right) = \sum_i m_i \vec{v}_i \cdot \frac{\partial \vec{v}_i}{\partial \dot{q}_j} = \sum_i \frac{\partial}{\partial \dot{q}_j} (m_i v_i^2 / 2) = \frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j}$$

Alles invullen in I

$$\sum_j \left[\left(\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_j} \right) - Q_j \right] \delta q_j = 0$$

Daar de q_j onafhankelijk zijn van elkaar, moet de coëfficiënt van elke δq_j gelijk zijn aan nul. Men krijgt dus een stelsel van vergelijkingen van de vorm:

$$\left[\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial T}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial T}{\partial q_j} \right] - Q_j = 0$$

Deze vorm wordt soms de **vergelijkingen van Lagrange van de eerste vorm** genoemd. Het stelsel bevat zoveel vergelijkingen als er vrijheidsgraden zijn.

Naar analogie met de snelheid v als afgeleide van de positie naar de tijd, worden de $\dot{q}_j$ **veralgemeende snelheden** genoemd.

8.2 De lagrangiaan

Wanneer de inwerkende krachten afleidbaar zijn van een potentiële energie V (6.4.3), dan geldt dat de virtuele arbeid kan geschreven worden in functie van de veralgemeende coördinaten als:

$$\delta A = - \sum_i \frac{\partial V}{\partial q_i} \delta q_i$$

M.a.w. de veralgemeende kracht die hierbij hoort is, in grootte:

$$Q_j = \frac{\partial V}{\partial q_j}$$

Daar de potentiële energie normaal alleen afhangt van de positie en niet van de snelheid, kan de vorige formule van de vergelijkingen van Lagrange dan ook geschreven worden als:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial (T - V)}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial (T - V)}{\partial q_j} = 0 \text{ voor elke } q_j$$

Men voert nu een grootheid in die men de **lagrangiaan L** noemt: $L = T - V$. Hiermede kan de vorige vergelijking eenvoudiger geschreven worden als:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_j} = 0 \text{ voor elke } q_j$$

Dit wordt soms de **tweede vorm van de vergelijkingen van Lagrange** genoemd.

Als er nog niet-potentiaalkrachten spelen, dan kan men die natuurlijk nog altijd in het rechterlid houden:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) - \frac{\partial L}{\partial q_j} = Q_j \text{ voor elke } q_j$$

Dit wordt soms de **derde vorm van de vergelijkingen van Lagrange** genoemd.

De uitdrukking

$$p_j = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j}$$

wordt ook wel een **veralgemeende impuls** genoemd.

Alhoewel men bij bovenstaande afleiding ondersteld heeft dat de potentiaalfunctie enkel afhangt van de veralgemeende coördinaten q_j en niet van de veralgemeende snelheden, kan het formalisme ook gebruikt worden bij potentiaalfuncties waarvoor geldt:

$$Q_j = \frac{\partial V}{\partial q_j} + \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial V}{\partial \dot{q}_j} \right)$$

Dit soort functies komt o.a. voor bij de studie van elektrische velden. De potentiaalfunctie V wordt dan een veralgemeende potentiaal genoemd.

Nota : de vergelijkingen van Lagrange kunnen ook via [variatierekenen](#) afgeleid worden. Waarschijnlijk is dit zelfs de manier waarop Lagrange zelf ze afgeleid heeft. Zie hiervoor bv. [\[goldstein\]](#).

8.3 Speciale gevallen

Wanneer de Lagrangiaan een bepaalde q_j **niet** bevat, dan herleidt de tweede vorm zich tot:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} \right) = 0$$

waaruit dan weer ogenblikkelijk volgt dat de bijhorende veralgemeende impuls constant is:

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_j} = C$$

Men noemt de veralgemeende coördinaat q_j een **cyclische coördinaat**. (Er is echter geen volledige eensgezindheid over de juiste definitie van deze term.)

De aanwezigheid van cyclische coördinaten wijst op sommige constanten van de beweging. Als de q_j een verplaatsing voorstelt, dan zal het probleem een behoud van impuls kennen volgens die richting. Men kan ook zeggen dat een verplaatsing van het systeem in die richting geen invloed heeft op de oplossing. Wanneer de q_j een rotatie voorstelt, dan zal er een behoud van impulsmoment gelden voor het systeem. Een rotatie van het systeem verandert dan niets aan de probleemstelling.

8.4 Voorbeelden

8.4.1 Massa aan veer

Als eerste voorbeeld wordt een massa slingerend aan een veer beschouwd. er zijn 2 vrijheidsgraden: een translatie volgens de richting van de veer (veralgemeende coördinaat r) en een roteren rond het bevestigingspunt (veralgemeende coördinaat θ). De veer heeft een veerconstante k en rustlengte l_0 . De snelheid van de massa kan eenvoudig beschreven worden in termen van poolcoördinaten. Men krijgt:

$$T = m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2)/2$$

$$V = k(r - l_0)^2/2 - mgr \cos \theta$$

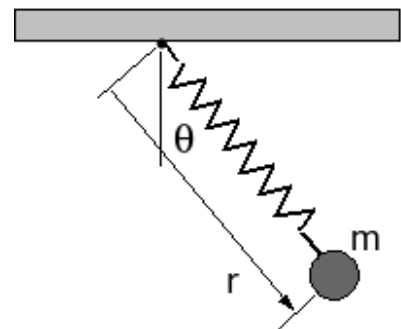
$$L = T - V = m(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2)/2 - k(r - l_0)^2/2 + mgr \cos \theta$$

Voor r :

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{r}} = m\dot{r}$$

$$\frac{d}{dt} m\dot{r} = m\ddot{r}$$

$$\frac{\partial L}{\partial r} = m r \dot{\theta}^2 - k(r - l_0) + mg \cos \theta$$



Figuur 8.2: Massa slingerend aan veer

De eerste vergelijking wordt dus:

$$m\ddot{r} - mr\dot{\theta}^2 + k(r - l_0) - mg \cos \theta = 0$$

Voor θ :

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = mr^2\dot{\theta}$$

$$\frac{d}{dt}mr^2\dot{\theta} = mr^2\ddot{\theta} + 2mr\dot{r}\dot{\theta}$$

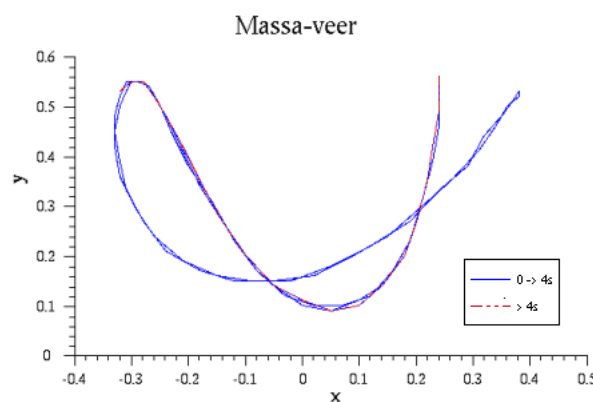
$$\frac{\partial L}{\partial \theta} = -mgr \sin \theta$$

De tweede vergelijking wordt dan:

$$mr^2\ddot{\theta} + 2mr\dot{r}\dot{\theta} + mgr \sin \theta = 0$$

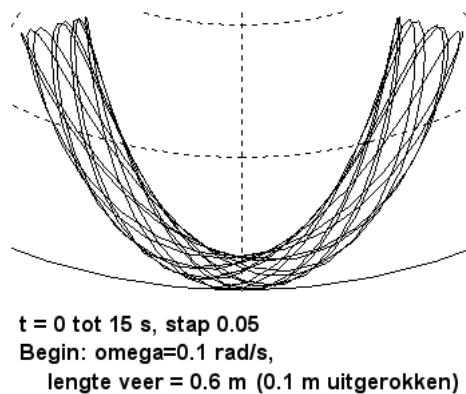
Er kan een factor mr weggedeeld worden:

$$r\ddot{\theta} + 2\dot{r}\dot{\theta} + g \sin \theta = 0$$



Figuur 8.3: Baan van massa slingerend aan veer

Het eerste wat echter opvalt is dat een eenvoudig systeem reeds aanleiding geeft tot ingewikkelde differentiaalvergelijkingen, waarvoor geen oplossing bestaat onder de vorm van een functie voor r en θ . De enige mogelijkheid om te weten wat deze vergelijkingen voorstellen is numerieke simulatie. In de afbeelding 8.3 vindt men hiervan een voorbeeld. Er werd uitgegaan van een massa van 0,2 kg aan een veer met rustlengte 0,5 m. De massa werd losgelaten uit rust vanuit een hoek van 0,5 radialen (iets meer dan 28°) en vanuit de rustlengte van de veer. Voor de berekening van de y -coördinaten werd de bevestiging van de veer in het punt $(0, 1)$ geplaatst zodat $y = 1 - r \cdot \cos \theta$. Het vertrekpunt bevindt zich juist boven het kadertje met de legende aan de binnenste lijn.

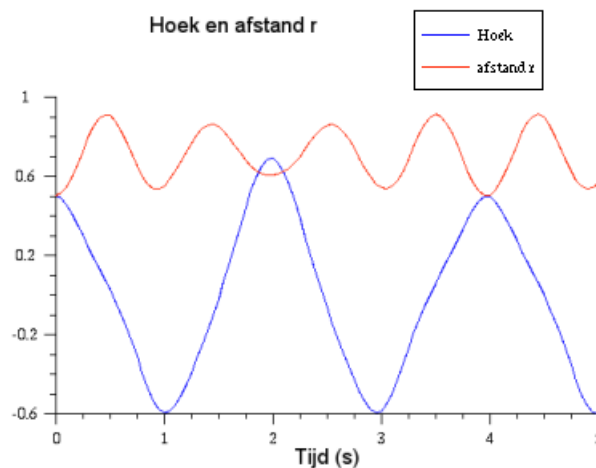


Figuur 8.4: Baan van massa slingerend aan veer

Daar er behoud van energie geldt, moet het systeem regelmatig door zijn beginpositie passeren. Hier gebeurt dat reeds na 4 s. Daar de stap voor de simulatie wat aan de grote kant was, vallen de wegen

niet volledig samen. Dit heeft het voordeel dat men duidelijker ziet waar er 2x gepasseerd werd. Alleen in de buurt van het vertrekpunt vallen de 3 banen perfect samen. Na 4 s herhaalt het patroon zich. Die baan werd in rode stippellijn getekend. Dit steeds terugkeren van hetzelfde patroon wordt ook door andere simulatiesoftware getoond, maar niet door alle applets die men op internet kan vinden. Als de beginsituatie anders gekozen wordt, met bv. een beginsnelheid en een beginspanning in de veer, dan wordt de beweging complexer en duurt het langer vooraleer het systeem terug door de beginpositie passeert. Een voorbeeld hiervan is in de onderste grafiek weergegeven. De herhalingsperiode van de beweging was hier 6 s.

8.4.2 Gekoppelde slingers



Figuur 8.5: r en hoek van massa slingerend aan veer

Dit systeem van massa en veer kan in feite op 2 manieren trillen of slingeren. Als men de massa los laat met de veer verticaal, dan krijgt men een verticaal trillen van de massa. Als de veer een staaf zou zijn, dan zou men de massa zijdelings kunnen laten slingeren. Als men de baan van de massa bekijkt in de simulatie hierboven, dan blijkt dat het systeem afwisselend de voorkeur geeft aan één van beide bewegingen. Er is eerst een diep uittrekken van de veer met een kleine zijdelingse verplaatsing en daarna een breed zijdelings slingeren met een kleinere uittrekking van de veer, waarna men opnieuw via een diepe uittrekking terugkeert naar de beginpositie. Dit gedrag is nog duidelijker als men r en θ uitzet in functie van de tijd. Men ziet duidelijk in figuur 8.5 dat er op $t = 2$ s een grotere uitwijking is ten koste van een kleinere uittrekking van de veer. Dit gedrag staat bekend als het fenomeen van de gekoppelde slingers.

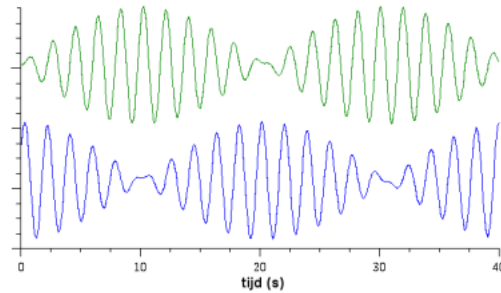
Dit fenomeen kan zeer uitgesproken zijn als de koppeling tussen de twee bewegingsvormen eerder zwak is en beide bewegingen dezelfde resonantiefrequentie hebben. De eenvoudige opstelling van de foto 8.6 laat toe om dit op zeer duidelijke manier te tonen. Als men één van de twee (lege) bierflesjes doet slingeren (in een vlak loodrecht op het horizontale touw), dan zal het horizontale touw lichtjes meeschommelen met dat flesje. Hierdoor wordt ook het tweede flesje in beweging gebracht en gaat steeds harder schommelen. Daar er geen energie toegevoerd wordt aan het systeem, gaat dit ten koste van het slingeren van het eerste flesje, dat dus vertraagt. Men zou nu verwachten dat het systeem naar een toestand zal gaan waarbij beide flesjes even hard slingeren. Niets blijkt minder waar. Het tweede flesje gaat steeds harder schommelen tot het eerste flesje volledig stilvalt. Daarna begint het fenomeen in omgekeerde richting. Men krijgt dus een slingeringspatroon als in de grafiek hieronder. Met de eenvoudige opstelling van de foto wisselt het maximaal slingeren minstens vier maal tussen beide flesjes.

Zeer bekend in deze context is de [slinger van Wilberforce](http://en.wikipedia.org/wiki/Wilberforce_pendulum)¹, die een verticale slinger koppelt aan een roterende slinger. Tot zover deze kleine uitweiding over het merkwaardige gedrag van gekoppelde trillingen.

¹http://en.wikipedia.org/wiki/Wilberforce_pendulum

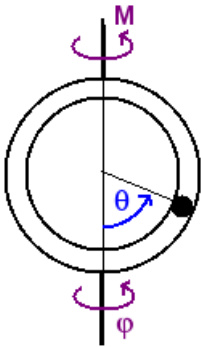


Figuur 8.6: Praktische uitvoering



Figuur 8.7: Grafiek van gekoppelde slingers

8.4.3 Blokje in draaiende buis



Figuur 8.8: Kogel in roterende buis

Als tweede voorbeeld wordt een de beweging van een blokje in een draaiende buis bestudeerd. Gegeven is een cirkelvormige buis, die opgesteld in in een verticaal vlak en draait rond een diagonale verticale as. De buis heeft een straal r en traagheidsmoment I t.o.v. de as en wordt in rotatie gehouden door een constant moment M . In de buis kan een blokje met massa m op en neer rollen. Men vraagt de bewegingsvergelijkingen op te stellen.

De snelheid van het blokje bestaat uit een sleepsnelheid en een relatieve snelheid 5.3.1.1. Daar beide loodrecht op elkaar staan wordt de uitdrukking voor de kinetische energie van het blokje eenvoudig:

$$E_k(\text{kogel}) = \frac{m}{2}(v_s^2 + v_r^2) = \frac{m}{2}[(r \sin \theta \cdot \dot{\varphi})^2 + (r\dot{\theta})^2] = \frac{mr^2}{2}(\sin^2 \theta \cdot \dot{\varphi}^2 + \dot{\theta}^2)$$

De totale kinetische energie wordt dan:

$$E_k = T = \frac{mr^2}{2}(\sin^2 \theta \cdot \dot{\varphi}^2 + \dot{\theta}^2) + \frac{I\dot{\varphi}^2}{2}$$

Er is alleen veranderende potentiële energie voor het blokje:

$$E_{\text{pot}} = V = -mgr \cos \theta$$

De lagrangiaan wordt dus:

$$L = T - V = \frac{mr^2}{2}(\sin^2 \theta \cdot \dot{\varphi}^2 + \dot{\theta}^2) + \frac{I\dot{\varphi}^2}{2} + mgr \cos \theta$$

Voor de vergelijking in θ krijgt men:

$$\frac{\partial L}{\partial \theta} = mr^2 \dot{\theta} \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} \right) = mr^2 \ddot{\theta}$$

$$\frac{\partial L}{\partial \theta} = -mgr \sin \theta + mr^2 \sin \theta \cos \theta \dot{\varphi}^2$$

De eerste vergelijking wordt hiermede

$$mr^2(\ddot{\theta} - \sin\theta \cos\theta \dot{\varphi}^2) + mgr \sin\theta = 0$$

Voor de vergelijking in φ

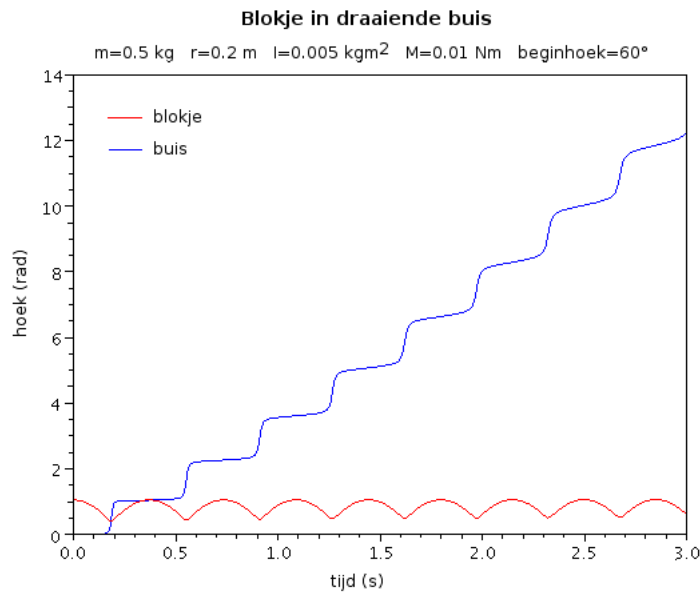
$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}} = mr^2 \sin^2\theta \dot{\varphi} + I\dot{\varphi}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\varphi}}\right) = mr^2(2\sin\theta \cos\theta \dot{\varphi}\dot{\theta} + \sin^2\theta \ddot{\varphi}) + I\ddot{\varphi} = M$$

$\frac{\partial L}{\partial \varphi} = 0$, maar φ is geen cyclische coördinaat omdat er een rechterlid is. Zonder het uitwendig moment M zou φ wel cyclisch zijn als teken van behoud van impulsmoment t.o.v. de as.

De tweede vergelijking wordt dan:

$$(mr^2 \sin^2\theta + I)\ddot{\varphi} + 2mr^2 \sin\theta \cos\theta \dot{\theta}\dot{\varphi} = M$$



Figuur 8.9: Beweging van blokje in draaiende buis

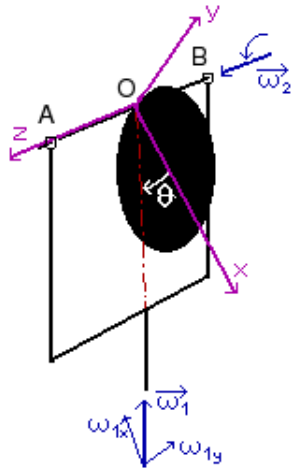
Men herkent in de term $2mr^2 \sin\theta \cos\theta \dot{\theta}\dot{\varphi}$ het moment t.o.v. de as van de massa van het blokje x de coriolisversnelling en in de term $mr^2 \sin^2\theta \ddot{\varphi}$ het moment t.o.v. de as van de massa het blokje x de tangentiële versnelling. De coriolisversnelling 5.3.2.3 is hier via een totaal andere weg tevoorschijn gekomen dan bij de behandeling van de versnellingen.

Nota : indien men i.p.v. het blokje een kogel zou nemen die in de buis rolt, dan zou er in de kinetische energie een term voor de rotatie-energie moeten bijkomen. Voor een massieve bol is het traagheidsmoment t.o.v. een diagonaal $2mr^2/5$. Dit zou een term leveren in de kinetische energie van $mv_r^2/5$. Hiermede wordt de uitdrukking voor de kinetische energie iets ingewikkelder en minder elegant, zonder dat er aan het inzicht iets wordt toegevoegd.

8.4.4 Slingerende schijf

Bij de behandeling van de algemene rotatie werd als tweede voorbeeld 7.3.10 een slingerende schijf behandeld. De figuur wordt hier hernomen. Er wordt ondersteld dat het systeem met een constante hoeksnelheid ω_1 rond zijn verticale as draait. Er werd daar gezegd dat, als men alleen geïnteresseerd is in de vergelijking die het slingeren van de schijf beheerst, men deze veel sneller zou kunnen vinden met de methode van Lagrange. Dit wordt hier nu uitgewerkt.

De enige vrijheidsgraad van het systeem is het slingeren rond de horizontale as. Voor de methode van Lagrange moet men ω_1 vervangen door $\dot{\theta}$.



Figuur 8.10: Schijf slingerend in roterend systeem

De ogenblikkelijke rotatievector wordt dan:

$$\vec{\omega} = \vec{\omega}_1 + \vec{\dot{\theta}} = (-\cos \theta \cdot \omega_1) \vec{i} + (\sin \theta \cdot \omega_1) \vec{j} + (\dot{\theta}) \vec{k}$$

Daar er met een hoofdtraagheidsassenkruis gewerkt wordt, is de kinetische energie gegeven als:

$$\begin{aligned} E_{kin} = T &= \frac{1}{2} (I_{xx} \omega_x^2 + I_{yy} \omega_y^2 + I_{zz} \omega_z^2) \\ &= \frac{1}{2} (I_{xx} \cos^2 \theta \cdot \omega_1^2 + I_{yy} \sin^2 \theta \cdot \omega_1^2 + I_{zz} \dot{\theta}^2) \end{aligned}$$

Voor de potentiële energie krijgt men:

$$V = -mgr \cos \theta$$

En tenslotte voor de lagrangiaan:

$$L = T - V = \frac{1}{2} (I_{xx} \cos^2 \theta \cdot \omega_1^2 + I_{yy} \sin^2 \theta \cdot \omega_1^2 + I_{zz} \dot{\theta}^2) + mgr \cos \theta$$

De afgeleiden:

$$\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} = I_{zz} \dot{\theta} \quad \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\theta}} \right) = I_{zz} \ddot{\theta}$$

$$\frac{\partial L}{\partial \theta} = -I_{xx} \omega_1^2 \cos \theta \sin \theta + I_{yy} \omega_1^2 \sin \theta \cos \theta - mgr \sin \theta$$

De vergelijking wordt dan:

$$I_{zz} \ddot{\theta} + \omega_1^2 \sin \theta \cos \theta (I_{xx} - I_{yy}) + mgr \sin \theta = 0$$

De traagheidsmomenten hebben volgende volgende waarden:

$$I_{xx} = mr^2/4 \text{ (uit de tabellen)}$$

$$I_{yy} = mr^2/4 + mr^2 = 5mr^2/4 \text{ (als vorige + Steiner)}$$

$$I_{zz} = mr^2/2 + mr^2 = 3mr^2/2 \text{ (tabel + Steiner)}$$

Hiermede vereenvoudigt de vergelijking zich tot:

$$\frac{3mr^2}{2} \ddot{\theta} - mr^2 \omega_1^2 \sin \theta \cos \theta + mgr \sin \theta = 0$$

of nog:

$$\ddot{\theta} - \frac{2 \sin \theta}{3} (\omega_1^2 \cos \theta - \frac{g}{r}) = 0$$

Dit is ook precies de momentenvergelijking die vroeger gevonden werd. Natuurlijk heeft men hier geen verdere informatie over de reactiekrachten in de verschillende steunpunten.

8.5 Dynamisch evenwicht

Het is weinig gebruikelijk, maar de vergelijkingen van Lagrange kunnen ook perfect gebruikt worden voor het bepalen van het dynamisch evenwicht in meer complexe situaties. Met “dynamisch evenwicht” wordt bedoeld dat er een evenwichtstoestand optreedt in aanwezigheid van versnellingen. Een eenvoudig voorbeeld zijn de zetels van een draaimolen die onder een bepaalde hoek gaan hangen als de molen draait. Zoals de klassieke statica kan beschouwd worden als een toepassing van de wet van Newton, maar met versnelling 0, en van de rotatiewetten, maar met hoekversnelling 0, zo kan men ook de vergelijkingen van Lagrange gebruiken voor het zoeken van een positie waarbij een veralgemeende coördinaat een constante waarde aanneemt. Deze veralgemeende coördinaat wordt in het vervolg q_k genoemd. Men zoekt dan naar een positie waarbij

$$\dot{q}_k = \ddot{q}_k = 0$$

Het is duidelijk dat men best zal vermijden termen te berekenen die toch 0 worden. De termen in de tweede afgeleide van q_k ontstaan uit de eerste term van de Lagrange-vergelijkingen, waar er gedifferentieerd wordt naar de tijd van termen in $\dot{q}_k$, de eerste afgeleide van q_k . Als men het geval van een potentiaal die functie is van de veralgemeende snelheid $\dot{q}_k$ uitsluit, dan ontstaat de term in de tweede afgeleide van q_k , $\ddot{q}_k$, door het differentiëren van de kinetische energie. Als dit een zuivere kwadratische (of hogere)

functie is van de veralgemeende snelheid $\dot{q}_k$, dan zal elke term die volgt uit het differentiëren naar de tijd een factor in $\dot{q}_k$ of $\ddot{q}_k$ bevatten. Als men deze beide later toch nul moet stellen, moet men deze eerste term dus nooit berekenen. De voorwaarde, dat de kinetische energie een zuivere kwadratische functie in $\dot{q}_k$ zou zijn, is dat **de parameterkromme voor q_k loodrecht staat op de andere parameterkrommen**. Dit is een voorwaarde die vrij eenvoudig te controleren is. Men kan zich dus beperken tot de vergelijking:

$$-\frac{\partial L}{\partial q_k} = Q_k$$

8.5.1 Eerste voorbeeld: slingerende schijf

Als eerste toepassing wordt teruggekeerd naar het voorbeeld van de slingerende schijf. Uit de bewegingsvergelijking hierboven is het duidelijk dat de evenwichtsstand gegeven is door (stel $\dot{\theta} = 0$):

$$-mr^2\omega_1^2 \sin \theta \cos \theta + mgr \sin \theta = 0$$

Bij de behandeling in het hoofdstuk over de algemene rotatie 7.3.10 wordt een uitvoerige bespreking gegeven van deze vergelijking. Nu moet enkel aangetoond worden dat die hier op een eenvoudige manier kan bekomen worden als:

$$\frac{\partial L}{\partial \theta} = 0 \quad (\text{als er geen rechterlid is, heeft het minteken geen belang})$$

Als men hoger gaat kijken dan vindt men hiervoor inderdaad:

$$\frac{\partial L}{\partial \theta} = (I_{xx} - I_{yy})\omega_1^2 \sin \theta \cos \theta + mgr \sin \theta = -mr^2\omega_1^2 \sin \theta \cos \theta + mgr \sin \theta = 0$$

wat precies is wat er moest bekomen worden.

Men kan in feite nog een kleine verdere vereenvoudiging invoeren bij het berekenen van de kinetische energie. Als er in de algemene vorm ervan alleen een kwadratische term in q_k -punt kan voorkomen en die later toch gelijk 0 zal gesteld worden, dan moet men die feitelijk niet opnemen in de kinetische energie. Men kan dus **de kinetische energie opschrijven zoals die zal zijn op het ogenblik van het dynamisch evenwicht**.

Voor het bovenstaande voorbeeld was de kinetische energie:

$$\begin{aligned} E_{kin} &= \frac{1}{2}(I_{xx} \cos^2 \theta \cdot \omega_1^2 + I_{yy} \sin^2 \theta \cdot \omega_1^2 + I_{zz} \dot{\theta}^2) \\ &= \frac{mr^2}{2} \left(\frac{1}{4} \cos^2 \theta \cdot \omega_1^2 + \frac{5}{4} \sin^2 \theta \cdot \omega_1^2 + \frac{3}{2} \dot{\theta}^2 \right) \\ &= \frac{mr^2}{2} \left(\frac{\omega_1^2}{4} + \sin^2 \theta \cdot \omega_1^2 + \frac{3}{2} \dot{\theta}^2 \right) \end{aligned}$$

Het is duidelijk dat de eerste term van bovenstaande vergelijking ook bekomen wordt als men de term in θ -punt weg laat uit de uitdrukking voor E_{kin}

8.5.2 Tweede voorbeeld: draaiende staaf

Als tweede voorbeeld wordt een staaf met lengte l beschouwd, die scharnierend bevestigd is aan een verticale as, die met constante hoeksnelheid ω rond draait.

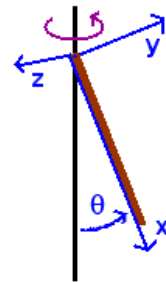
Met de klassieke benadering dat het traagheidsmoment in de richting van de staaf verwaarloosbaar is, heeft men dus alleen traagheidsmomenten volgens de richtingen loodrecht op de staaf, hier de y- en z-as. De totale ogenblikkelijke rotatievector wordt:

$$\vec{\omega}_{tot} = (-\omega \cos \theta, \omega \sin \theta, \dot{\theta})$$

De kinetische energie wordt, zonder de term in θ -punt:

$$E_{kin} = \frac{I_{yy}\omega^2 \sin^2 \theta}{2} = \frac{ml^2\omega^2 \sin^2 \theta}{6}$$

De potentiële energie wordt:



Figuur 8.11: Staaf roterend rond verticale as

$$V = -\frac{mgl \cos \theta}{2}$$

$$T - V = \frac{ml^2 \omega^2 \sin^2 \theta}{6} + \frac{mgl \cos \theta}{2}$$

$$\frac{\partial(T - V)}{\partial \theta} = \frac{ml^2}{3} \omega^2 \sin \theta \cos \theta - \frac{mgl \sin \theta}{2} = 0$$

Indien de staaf losgelaten wordt in een begintoestand met θ gelijk aan 0, dan blijft ze in die toestand. Voor θ verschillend van 0 leidt dit tot de oplossing:

$$\cos \theta = \frac{3g}{2l\omega^2}$$

met de bijkomende voorwaarde dat het rechterlid ≤ 1 moet zijn, anders gaat men naar een eindtoestand met $\theta = 0$.

In termen van traagheidskrachten kan men de eindtoestand zien als een momentenevenwicht t.o.v. het scharnier van het gewicht en van een middelpuntvliedende kracht die aangrijpt op $2/3$ van de lengte van de staaf, maar een grootte heeft die overeenkomt met de volledige massa halfweg de staaf.

$$\left(m \frac{l}{2} \sin \theta \cdot \omega^2\right) \left(\frac{2l}{3} \cos \theta\right) = (mg) \left(\frac{l}{2} \sin \theta\right)$$

Dit kan gemakkelijk begrepen worden als men bedenkt dat elk deeltje van de staaf een cirkel beschrijft, die groter wordt naarmate dit deeltje verder van het scharnier af ligt. De straal van die cirkel is immers $x \cdot \sin \theta$ met x de afstand van het scharnier tot het deeltje. De bijhorende middelpuntvliedende krachten vormen dus een driehoekig krachtveld. De totale oppervlakte van een driehoek is (basis $\times$ hoogte)/2, maar het zwaartepunt ligt op $2/3$ van de top (of $1/3$ van de basis). Dit wordt breder uitgewerkt in het hoofdstuk over traagheidskrachten ([10.2](#))

Hoofdstuk 9

Wrijving

Inhoudsopgave

9.1 Inleiding	203
9.2 Slepde wrijving	204
9.2.1 Voorbeeld 1: blok op hellend vlak	205
9.2.2 Voorbeeld 2: variant	206
9.2.3 Voorbeeld 3: ladder tegen muur	208
9.2.4 Voorbeeld 4: lijklem	209
9.3 Kantelen	211
9.4 Rollen met slippen	212
9.5 Wrijving over een gebogen oppervlak	215
9.6 Rollende wrijving	216
9.7 Viskeuze wrijving	217

9.1 Inleiding

Men kan hier op aarde bijna geen enkele beweging uitvoeren zonder dat er wrijving bij betrokken is. De formulering van de eerste wet van Newton, die zegt dat een voorwerp met een constante snelheid zal blijven bewegen als er geen enkele kracht op werkt, is daarom helemaal niet evident. Hij onderstelt immers dat men de wrijving onderkent als een kracht die de beweging tegenwerkt. De wet is dan ook eerst geformuleerd als conclusie uit de studie van de hemellichamen, die geen last hebben van wrijving. Hier op aarde is de ervaring eerder dat elke beweging waarop geen kracht werkt om die beweging in stand te houden, de neiging heeft om uit te doven.

Men kan verschillende soorten wrijving onderscheiden:

1. de **droge wrijving** of **slepde wrijving**, d.i. de wrijving tussen twee voorwerpen die tegen elkaar drukken en zich ten opzicht van elkaar verplaatsen.
2. de **rollende wrijving**. Om bv. een spoorwegwagon in beweging te brengen op een horizontaal spoor, blijkt een kracht nodig te zijn die evenredig is met het gewicht van de wagon. Het mechanisme dat hiervoor verantwoordelijk is noemt men rollende wrijving. Het heeft echter niets te maken met de droge wrijving.
3. de **viskeuze wrijving** bij beweging van een voorwerp **in een fluïdum**, vloeistof of gas. De studie hiervan behoort meer tot de hydrodynamica.

Hier zal op de eerste plaats de droge wrijving besproken worden. Men moet een onderscheid maken tussen de kracht waarmee de twee contactoppervlakken tegen elkaar gedrukt worden en de eigenlijke wrijvingskracht. De eerste kracht staat loodrecht op het contactoppervlak en noemt men de **normaal-kracht**. Symbool: meestal **N**. De tweede ligt in het contactoppervlak. Symbool: **W**.

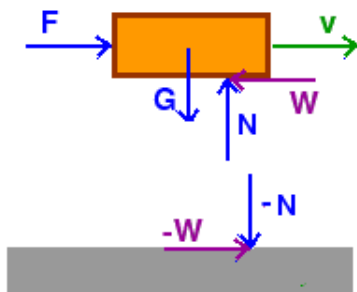
Men kan i.v.m. met de wrijving een aantal wetten formuleren. Deze gelden echter maar bij vrij harde voorwerpen (het ene voorwerp mag het oppervlak van het andere niet indeuken) en bij lage snelheden. Wanneer men op een blok, dat in rust ligt op een horizontaal vlak, een geleidelijk groeiende horizontale kracht laat werken, dan stelt men vast dat het blok gedurende een eerste fase in rust blijft om tenslotte, bij een kritische waarde van de horizontale kracht, in beweging te komen. Dit onderstelt dat de wrijvingskracht in het begin steeds gelijk blijft met de horizontale kracht, m.a.w. groeit met die horizontale kracht. Bij het overschrijden van de kritische waarde echter groeit de wrijvingskracht niet meer mee, is er een netto kracht en komt het voorwerp in beweging.

9.2 Slepende wrijving

De verhouding tussen de normale kracht en de wrijvingskracht noemt men de **wrijvingscoëfficiënt**, symbool: f . Deze verhouding past zich dus aan tot er een maximale waarde bereikt is. Er zijn twee manieren om het onderscheid te maken tussen de veranderlijke wrijvingscoëfficiënt in de eerste fase en de constante wrijvingscoëfficiënt tijdens de beweging:

1. Men noemt wrijvingscoëfficiënt de verhouding tussen normale kracht en wrijvingskracht zoals die gedurende de eerste fase optreedt. De constante waarde die optreedt tijdens een beweging noemt men dan de **maximale wrijvingscoëfficiënt**, symbool: $f_{\max}$.
2. Men noemt wrijvingscoëfficiënt de maximale waarde die de verhouding tussen normale kracht en wrijvingskracht kan aannemen. De verhouding tijdens de eerste fase heet dan de **effectieve wrijvingscoëfficiënt**, symbool: f_{eff} . Hier zal deze laatste definitie worden gevolgd.

Als verhouding tussen twee krachten is de wrijvingscoëfficiënt f een dimensieloze grootheid.



Figuur 9.1: Blok met wrijving

In sommige omstandigheden is er een kleinere kracht nodig om het blok in beweging te houden dan om het in beweging te krijgen. Men maakt dan een onderscheid tussen de **statische wrijvingscoëfficiënt** en de **dynamische wrijvingscoëfficiënt**. Deze laatste is dan iets kleiner dan de eerste.

De wrijvingskracht is altijd tegengesteld aan de beweging of aan de zin waarin men het voorwerp probeert te doen bewegen. Het is dus een beetje een kameleonkracht, die zich aanpast aan de omstandigheden.

Men kan normale kracht en wrijving samenstellen tot één kracht die men de **totale reactie** noemt. Deze totale reactie R maakt met de normale kracht N een hoek φ , die de **wrijvingshoek** heet. Het is duidelijk dat

$$\varphi = \tan f = \tan(W/N)$$

Vele problemen van wrijving kunnen op een elegante manier grafisch opgelost worden als men met deze totale reactie werkt.

I.v.m. de wrijving kunnen volgende wetten geformuleerd worden.

1. De wrijvingskracht is evenredig met de normale kracht
2. De wrijvingskracht is niet afhankelijk van de grootte van het contactoppervlak.
3. De wrijvingskracht is afhankelijk van de aard van de contactoppervlakken.
4. Bij kleine snelheden is de wrijvingskracht onafhankelijk van de snelheid.

De tweede wet is natuurlijk wel eigenaardig, maar is experimenteel vastgesteld. De verklaring zoekt men in het feit dat, op microscopische schaal, er in feite zeer weinig contacten zijn tussen de oppervlakken. Op microscopische schaal zien de meeste oppervlakken er vrij ruw uit, eerder als grof schuurpapier. Als men bij zelfde normale kracht het (macroscopisch) contactoppervlak verkleint, dan komt er een grotere

kracht per vierkante centimeter, een grotere druk op de oppervlakken. Hierbij zal het microscopische contactoppervlak vergroten en zal daardoor de wrijvingskracht toenemen.

De toestand van de contactoppervlakken heeft natuurlijk een grote invloed op de wrijvingscoëfficiënt. Wat men in de literatuur vindt moet men dan ook als een eerste benadering beschouwen. Uitgebreide tabellen met wrijvingscoëfficiënten kan men bv. vinden op

http://www.roymech.co.uk/Useful_Tables/Tribology/co_of_frict.htm#coef.

Een paar waarden:

materialen	f
Staal op staal	0,4 - 0,8
Koper op koper	0,7 - 1,2
Eik op eik	0,3 - 0,6
Hout op metaal	0,2 - 0,5
Hout op hout	0,2 - 0,6

Om de wrijving te verminderen worden smeermiddelen gebruikt. Dan vermindert niet alleen de wrijving, maar het gedrag van de resterende wrijving is ook anders dan bij de droge wrijving. Er zal meer invloed zijn van de snelheid. Meestal geldt: hoe hoger de snelheid, hoe lager de wrijving. Wanneer de viscositeit van de smeermiddelen sterk verandert met de temperatuur, kan ook de temperatuur een grote invloed hebben.

Bij problemen met wrijvingskrachten moet men zich altijd de vraag stellen of de wrijvingskracht maximaal is of niet. De wrijvingskracht zal maximaal zijn als de voorwerpen langs elkaar bewegen of op het punt staan te gaan bewegen. Als de wrijvingskracht niet maximaal is, dan heeft men een f_{eff} die zeker een onbekende is van het probleem.

9.2.1 Voorbeeld 1: blok op hellend vlak

Als eerste voorbeeld wordt een blok op een hellend vlak beschouwd. Het blok heeft een gewicht G , de hoek van de helling is α en de wrijvingscoëfficiënt is f . Gevraagd wordt welke kracht F , parallel met de helling, er nodig is om te beletten dat het blok naar beneden schuift.

Oplossing

Het gewicht heeft een component langs de helling die het blok naar beneden duwt en een component loodrecht op de helling die zorgt voor het ontstaan van een normale kracht N . Voor evenwicht moet gelden:

$$\vec{G} + \vec{N} + \vec{W} + \vec{F} = 0$$

Projecteert men dit op een schuin assenkruis dan krijgt men:

$$-G \cdot \sin \alpha + W + F = 0 \quad (1)$$

$$-G \cdot \cos \alpha + N = 0 \quad (2)$$

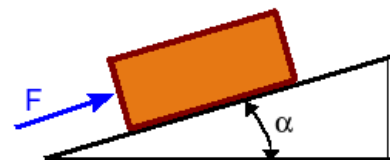
En tenslotte de wrijvingswet: $W = f \cdot N$ (3)

Dit levert 3 vergelijking in 3 onbekenden F , N en W . Dit is dus oplosbaar.

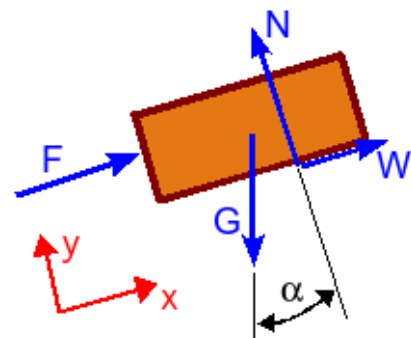
Men substitueert (3) in (1) en elimineert N . Dit levert:

$$F = G(\sin \alpha - f \cdot \cos \alpha)$$

Hieruit blijkt dat $F=0$ is voor $\sin \alpha = f \cdot \cos \alpha$ of $\tan \alpha = f = \tan \varphi$ d.i. **als de maximale wrijvingshoek gelijk is aan de hoek van de helling**. Is de hoek van de helling kleiner, dan komt er een negatieve oplossing uit de bus. Dit betekent dat men nog aan het blok zal moeten trekken om het naar beneden te laten bewegen. Doet men dat niet, dan is er

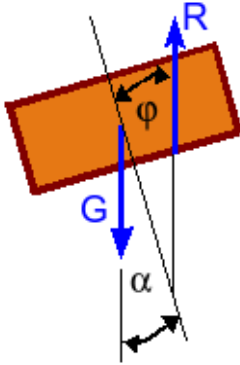


Figuur 9.2: Blok op helling



Figuur 9.3: Blok op helling - 2

evenwicht mogelijk voor een f_{eff} die kleiner is dan de maximale waarde, onafhankelijk van het gewicht van het blok! Het gebeurt bij problemen van wrijving wel meer dat men een negatief resultaat bekommt voor een kracht, terwijl dit niet zinvol is. Meestal is het te wijten aan het ten onrechte onderstellen van maximale wrijving en moet het resultaat geïnterpreteerd worden als: “er is altijd evenwicht mogelijk zonder dat er maximale wrijving nodig is”.



Figuur 9.4: Blok op helling - 3

Denkt men in termen van de totale reactie R dan zal er evenwicht zijn als R de tegengestelde vector is van G . Dit zal altijd mogelijk zijn als $\alpha \leq \varphi$. Het gewicht van het blok speelt geen rol omdat zowel N als W groeien met het gewicht van het blok. Om te voldoen aan de momentenvergelijking moet R ook nog in het verlengde liggen van G , maar dit levert hier geen probleem.

Een analoge situatie ontstaat als men **met een spie een deur wil vastzetten**. Dan is het de druk van de deur die de rol van het gewicht overneemt. Deze druk zal loodrecht staan op de schuine zijde van de spie en zorgt voor een kracht met een component die de spie tegen de grond drukt en een component die de spie wil wegduwen. Zolang de hoek van de spie kleiner is dan de maximale wrijvingshoek die overeenkomt met de wrijvingscoëfficiënt tussen spie en vloer, zal de deur geklemd blijven. Bij een gladde vloer moet men dus een spie met een

kleine hoek gebruiken of een rubberen spie die een grotere wrijvingscoëfficiënt heeft.

9.2.2 Voorbeeld 2: variant

Als tweede voorbeeld kan men een variant op de vorige situatie beschouwen. Laat de hoek van de helling groter zijn dan de maximale wrijvingshoek (beide gegeven). Dan zal het blok niet in rust blijven liggen. Men kan nu echter vragen naar de kleinste kracht die nodig is om te beletten dat het blok naar beneden schuift en de kleinste kracht die nodig is om het blok omhoog te doen bewegen en de hoek β waaronder die kracht moet trekken.

Oplossing

In beide situaties zal de wrijvingskracht maximaal zijn en mag men de wrijvingscoëfficiënt f als bekend beschouwen. Men moet beide situaties echter afzonderlijk behandelen.

- Minimale kracht om te beletten dat het blok naar beneden beweegt: in dat geval is de wrijving naar omhoog gericht.
- Minimale kracht om het blok omhoog te trekken: in dat geval is de wrijvingskracht naar beneden gericht.

Zij β de hoek van F met de helling. Men kan dit probleem op een zuiver algebraïsche manier oplossen. Men kan dit probleem ook op een zeer elegante manier grafisch oplossen, waardoor de algebraïsche oplossing plots veel zinnvoller wordt.

1. Algebraïsche oplossing

a. Blok mag niet naar beneden bewegen.

Men krijgt de vergelijkingen als hierboven, maar nu met 2 componenten voor F :

$$-G \cdot \sin \alpha + W + F \cdot \cos \beta = 0$$

$$-G \cdot \cos \alpha + N + F \cdot \sin \beta = 0$$

De wrijvingswet: $W = f \cdot N$

Dit stelsel bevat 4 onbekenden voor 3 vergelijkingen. Men zal F moeten berekenen als functie van β en dan het minimum van deze functie moeten bepalen. Men vindt op vrij eenvoudige manier:

$$F(\cos \beta - f \cdot \sin \beta) = G(\sin \alpha - f \cdot \cos \alpha)$$

Met de substitutie $f = \tan \phi$ is dit om te vormen tot:

$$F \cdot \cos(\beta + \varphi) = G \cdot \sin(\alpha - \varphi) \quad . \text{ of}$$

$$F = \frac{G \cdot \sin(\alpha - \varphi)}{\cos(\beta + \varphi)}$$

β blijkt alleen in de noemer voor te komen. F zal dus minimaal zijn als de noemer maximaal is. De cosinusfunctie kan maximaal 1 worden voor een hoek van 0° . F wordt dus minimaal voor $\beta + \varphi = 0$ of $\beta = -\varphi$. Daar de helling een hoek α maakt met de horizontale, is dit ook een hoek $\alpha - \varphi$ t.o.v. de horizontale. Daarbij is

$$F = G \cdot \sin(\alpha - \varphi)$$

b. Minimale kracht om blok omhoog te trekken

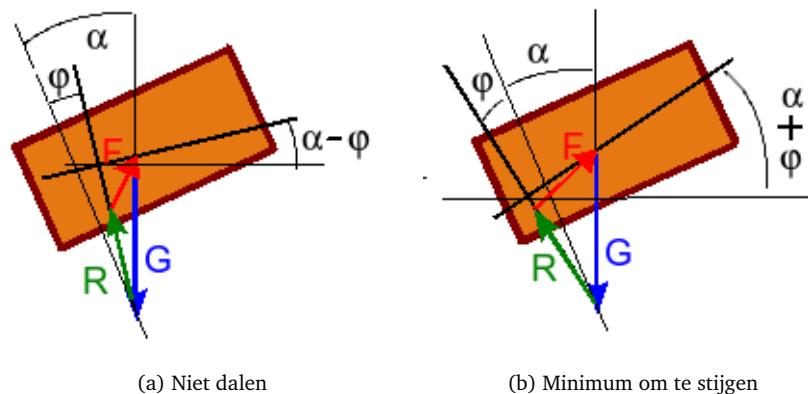
. Het teken van de wrijving verandert, de rest van de vergelijkingen blijft hetzelfde. Dit leidt tot volgend resultaat:

$$F = \frac{G \cdot \sin(\alpha + \varphi)}{\cos(\beta - \varphi)}$$

Met dezelfde redenering als hierboven komt men tot de conclusie dat $\beta = \varphi$ of dat de **hoek van F t.o.v. de horizontale** $= \alpha + \varphi$. Daarbij is F dan:

$$F = G \cdot \sin(\alpha + \varphi)$$

2. Grafische oplossing



Figuur 9.5: Blok op helling

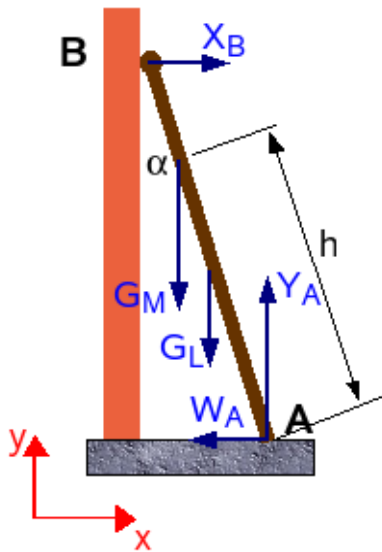
De oplossingen die hierboven gevonden werden voor F zijn van een intrigerende eenvoud. De grafische aanpak toont waarom.

Voor evenwicht moet de som van de krachten $= 0$ zijn. Dit betekent dat de betrokken vectoren een gesloten veelhoek moeten vormen. De eerste vector stelt het gewicht voor. Dit is een vector waarvan richting en grootte vastliggen. De tweede vector is de totale reactie. Als men wil beletten dat het blok naar beneden schuift, dan ligt die reactie onder een hoek φ rechts van de normale op de helling. De grootte ervan ligt niet vast. De kracht F moet de driehoek sluiten. Als men een minimale F wil, dan komt dat neer op een minimale afstand tussen het beginpunt van G en de drager van de totale reactie. Die minimale afstand wordt bereikt door een loodlijn uit het beginpunt van G op die drager (dikkere lijn). Men krijgt dan een rechthoekige driehoek met G als schuine zijde en een hoek $(\alpha - \varphi)$ tegenover F .

Dit levert dus de hoger gevonden eenvoudige oplossing voor de grootte van F . De richting ervan blijkt ook onder een hoek $(\alpha - \varphi)$ te liggen t.o.v. de horizontale.

Voor de minimale kracht om het blok omhoog te trekken, krijgt men een analoog verhaal. Alleen ligt de drager van de totale reactie nu links van de normaal op de helling, onder een hoek $(\alpha + \varphi)$ t.o.v. de verticale. De minimale waarde wordt weer bereikt bij een loodrechte afstand van het beginpunt van G naar die drager van R . Men krijgt zo weer een rechthoekige driehoek maar nu met een hoek $(\alpha + \varphi)$ tegenover F .

9.2.3 Voorbeeld 3: ladder tegen muur



Figuur 9.6: Ladder tegen muur

Als volgend voorbeeld wordt een ladder beschouwd die tegen een muur geplaatst is. De lengte van de ladder is l , zijn gewicht G_L en hij staat onder een hoek α met de verticale. Voor de eenvoud van de zaak wordt ondersteld dat de ladder bovenaan met wieltjes langs de muur rolt. Er is dan alleen een horizontale reactie van de muur op de ladder. Onderaan is er wrijving tussen ladder en grond met wrijvingscoëfficiënt f . Op de ladder kruipt een man met gewicht G_M . Hij bevindt zich op een hoogte h boven de grond, langs de ladder gemeten. Wat is het verband tussen de maximale hoek α en f ?

Oplossing

Men kan dit probleem weer zuiver algebraïsch of grafisch oplossen. Voor een algebraïsche oplossing moet men de 3 vergelijkingen voor het evenwicht van de ladder opschrijven en de wrijvingswet.

$$X_B - W_A = 0$$

$$Y_A - (G_L + G_M) = 0$$

$$-X_B \cdot l \cdot \cos \alpha + G_M \cdot h \cdot \sin \alpha + G_L \cdot (l/2) \cdot \sin \alpha \text{ moment t.o.v. A}$$

$$\text{Wrijvingswet: } W_A = f \cdot Y_A$$

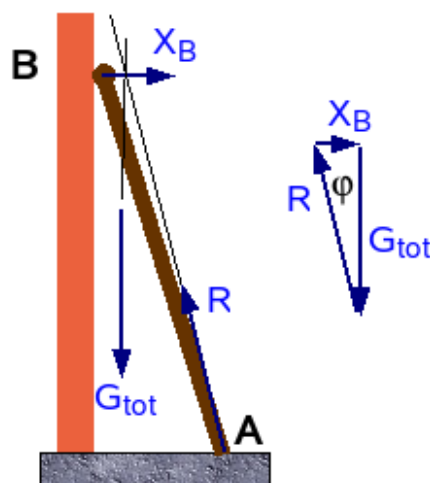
Men vindt:

$$\tan \alpha = f \frac{l \cdot (G_L + G_M)}{l \cdot G_L / 2 + h \cdot G_M}$$

Drukt men de hoogte h uit als een fractie p van l , nl. als $h = p \cdot l$ met $0 \leq p \leq 1$, dan wordt dit:

$$\tan \alpha = f \frac{G_L + G_M}{G_L / 2 + p \cdot G_M}$$

Het is duidelijk dat de noemer van de breuk altijd kleiner zal zijn dan de teller. De breuk heeft dus altijd een waarde groter dan 1. De hoek α mag dus iets groter worden dan de maximale wrijvingshoek φ . Als men binnen deze maximale wrijvingshoek blijft, zit men zeker veilig.



Figuur 9.7: Ladder tegen muur: grafische oplossing

Bemerk dat de situatie kritischer wordt naarmate de man hoger klimt op de ladder. Men zou normaal denken dat het steunpunt onderaan altijd het volle gewicht van man en ladder moet dragen en dat de positie van de man dus weinig uitmaakt. Het probleem is echter dat de vereiste wrijvingskracht stijgt met de hoogte van de man. Als de man op de top van de ladder staat is er een grotere horizontale reactie van de muur vereist voor het momentenevenwicht. Deze grotere reactie vraagt op haar beurt voor een

grotere tegengestelde wrijvingskracht in het contactpunt met de grond en zo wordt de situatie kritischer met de hoogte van de man.

Voor de grafische oplossing (zie fig. 9.7) zal men bedenken dat het evenwicht van de momenten van drie niet evenwijdige krachten vereist dat ze alle drie door één punt gaan. Om tot drie krachten te komen moet men eerst het gewicht van de man en ladder samenstellen tot een totaal gewicht. De drager hiervan zal ergens tussen A en B passeren afhankelijk van de positie van de man. Als de man op de top van de ladder staat, passeert de drager dicht bij B. Het snijpunt van de horizontale reactie in B met deze drager zal dan dicht bij B op de horizontale door B liggen. Verder werkt men weer met de totale reactie in A. Die moet dus ook door dat snijpunt passeren. Daaruit blijkt dus dat de ladder iets schuiner mag staan dan de maximale wrijvingshoek φ en dus te meer naarmate het gewicht van de ladder groter is in verhouding tot het gewicht van de man. Hieruit blijkt ook dat lichte aluminium ladders met de nodige zorgvuldigheid moeten gebruikt worden!

9.2.4 Voorbeeld 4: lijmkleem



Figuur 9.8: lijmkleem

Door schrijnwerkers wordt dikwijls beroep gedaan op lijmklemmen (zie foto) om stukken vast te klemmen. In het Frans heet dit instrument “serre-joint”. In sommige Vlaamse streken werd dat verbasterd tot “sergeant”. Als men de truc niet kent om de beweeglijke arm te verschuiven, dan kan dit een zeer nukkig instrument zijn. Het blijkt dat er een minimale afstand nodig is tussen de staaf waarover deze arm glijdt en de schroef waarmee men de stukken vastzet.

Wanneer er een kracht uitgeoefend wordt op de kop van de schroef, dan zal de arm lichtjes kantelen zodat hij maar in twee diagonaal tegengestelde punten nog contact maakt met de staaf. Hier is dat in de punten A en C. Men kan de minimale afstand d weer zuiver algebraïsch of grafisch bepalen. De momentenvergelijking speelt weer een belangrijke rol, zoals bij de ladder tegen een muur hierboven. Als men deze opschrijft t.o.v. het punt C, dan kan men zeggen dat het moment van de kracht F een tegengesteld moment vraagt van Y_A . Wanneer d klein is zal ook Y_A kleiner uitvallen. Dat leidt dan weer tot een kleinere maximale wrijvingskracht, die uiteindelijk de arm op zijn plaats moet houden. Het blijkt weer dat de grootte van F geen rol speelt, daar de reactiekrachten en de wrijvingskrachten evenredig met F toenemen. Alleen de afstand d speelt een cruciale rol in functie van de wrijvingscoëfficiënt en van de afmetingen van de opening in de arm.

Algebraïsche oplossing

De vergelijkingen worden (zie fig. 9.9):

$$F - (W_A + W_C) = 0 \quad (1)$$

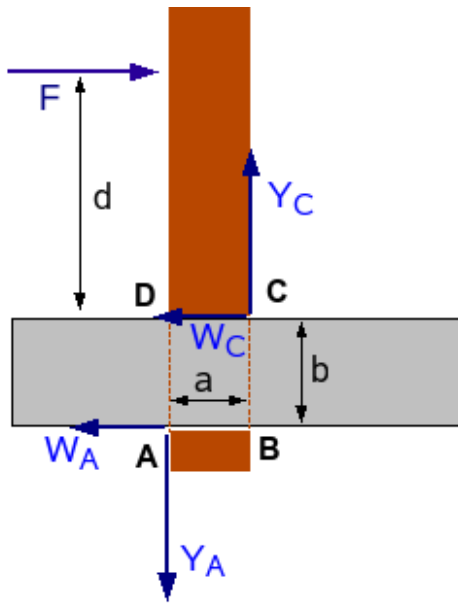
$$Y_C - Y_A = 0 \quad (2)$$

$$-d \cdot F - b \cdot W_A + a \cdot Y_A = 0 \quad (3) \text{ momenten t.o.v. C}$$

$$W_A = f \cdot Y_A$$

$$W_C = f \cdot Y_C$$

Uit (2) volgt dat $Y_A = Y_C$, waaruit dan weer volgt dat $W_A = W_C$. De eerste vergelijking wordt dus $F = 2fY_A$. Alles invullen in de momentenvergelijking levert:



Figuur 9.9: Krachten op arm van de lijk-klem

$$2dfY_A = Y_A(a - fb) \quad \text{of}$$

$$d = \frac{a - f \cdot b}{2f}$$

Grafische oplossing

Voor de grafische oplossing werkt men weer met de totale reactie (zie fig. 9.10). Voor evenwicht zullen de twee totale reacties zich moeten samenstellen tot één resultante die tegengesteld is aan F en op dezelfde drager ligt. Dit samenstellen zal gebeuren in het snijpunt van de twee dragers (zie in het hoofdstuk over equivalente vectorsystemen de tekst over samenlopende krachten 2.5.1.4). Bij maximale hoek φ voor beide dragers, zal dit snijpunt het dichtst bij de staaf liggen.

Om de dragers te kunnen beschrijven, wordt een klassiek xy -assenkruis met oorsprong in C ingevoerd. De drager van de totale reactie door A is dan een rechte die door $A(-a, -b)$ passeert en een richtingscoëfficiënt $1/f$ heeft. De vergelijking hiervan is:

$$\frac{y + b}{x + a} = \frac{1}{f}$$

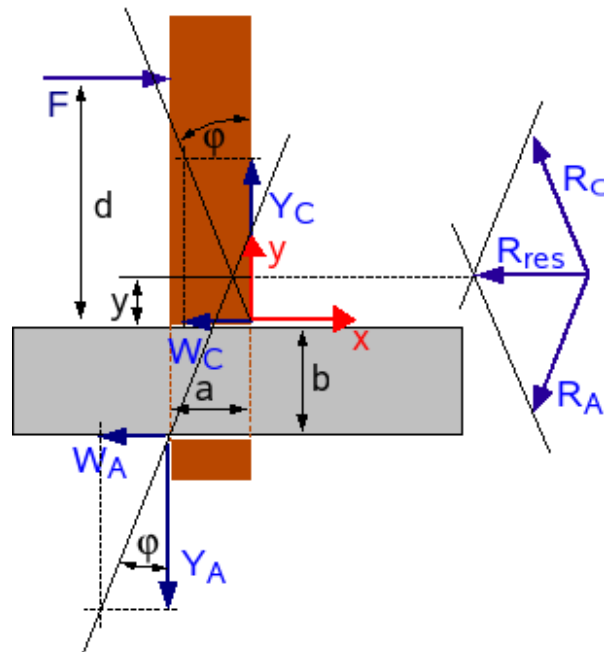
De drager door C heeft een richtingscoëfficiënt $-1/f$. De vergelijking van deze rechte wordt

$$\frac{y}{x} = -\frac{1}{f}$$

De minimale afstand d is de y -waarde van het snijpunt van beide lijnen. Lost men x op uit de laatste vergelijking en substitueert men dat resultaat in de eerste, dan vindt men als y -waarde:

$$y = d = \frac{a - f \cdot b}{2f}$$

... ut supra. Voor de hier gegeven d moet de wrijving niet maximaal zijn.



Figuur 9.10: Lijmklem: grafische aanpak

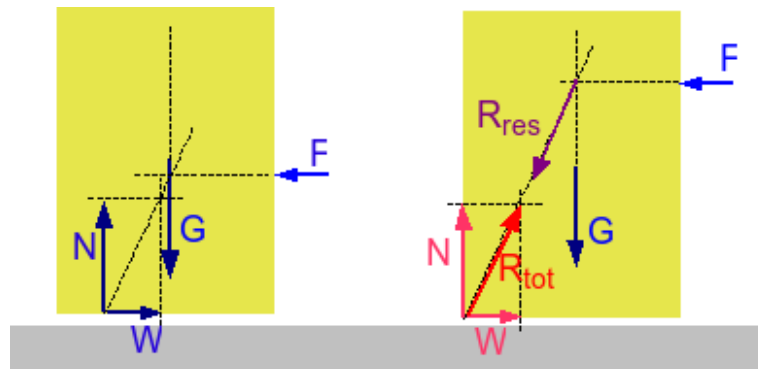
Om de arm van een lijk-klem zonder problemen te kunnen verschuiven, neemt men deze dus best vast dichtbij de staaf (fig. 9.11). Of men moet aan de arm een rotatie geven die tegengesteld is aan de rotatie die hij normaal zou krijgen door ertegen te duwen. Als men de arm in de foto naar rechts wil bewegen, moet men er een moment op uitoefenen die hem linksom probeert te draaien. Dat leidt dan tot

contacten in B en D. Dit moment neutraliseert dan het moment van de schuifkracht, waardoor er geen wrijvingskrachten in A en C kunnen ontstaan.



Figuur 9.11: Lijmklem: arm verschuiven

9.3 Kantelen



Figuur 9.12: Ontstaan van kantelen

Wanneer men tegen een blok duwt dat met wrijving op de grond ligt, dan kan men de normale reactie en de wrijving samenstellen tot één totale reactie R_{tot} en het gewicht van het blok en de kracht waarmee geduwd wordt tot één resultante R_{res} , die moet passeren door het snijpunt van gewicht en duwkracht. Dit is voorgesteld in de rechtse figuur. Voor evenwicht van de krachten moeten beide vectoren gelijk maar tegengesteld zijn, voor het momentenevenwicht moeten beide op dezelfde drager liggen. Naarmate men hoger gaat duwen zal deze drager in het voorbeeld meer naar links verschuiven, tot hij door het hoekpunt van het blok passeert. Duwt men nog hoger dan valt R_{res} links van R_{tot} . Er ontstaat een netto moment en het **blok zal kantelen** rond het hoekpunt van het blok. De grens voor kantelen treedt dus op als de normale reactie (of de totale reactie) aan de grens van het voorwerp komt. Als men een hoge kast wil verschuiven zonder dat die gaat kantelen, dan moet men dus laag duwen tegen die kast.

De resultanten werden niet getekend in de linkse figuur om de figuur niet te overladen.

Indien het blok een breedte b heeft, dan zou men steunend op de figuur de kritische hoogte y_F voor de kracht F kunnen berekenen als

$$y_F = b/(2 \cdot \tan \varphi) = b \cdot \cot \varphi / 2$$

Voor de algebraïsche aanpak moet men de volgende vergelijkingen opschrijven:

$$W - F = 0 \quad \text{of} \quad W = F$$

$$N - G = 0 \quad \text{of} \quad N = G$$

Momenten t.o.v. het linkse hoekpunt:

$$y_F \cdot F - (b/2) \cdot G = 0$$

En tenslotte:

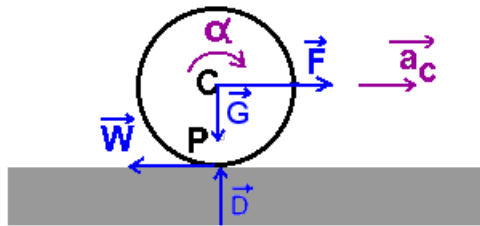
$$W = f \cdot N$$

Uit de eerste twee vergelijkingen en de wrijvingswet volgt: $G = F/f$. Vult men dat in in de momentenvergelijking dan bekomt men:

$$y_F = b/(2 \cdot f) = b/(2 \cdot \tan \varphi) \quad \dots \text{ut supra.}$$

9.4 Rollen met slippen

De wrijving die optreedt tussen de grond en een rollend voorwerp of tussen twee tegen elkaar rollende voorwerpen, vormt een beetje een speciaal geval. Het is immers niet altijd duidelijk wat de zin van de wrijving zal zijn noch of er zuiver rollen dan wel rollen met slippen zal optreden.



Figuur 9.13: Rollend wiel

Het eenvoudigste geval is dat waar de wrijving noodzakelijk is voor de rotatie van het voorwerp. Dat is bv. het geval wanneer men aan de as van een rol trekt. Dan moet de wrijving met de grond zorgen voor de rotatie rond die as. Als er geen wrijving is, dan zal de rol glijden i.p.v. rollen. In de figuur hiernaast is de wrijving nodig voor de rotatie, maar werkt ze de translatie tegen. Men krijgt als vergelijkingen:

- voor de translatie: $F - W = m \cdot a_C$
- voor de rotatie t.o.v. het massacentrum: $r \cdot W = I \cdot \alpha$

Nu is de vraag of er zuiver rollen is of rollen met slippen.

Men kan eerst onderstellen dat er zuiver rollen is en berekenen welke wrijvingscoëfficiënt hiervoor nodig is. Blijkt die groter dan wat fysisch mogelijk is, dan moet men besluiten dat er rollen met slippen zal optreden en de berekeningen herbeginnen met een paar kleine wijzigingen.

Voor zuiver rollen geldt de bindingsvergelijking: $a_C = r \cdot \alpha$

De wrijvingscoëfficiënt moet dan berekend worden uit $W = f_{\text{eff}} \cdot D = f_{\text{eff}} \cdot G$

Dit is een systeem van 4 vergelijkingen in de onbekenden W , f_{eff} , a_C en α .

Als blijkt dat er rollen met slippen op treedt, dan moet men de bindingsvergelijking laten vallen. Dan is er geen vast verband meer tussen de lineaire snelheid van de as en de hoeksnelheid van de rol. Maar dan verdwijnt ook f als onbekende uit de vergelijkingen want die wordt dan gewoon de bekende maximale wrijvingscoëfficiënt.

Numeriek voorbeeld

Zij in bovenstaand voorbeeld $m = 2 \text{ kg}$, $r = 0,2 \text{ m}$, $I = m \cdot r^2/2 = 0,04 \text{ kgm}^2 = 1/25 \text{ kgm}^2$, $F = 10 \text{ N}$

Voor de eenvoud van de berekeningen wordt $g = 10 \text{ m/s}^2$ genomen (fout $< 2\%$!) Dan is $G = 20 \text{ N}$

Uit de vergelijkingen blijkt dat voor rollen $f_{\text{eff}} = F/3G = 10/3 \cdot 20 = 0,166\dots$

Eerste geval : $f = 0,2$

In dit geval heeft men dus rollen. Uit de vergelijkingen volgt:

$$a_C = 2F/3m = 2 \cdot 10/3 \cdot 2 = 10/3 = 3 \frac{1}{3} \text{ m/s}^2$$

$$\alpha = a_C/r = 10/3 \cdot 0,2 = 50/3 = 16 \frac{2}{3} \text{ rad/s}^2$$

Als men de zaak nu vanuit energetisch standpunt bekijkt, moet de arbeid geleverd door F omgezet zijn in kinetische energie. Na 1 s moet dan gelden:

$$s = a_C \cdot t^2/2 = 10 \cdot 1^2/3 \cdot 2 = 10/6 \text{ m} = 1 \frac{2}{3} \text{ m}$$

$$v_C = a_C \cdot t = 10/3 \text{ m/s} = 3 \frac{1}{3} \text{ m/s}$$

$$\omega = \alpha \cdot t = 50/3 \text{ rad/s} = 16 \frac{2}{3} \text{ rad/s}$$

$$A = F \cdot s = 10 \cdot 10/6 = 50/3 \text{ J} = 16 \frac{2}{3} \text{ J}$$

$$E_k = mv_C^2/2 + I\omega^2/2 = 2(10/3)^2/2 + 0,04(50/3)^2/2 = 50/3 \text{ J} = 16 \frac{2}{3} \text{ J} \quad \dots \text{zoals het hoort!}$$

Tweede geval : $f = 0,1$

Hiermede zit men in het gebied van rollen met slippen. Uit de vergelijkingen volgt:

$$F - f \cdot G = m \cdot a_C \text{ waaruit } a_C = (10 - 0,1 \cdot 20)/2 = 4 \text{ m/s}^2$$

$$\alpha = 2.f.G/(mr) = 2.0,1.20/(2.0,2) = 10 \text{ rad/s}^2$$

Vanuit energetisch standpunt bekeken, na 1 s, met zelfde formules als hierboven:

$$s = 4.1/2 = 2 \text{ m}$$

$$A = 10.2 = 20 \text{ J}$$

$$v_C = 4 \text{ m/s} ; \omega = 10 \text{ rad/s}$$

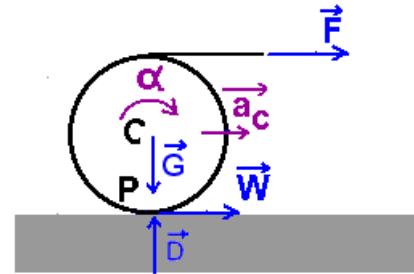
$$E_k = 2.4^2/2 + (1/2)(1/25).10^2 = 18 \text{ J}$$

Wat ontbreekt is natuurlijk de energie die verloren gegaan is door wrijving bij het slippen. Om die uit te rekenen moet men eerst de absolute versnelling van het contactpunt met de grond kennen:

$$a_{\text{abs}} = a_C - r.\alpha = 4 - 0,2.10 = 2 \text{ m/s}^2$$

Met deze versnelling is er na 1s een afstand afgelegde van $2.1/2 = 1 \text{ m}$. De energie verloren door wrijving is dan $W.s = 0,1.20.1 = 2 \text{ J}$. En hiermede sluit de balans als een bus.

Er zijn echter ook situaties waar er reeds een andere kracht is die zowel voor translatie als rotatie kan zorgen. Hiernaast het geval van een rol waarrond een touw gewikkeld is. Als men aan het touw trekt, dan oefent men een kracht uit die de juiste zin heeft voor zowel de translatie- als rotatieversnelling. De zin van de wrijving is dus moeilijk op het zicht te voorspellen. Als het systeem uit rust vertrekt, kan men in deze situatie kijken wat er zou gebeuren met het contactpunt onderaan de rol als er geen wrijving is. Men kan volstaan met de versnelling van dat punt uit te rekenen, want als er een versnelling in een bepaalde zin is, dan zal er het volgende ogenblik een snelheid en een verplaatsing in die zin zijn. De wrijving zal zich tegen de verplaatsing van dat punt verzetten en dus de tegengestelde zin ervan hebben. Bemerkt dat ook in vorig voorbeeld de juiste zin zo kan gevonden worden.



Figuur 9.14: Wiel met touw

- Voor de translatie: $F = m.a_C$
- Voor de rotatie t.o.v. het massacentrum: $r.W = I.\alpha$
- Versnelling van P: $a_P = a_C - r\alpha$

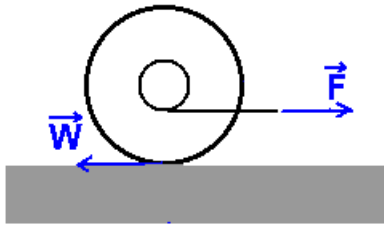
Als het wiel een volle schijf is met $I = mr^2/2$, dan volgt uit de 2e vergelijking dat $r\alpha = 2F/m$. Uit de 1e vergelijking volgt dat $a_C = F/m$. Beide uitdrukkingen invoeren in de 3e vergelijking levert:

$$a_P = \frac{F}{m} - \frac{2F}{m} = -\frac{F}{m}$$

Het minteken betekent dat a_P naar links gericht is. Men heeft immers de projecties die horizontaal naar rechts gericht zijn als positief genoteerd. De wrijving zal dus naar rechts wijzen, d.i. helpen bij de translatie maar tegenwerken voor de rotatie.

Men kan nu de vergelijkingen opstellen voor rollen met wrijving. Hierbij moet men weer beide mogelijkheden onderzoeken zoals hierboven. Dus:

- Voor de translatie: $F + W = m.a_C$
- Voor de rotatie t.o.v. het massacentrum: $r(F - W) = I.\alpha$
- Bij zuiver rollen: $a_C = r.\alpha$
- Wrijvingskracht: $W = f_{\text{eff}}.D = f_{\text{eff}}.G$

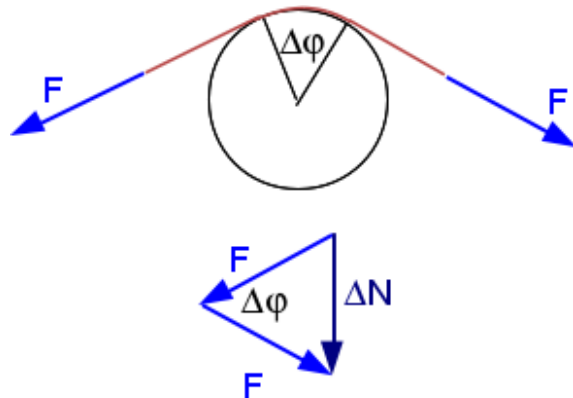


Figuur 9.15: Wiel met touw errond

Een meer intrigerende situatie is hiernaast geschetst. De eerste vraag die zich stelt is of er zuiver rollen naar rechts mogelijk is. Daarbij zou het touw immers opwinden i.p.v. afwinden. Deze vraag kan snel beantwoord worden als men de zaak weer vanuit energetisch standpunt bekijkt. De kracht F moet arbeid leveren als de zaak in beweging wil komen. Het touw moet zich dus naar rechts verplaatsen. Men weet dat het onderste punt van de rol het ogenblikkelijk rotatiecentrum is. Dan is het duidelijk dat bij rollen naar rechts het contactpunt van het touw met de rol zich ook naar rechts zal verplaatsen. De snelheid van het middelpunt van de rol naar rechts is groter dan de relatieve snelheid van dat contactpunt

naar links. De wrijving is in elk geval naar links gericht. Men zal voor stijgende kracht F vier fazen hebben: eerst een zuiver rollen naar rechts, dan een rollen met slippen, waarbij de rol nog altijd naar rechts draait, dan een zuiver schuiven van de rol als het moment van F t.o.v. de as van de rol gelijk is aan het moment van de wrijving, en tenslotte een slippen met de rol draaiend naar links (tegenwijzerzin).

9.5 Wrijving over een gebogen oppervlak



Figuur 9.16: wrijving van kabel rond paal

Een zeer speciaal geval van wrijving is de wrijving die optreedt wanneer een kabel rond een gebogen oppervlak gespannen wordt. Wanneer men een kabel, die gespannen staat onder een kracht F , een stukje rond een cirkelvormig voorwerp leidt, dan kan men voor de kracht van de kabel op het voorwerp opschrijven:

$$\Delta N = 2 \cdot F \cdot \sin \frac{\Delta \varphi}{2}$$

Dat hier voor een cirkelvormig voorwerp gekozen werd, doet niets af aan de algemeenheid van de afleiding want elke kromme kan men in een punt benaderen door een osculerende cirkel, d.i. een cirkel waarvan de eerste en tweede afgeleide overeenkomen met die van de kromme. In de limiet voor $\Delta \varphi$ gaande naar 0 krijgt men $dN = F \cdot d\varphi$

Bij een wrijvingscoëfficiënt f geeft deze kracht aanleiding tot een wrijvingskracht $dW = f \cdot dN = f \cdot F \cdot d\varphi$. Dit betekent dat er aan één zijde nu een kracht $dF = dW$ meer mag aangrijpen zonder dat het evenwicht verbroken wordt. Of $dF = f \cdot F \cdot d\varphi$. Dit is een differentiaalvergelijking met als oplossing:

$$F_2 = F_1 \cdot e^{f \cdot \varphi}$$

In woorden: als men aan het ene einde van een kabel trekt met een kracht F_1 en die kabel wordt rond een voorwerp geleid zodat hij er een hoek φ is tussen begin en einde, dan mag er aan het andere einde getrokken worden met een kracht F_2 , die exponentieel stijgt met de hoek φ . Dit is een zeer sterke stijging. Voor berekeningen moet φ natuurlijk in radialen uitgedrukt worden, want dat is de enige coherente eenheid voor hoeken. Eén toer t is dan 2π radialen. Dus $e^{f \cdot \varphi} = e^{2\pi f \cdot t} = F_1 \exp(2\pi \cdot f \cdot t)$. Een paar cijfers:

f	toeren	$\exp(2\pi \cdot f \cdot t)$
0,1	1	1,87
0,1	2	3,51
0,1	3	6,59
0,2	2	12,3
0,2	3	43,4

Hiervan wordt dagelijks gebruik gemaakt om lasten op te hijsen op schepen of op werven. Daar werkt men dikwijls met een horizontale of verticale kaapstander. Dit is een cilinder die continu draait. Om iets op te hijsen leidt men het losse einde van de kabel twee of driemaal rond deze cilinder en trekt aan. De man die aan het losse einde trekt hoeft maar een fractie van de kracht uit te oefenen die de kabel aan de andere zijde kan leveren. Laten stijgen of dalen van de last gebeurt niet door de snelheid van de cilinder te regelen, maar gewoon door meer of minder te trekken aan het losse einde van de kabel.

De foto toont hoe vroeger een kaapstander door een groep matrozen in beweging gebracht werd. Hij toont een deel van een maquette in het San Francisco Maritime Museum. Foto afkomstig van <http://commons.wikimedia.org/wiki/Image:CapstanCrewModel.jpg>



Figuur 9.17: Matrozen doen kaapstander draaien

Een **eenvoudig proefje** laat ook zien hoe sterk het verschil in spanning aan beide zijden kan zijn. Men neemt een stekjesdoosje en een sleutelbos en verbindt beiden met een touwtje van 60 à 70 cm. Men leidt dit touwtje over een horizontale ronde staaf (de steel van een houten lepel bv.) zodat de sleutelbos dicht bij de staaf hangt en houdt het andere einde met het doosje horizontaal. Men lanceert het doosje naar beneden. Het blijkt dat na 3 of 4 toeren van het touw rond de staaf de sleutelbos in zijn val gestopt wordt. Het doosje van 8 à 10 g blijkt de sleutelbos van 100 g te kunnen tegenhouden!

9.6 Rollende wrijving

Wanneer een voorwerp kan verplaatst worden op wielen, dan weet men dat dit veel minder inspanning vraagt dan het voorwerp verslepen. Het gaat echter niet vanzelf. Ook om een fiets, kar of auto in beweging te houden op een vlakke weg, is een continue kracht nodig. Men zegt dat er een **rollende wrijving** moet overwonnen worden. Het mechanisme achter die rollende wrijving is echter complex. In feite zijn er verschillende mechanismen die spelen.

Een eerste oorzaak van rollende wrijving komt doordat een wiel in zijn contact met de grond altijd een beetje afgeplat wordt. Ook het materiaal waarop het wiel rust zal op die plaats lichtjes ingedeukt worden. Wanneer het wiel in beweging komt, moet het als het ware kantelen (zie vorige paragraaf) rond de voorzijde van deze afgeplatte strook. Dit betekent dat de normale resultante naar voor zal schuiven en daardoor vóór de as van het wiel zal wijzen. Hierdoor ontstaat een tegenwerkend moment, dat voortdurend moet overwonnen worden om de beweging in stand te houden. Het blijkt dat deze kracht, voor zelfde wielen op zelfde ondergrond, in een groot gebied evenredig is met het gewicht van het voorwerp. Vandaar dat men het ook als een soort wrijving beschrijft.

Wanneer het wiel rolt, wordt er natuurlijk telkens vooraan nieuw materiaal samengedrukt. Men zou kunnen denken dat het materiaal dat zich achteraan kan ontspannen hiervoor een compensatie levert, maar dat is niet zo. Geen enkel materiaal is volkomen elastisch, d.w.z. herstelt zich volledig en ogenblikkelijk na een indrukking. Elk materiaal heeft een zekere hysteresis, d.i. het bijhouden van een restje van de vorige toestand. Of meer wetenschappelijk is hysteresis het feit dat bij een vervormbaar materiaal de energie teruggegeven bij herstel van een vervorming, altijd kleiner is dan de energie die nodig was voor de vervorming. Dit heeft ook met inwendige wrijving te maken, die bij de indrukking een verlies van

energie veroorzaakt i.p.v. een zuivere omzetting in potentiële energie. Vooral bij banden van fietsen en auto's speelt deze hysteresis een belangrijke rol in de rolweerstand. De energie die erdoor verloren gaat, wordt omgezet in warmte. Banden die te zacht opgepompt zijn, worden bij elke omwenteling van het wiel meer vervormd dan nodig en zullen dus meer opwarmen. Daarom moeten zeker bij een lange rit over een autosnelweg met een goed geladen wagen, zoals bij een vakantieuittocht dikwijls het geval is, de banden correct opgepompt zijn. Velen geven zelfs de raad om in die omstandigheden de banden een 100 g/cm^2 harder op te pompen dan wat opgegeven wordt. Het energieverlies door de vervorming van de flanken van de band kan verminderd worden door een soepeler rubber te gebruiken voor de flanken (vooral bij fietsbanden).

Voor het karakteriseren van de rollende wrijving zijn twee systemen in gebruik. Het eerste systeem definieert een coëfficiënt voor rolweerstand C_{rw} als de verhouding van de kracht nodig om de beweging in stand te houden over het gewicht, zoals bij slepende wrijving. Deze wrijvingscoëfficiënt is dan een dimensieloze grootheid, zoals die bij slepende wrijving.

Enkele numerieke waarden (naar http://en.wikipedia.org/wiki/Rolling_Resistance in de Engelstalige Wikipedia):

C_{rw}	materiaal
0,0002 - 0,0010	Stalen treinwiel op trein rail
0,005	Tramwiel op tramrail
0,006 - 0,01	banden met lage rolweerstand op een zeer vlakke baan
0,01 - 0,015	gewone banden op betonnen baan
0,02	auto op stenen platen
0,030	auto of bus op asfalt

Het tweede systeem houdt rekening met de diameter van het wiel. Het gaat uit van de redenering dat, bij rollen over een vlakke ondergrond, een kleiner wiel een grotere indeuking zal veroorzaken dan een groot, door zijn grotere kromming in de contactzone. Dit zou een coëfficiënt moeten opleveren die in een breder gebied kan toegepast worden. Men vermenigvuldigt dan de vorige coëfficiënt met de straal van het wiel en bekomt zo een coëfficiënt die de dimensies heeft van een lengte. Om de kracht te berekenen moet men hier die coëfficiënt vermenigvuldigen met het gewicht van de last en delen door de straal van het wiel. Een stalen treinwiel op een treinrail zou dan een $C_{rw} = 0.5 \text{ mm}$ hebben.

Het is pas op het einde van de 19e eeuw dat de kogel- en rollagers algemeen in gebruik gekomen zijn in de machinebouw. Een goed kogellager vereist immers zeer hard en goed gepolijst staal en zeer nauwe toleranties bij de constructie. Wie hierover meer wil weten kan een mooi geschiedkundig overzicht vinden op <http://www.alexdenouden.nl/08/rolling1.htm> en volgende pagina's.

9.7 Viskeuze wrijving

Dit onderwerp behoort tot de hydrodynamica of studie van de stroming van gassen en vloeistoffen. Voor de volledigheid wordt hier een kort woordje erover gezegd.

Wanneer een voorwerp beweegt in een vloeistof of gas, dan ondervindt het een tegenwerkende kracht die bij lage snelheid evenredig is met de snelheid en bij hogere snelheden evenredig met het kwadraat van de snelheid. Een steen die met een kleine beginsnelheid in het water valt, is een voorbeeld van het eerste geval, maar de beweging van een tennisbal valt onder de tweede wet. Wat in deze context als hoge of lage snelheid moet worden beschouwd, wordt bepaald door het **Reynoldsgetal** (zie ook http://en.wikipedia.org/wiki/Reynolds_number in de Engelse Wikipedia) Dit dimensieloze getal is gedefinieerd als:

$$Re = \frac{\rho l v}{\eta}$$

waarin:

Re = reynoldsgetal

ρ = dichtheid van het medium, vloeistof of gas

l = karakteristieke lengte (voor bol: diameter)
 v = snelheid van de stroming (of van het voorwerp in het medium)
 η : viscositeit van het medium

Waarden kleiner dan 10 beschouwt men als **lage**, tussen 10^3 en 10^5 als **hoge reynoldsgetallen**. Wanneer men in een laboratorium een proef op een schaalmodel uitvoert, moet men zorgen voor zelfde reynoldsgetallen. Voor een kleiner model betekent dit hogere snelheden of werken met een minder viskeus medium.

De bewegingsvergelijking van een bol die valt in een medium kan men schrijven als:

$$m \frac{dv}{dt} = (m - m')g - f_m \text{ waarin:}$$

m = massa van het voorwerp

m' = massa van het verplaatste medium, vloeistof of gas

f_m = tegenwerkende kracht van het medium, hier opwaartse kracht

1 - Lage reynoldsgetallen

Bij lage reynoldsgetallen is f_m evenredig met de snelheid. Hiervoor geldt de bekende formule van [Stokes](#) (ook bekend als formule van Navier-Stokes of formule van [Poiseuille](#) voor de Franstaligen):

$$f_m = 6\pi\eta r v$$

waarin r = straal van de bol is en de rest als hoger.

In dit gebied speelt vooral de viscositeit een grote rol.

De bol zal versnellen tot het rechterlid van bovenstaande bewegingsvergelijking 0 is. Dan is de eindsnelheid bereikt. Dit zal het geval zijn voor:

$$v_{fin} = \frac{(m - m')g}{6\pi\eta r}$$

Daar de massa evenredig is met r^3 , betekent dit dat de eindsnelheid, voor zelfde materiaal, evenredig is met r^2 .

De bewegingsvergelijking is een differentiaalvergelijking met als oplossing:

$$v(t) = v_{fin}(1 - e^{t/\tau})$$

waarin $\tau = m/6\pi\eta r$

Voor lage reynoldsgetallen ligt τ in het bereikt van 1 tot 100 ms. Men kan τ zien als de tijd die nodig is om 63% van de eindsnelheid te bereiken. In theorie wordt de eindsnelheid pas na een oneindig lange tijd bereikt. 95% van die eindsnelheid wordt echter bereikt na ongeveer $3 \times \tau$ en 99% reeds na $4,61 \times \tau$. Het is het laatste stukje van het laatste percent dat veel tijd nodig heeft!

2 - Hoge reynoldsgetallen

Bij hoge reynoldsgetallen kan men de tegenwerkende kracht beschrijven als:

$$f_m = \frac{1}{2} \rho C_d S v^2$$

waarin:

C_d = een coëfficiënt is die experimenteel te bepalen is en afhangt van R_e (fig. [9.18](#)). In het Engels : drag coëfficiënt.

S = oppervlak van de doorsnede van het voorwerp

ρ = dichtheid van het medium

In figuur [9.18](#) stelt 2 het gebied voor met een continue stroming rondom de bol (het gebied van de wet van Stokes), 3 is het gebied met een stabiele stroming vooraan maar een stroming die stilaan turbulent wordt achter de bol, 4 is het gebied met onstabiele stroming vooraan een chaotische turbulente stroming achteraan en 5 is het gebied met turbulente stroming rondom de bol.

De eindsnelheid kan nu geschreven worden als:

$$v_{fin} = \sqrt{\frac{2mg}{\rho C_d S}}$$

Wanneer men weer rekening houdt met het feit dat de massa evenredig is met r^3 , dan is de eindsnelheid nu evenredig met de wortel uit r .

De bewegingsvergelijking leidt nu tot een differentiaalvergelijking met als oplossing voor de snelheid:

$$v(t) = v_{fin} \tanh\left(\frac{gt}{v_{fin}}\right)$$

De snelheid als functie van de positie is:

$$v(x) = \sqrt{v_f^2(1 - \exp(-2.g/v_f^2)x)}$$

De eindsnelheid wordt nu veel trager bereikt. Voor een voorwerp met een eindsnelheid van 250 km/u (70 m/s) wordt 90% van die snelheid pas bereikt na meer dan 560 m.

Voor een vallende persoon ligt de eindsnelheid rond 160 à 180 km/u. Een orkaanwind van boven de 200 km/u kan dus zonder problemen een persoon oppakken en een eindje meevoeren.

In het luchtledige vallen alle voorwerpen even snel. Er is een Youtube filmpje waarin een astronaut een hamer en een pluim gelijktijdig laat vallen op de maan en beide komen mooi tegelijk op de grond (<https://www.youtube.com/watch?v=zzTwoXwtO7E>). In een medium (lucht, water ...) echter wordt de vallsnelheid bepaald door de verhouding van het gewicht over de weerstand van het medium. Bij zelfde vorm en volume zal een zwaarder voorwerp sneller vallen dan een lichter. Bij gelijk gewicht en verschillende vorm en volume zal een kilogram lood sneller vallen dan een kilogram pluimen.

Bij nog hogere reynoldsgetalen, boven $3 \cdot 10^5$, treedt er plots een dip op in de weerstandscoefficiënt, waarbij de weerstand weer evenredig wordt met de snelheid. De tijdconstante τ is nu echter veel groter. Voor een tennisbal ligt die rond 2 s. Als de bal bij de opslag vertrekt met een snelheid van 180 km/u (= 50 m/s) dan is hij op een halve seconde aan de andere zijde van het terrein (ongeveer 24 m). De bal heeft dan nog ongeveer 78% ($e^{-0.25} \times 100$) van zijn beginsnelheid. De vertraging is dus nauwelijks merkbaar. Het donzige oppervlak van een tennisbal en de putjes in een golfbal dienen om de luchtweerstand te verkleinen en nog vroeger in deze dip te komen. De volledige beweging van bv. een golfbal kan niet in één formule worden gevat, maar alleen realistisch worden berekend via numerieke simulatie, waarbij de luchtweerstand als functie van de snelheid aangepast wordt.

De figuur 9.18 werd aan de Wiki Commons geschonken door de NASA. Referentie bij de NASA:

<http://www.grc.nasa.gov/WWW/k-12/airplane/dragosphere.html>.

Op die bladzijde kan men ook een verklaring vinden voor het geluid dat de wind soms maakt in elektrische draden.

De formule waarbij de weerstand evenredig is met de snelheid laat een analytische oplossing voor de differentiaalvergelijkingen toe, zeg maar een pasklare formule voor de snelheid en de positie in functie van de tijd. Neemt men een klassiek assenkruis met x-as horizontaal en y-as verticaal omhoog, kv de grootte van de weerstand en een bal die vertrekt uit de oorsprong, dan worden de differentiaalvergelijkingen voor de x- en y-as:

$$-kv_x = m \frac{dv_x}{dt}$$

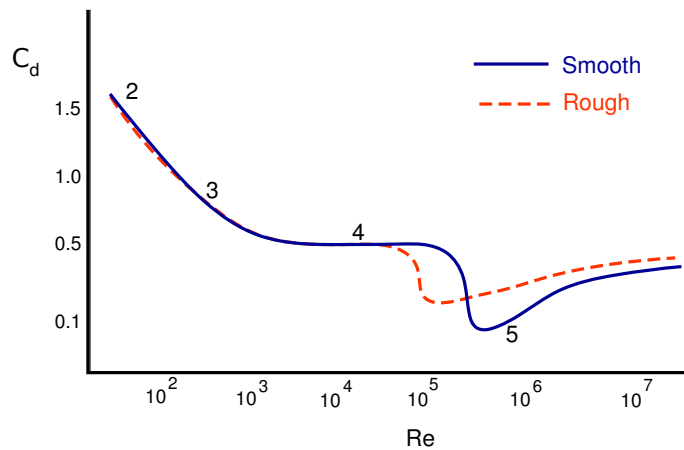
$$-mg - kv_y = m \frac{dv_y}{dt}$$

In de laatste vergelijking is v_y een veranderlijke die zowel positief als negatief kan zijn. Brengt men deze vergelijkingen in een formulering met de D-operator, dan krijgt men:

$$(mD + k)v_x = 0$$

$$(mD + k)v_y = -mg$$

De algemene oplossing voor de eerste vergelijking is:



Figuur 9.18: C_d als functie van Re

$$v_x = C \cdot e^{-\frac{k}{m}t}$$

Stelt men $m/k = \tau$ en houdt men rekening met de beginvoorwaarde dat $v_x = v_{x0}$ voor $t = 0$, dan kan de integratieconstante C bepaald worden en krijgt men:

$$v_x = v_{x0} \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$$

De algemene oplossing voor de tweede differentiaalvergelijking bestaat uit een oplossing voor de homogene vergelijking (d.i. met rechterlid = 0) en een oplossing met constante v_y :

$$v_y = C \cdot e^{-\frac{t}{\tau}} - \frac{mg}{k}$$

Wanneer de bal uit stilstand verticaal naar beneden valt, zal de eindsnelheid in de y-richting bereikt worden als er geen versnelling meer is. Uit de differentiaalvergelijking blijkt dat die eindsnelheid $v_f = mg/k$ in grootte. Men noemt de term mg/k in het vervolg v_f . De integratieconstante wordt bepaald uit de beginvoorwaarde dat $v_y = v_{y0}$ voor $t = 0$. Men krijgt tenslotte:

$$v_y = -v_f + (v_f + v_{y0})e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Door integreren van de uitdrukkingen voor v_x en v_y en rekening houdend met de beginvoorwaarden dat voor $x=0$ en $y=0$ voor $t=0$, vindt men:

$$x(t) = v_{x0} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right)$$

$$y(t) = -v_f t + \tau(v_f + v_{y0}) \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right)$$

De lezer kan controleren dat deze vergelijkingen inderdaad voldoen aan de beginvoorwaarden.

Corollarium: de proef van Galileo en van Simon Stevin

[Aristoteles](#) beweerde dat voorwerpen des te sneller vallen naarmate ze zwaarder zijn. Deze theorie bleef aanvaard tot in de Middeleeuwen. Er is een verhaal dat [Galileo](#), ergens tussen 1589 en 1592, 2 loden bollen van verschillende diameter en dus verschillend gewicht van de scheve toren van Pisa naar beneden zou gegooid hebben om de theorie te weerleggen. Het verhaal gaat dat beide bollen gelijktijdig de grond bereikten. Er is echter nergens een betrouwbaar verslag hiervan.

De grote wiskundige uit onze streken, [Simon Stevin](#), heeft de proef ook gedaan en daarvan is wel een verslag. Hij liet in Delft 2 loden bollen, de ene 10 maal zwaarder dan de andere, van 30 voet (ongeveer 10 m) naar beneden vallen. Zijn vriend Johan Cornets-de Groot, burgemeester van Delft, hielp hem hierbij. Simon Stevin noteerde dat ze zo gelijk de grond bereikten dat er maar één klop te horen was. Het is echter niet duidelijk wanneer de proef uitgevoerd werd. Vermoedelijk was het in het jaar 1586. (naar Devreese, J.T. Vanden Berghe, G.: *Wonder is gheen wonder. De geniale wereld van Simon Stevin 1548-1620* Davidsfonds, Leuven (België) ISBN 90-5826-174-3)

Volgens de formules voor de eindsnelheid moet de grote bal een grotere eindsnelheid krijgen dan de kleine bal. Spijtig genoeg wordt nergens vermeld hoe zwaar de ballen waren. Een numerieke simulatie met een loden bal van 10 cm diameter en een van 21,6 cm ($2,16^3 = 10,08$) geeft als resultaat dat na 1,5 s ongeveer 11 m afgelegd is en dat het verschil in positie dan nog maar 5 à 6 mm is. Dat valt noch op het gezicht noch op het gehoor als verschil vast te stellen.

Feitelijk is deze proef niet goed bedacht want hij wijzigt 2 parameters tegelijk: het gewicht en de doorsnede van de bollen. Deze parameters hebben daarenboven een tegengestelde invloed. Een betere proef zou zijn om 2 bollen te nemen van dezelfde omvang maar verschillend gewicht, bv. een loden en een houten bol (soortelijk gewicht $\rho = 0,9 \text{ g/cm}^3$). Van alle parameters die een invloed hebben is dan alleen het gewicht verschillend. De simulatie met 2 bollen van 10 cm diameter leert dat na ongeveer 11 m het verschil in positie nog maar 11 cm bedraagt. Zelfs als men de valhoogte opvoert tot rond de 30 m (valtijd = 2,5 s) dan nog is het verschil in positie voor de loden bollen maar 4 cm terwijl het voor de loden en de houten bol reeds 85 cm bedraagt.

De proef van Simon Stevin heeft dus geen correcte conclusies opgeleverd omdat de valhoogte veel te klein was.

Hoofdstuk 10

Traagheidskrachten

Inhoudsopgave

10.1 Inleiding	221
10.2 Resultante en aangrijpingspunt	222
10.3 Rotaties	223
10.4 Traagheidskrachten en virtuele arbeid	223

10.1 Inleiding

Wanneer men in een auto zit die door een bocht gaat, dan heeft men de indruk naar buiten te worden gedrukt. Theoretisch is er geen kracht die dat fenomeen veroorzaakt. Het is ons lichaam dat gewoon rechtdoor wil blijven gaan zolang er geen kracht is die het naar het middelpunt van de bocht duwt.

Voor een voorwerp dat een cirkel beschrijft, moet men theoretisch opschrijven dat de som van de krachten gelijk is aan de massa x een normale versnelling.

$$\sum_i \vec{F}_i = m\vec{a}_n$$

Dikwijls echter wil men een beweging beschrijven binnen een bewegend systeem, bv. een assenkruis verbonden aan de auto. Binnen dat systeem blijft de persoon op zijn plaats en is er dus geen versnelling. Men wil daar dus opschrijven dat de som van alle krachten 0 is. Beide voorstellingen zijn gemakkelijk te verzoenen als men rechterlid van vorige vergelijking naar links overbrengt. Men kan dat dan interpreteren als een **traagheidskracht** : $-m\vec{a}_n = \vec{F}_T$. Hiermede krijgt men dan:

$$\sum_i \vec{F}_i + \vec{F}_T = 0$$

Deze voorstelling van zaken komt ook beter overeen met onze ervaring. Bemerk wel dat de zin van de traagheidskracht het tegengestelde is van de zin van de versnelling. Daar men hier de formule voor het statisch evenwicht gebruikt (som van alle krachten = 0) in een situatie waarin wel versnellingen optreden, noemt men dit **dynamisch evenwicht**.

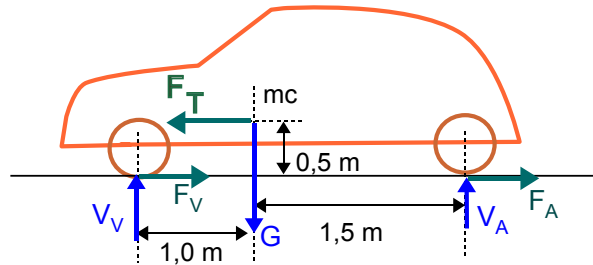
Wanneer men de beweging van een voorwerp binnen een bewegend systeem wil beschrijven, dan zal men schrijven:

$$\sum_i \vec{F}_i + \sum \vec{F}_{T,i} = m\vec{a}_{rel}$$

Hierbij bevat de som van de traagheidskrachten de massa x alle versnellingstermen buiten de relatieve versnelling. Om precies te weten wat dit allemaal kan zijn moet men teruggaan naar het hoofdstuk over versnellingen in bewegende systemen (5.3.2). Het verschil tussen een traagheidskracht en de andere krachten is dat er bij traagheidskrachten geen ander voorwerp is dat die kracht uitoefent.

Vele fenomenen kan men zich beter voorstellen als men met traagheidskrachten werkt i.p.v. met de versnellingen. Sommigen houden ervan om een dynamische situatie (met versnellingen) te herleiden tot een statische, met som van de krachten = 0, door het gebruik van traagheidskrachten; Hierbij worden alle versnellingen x massa overgeheveld naar linkerlid en er als traagheidskrachten gepresenteerd. In die context spreekt men ook wel van **traagheidsreacties**.

Op het einde van het hoofdstuk over vlakke dynamica werd het voorbeeld behandeld van een afremmende auto (7.2.8.1). Wanneer men daar de massa x versnelling vervangt door een traagheidsreactie F_T , dan ziet men, veel duidelijker dan op de figuur met de versnelling, het koppel $(F_T, (F_V + F_A))$ dat de neus van de wagen naar beneden duwt. Zie infra voor een verdere verklaring.

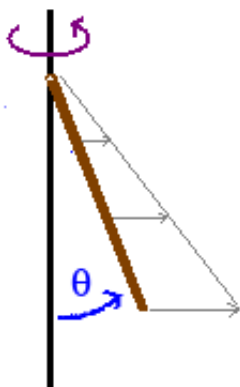


Figuur 10.1: Traagheidsreactie bij afremmende auto

10.2 Resultante en aangrijpingspunt

Wanneer een voorwerp onderworpen is aan traagheidskrachten, rijst natuurlijk de vraag hoe groot die is en waar die aangrijpt. Feitelijk grijpen de traagheidskrachten aan op elk element van het voorwerp. Men krijgt dus een veld van kleine traagheidskrachtjes. Men zal dit in een gegeven punt kunnen samenstellen tot een resultante met of zonder bijhorend moment volgens de regels uitgelegd in het hoofdstuk over equivalente vectorsystemen (hfdstk. 2).

Het eenvoudigste geval heeft men bij een voorwerp dat onderworpen is aan een lineaire versnelling. Dan heeft men een veld van evenwijdige traagheidskrachten analoog aan het veld gecreëerd door de aantrekkingskracht van de aarde. Men zal dat veld dus ook kunnen samenstellen tot een zuivere kracht aangrijpend in het massacentrum van het voorwerp en met grootte de totale massa van het voorwerp x de lineaire versnelling. Bv. bij een auto die remt, kan men het neerduiken van de neus verklaren door een traagheidskracht in het massacentrum die de wagen naar voor probeert te duwen. Daar de wrijving van de wielen met de grond de wagen naar achter duwt, krijgt men een moment dat de neus naar beneden draait.



Figuur 10.2: Staaf bevestigd aan roterende verticale staaf

Een iets ingewikkelder maar toch nog eenvoudige situatie wordt gevormd door een staaf die met één uiteinde aan de verticale draaiende as is bevestigd. De lengte van de staaf is l en de massa/lengte-eenheid is ρ . Elk deeltje van de staaf beschrijft een cirkel, die groter wordt naarmate dit deeltje verder van het scharnier af ligt. Als s de afstand is van het scharnier tot een bepaald punt, dan is de straal van de cirkel die dat punt beschrijft $s \sin \theta$. De bijhorende middelpuntvliedende krachten vormen dus een driehoekig krachtveld van evenwijdige krachten. Volgens de formules voor het samenstellen van evenwijdige krachten heeft men:

$$s_Z = \frac{\int_0^l \omega^2 \cdot s \sin \theta \cdot s \cdot \rho \cdot ds}{\int_0^l \omega^2 \cdot s \sin \theta \cdot \rho \cdot ds}$$

De noemer geeft ook de grootte van de resultante. Dat blijkt $\rho \cdot \omega^2 \cdot l^2 \sin \theta / 2$. Men kan dit lezen als $(\rho \cdot \omega^2)$ x het oppervlak van een driehoek met hoogte l en basis $l \sin \theta$. Voor het berekenen van het aangrijpingspunt kan men ρ , ω^2 en $\sin \theta$ voor het integraalteken brengen en wegdelen (voor θ niet 0). Men krijgt als resultaat:

$$s_Z = (l^3/3)/(l^2/2) = (2/3)l.$$

Dit komt overeen met de positie van het zwaartepunt van een driehoek. Het evenwicht van deze staaf werd reeds besproken bij het berekenen van de evenwichtsstand met de methode van Lagrange (8.5). Bij gebruik van virtuele arbeid kan men het berekenen van de resultante en het aangrijpingspunt echter vermijden. Zie hiervoor infra.

Voor meer complexe situaties, zoals bv. als er nog een tweede staaf aan die eerste staaf hangt, is het gebruik van traagheidsreacties niet meer aangewezen.

10.3 Rotaties

Bij rotaties rond een as met vaste richting zal men geen traagheidskracht maar een traagheidsmoment M_T (niet te verwarren met het traagheidsmoment I !) moeten invoeren volgens hetzelfde recept als bij de traagheidskracht:

$$M_T = -I \cdot \alpha$$

In sommige situaties zal men zowel een traagheidskracht als een traagheidsmoment moeten invoeren. Wat men moet invoeren en welk traagheidsmoment I men hierbij moet gebruiken, kan men zien door te kijken naar de manier waarop de kinetische energie kan worden opgeschreven.

- Als er in de kinetische energie een term $mv^2/2$ voor komt, dan moet men een traagheidskracht $-ma$ invoeren in het massacentrum. Bij het berekenen van de kinetische energie, heeft men dan een term $\int m \vec{a} \cdot d\vec{r}$ gebruikt.
- Als er in de kinetische energie een term $m\omega^2/2$ voor komt, dan moet men een traagheidsmoment $M_T = -I \cdot \alpha$ invoeren met traagheidsmoment I zoals in de kinetische energie. Men heeft dan voor de kinetische energie gebruik gemaakt van een term $\int I \cdot \alpha \cdot d\theta$

Deze aanpak is echter niet erg gebruikelijk.

10.4 Traagheidskrachten en virtuele arbeid

Bij het gebruik van traagheidskrachten in combinatie met de methode van de virtuele arbeid, kan men soms ook rechtstreeks de virtuele arbeid van de traagheidskrachten berekenen zonder over de berekening van een resultante en een aangrijpingspunt te passeren. Dit is bv. het geval bij de roterende staaf van hierboven. Men heeft als krachten het gewicht en de traagheidsreacties. Voor de virtuele arbeid krijgt men, in een klassiek xy-assenkruis met oorsprong in het scharnier:

$$\vec{G} \cdot d\vec{r} + \int_0^l d\vec{F}_T \cdot d\vec{r} = -G \cdot \delta y + \int_0^l \delta x \cdot dF_T = 0$$

Hierin is (let op het minteken bij y_G):

$$y_G = -(l/2) \cos \theta \quad \text{en} \quad \delta y = (l/2) \sin \theta \cdot \delta \theta$$

$$dF_T = \omega^2 s \sin \theta \cdot \rho \cdot ds$$

$$x_T = s \sin \theta \quad \text{en} \quad \delta x = s \cos \theta \cdot \delta \theta$$

Alles invullen:

$$-G \cdot (l/2) \sin \theta \cdot \delta \theta + \int_0^l \omega^2 s \sin \theta \cdot \rho \cdot s \cos \theta \cdot \delta \theta \cdot ds = 0$$

Of met gewicht $G = \rho l g$ en alles wat geen functie is van s voor het integraalteken:

$$-\rho l g (l/2) \sin \theta + \rho \omega^2 \sin \theta \cos \theta \int_0^l s^2 \cdot ds = 0$$

ρ kan weggedeeld worden en voor θ verschillend van 0 ook $\sin \theta$:

$$g l^2 / 2 = \omega^2 \cos \theta \cdot l^3 / 3$$

En uiteindelijk:

$$\cos \theta = \frac{3g}{2\omega^2 l}$$

wat hetzelfde is als hoger gevonden bij de methode van Lagrange.

Hoofdstuk 11

Botsingen

Inhoudsopgave

11.1 Inleiding	225
11.2 Rechte centrale botsing	225
11.2.1 De restitutiecoëfficiënt: eerste definitie	225
11.2.2 Tweede definitie	229
11.3 Schuine botsing	230
11.4 Botsingen tussen voorwerpen	231
11.4.1 Het slagcentrum	233

11.1 Inleiding

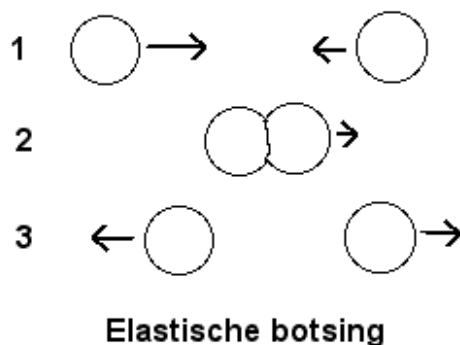
Men onderstelt dat twee voorwerpen op zulke manier met elkaar botsen dat er alleen met de **krachten tussen deze twee voorwerpen** rekening moet worden gehouden. Er werd bij de bespreking van de impuls reeds aangetoond hoe een zeer kleine botsingstijd kan leiden tot het verwaarlozen van niet botsingskrachten zoals bv. de zwaartekracht. Het kan ook om een beweging in een horizontaal vlak gaan: een puck op een luchttafel of een biljartbal op een biljarttafel. In eerste instantie zal gesproken worden over **botsende puntmassa's of volkomen gladde voorwerpen**, zodat er tijdens de botsing alleen normaalkrachten, krachten loodrecht op het botsingsvlak, optreden en geen tangentiële krachten. Deze laatste zouden bij een reëel voorwerp een rotatie kunnen doen ontstaan of afremmen. Dat geval zal later behandeld worden.

Tijdens de botsing van voorwerpen hebben beide een gemeenschappelijk raakvlak, het **botsingsvlak**. De loodlijn op dit vlak noemt men de **botsingslijn**. Als de massacentra van beide voorwerpen op de botsingslijn liggen, spreekt men van **centrale botsing**, anders van **excentrische botsing**. Als de snelheden van de contactpunten loodrecht staan op het botsingsvlak heeft men een **rechte botsing**, anders een **schuine botsing**. Wanneer puntmassa's botsen gaat het altijd over een centrale botsing.

11.2 Rechte centrale botsing

11.2.1 De restitutiecoëfficiënt: eerste definitie

Wanneer twee massa's centraal met elkaar botsen, dan kan men twee fases onderscheiden. Wanneer de twee massa's elkaar raken zullen ze elkaar indrukken totdat er geen relatieve snelheid meer is tussen beide, d.i. totdat ze beide dezelfde snelheid hebben. Gedurende die tijd ondervinden beide een gelijke en tegengestelde stoot N_s . Dit is de **samendrukkingsfase**. De meeste voorwerpen hebben een zekere elasticiteit, zodat ze de deuk proberen te herstellen. Hierbij worden de massa's weer uit elkaar geduwd. Dit is de **ontspanningsfase**. Ook tijdens deze fase ondervinden beide massa's een even grootte maar tegengestelde stoot N_o .



Figuur 11.1: Elastische botsing

Indien de deuk volledig hersteld wordt, dan heeft men een **volkomen elastische botsing**. De kinetische energie, die tijdens de samendrukkingsfase naar elastische potentiële energie omgezet werd, zal zich terug omzetten naar kinetische energie. Dan gaat er geen energie verloren tijdens de botsing en zal de stoot tijdens de samendrukking even groot zijn als de stoot tijdens de ontspanning. De twee voorwerpen gaan dan terug uiteen met dezelfde relatieve snelheid als die waarmee ze elkaar naderden. De absolute snelheden van beide hoeven echter niet dezelfde te zijn als voor de botsing. Denk maar aan de biljartbal die tegen een stilstaande bal botst zodat de eerste bal nadien stil ligt en de tweede bal nu weg rolt. Dit geval wordt verder als eerste voorbeeld uitgewerkt.

Als er geen enkel herstel is dan spreekt men van **volkomen weke botsing** of **volkomen inelastische botsing**. Dan blijven de beide voorwerpen aan elkaar kleven en bewegen samen verder met de gemeenschappelijke snelheid van het einde van de samendrukkingsfase. Er is geen omzetting van kinetische energie in potentiële, maar de kinetische energie die tijdens de samendrukkingsfase verdwijnt, wordt afgevoerd door inwendige wrijving binnen de twee voorwerpen.

De meeste botsingen liggen echter ergens tussenin. Om die te kunnen typeren voert men de **restitutiecoëfficiënt k** in. Er zijn hiervan twee definities mogelijk. De eerste definitie zegt dat dit de verhouding is van de grootte van de relatieve snelheid na de botsing over de grootte van de relatieve snelheid voor de botsing. De waarde van k kan dus variëren van 0 (volkomen weke botsing) tot 1 (volkomen elastische botsing).

$$k = \frac{v_{rel,na}}{v_{rel,voor}}$$

waarbij de conventie gebruikt is dat v zonder vectorpijlje erboven staat voor de norm of grootte van de vector. Deze definitie wordt toegeschreven aan Newton.

In de meeste gevallen kan men deze relatieve snelheden vrij gemakkelijk opschrijven, zeker als het een botsing is met een stilstaand voorwerp. Als er verscheidene onbekenden in de formules voorkomen, moet men deze relatieve snelheden op een systematische manier berekenen. Men moet zowel voor als na ofwel de snelheid van voorwerp 1 aftrekken van de snelheid van voorwerp 2 of omgekeerd. Als er een relatieve snelheid is na de botsing, heeft die zeker de tegengestelde zin van die voor de botsing. Men moet dus nog een minteken voor de verhouding zetten. In volgende formules duiden alle snelheden op **projecties** op de gemeenschappelijke richting van de snelheden en kunnen dus zowel positief als negatief zijn. De snelheden voor worden aangeduid met het symbool v , de snelheden na met het symbool u :

$$k = -\frac{u_2 - u_1}{v_2 - v_1}$$

Voorbeeld

Als eerste voorbeeld wordt het geval van de botsende biljartballen gekozen met de onderstelling dat het een volkomen elastische botsing is. Voor de botsing beweegt de eerste bal met een snelheid v_1 van links naar rechts en ligt de tweede bal stil. Men kan dan behoud van impuls opschrijven.

$$m\vec{v}_1 + 0 = m\vec{u}_1 + m\vec{u}_2$$

Men kan alles projecteren op de richting van v_1 :

$$mv_1 + 0 = mu_1 + mu_2$$

Dit kan duidelijk nog vereenvoudigd worden tot:

$$v_1 = u_1 + u_2$$

Er blijken 2 veranderlijken in deze vergelijking te zitten. Men heeft dus nog een bijkomende vergelijking nodig. Dit kan ofwel het behoud van (kinetische) energie zijn, of de restitutiecoëfficiënt.

Met de restitutiecoëfficiënt krijgt men:

$$1 = -\frac{u_2 - u_1}{0 - v_1}$$

of

$$v_1 = u_2 - u_1$$

Beide vergelijkingen samen leveren het eenvoudige stelseltje:

$$v_1 = u_2 + u_1$$

$$v_1 = u_2 - u_1$$

Door eens lid aan lid af te trekken en op te tellen, krijgt men de enige oplossing hiervan:

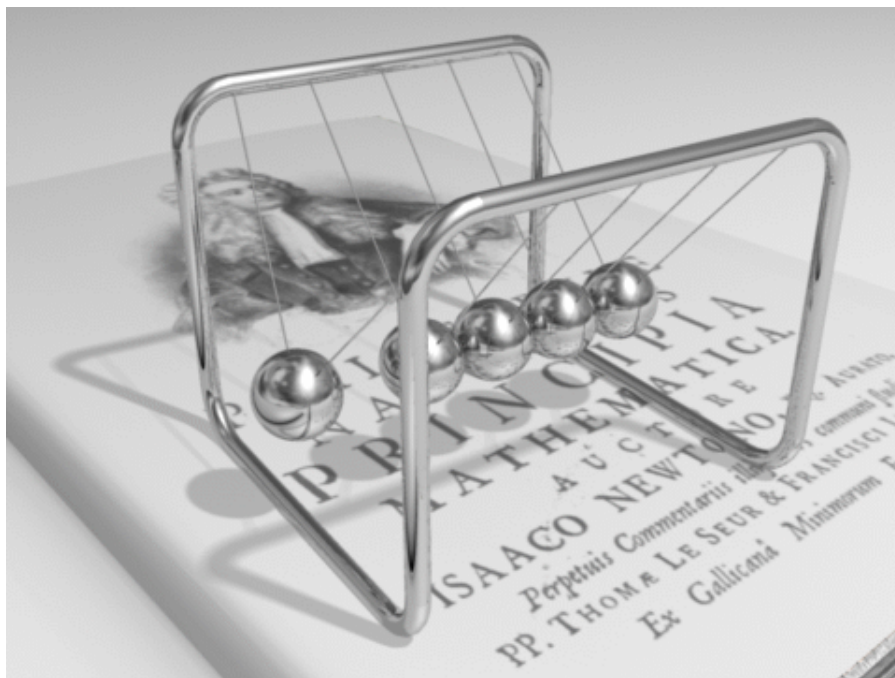
$$u_1 = 0 \quad \text{en} \quad u_2 = v_1$$

Dit is dus het bekende omwisselen van de snelheden.

Met behoud van energie wordt de tweede vergelijking:

$$\frac{1}{2}mv_1^2 = \frac{1}{2}m(u_1^2 + u_2^2)$$

Dit kan duidelijk vereenvoudigd worden. Na oplossen van de eerste vergelijking naar bv. u_1 en substitutie in de tweede bekomt men hetzelfde resultaat.



Figuur 11.2: Newtons wieg

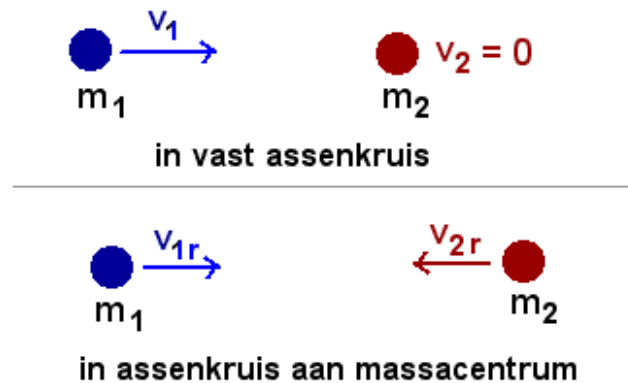
Een ander voorbeeld van een (bijna) volkomen elastische botsing is bekend als de wieg van Newton (zie fig. 11.2). Men kan één of meer balletjes laten botsen en dan worden er aan het andere einde evenveel balletjes weggeslingerd. Het speeltje is hier afgebeeld op de titelpagina van zijn boek “Philosophiae Naturalis Principia Mathematica”, kortweg de “Principia” van 1687.

Men kan een simulatie van botsingen vinden bij de bekende fysica applets van [fysica applets van Walter Fendt](http://www.walter-fendt.de/html5/phnl/collision_nl.htm)¹. Tijdens de botsing wordt het massacentrum van het systeem als een punt in de balk onderaan getoond. Een ander applet, waarbij men met wat meer parameters kan spelen, is te vinden op de https://phet.colorado.edu/sims/collision-lab/collision-lab_nl.html van de Universiteit van Colorado

¹http://www.walter-fendt.de/html5/phnl/collision_nl.htm

te Boulder. (klik op "meer gegevens" onderaan. Het Engelse "momentum" is fout vertaald als "moment" i.p.v. "impuls").

De basis voor de wetten van de elastische botsing werd gelegd door [René Descartes](#) en [Christiaan Huygens](#). Deze laatste bedacht de truc om de botsing te beschrijven in een systeem verbonden aan het massacentrum.



Figuur 11.3: Botsing in systeem verbonden met massacentrum

Als er geen uitwendige krachten werken op beide massa's, dan beschrijft het massacentrum een rechte baan met constante snelheid. In zo'n systeem mogen de wetten van Newton en de afgeleide wetten ook opgeschreven worden. Dan heeft men dat de totale impuls van beide massa's altijd 0 moet zijn (zie hiervoor Het massacentrum 7.1). Beide massa's moeten dus voor de botsing altijd naar elkaar toekomen en zullen na de botsing in het massacentrum blijven liggen of terug uit elkaar gaan. Voor het voorbeeld van de biljartbal die tegen een stilliggende bal aanbotst heeft men:

$$v_c = \frac{\sum m_i v_i}{\sum m_i} = \frac{mv_1}{2m} = 0,5v_1$$

In een assenkruis dat met deze snelheid beweegt worden de snelheden van beide ballen:

$$v_{1r} = v_1 - v_c = 0,5v_1$$

$v_{2r} = 0 - v_c = -0,5v_1$ dit is een snelheid naar links. In dit assenkruis komen beide ballen dus met even grote snelheden naar elkaar toe.

In de simulaties hierboven kan men ook duidelijk zien dat, als een zware massa tegen een lichte aanbotst, de lichte massa met grote snelheid weggeslingerd wordt. Voert men in de vergelijking van het behoud van impuls uit vorig voorbeeld een massa m_1 en m_2 in en combineert men dit opnieuw met de vergelijking die volgt uit een restitutiecoëfficiënt $= 1$, dan krijgt men:

$$u_2 = \frac{2m_1}{m_1 + m_2} v_1$$

Indien $m_1 = 10 \times m_2$, dan wordt $u_2 = (20/11)v_1$ of bijna het dubbele van de beginsnelheid van m_1 .

Bij een botsende bal (zie fig. 11.4) kan men de afleiden uit de hoogten waarop hij terugkaatst. Wanneer men een bal laat vallen van een hoogte h_1 , dan zal die de grond bereiken (met verwaarlozen van luchtweerstand over de kleine afstand die hier gebruikt wordt) met een snelheid:

$$v_1 = \sqrt{2gh_1}$$

Na de botsing vertrekt de bal omhoog met een snelheid:

$$v_2 = k \cdot v_1$$

De bal zal dan opnieuw een hoogte h_2 bereiken:

$$h_2 = \frac{v_2^2}{2g} = \frac{k^2 v_1^2}{2g}$$

... en hetzelfde herhaalt zich bij elke bots.

De verhouding van de opeenvolgende hoogten blijkt het kwadraat van k :



Figuur 11.4: Stroboscopische foto van botsende tennisbal

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{k^2 v_1^2 / 2g}{v_1^2 / 2g} = k^2$$

Dit betekent dat de hoogten zeer snel afnemen. Bij een $k=0,9$ is k^2 immers maar 0,81 meer.

11.2.2 Tweede definitie

Nota: deze tweede definitie is niet essentieel en kan gerust overgeslagen worden.

De tweede definitie voor k zegt dat het de verhouding is tussen de grootte van de stoot tijdens de ontspanningsfase, N_o , over de grootte van de stoot tijdens de samendrukkingsfase, N_s , voor één der betrokken massa's.

Duidt men de snelheden voor en na de botsing aan zoals hoger en de gemeenschappelijke snelheid als v , dan geldt:

$$\vec{N}_s = m_1(\vec{v} - \vec{v}_1) = -m_2(\vec{v} - \vec{v}_2)$$

Duidt men de snelheden na de botsing aan als u_1 en u_2 dan geldt:

$$\vec{N}_o = m_1(\vec{u}_1 - \vec{v}) = -m_2(\vec{u}_2 - \vec{v})$$

Bij een centrale botsing liggen alle snelheden volgens de verbinding tussen de twee massacentra. Men kan dus alle vectoren projecteren op een as volgens die lijn, waarbij elke projectie nog positief of negatief kan uitvallen. Men krijgt dan:

$$k = \frac{N_o}{N_s} = \frac{u_1 - v}{v - v_1} = \frac{u_2 - v}{v - v_2}$$

Uit deze vergelijking kan v geëlimineerd worden:

$$k = \frac{\text{teller1}-\text{teller2}}{\text{noemer1}-\text{noemer2}} = \frac{u_1 - u_2}{-v_1 + v_2} = -\frac{u_2 - u_1}{v_2 - v_1}$$

... zoals ook hoger gevonden.

De gemeenschappelijke snelheid v tussen de twee fases volgt uit behoud van impuls als:

$$v = \frac{m_1 v_1 + m_2 v_2}{m_1 + m_2}$$

Hiermede kan nu ook de grootte van het verlies aan kinetische energie tijdens de samendrukkingsfase berekend worden:

$$\Delta E_{ks} = \left(\frac{m_1 v_1^2}{2} + \frac{m_2 v_2^2}{2} \right) - \frac{(m_1 + m_2) v^2}{2}$$

Na substitutie van de formule voor v en enig rekenwerk blijkt dit te herleiden tot:

$$\Delta E_{ks} = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (v_1 - v_2)^2$$

Op analoge manier leidt de berekening van de winst aan kinetische energie tijdens de ontspanningsfase tot:

$$\Delta E_{ko} = \frac{m_1 m_2}{2(m_1 + m_2)} (u_1 - u_2)^2$$

De verhouding hiervan leidt tot een verrassend resultaat:

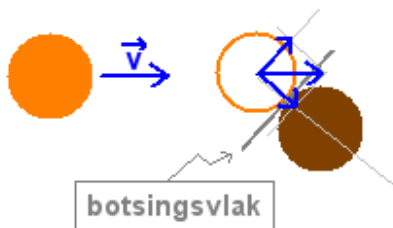
$$\frac{\Delta E_{ko}}{\Delta E_{ks}} = \frac{(u_1 - u_2)^2}{(v_1 - v_2)^2} = k^2$$

Men kan dit ook controleren in de simulatie van de universiteit van Colorado (zie link hoger).

11.3 Schuine botsing

Wanneer de snelheden van de botsende massa's niet volgens de verbindingslijn van de massacentra liggen, heeft men een schuine botsing. Of anders geformuleerd: bij een centrale botsing ligt het botsingsvlak loodrecht op de snelheden, bij een schuine botsing niet. Men blijft hier voorlopig binnen de onderstelling dat er tijdens de botsing geen krachten in het botsingsvlak optreden maar alleen krachten loodrecht op het botsingsvlak.

Een biljartspeler gebruikt veel meer schuine botsingen dan echte centrale botsingen. Wat volgt is hierop vrij goed toepasselijk voor zover het gaat over iemand die zonder speciaal "effect" speelt. Bij effectballen worden ballen gebruikt die niet zuiver rollen, maar ook nog op een andere manier roteren. Voor experimentele controle van de schuine botsing kan men best pucks op een luchtkussentafel gebruiken.



Figuur 11.5: Schuine botsing

Bij een schuine botsing geldt wat gezegd werd over de restitutiecoëfficiënt voor **de componenten van de snelheid loodrecht op het botsingsvlak**. In het licht van de tweede definitie van de restitutiecoëfficiënt, die steunt op de verhouding van de stoten voor en na de botsing, lijkt dit gerechtvaardigd. Men zal dus de snelheden moeten splitsen volgens componenten evenwijdig aan het botsingsvlak en componenten loodrecht op het botsingsvlak.

Als voorbeeld wordt de situatie uit de figuur genomen, met een hoek van 30° tussen de richting van de snelheid en de richting van de component loodrecht op het botsingsvlak. Men voert een rechthoekig assenkruis in, zodat de x-as loodrecht staat op het botsingsvlak en de y-as eraan parallel is. Men krijgt dan als vergelijkingen:

- behoud van impuls:

$$m_1 \vec{v}_1 + 0 = m_1 \vec{u}_1 + m_2 \vec{u}_2$$

In projecties:

$$m_1 v_{1x} + 0 = m_1 u_{1x} + m_2 u_{2x} \quad \text{onbekenden } u_{1x} \text{ en } u_{2x}$$

$$m_1 v_{1y} + 0 = m_1 u_{1y} + m_2 u_{2y} \quad \text{onbekenden } u_{1y} \text{ en } u_{2y}$$

- Voor de restitutiecoëfficiënt:

$$k = -\frac{u_{2x} - u_{1x}}{0 - v_{1x}} \quad \text{onbekenden } u_{1x} \text{ en } u_{2x}$$

Men ziet dat de vergelijking voor de restitutiecoëfficiënt en de projecties op de x-as een stelsel vormen van 2 vergelijkingen in 2 onbekenden. Dat is afzonderlijk oplosbaar. Er blijft op het eerst gezicht een probleem voor de projecties op de y-as. Daar er echter gewerkt wordt in de onderstelling dat er geen stoten zijn in het botsingsvlak, kunnen de y-componenten niet gewijzigd worden. Dus $u_{1y} = v_{1y}$ en voor dit geval blijft $u_{2y} = 0$.

Wanneer er behoud van energie geldt (of $k = 1$) dan moeten beide ballen, als de massa's gelijk zijn, onder een rechte hoek uit elkaar gaan. Uit het behoud van de kinetische energie volgt immers dat :

$$v_1^2 = u_1^2 + u_2^2$$

Dit beantwoordt aan de stelling van Pythagoras en eist dus een rechte hoek tussen u_1 en u_2 . Wanneer $k < 1$ dan is er wordt de relatieve snelheid volgens de x-as na de botsing kleiner dan in vorig geval. De eerste bal blijft dicht bij zijn oorspronkelijke richting. De tweede bal blijft onder dezelfde

hoek vertrekken omdat hij onder dezelfde hoek aangestoten wordt, maar hij vertrekt met een kleinere snelheid. Men kan dit gesimuleerd zien in een applet van B. Surendranath Reddy. Men kan het vinden op zijn eigen site op <http://surendranath.tripod.com/Applets.html> onder "Dynamics -> collisions". "vrf" betekent v finaal van de rode bal. Deze man heeft ook apps voor Android en filmpjes op Youtube. Schuine botsingen worden ook gesimuleerd op de website van de universiteit van Colorado (https://phet.colorado.edu/sims/collision-lab/collision-lab_nl.html) onder de tab "Advanced".

11.4 Botsingen tussen voorwerpen

Bij botsingen tussen voorwerpen zal men ook rekening houden met het rotatie-effect van de stoten. In het algemeen moet men de impulswet toepassen op elk voorwerp:

$$\sum_i \vec{N}_i = m(\vec{v}_{na} - \vec{v}_{voor})$$

Men zal ook de impulsmomentstelling t.o.v. het massacentrum of een stilstaand punt moeten toepassen. Daar men mag onderstellen dat tijdens de botsing het contactpunt van de stoten zich niet verplaatst, kan men deze schrijven als:

$$\sum_i \vec{r}_i \times \vec{N}_i = I(\omega_{na} - \omega_{voor})$$

In vele gevallen kan men echter ook behoud van impulsmoment toepassen, waardoor de berekening sterk vereenvoudigd worden. Verder zal de restitutiecoëfficiënt weer toegepast worden voor de snelheden loodrecht op het botsingsvlak. Deze toepassing wordt toegeschreven aan John Wallis (1616 -1703) Zie ook het artikel [John Wallis](#) in de Engelse Wikipedia.

Voorbeeld 1

Een kleine kogel met massa m_1 botst tegen het einde B van een staaf. De staaf heeft massa m_2 en lengt l , en is scharnierend opgehangen in haar andere eindpunt A. De restitutiecoëfficiënt is 0,5. Bereken de snelheid van de kogel en de hoeksnelheid van de staaf na de botsing.

Als men de impulsstelling wil opschrijven voor de staaf, moet men er rekening mee houden dat er tijdens de botsing ook een stoot zal optreden in het ophangpunt A. Men kan echter alle stoten uit de berekening houden door behoud van impulsmoment t.o.v. A toe te passen. Hoeksnelheden en momenten worden positief gerekend in tegenwijzerzin. De snelheid van de kogel na de botsing wordt genoteerd als $-v_f$ in de onderstelling dat die naar links gericht is:

$$lm_1 v_1 = I_c \omega - lm_1 v_f$$

Voor de restitutiecoëfficiënt:

$$0,5 = \frac{l\omega + v_f}{v_1}$$

Dit levert 2 vergelijkingen in de 2 onbekenden ω en v_f .

Indien men geen gebruik maakt van behoud van impulsmoment moet men opschrijven:

- voor de kogel: impulsstelling $-N_B = m_1(-v_f - v_1)$

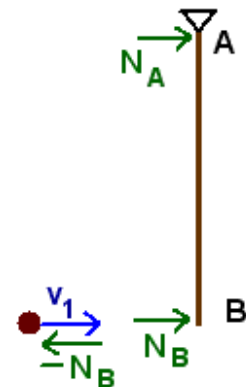
- voor de staaf: impulsstelling $N_A + N_B = m_2(v_c - 0)$

impulsmoment, bv. t.o.v. A: $lN_B = I_A \omega$

rotatie rond A: $v_c = l\omega/2$

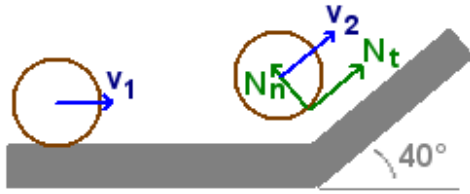
- en dan nog de vergelijking voor de restitutiecoëfficiënt zoals hoger.

Dit levert 5 vergelijkingen in 5 onbekenden. Op die manier heeft men dus heel wat meer vergelijkingen en onbekenden!



Figuur 11.6: Botsing van kogel en staaf

Voorbeeld 2



Figuur 11.7: Cilinder botsend tegen helling

Een holle buis met massa m en straal r rolt met snelheid v_1 tegen een schuine helling. Bereken de snelheid van cilinder langs deze helling in de onderstelling dat er voldoende wrijving is om ervoor te zorgen dat het contactpunt met de helling stilstaat tijdens de botsing (m.a.w. dat er ogenblikkelijk overgegaan wordt naar zuiver rollen langs de helling).

Problemen met wrijvingskrachten tijdens de botsing kan men vereenvoudigen indien men ofwel mag onderstellen dat de wrijving zo groot is dat beide voorwerpen niet over elkaar schuiven in het contactpunt, ofwel zo klein dat men mag onderstellen dat het ene voorwerp wel de hele tijd schuift over het andere. In dit laatste geval moet de wrijvingscoëfficiënt voortdurend maximaal zijn zodat men dan kan stellen dat de tangentiële component van de stoot, N_t , gelijk is aan $f_{\max}$ maal de normale component, N_n . Of $N_t = f_{\max} \cdot N_n$

Als men onderstelt dat het contactpunt met de helling stilstaat, dan kan men opnieuw behoud van impulsmoment t.o.v. dat punt toepassen. Voor de berekening van het impulsmoment moet men hier beroep doen op de eerste formule van König (7.2.6.1):

$$L = M_p m v_{mc} + I\omega$$

De loodrechte afstand van het botsingspunt naar de drager van v_1 is hier $d = r \cos 40^\circ$. Hiermede wordt het behoud van impuls (met $40^\circ = \theta$):

$$r \cos \theta \cdot m v_1 + I \omega_1 = r m v_2 + I \omega_2$$

Het traagheidsmoment van een holle buis met massa m en straal r is mr^2 . Verder geldt dat bij rollen $v_{mc} = r\omega$. Hiermede kan de vergelijking herwerkt worden tot de zeer eenvoudige uitdrukking:

$$v_1(1 + \cos \theta) = 2v_2$$

$$v_2 = \frac{1 + \cos \theta}{2} = 0,883v_1$$

Hieruit volgt dus de gevraagde eindsnelheid. Het blijkt dus dat de eis om bij de botsing dadelijk over te gaan op zuiver rollen een welbepaalde restitutiecoëfficiënt onderstelt, in feite een $k=0$ of een volkomen inelastische botsing. Het contactpunt valt immers stil in de gemaakte onderstelling. Men kan gemakkelijk controleren dat er energie verloren gegaan is. Het blijkt dat voor een rollende holle buis de totale kinetische energie kan geschreven worden als:

$$E_k = \frac{mv_{mc}^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2} = \frac{mv_{mc}^2}{2} + \frac{mr^2\omega^2}{2} = mv^2$$

Het procentueel verlies in kinetische energie wordt dan:

$$100 \frac{\Delta E_k}{E_{k,voor}} = 100 \frac{m(v_2^2 - v_1^2)}{mv_1^2} = 100(0,883^2 - 1) = -22,0 \%$$

Voorbeeld 3

Als derde voorbeeld wordt een effectbal (in basket bv.) beschouwd. Een bal wordt tegen de grond gegooid met een begin rotatie zoals gegeven op de figuur. Gevraagd wordt de hoek van de terugkaatsende bal, zijn snelheid en hoeksnelheid als de restitutiecoëfficiënt bekend is.

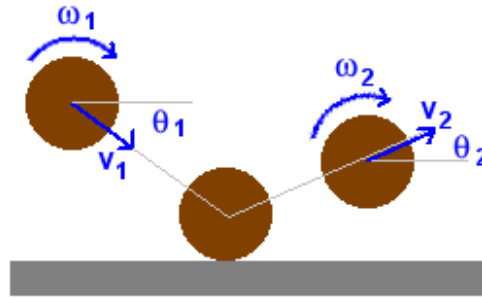
Er wordt opnieuw ondersteld dat de wrijving zo groot is dat het contactpunt met de grond op een bepaald ogenblik niet beweegt t.o.v. de grond. Men kan dus opnieuw behoud van impulsmoment t.o.v. dit contactpunt toepassen (wijzerzin wordt als positief genomen):

$$r \cos \theta_1 \cdot m v_1 + I \omega_1 = r \cos \theta_2 \cdot m v_2 + I \omega_2$$

Indien het contactpunt stilstaat, betekent dit dat de bal op dat ogenblik rolt zonder slippen:

$$v_2 \cos \theta_2 = r \omega_2$$

Er zijn echter 3 onbekenden. Bij vorig probleem lag de richting van de eindsnelheid vast, hier niet. Er blijft hier dus nog plaats voor een vergelijking waarbij de verticale snelheden van het contactpunt betrokken zijn en de restitutiecoëfficiënt. Daar de botsing tegen een stilstaand horizontaal vlak is, is de



Figuur 11.8: Botsende bal met effect

restitutiecoëfficiënt gewoon de verhouding van de verticale snelheden van het contactpunt. Bemerkt dat de rotatie geen invloed heeft op die verticale snelheid van het contactpunt.

$$v_2 \sin \theta_2 = k \cdot v_1 \sin \theta_1$$

Hiermede heeft men stelsel van 3 vergelijkingen in 3 onbekenden. Men kan er een lineair stelsel van maken door met de x- en y-componenten van de snelheden te werken i.p.v. met grootte en hoek. Men krijgt dan:

$$rmv_{1x} + I\omega_1 = rmv_{2x} + I\omega_2$$

$$v_{2x} = r\omega_2$$

$$v_{2y} = k \cdot v_{1y}$$

Uit de laatste vergelijking volgt v_{2y} . Stelt men $I = 2mr^2/3$ (traagheidsmoment van een holle bol) dan bekomt men voor v_{2x} :

$$v_{2x} = v_{1x} + \frac{2}{3}r\omega_1$$

Hieruit blijkt dus duidelijk het effect van de rotatie of spin die aan de bal meegegeven werd.

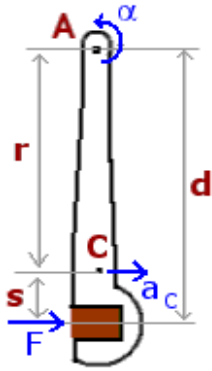
Als men het hoger gegeven voorbeeld van schuine botsing zou willen oplossen met wrijving tussen de beide schijven of ballen, dan moet men de normale en tangentiële stoten op beide schijven invoeren (2 onbekenden). Verder heeft men als onbekenden de beide snelheden van de massacentra na de botsing (4 onbekenden) en de beide hoeksnelheden (2 onbekenden). In het totaal dus 8 onbekenden. Als vergelijkingen kan men opschrijven: de impulsstelling voor elk van de schijven (4 vergelijkingen), de impulsmomentstelling voor elke schijf (2 vergelijkingen) en de vergelijking van de restitutiecoëfficiënt. Als laatste vergelijking moet men nog iets opschrijven i.v.m. de wrijving. Ofwel onderstelt men dat de schijven altijd over elkaar geschoven hebben en krijgt men als laatste vergelijking $N_t = f_{\max}N_n$

Ofwel komen beide omtrekken in rust t.o.v. elkaar en kan men de tangentiële snelheid van de contactpunten gelijk stellen. Als dat niet opgaat moet men een gedetailleerde numerieke simulatie gebruiken.

11.4.1 Het slagcentrum

Als men met een hamer op iets klopt, is er dan een plaats van de steel waar men die kan vasthouden om een minimum of zelfs niets van de slag te voelen? Enkele eeuwen geleden formuleerde men de vraag ook als volgt: kan men een zwaard ontwerpen zodat men in het handvat zo weinig mogelijk voelt van de impact bij het toedienen van een houw? Het antwoord op deze vragen is dat zo iets bestaat. Het heet het **slagcentrum** of in Vlaanderen meestal **percussiecentrum** (onder invloed van het Franse "centre de percussion" en het Engelse "centre of percussion"). Een ander domein waar de vraag gesteld wordt is bij weerstandstesten, waarbij een zware slinger tegen het testmateriaal slaat. Ook dan verlangt men dat er geen reactie zou zijn in het ophangpunt van de slinger.

Als voorbeeld zal hier de ballistische slinger gebruikt worden (fig. 11.9). Dit is een apparaat waarmee de snelheid van afgevuurde kogels bepaald wordt. Een ballistische slinger bestaat uit een houten blok onderaan een slinger. Men schiet de kogel in het blok en uit de uitwijking van de slinger kan dan de snelheid van de kogel berekend worden.



Er zijn (minstens) **drie manieren** in omloop om de positie van het slagcentrum wiskundig te bepalen. Een **eerste definitie** speelt zich af op het niveau van krachten en versnellingen. Wanneer men een kracht op een vrij voorwerp uitoefent zodat de werklijn naast het massacentrum passeert, dan zal het resultaat een versnelling van het massacentrum (a_C) zijn en een hoekversnelling rond het massacentrum. Voor punten aan de andere zijde van het massacentrum zal de rotatie een relatieve versnelling creëren die tegengesteld is aan a_C . Het slagcentrum is dan het punt waar de kracht moet uitgeoefend worden, opdat de totale versnelling van het ophangpunt 0 zou zijn.

Men kan de situatie ook bekijken **op het niveau van de stoot en de snelheid en hoeksnelheid**. Het slagcentrum is dan het punt waar de stoot moet aangrijpen opdat de totale snelheid van het ophangpunt 0 zou zijn.

Figuur 11.9: Ballistische slinger Tenslotte is er ook een **meer wiskundige variant** op de eerste formulering. Hierin stelt men dat een kracht die uitgeoefend wordt op een vrij voorwerp, een systeem doet ontstaan met de dimensies van een kracht en een moment, nl. $(ma_C, I\alpha)$.

Het slagcentrum is dan het punt waar dit systeem kan herleidt worden tot een zuivere kracht ma_C , rekening houdend met een verband tussen a_C en α ontstaan door het bevestigingspunt. Zie het hoofdstuk over “Equivalenten vektorsystemen” (2) voor de theorie hierachter.

Het massacentrum van de slinger ligt in C. Wanneer men de situatie bekijkt op het niveau van kracht en versnelling krijgt men:

$$F = ma_C$$

$$sF = I_C \alpha$$

De eis aan het ophangpunt A wordt dan:

$$a_A = a_C - r\alpha = 0$$

Lost men de eerste 2 vergelijkingen op resp. naar a_C en α en vult men dat in in de derde vergelijking, dan kan s bepaald worden als functie van r , I_C en de totale massa m , maar onafhankelijk van F :

$$s = \frac{I_C}{mr}$$

Bekijkt men alles op niveau van de stoten en de snelheden dan krijgt men als vergelijkingen:

$$N = mv_C c$$

$$sN = I_C \omega$$

De eis aan het ophangpunt A wordt dan:

$$v_A = v_C - r\omega = 0$$

Wat met dezelfde aanpak tot hetzelfde resultaat leidt

De derde methode eist dat

$$sma_C c = I\alpha$$

onder de bijkomende voorwaarde dat

$$r\alpha = a_C$$

Dit leidt duidelijk tot hetzelfde resultaat.

In de bovenstaande berekening werd gewerkt met het traagheidsmoment t.o.v. het massacentrum en alle afstanden werden uitgedrukt t.o.v. het massacentrum. Men kan echter ook werken met het traagheidsmoment t.o.v. het ophangpunt A en de afstand vanaf dat ophangpunt. Volgens de formule van Steiner geldt:

$$I_A = I_C + mr^2$$

Wanneer het moment van F berekend wordt t.o.v. A wordt de tweede vergelijking:

$$dF = I_A A \alpha$$

Dit leidt tot de formule:

$$d = \frac{I_A}{mr}$$

Men moet dus wel opletten dat men beide mogelijkheden niet door elkaar mengt.

Om met een ballistische slinger de snelheid van een kogel te bepalen zal men steunen op het behoud van het impulsomoment t.o.v. A en het behoud van energie **na** de botsing. Het behoud van impulsmoment levert (met index k voor de kogel):

$$dm_k v_k = (I_a + m_k d^2) \omega$$

Als de slinger uitwijkt met beginsnelheid ω over een hoek θ krijgt men uit het behoud van energie na de botsing::

$$(I_a + m_k d^2) \omega^2 / 2 = (m_s r + m_k d) g (1 - \cos \theta)$$

Nota

De afbeelding “Newtons wieg” is afkomstig van Wiki Commons:

http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Newtons_cradle_animation_book.gif

De botsende tennisbal is eveneens uit de Wiki Commons:

http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Bouncing_ball_strobe_edit.jpg

Gelieve de betrokken pagina's te raadplegen voor de rechten i.v.m. deze afbeeldingen

Hoofdstuk 12

Centrale kracht en planetenbeweging

Inhoudsopgave

12.1 Het tweelichamenprobleem	237
12.2 Centrale kracht	238
12.2.1 Potentiaalfunctie	238
12.2.2 Behoud van impulsmoment	239
12.3 Formule van Binet	240
12.4 De kegelsneden	241
12.5 Satellietbanen	243
12.5.1 Voorbeeld	245
12.6 De wetten van Kepler	246
12.7 Totale energie	247
12.8 Aarde niet raken	247
12.9 Overgangsbaan	248
12.10 De parametervergelijking	249
12.11 Afstotingskracht	249

12.1 Het tweelichamenprobleem

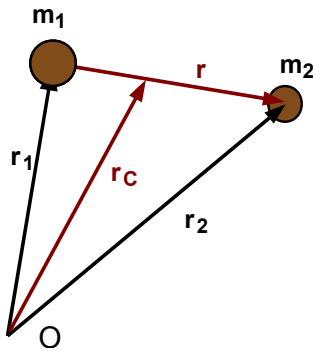
De aarde draait rond de zon, de maan draait rond de aarde. Dit gebeurt onder invloed van de aantrekkingskracht tussen deze hemellichamen. In het geval van de aarde en de maan kan men zich toch wel afvragen of de aantrekkingskracht van de maan de aarde niet van haar baan om de zon doet afwijken. Dit blijkt inderdaad het geval. De analyse van dit soort situaties staat in de mechanica bekend als “het tweelichamenprobleem”.

In feite draaien aarde en maan rond hun gemeenschappelijk massacentrum en draait dit massacentrum rond de zon. Als men even de aantrekkingskracht van de zon buiten beschouwing laat, dan heeft men 2 voorwerpen die mekaar aantrekken. Men kan hun positie t.o.v. een willekeurige oorsprong beschrijven m.b.v. de twee positievectoren $\vec{r}_1$ en $\vec{r}_2$ (zie fig. 12.1). Men kan ze echter ook beschrijven m.b.v. de positievector $\vec{r}_C$ van het massacentrum en twee relatieve positievectoren $\vec{r}'_1$ en $\vec{r}'_2$. Als beide de massa's van die voorwerpen gegeven worden door m_1 en m_2 , dan wordt de positie van het massacentrum gegeven door

$$\vec{r}_C = \frac{m_1 \vec{r}_1 + m_2 \vec{r}_2}{m_1 + m_2}$$

De relatieve positievectoren worden dan gegeven door (volgens het recept: relatieve positie = eindpunt - beginpunt):

$$\vec{r}'_1 = \vec{r}_1 - \vec{r}_C = \frac{m_2(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)}{m_1 + m_2}$$



Figuur 12.1: Twee lichamen-probleem

Als men nu een positievector van het tweede voorwerp t.o.v. het eerste invoert

$$\vec{r} = \vec{r}_2 - \vec{r}_1$$

dan wordt dit:

$$\vec{r}_1 = -\frac{m_2 \vec{r}}{m_1 + m_2}$$

Op analoge manier vindt men dat:

$$\vec{r}_2 = -\frac{m_1 \vec{r}}{m_1 + m_2}$$

De kinetische energie van dit systeem kan m.b.v. de formule van König opgeschreven worden als:

$$E_k = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)\vec{r}_C^2 + \frac{1}{2}(m_1 \vec{r}_1^2 + m_2 \vec{r}_2^2) = \frac{1}{2}(m_1 + m_2)\vec{r}_C^2 +$$

$$\frac{1}{2} \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \vec{r}^2$$

De eerste term is de kinetische energie van translatie van het massacentrum. De tweede term kan gelezen worden als de kinetische energie van een voorwerp met massa $m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ op een afstand r van het eerste voorwerp. M.a.w. als men de beweging van de maan rond de aarde wil beschrijven alsof de aarde stilstaat, dan kan dat op voorwaarde dat men aan de maan een andere massa toekent. Die massa noemt men de **gereduceerde massa** en is gegeven door:

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

Soms wordt dit ook geschreven als

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_1} + \frac{1}{m_2}$$

Hetzelfde geldt voor de baan van een satelliet rond de aarde of de aarde rond de zon. In beide gevallen echter is de massa van het tweede voorwerp zeer klein t.o.v. de massa van het eerste voorwerp. Men kan de eerste definitie van μ in teller en noemer delen door m_1 :

$$\mu = \frac{m_2}{1 + m_2/m_1}$$

Als m_1 veel groter is dan m_2 , dan blijft de noemer ongeveer 1 en is de massa μ dus zeer dicht bij de werkelijke massa m_2 van de planeet of satelliet.

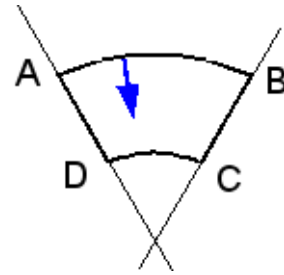
Het feit dat de aarde en de maan rond hun gemeenschappelijk massacentrum draaien, verklaart een deel van de getijden. Het massacentrum van het systeem aarde-maan valt binnen de aarde. Er is een hoogtij aan de kant van de maan, veroorzaakt door de aantrekkingskracht van de maan. Er is echter ook een hoogtij aan de tegenovergestelde zijde van de aarde, omdat dat punt het verst ligt van dat massacentrum en daardoor een grotere middelpuntvliedende kracht ondervindt (zie hiervoor eventueel het hoofdstuk over traagheidskrachten (hfdst. 10)). Beide effecten blijken in grootte dicht bij elkaar te liggen.

12.2 Centrale kracht

12.2.1 Potentiaalfunctie

Wanneer men een krachtveld heeft waarin alle dragers van de krachten door één bepaald punt passeren en de grootte alleen afhankelijk is van de afstand tussen de twee voorwerpen, dan spreekt men van een centrale kracht. Er kan aangetoond worden dat de gravitatiekracht die uitgaat van een bol, een resultante heeft die aangrijpt in het centrum van de bol (door integreren over de bol). De aantrekkingskracht van de zon en de planeten is dus een centrale kracht, die kan beschouwd worden als wijzend naar het centrum van de zon of de planeet.

Een centrale kracht heeft altijd een **potentiaalfunctie**. De arbeid die geleverd moet worden om een gesloten kromme te doorlopen in het krachtveld van een centrale kracht is immers altijd 0. Dit wordt geïllustreerd met de kromme ABCD in de figuur. Bij verplaatsen over de boogjes AB en CD staat de kracht loodrecht op de verplaatsing en is er dus geen arbeid. Voor elk punt van het rechte stuk BC is er een overeenkomstig punt van DA waarop dezelfde kracht aangrijpt, maar dat in tegengestelde zin doorlopen wordt. De bijdragen over BC en DA vallen dus tegen elkaar weg. De totale arbeid is dus 0.



Figuur 12.2: Gesloten kromme in centraal krachtveld

Meer wiskundig kan men stellen dat de rotor van een kracht alleen kan verschillen van 0 als een bepaalde component van de kracht functie is van één of meer andere componenten van de positie. In cartesische coördinaten betekent dat bv. dat de x-component van de kracht moet functie zijn van de y- of z-component van de positie. Voor bolcoördinaten betekent het dat de radiale component moet functie zijn van de hoeken θ of φ . Maar bij een centrale kracht is er alleen een radiale component en die is alleen functie van r .

Voor een voorwerp dat beweegt in een centraal krachtveld geldt dus de wet van **behoud van energie**. Zoals in het hoofdstuk over elementaire dynamica aangetoond werd, kan de potentiële energie van de gravitatie (6.4.3.3) geschreven worden als

$$E_p = -G \frac{m_1 m_2}{r} + C$$

Bij de klassieke ijking stelt men deze potentiële energie gelijk 0 voor $r = \text{oneindig}$. Op die manier wordt $C = 0$ en hoeft men geen constante mee te nemen. Het gevolg is wel dat voor alle reële afstanden de potentiële energie negatief is en dat men wel moet bedenken dat -100 kleiner is dan -10. **Voor een voorwerp dat zich juist kan onttrekken aan de gravitatiekracht van de aarde zal de totale energie = 0 zijn.** Hoe dit bekomen wordt kan men zien in het voorbeeld dat uitgerekend wordt na de berekening van deze potentiële energie in het hoger vermelde hoofdstuk. Deze eigenschap zal verder gebruikt worden bij het berekenen van de excentriciteit van een baan.

Een tweede merkwaardige eigenschap is dat voor een cirkelbaan de kinetische energie de helft is van de (absolute) waarde van de potentiële energie. Bij een cirkelbaan zorgt de gravitatiekracht voor de normale versnelling:

$$G \frac{m_1 m_2}{r_c^2} = m_2 v^2 / r_c$$

Hieruit volgt dadelijk $v_c^2 = G m_1 / r_c$. Als men dit invult in de kinetische energie, krijgt men voor de totale energie van een voorwerp op een cirkelbaan:

$$E = E_p + E_k = -G \frac{m_1 m_2}{r_c} + \frac{m_2 v_c^2}{2} = -G \frac{m_1 m_2}{r_c} + G \frac{m_1 m_2}{2 r_c} = -G \frac{m_1 m_2}{2 r_c}$$

12.2.2 Behoud van impulsmoment

Wanneer een voorwerp beweegt onder invloed van een centrale kracht dan moet er behoud van impulsmoment gelden t.o.v. de oorsprong van die kracht. Er kan immers alleen een verandering in impulsmoment van een voorwerp in beweging optreden onder invloed van een moment uitgeoefend door een inwerkende kracht. Maar de centrale kracht heeft geen moment t.o.v. het centrum van die kracht. een voorwerp dat beweegt onder invloed van een centrale kracht moet dus steeds zijn impulsmoment behouden.

Een gevolg hiervan is dat de baan van dat voorwerp in een vlak loodrecht op die impulsmomentvector moet liggen. Wanneer een satelliet gelanceerd wordt met een bepaald vectoriële snelheid, dan bepalen de positievector van dat lanceerpunt en de richting van die snelheid het vlak waarin de satelliet zal bewegen. De beweging zal kan dan best beschreven worden in poolcoördinaten, d.i. als in termen van een afstand r en een hoek θ t.o.v. een referentierichting.

12.3 Formule van Binet

Wie niet geïnteresseerd is in de wiskundige afleiding van planetenbanen kan deze paragraaf overslaan.

Wanneer men de bewegingsvergelijkingen van een massa die beweegt in een centraal krachtveld wil opstellen met de methode van Lagrange (hfdst. 8), dan moet men eerst de kinetische energie opschrijven. In poolcoördinaten wordt dit:

$$E_k = \frac{\mu}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2)$$

Er wordt op dit ogenblik nog geen specifieke kracht ondersteld. Alleen weet men dat de potentiaalfunctie alleen zal afhangen van r en dus kan geschreven worden als $V(r)$. Hiermede kan de lagrangiaan opgeschreven worden als:

$$L = \frac{\mu}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\theta}^2) - V(r)$$

Hieruit volgen dan de twee vergelijkingen:

$$\mu r^2 \dot{\theta} = C \quad (1)$$

$$\mu \ddot{r} - \mu r \dot{\theta}^2 + \frac{\partial V}{\partial r} = 0 \quad (2)$$

Uit de lagrangiaan blijkt dat θ een cyclische coördinaat (zie 8.3) is. Dat leidt dus tot een invariante van de beweging, in dit geval tot het behoud van impulsmoment. De constante C in (1) is niets anders dan het impulsmoment L_0 .

Als men de vergelijking van de baan, $r = f(\theta)$, wil bekomen, dan doet men dit normaal door de veranderlijke t (tijd) te elimineren tussen de twee opgeloste differentiaalvergelijkingen. Hier zou men echter de differentiaalvergelijking voor de baan willen bekomen zonder die differentiaalvergelijkingen op te lossen. daarvoor wordt beroep gedaan op de kettingregel van het differentiëren:

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \dot{\theta}$$

Hierbij kan men de afgeleide van θ uit (1) halen:

$$\dot{\theta} = \frac{L_0}{\mu r^2}$$

Hiermede wordt de eerste afgeleide van r :

$$\dot{r} = \frac{dr}{d\theta} \frac{L_0}{\mu r^2}$$

Voor wie ervaring heeft met oplossen van differentiaalvergelijkingen, suggereert deze uitdrukking dat het interessanter kan zijn om over te schakelen op een nieuwe veranderlijke $u = 1/r$. Men krijgt dan immers:

$$\frac{du}{d\theta} = \frac{-1}{r^2} \frac{dr}{d\theta}$$

Hiermede kan de vorige uitdrukking herschreven worden als:

$$\dot{r} = \frac{-L_0}{\mu} \frac{du}{d\theta}$$

Voor de tweede afgeleide van r naar de tijd wordt opnieuw de kettingregel toegepast op deze uitdrukking:

$$\ddot{r} = \frac{d\dot{r}}{dt} = \left(\frac{-L_0}{\mu} \frac{d^2u}{d\theta^2} \right) \left(\frac{L_0}{\mu} u^2 \right) = \frac{-L_0^2}{\mu^2} u^2 \frac{d^2u}{d\theta^2}$$

De partiële afgeleide van de potentiaalfunctie naar r is niets anders dan de centrale kracht F . Alles invullen in (2) levert:

$$\frac{L_0^2}{\mu} u^2 \left(\frac{d^2u}{d\theta^2} + u \right) = -F$$

Deze zeer algemene formule staat bekend als de **formule van Binet**, naar de Franse wiskundige Binet¹ (1786-1856).

¹http://fr.wikipedia.org/wiki/Jacques_Philippe_Marie_Binet

Dit wordt nu toegepast voor de gravitatiekracht, die hier eenvoudig zal opgeschreven worden als $-k\mu/r^2 = -k\mu u$, met $k = G$ maal de som van de twee massa's. Met μ de gereduceerde massa krijgt men zo de correcte aantrekkingskracht als $Gm_s m_a / r^2$. Voor een satelliet is μ praktisch gelijk aan zijn massa. Men krijgt dan als differentiaalvergelijking voor de baan, na wat vereenvoudigen:

$$\frac{d^2 u}{d\theta^2} + u = \frac{k\mu^2}{L_0^2}$$

De oplossing hiervan is van de vorm:

$$u = \frac{1}{r} = C \cdot \cos(\theta - \theta_0) + \frac{k\mu^2}{L_0^2}$$

Of in functie van r :

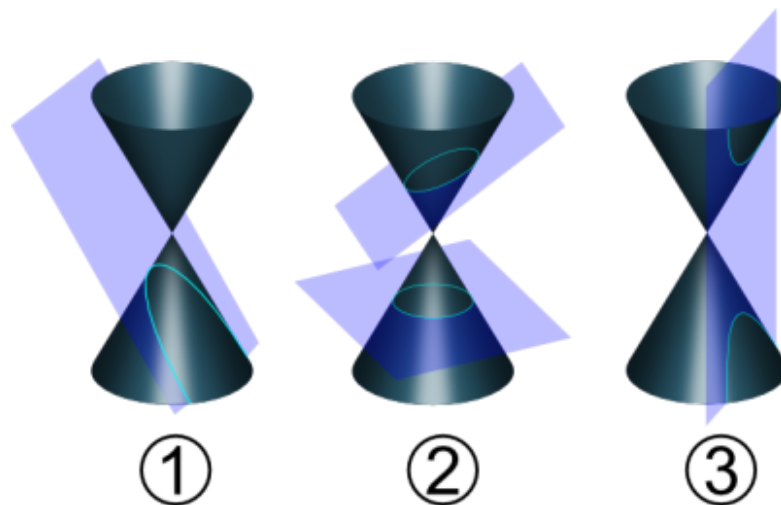
$$r = \frac{L_0^2 / k\mu^2}{1 + (CL_0^2 / k\mu^2) \cos(\theta - \theta_0)}$$

Hierin zijn C en θ_0 integratieconstanten, die uit de randvoorwaarden moeten bepaald worden. Dit kan vereenvoudigd worden tot:

$$r = \frac{p}{1 + \epsilon \cos(\theta - \theta_0)}$$

Dit is de vergelijking van een kegelsnede met een brandpunt in de oorsprong en met excentriciteit ϵ en met de grote as gedraaid over een hoek θ_0 t.o.v. de referentierichting (normaal de horizontale). Voor wie hiermede niet vertrouwd is volgt hier een kleine uitweiding over de kegelsneden.

12.4 De kegelsneden



Figuur 12.3: 1=parabool, 2=cirkel en ellips, 3=hyperbool (uit Wiki Commons)

De kegelsneden zijn een groep krommen die men kan laten ontstaan door een dubbele ronde kegel te laten snijden met een vlak. Als dat vlak evenwijdig is met het grondvlak en loodrecht op de symmetrieas, dan is de snijlijn een cirkel. Laat men het vlak kantelen, dan bekomt men een ellips. Als de het vlak één kegel snijdt en evenwijdig is aan de andere kegel is de snijlijn een parabool. Als beide kegels gesneden worden bekomt men een hyperbool. Men kan een meer uitvoerige uitleg vinden in de Nederlandse Wikipedia onder "[Kegelsnede](#)". Een nog beter artikel is te vinden in de Engelse Wikipedia onder "[Conics](#)". In het Frans spreekt men van "les coniques". In de figuur is 1=parabool, 2=cirkel en ellips, 3=hyperbool.

Dikwijls wordt vertrokken van de meest eenvoudige vorm van de vergelijkingen voor deze krommen. In een klassiek **cartesisch assenkruis** worden die:

- voor de **ellips** :

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$$

Voor $y = 0$ (snijpunten met de x-as) krijgt men dat x moet gelijk zijn aan $+a$ of $-a$. De parameters a is dus de halve as in de x-richting. Analoog is b de halve as in de y-richting. Indien $a = b$ heeft men een **cirkel**. De vergelijking wordt dan geschreven als $x^2 + y^2 = r^2$ met R de straal van de cirkel.

- voor de **parabool**

$$y = ax^2$$

Voor $x = +1$ of -1 is $y = a$. De parameter a bepaalt dus hoe sterk de parabool opengaat. Voor x gaande naar oneindig gaat ook y naar oneindig. Men zegt dat de parabool raakt aan de kromme op oneindig, voor deze formulering: in de richting van positieve y-as.

- voor de **hyperbool**

$$\frac{x^2}{a^2} - \frac{y^2}{b^2} = 1$$

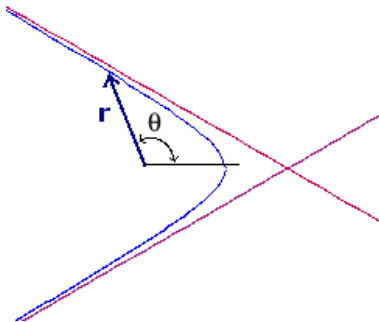
Voor $y = 0$ krijgt men weer dat x moet gelijk zijn aan $+a$ of $-a$. Maar voor $x = 0$ moet men de wortel trekken uit $-b^2$. Dat levert dus zogenaamde imaginaire punten op.

De krommen kunnen ook beschreven worden in poolcoördinaten. Dan hebben alle kegelsneden de vorm:

$$r = \frac{p}{1 + \epsilon \cos(\theta)}$$

Hierin is ϵ de **excentriciteit**. Naargelang de grote van deze parameter kan men volgende gevallen onderscheiden:

- $\epsilon = 0$: de vergelijking van een cirkel. Hieraan is dus niets excentriek. In feite staat er dan geen echte vergelijking meer maar alleen $r = p$.
- $0 < \epsilon < 1$: een ellips
- $\epsilon = 1$: een parabool. Voor $\theta = 180^\circ$ wordt $\cos \theta = -1$. De noemer heeft dan een nulpunt en r gaat dus naar oneindig.



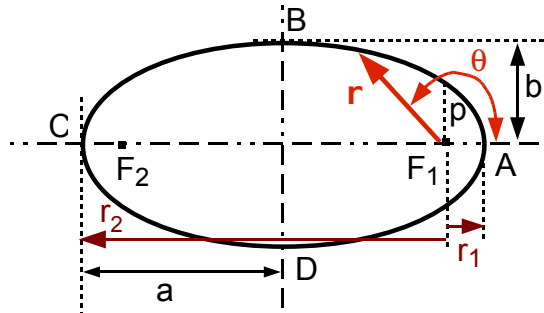
Figuur 12.4: Hyperboolbaan bij aantrekkingskracht

Voor $\epsilon > 1$ heeft men een hyperbool. Maar hier liggen de zaken iets moeilijker. In de mechanica moet bij poolcoördinaten **r altijd positief** zijn. Als $\theta = 180^\circ$ heeft men een negatieve r en dat is dus niet toegelaten. Men krijgt dus maar 1 tak van de hyperbool. In de meetkunde aanvaarden sommige auteurs een negatieve r bij poolcoördinaten. Dan levert de zone rond $\theta = 180^\circ$ de andere tak. Aan de rand van de verboden zone wordt de noemer nul en gaat r dus naar oneindig. Deze richtingen worden de asymptotische richtingen genoemd. Bij een aantrekkende kracht ligt het aantrekkingscentrum in het brandpunt binnen de toegelaten hyperbooltak. Later zal gezien worden dat bij afstotende krachten het afstotingscentrum in het brandpunt buiten de toegelaten hyperbooltak ligt.

Een ellips kan ook gedefinieerd worden als de verzameling van alle punten zodat de som van de afstanden tot twee gegeven punten constant is. Die twee punten noemt men de brandpunten of foci van de ellips. Een geanimeerde voorstelling hiervan kan men vinden als [de ellips van de tuinman](#)

De planetenbanen zijn meestal ellipsen. Voor een ellips kan men nog volgende elementen definiëren (zie fig.12.5):

- de halve grote as a
- de halve kleine as b
- de afstand van een brandpunt tot de meest nabije top van de ellips (A): r_1 . Wordt hier bereikt bij $\theta = 0^\circ$. Bij een satelliet die rond de aarde draait noemt men dit het perigeum, voor een planeet die rond een zon draait het perihelium (van de Griekse woorden $\gamma\eta$ = aarde en $\epsilon\lambda\iota\omicron\varsigma$ = zon en $\pi\epsilon\rho\iota$ = dichtbij)
- de afstand van een brandpunt tot de verste top van de ellips (C): r_2 . Wordt hier bereikt bij $\theta = 180^\circ$. Bij een satelliet die rond de aarde draait noemt men dit het apogeum, voor een planeet die rond een zon draait het aphelium (van het Griekse woord $\alpha\pi\omicron$ = ver weg).



Figuur 12.5: Ellips met alle parameters

Nota: de vergelijking kan ook opgeschreven worden met een minteken in de noemer. Dan wordt alles gespiegeld t.o.v. de kleine as. De ellips wordt dan beschreven vanuit F_2 , met r_1 naar links bij $\theta = 180^\circ$ en r_2 naar rechts bij $\theta = 0^\circ$

Tussen deze elementen bestaan volgende betrekkingen:

$$2a = r_1 + r_2 \quad b = \sqrt{r_1 \cdot r_2}$$

Voor het omrekenen van r_1 en r_2 naar a en b moet men een vierkantsvergelijking oplossen:

$$x^2 - 2ax + b^2 = 0$$

met als oplossing:

$$r_1 = a - \sqrt{a^2 - b^2}$$

$$r_2 = a + \sqrt{a^2 - b^2}$$

Voor de excentriciteit heeft men: $\epsilon = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} = \frac{r_1 - r_2}{r_1 + r_2}$

De oppervlakte van een ellips is πab .

Voorbeeld

Indien de assen gegeven zijn als $a = 5$ cm en $b = 3$ cm dan krijgt men

$$r_1 = a - \sqrt{a^2 - b^2} = 5 - \sqrt{25 - 9} = 1 \text{ cm}$$

$$r_2 = a + \sqrt{a^2 - b^2} = 5 + \sqrt{25 - 9} = 9 \text{ cm}$$

$$\epsilon = \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{a} = \frac{\sqrt{25 - 9}}{5} = 0.8$$

$$\epsilon = \frac{r_1 - r_2}{r_1 + r_2} = \frac{1 - 9}{1 + 9} = \frac{8}{10}$$

Ter controle:

$$2a = 10 \text{ cm} = r_1 + r_2 = 1 + 9 = 10 \text{ cm}$$

$$b = 3 \text{ cm} = \sqrt{r_1 \cdot r_2} = \sqrt{1 \cdot 9} = 3 \text{ cm}$$

12.5 Satellietbanen

Men moet nu deze formule betrekken op de lanceerpositie en -snelheid van de satelliet. er wordt ondersteld dat de satelliet door een raket in een bepaald beginpunt van de baan gebracht wordt met een bepaalde beginsnelheid. In wat volgt wordt dit de lanceerpositie genoemd. r_0 is de afstand tot de lanceerpositie, v_0 de snelheid in dat punt en φ de hoek met de aardstraal door dat punt (zie fig. 12.6). Men heeft dan:

$$L_0 = \|\vec{r}_0 \times \mu \vec{v}_0\| = \mu v_0 \cdot r_0 \cdot \sin \varphi$$

De baan van een planeet of satelliet is in feite onafhankelijk van de massa. Alleen zal er meer energie nodig zijn om een zware satelliet een zelfde lanceersnelheid mee te geven vanuit dezelfde lanceerpositie

dan een lichter satelliet. In de uitdrukkingen die opgesteld werden komt dikwijls de breuk L_0/μ voor. Daar μ in teller en noemer voorkomt, zal dit in het vervolg vervangen worden door c/k , waarin $c = L_0/\mu$ en dus ook een constante is.

$$c = \|\vec{r}_0 \times \vec{v}_0\| = v_0 \cdot r_0 \cdot \sin \varphi$$

$$p = \frac{c^2}{k} = \frac{v_0^2 \cdot r_0^2 \cdot \sin^2 \varphi}{k}$$

Om de excentriciteit te kunnen betrekken in de vergelijkingen, wordt de snelheid uitgerekend. Dit is een vrij omslachtige berekening, die niet wiskundig geïnteresseerden kunnen overslaan.

In poolcoördinaten geldt:

$$v^2 = \dot{r}^2 + (r\dot{\theta})^2$$

De radiale snelheid wordt, zoals hoger, berekend via de kettingregel en met gebruik van $r\omega^2 = c$ (behoud van impulsmoment):

$$\begin{aligned} \dot{r} &= \frac{dr}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \frac{d\theta}{dt} = \frac{dr}{d\theta} \cdot \frac{c}{r^2} \\ &= \frac{\epsilon \cdot c \cdot \sin(\theta - \theta_0)}{p} \end{aligned}$$

Uiteindelijk bekomt men:

$$v^2 = \frac{\epsilon \cdot c \cdot \sin(\theta - \theta_0)}{p} + \frac{c^2 [1 + \epsilon \cos(\theta - \theta_0)]^2}{p^2}$$

Na nog wat rekenwerk haalt men hieruit:

$$\epsilon^2 - 1 = \frac{c^2}{k^2} \left(v^2 - \frac{2k}{r} \right) \quad (\text{A})$$

Hoger werd bij het behoud van energie reeds opgemerkt dat de minimale snelheid opdat een voorwerp zich zou onttrekken aan de gravitatiekracht van de aarde gegeven wordt door:

$$\frac{\mu v^2}{2} = \frac{k\mu}{r} \quad \text{of} \quad v_\infty = \sqrt{\frac{2k}{r_0}}$$

Om de berekeningen te vereenvoudigen wordt nu de verhouding q ingevoerd gedefinieerd als:

$$q_0 = \frac{v_0^2}{v_\infty^2}$$

Voor een cirkel moet $q_0 = 1/2$, om de reden die hoger bij behoud van energie vermeld werd.

Invoeren van deze q_0 in de vergelijking voor ϵ leidt tot:

$$\epsilon^2 = 1 - 4q_0(1 - q_0) \sin^2 \varphi \quad (\text{B})$$

Hiervan mag alleen de positieve wortel gebruikt worden. Bemerk dat men voor een cirkelbaan steeds loodrecht op de straal moet lanceren, dus met $\varphi = 90^\circ$, want de raaklijn aan een cirkel staat altijd loodrecht op de straal.

Men kan de **vergelijking van de baan** dan herschrijven als:

$$r = \frac{2 \cdot r_0 \cdot q_0 \cdot \sin^2 \varphi}{1 + \epsilon \cos(\theta - \theta_0)}$$

De hoek θ_0 kan berekend worden uit de vergelijking van de ellips door $r = r_0$ te stellen en $\theta = 0$. Men krijgt:

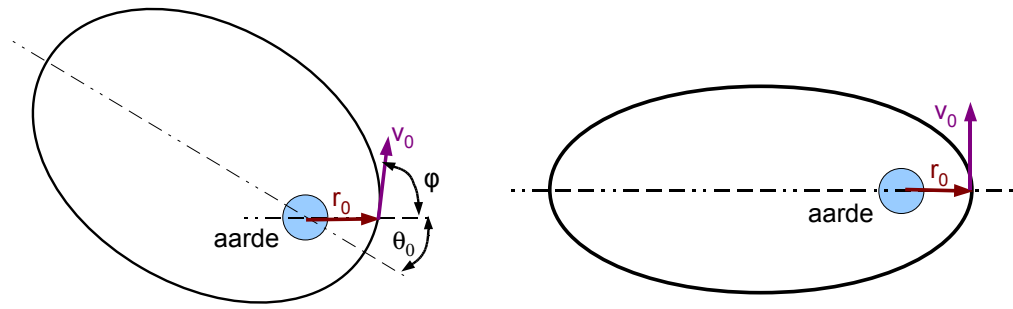
$$\cos \theta_0 = \frac{1 - 2q_0 \sin^2 \varphi}{\epsilon}$$

Het perigeum wordt gegeven door

$$r_1 = \frac{2 \cdot r_0 \cdot q_0 \cdot \sin^2 \varphi}{1 + \epsilon}$$

Voor het apogeum heeft men:

$$r_2 = \frac{2 \cdot r_0 \cdot q_0 \cdot \sin^2 \varphi}{1 - \epsilon}$$



Figuur 12.6: Lanceerposities voor een satelliet

De som van beide is $2a$. M.b.v. a kan de omlooptijd berekend worden, zoals verder zal getoond worden. De halve kleine as is dan

$$b = a\sqrt{1 - \epsilon^2} = \sqrt{r_1 \cdot r_2}$$

Er zal later aangetoond worden dat zowel de totale kinetische energie als de omlooptijd alleen afhangen van de halve grote as a . Daar de kinetische energie niet beïnvloed wordt door de hoek φ , blijven omlooptijd en grote as onveranderd bij verschillende waarden van φ .

De formules worden sterk vereenvoudigd als men lanceert loodrecht op de aardstraal. Dit betekent dat men ofwel in het perigeum of in het apogeum lanceert. dan wordt $\sin \varphi = 1$, $\theta_0 = 0$ en men krijgt:

$$\epsilon^2 = 1 - 4q_0 + 4q_0^2$$

Men kan controleren dat voor $q_0 = 1/2$, $\epsilon = 0$ wordt, zoals vereist voor een cirkelbaan. Als q_0 groter is dan $1/2$ dan lanceert men vanuit het perigeum, als q_0 kleiner is dan $1/2$ dan lanceert men vanuit het apogeum. Om een positieve ϵ te krijgen moet men dus schrijven:

$$\epsilon = 1 - 2q_{\text{apogeum}} \quad \text{of} \quad \epsilon = 2q_{\text{perigeum}} - 1$$

Men krijgt verder:

$$r_{\text{apo}} = \frac{2r_{\text{peri}}q_{\text{peri}}}{1 + \epsilon}$$

$$r_{\text{peri}} = \frac{2r_{\text{apo}}q_{\text{apo}}}{1 - \epsilon}$$

12.5.1 Voorbeeld

Men moet voor de numerieke voorbeelden bedenken dat r gemeten wordt vanaf het centrum van de aarde. Als R_a de straal is van de aarde en h de hoogte boven het aardoppervlak, dan $r = R_a + h$. Voor de aarde is $k = 4 \cdot 10^{14} \text{ m}^3/\text{s}^2$, $R_a = 6370 \text{ km}$.

Een satelliet wordt gelanceerd loodrecht op de aardstraal op een hoogte van 400 km met een snelheid van $8,8 \text{ km/s}$. Bereken de elementen van de baan.

Oplossing:

$$r_0 = 6370 + 400 = 6770 \text{ km} = 6,77 \cdot 10^6 \text{ m}$$

$$q_0 = \frac{v_0^2}{v_{\text{infy}}^2} = \frac{(8,8 \cdot 10^3)^2}{2,4 \cdot 10^{14} / 6,77 \cdot 10^6} = \frac{524,27}{800} = 0,6553$$

q_0 is groter dan $1/2$: er wordt gelanceerd vanuit het perigeum.

$$\epsilon = 2q_{\text{peri}} - 1 = 2 \cdot 0,6553 - 1 = 0,3061 \quad r_{\text{apo}} = \frac{2r_{\text{peri}}q_{\text{peri}}}{1 + \epsilon} = \frac{2 \cdot 6,77 \cdot 10^6 \cdot 0,6553}{1 + 0,3061} = 12870 \text{ km}$$

$$h_{\text{apo}} = 12870 - 6370 = 6500 \text{ km}$$

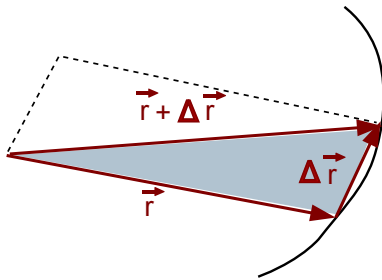
$$\text{De dubbele grote as : } 6770 \text{ km} + 12870 \text{ km} = 19640 \text{ km. } a = 9820 \text{ km}$$

$$b = \sqrt{6770 \cdot 12870} = 9334 \text{ km}$$

12.6 De wetten van Kepler

Johannes Kepler (1517 - 1630) Gaf voor het eerst een nauwkeurige beschrijving van de banen van de planeten. Later zouden deze dienen als voornaamste inspiratie van het werk van Newton. Zijn ideeën zijn vervat in zijn drie wetten:

- De baan van een planeet is een ellips met de zon in een brandpunt
- De lijn die de zon met de planeet verbindt, doorloopt gelijke oppervlakten in gelijke tijden. Dit wordt ook wel de perkenwet genoemd.
- De kwadraten van de omlooptijden verhouden zich als de derde machten van de halve grote as.



Figuur 12.7: Perkenwet

De **eerste wet** is hierboven afgeleid en reeds uitvoerig gebruikt. Voor de **tweede wet** wordt beroep gedaan op het vectorieel product. Als een planeet (of satelliet) gedurende een tijd Δt een verplaatsing $\Delta \vec{r}$ ondergaan heeft (zie figuur 12.7), dan is de oppervlakte begrensd door $\vec{r}$, $\Delta \vec{r}$ en $(\vec{r} + \Delta \vec{r})$ de helft van het parallellogram dat men kan construeren met $\vec{r}$ en $\Delta \vec{r}$. Als men de oppervlakte hiervan voorstelt als ΔA , dan volgt uit de eigenschappen van het vectorieel product dat

$$\Delta A = \frac{1}{2} \|\vec{r} \times \Delta \vec{r}\|$$

Delen door Δt en overgaan naar de limiet voor Δt gaande naar 0:

$$\frac{dA}{dt} = \frac{1}{2} \|\vec{r} \times \vec{v}\|$$

Uit behoud van impulsmoment bij de planetenbeweging volgt echter dat het rechterlid constant is. Waarmee de perkenwet bewezen is.

Deze wet betekent dat een planeet of satelliet sneller zal bewegen als hij dichterbij het aantrekkend hemellichaam komt en trager naarmate hij er zich van verwijdt. Een mooie animatie hiervan kan men vinden op <http://surendranath.tripod.com/GPA/Dynamics/Kepler01/Kepler01.html>.

Voor de **derde wet** moet eerst de omlooptijd berekend worden. Hiervoor wordt de vorige uitdrukking geïntegreerd over een volledige omwenteling:

$$\int dA = \int_0^T (c/2) dt \quad \text{waaruit} \quad A = cT/2 \quad \text{of} \quad \pi ab = cT/2$$

met T de gevraagde periode van de planeet of satelliet. In de gevonden uitdrukking zitten echter drie elementen van de baan, nl. a , b en c . Daartussen bestaan verbanden die moeten toelaten om de formule eenvoudiger te schrijven. Men heeft

$$p = \frac{c^2}{k} \quad \text{of} \quad c^2 = pk$$

Als men de uitdrukking voor T herschikt en kwadrateert:

$$T^2 = \frac{4\pi a^2 b^2}{c^2} = \frac{4\pi a^2 b^2}{pk}$$

$$a = \frac{r_1 + r_2}{2} = \frac{1}{2} \left(\frac{p}{1+\epsilon} + \frac{p}{1-\epsilon} \right) = \frac{p}{1-\epsilon^2} \quad (\text{C})$$

Anderzijds heeft men ook:

$$1 - \epsilon^2 = \frac{b^2}{a^2}$$

Substitueert men dit in vorige uitdrukking dan krijgt men de formule voor de **omlooptijd** :

$$T^2 = \frac{4\pi^2 a^3}{k}$$

Dit bevestigt de derde wet van Kepler. Dit wordt nog duidelijker als men de formule herschrijft als:

$$\frac{a^3}{T^2} = \frac{k}{4\pi^2} = C$$

Een animatie over deze derde wet kan men vinden op

<http://surendranath.tripod.com/GPA/Dynamics/Kepler03/Kepler03.html> .

Voorbeeld 1

Op welke hoogte en met welke snelheid moet men satelliet lanceren als men hem in een cirkelvormige baan rond de aarde wil hebben met een omlooptijd van 8 u.

Oplossing:

$$8 \text{ u} = 8 \cdot 3600 \text{ s} = 28800 \text{ s}$$

Bij een cirkelbaan is a ook de straal van de cirkel:

$$a = \left(\frac{T^2 k}{4\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{28800^2 \cdot 4 \cdot 10^{14}}{4\pi^2} \right)^{\frac{1}{3}} = 20331 \text{ km}$$

$$\text{hoogte} = 20331 - 6370 = 13961 \text{ km boven aardoppervlak}$$

$$v = \sqrt{\frac{k}{r}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 10^{14}}{20,331 \cdot 10^6}} = 4435 \text{ m/s}$$

Voorbeeld 2

Bereken de omlooptijd van de satelliet uit het voorbeeld (12.5.1).

Oplossing:

$$a = 9820 \text{ km}$$

$$T = \left(\frac{4\pi a^3}{k} \right)^{0.5} = \frac{2\pi (982 \cdot 10^4)^{\frac{3}{2}}}{2 \cdot 10^7} = \frac{\pi \cdot 982^{\frac{3}{2}}}{10} = 9667 \text{ s} = 2 \text{ u } 41 \text{ min } 7 \text{ s}$$

12.7 Totale energie

Er wordt nu aangetoond dat de totale energie enkel afhangt van de halve grote as a. In het begin van dit hoofdstuk werd er reeds aan herinnerd dat de potentiële energie in een gravitatieveld kan geschreven worden als -km/r. Voor de kinetische energie wordt teruggekeerd naar de formule A hierboven, die opgelost wordt naar v²:

$$v^2 = \frac{k^2}{c^2}(\epsilon^2 - 1) + \frac{2k}{r}$$

Hoger werd onder (B) afgeleid dat

$$a = \frac{p}{1 - \epsilon^2}$$

en anderzijds is er p = c²/k. Vult men dat alles in in vorige uitdrukking dan krijgt men:

$$v^2 = \frac{-k}{a} + \frac{2k}{r}$$

$$E_{kin} = \frac{mv^2}{2} = \frac{-mk}{2a} + \frac{mk}{r}$$

$$E_{totaal} = E_{kin} + E_{pot} = \frac{-mk}{2a} + \frac{mk}{r} - \frac{mk}{r} = \frac{-mk}{2a}$$

Deze betrekking zou dus ook kunnen worden gebruikt om de grote as uit te rekenen en daarmee dan de omlooptijd. Men kan ook gemakkelijk controleren dat de formule klopt voor een cirkelbaan. Het blijkt dus dat de lanceringshoek φ geen invloed heeft op de grote as noch op de omlooptijd, maar alleen op de excentriciteit van de baan.

12.8 Aarde niet raken

De eis dat de aarde niet mag geraakt worden komt neer op het eisen dat r_{perigeum} groter moet zijn dan R_a, de straal van de aarde.

$$R_a = \frac{2r_0 q_0 \sin^2 \varphi}{1 + \epsilon}$$

Deze uitdrukking wordt opgelost naar ϵ

$$\epsilon = \frac{2r_0 q_0 \sin^2 \varphi}{R_a} - 1$$

Als men deze uitdrukking kwadrateert, kan men ϵ^2 vervangen door de uitdrukking uit (C). Verder uitwerken en rekening houdend met $r_0 = R_a + h$ levert:

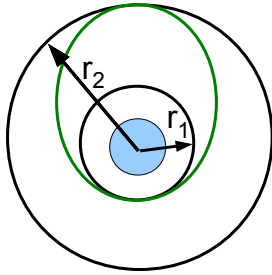
$$q_0 = \frac{R_a \cdot h}{(R_a + h)^2 \sin^2 \varphi - R_a^2}$$

Daar ondersteld wordt dat men niet in het perigeum lanceert, moet deze uitdrukking groter blijven dan 0,5.

Wanneer men loodrecht op de aardstraal lanceert, dan vereenvoudigt deze formule zich tot:

$$q = \frac{R_a \cdot h}{(R_a + h)^2 - R_a^2} = \frac{1}{2 + h/R_a}$$

12.9 Overgangsbahn



Reeds in 1925 had een mijnheer Hohmann uitgerekend hoe een ruimtetuig met behulp van twee versnellingen naar een eerste cirkelbaan naar een andere cirkelbaan zou kunnen overgebracht worden. Men noemt deze baan daarom de Hohmann overgangsbahn of in het Engels “Hohmann transfer orbit”.

De berekening maakt gebruik van de hoger vermelde formule voor de totale energie, die hier herschreven wordt als:

$$\frac{mv^2}{2} - \frac{km}{r} = \frac{-mk}{2a}$$

Opgelost naar v^2 levert dit:

$$v^2 = k \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)$$

Figuur 12.8: Overgangsbahn

Voor de eerste cirkelbaan met straal r_1 heeft men natuurlijk dat $v_1 = k/r_1$. Voor de snelheid op de ellipsvormige baan in het apogeum moet gelden:

$$v_p^2 = k \left(\frac{2}{r_1} - \frac{2}{r_1 + r_2} \right) = \frac{2kr_2}{r_1(r_1 + r_2)}$$

In het onderste punt, het perigeum voor de ellipsbaan, moet de snelheid van het ruimtetuig dus opgevoerd worden met een waarde:

$$\Delta v_p = v_p - v_1 = \sqrt{\frac{2kr_2}{r_1(r_1 + r_2)}} - \sqrt{\frac{k}{r_1}} = \sqrt{\frac{k}{r_1}} \left(\sqrt{\frac{2r_2}{r_1(r_1 + r_2)}} - 1 \right)$$

Analoog heeft men voor het bovenste punt van de ellipsbaan:

$$v_a^2 = 2k \left(\frac{r_1}{r_2(r_1 + r_2)} \right)$$

En voor de versnelling in het apogeum vindt men:

$$\Delta v_a = v_2 - v_a = \sqrt{\frac{k}{r_2}} \left(1 - \sqrt{\frac{2r_1}{r_2(r_1 + r_2)}} \right)$$

De tijd die nodig is voor de overgang is de helft van de omlooptijd op de ellipsbaan:

$$T_H = \pi \sqrt{\frac{(r_1 + r_2)^3}{8k}}$$

De 8 in de noemer is afkomstig van de derde macht van de noemer in $a = (r_1 + r_2)/2$.

Meer hierover kan men vinden in het artikel van de Engelse wikipedia [Hohmann transfer orbit](#)

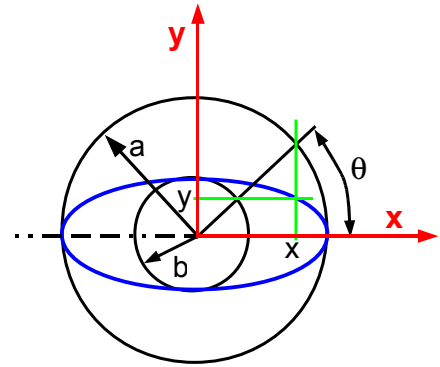
12.10 De parametervergelijking

Er bestaat een parametervergelijking voor de ellips:

$$x = a \cos \theta$$

$$y = b \sin \theta$$

Dit kan grafisch uitgewerkt worden in een constructie met twee concentrische cirkels, één met straal a en de andere met straal b . Vanuit het gemeenschappelijk centrum wordt een lijn getrokken onder een hoek θ die beide cirkels snijdt. Het snijpunt met de grote cirkel levert de x -coördinaat, het snijpunt met de kleine cirkel de y -coördinaat. Bemerkt dat de lijn zelf normaal niet door het punt van de ellips wijst dat zo bepaald werd. De hoek θ die hier gebruikt wordt heeft dus niets te maken met de θ uit de vergelijking in poolcoördinaten.



Figuur 12.9: Parametervergelijking voor de ellips

12.11 Afstotingskracht

De formule van Binet kan ook gebruikt worden voor een afstotende kracht. Wanneer het gaat om een afstotende kracht die afneemt met het kwadraat van de afstand, vindt men als baan opnieuw een hyperbooltak. Er zijn echter heel wat verschillen met vorige behandeling. Bij de aantrekkingskracht werd vooral het berekenen van banen van satellieten beoogd. Hiervoor werd de onderstelling gebruikt dat de massa van de satelliet verwaarloosbaar is t.o.v. de massa van de planeet. Bij afstotende krachten gaat het echter meestal over microscopische fenomenen, zoals de afstoting van een elektron door een ander negatief geladen deeltje. De vermelde onderstelling gaat dan niet meer op. Ook is de kracht dan geen functie van de massa.

Wanneer men opnieuw vertrekt van de formule van Binet, dan heeft een afstotende kracht een positieve projectie te hebben op de r -as. De term in het rechterlid wordt dus negatief. Om dit voor de lezer duidelijker te maken zal dit rechterlid daarom geschreven worden als $-k'/r^2$ of $-k'u^2$. De kracht is k'/r^2 . Normaal wordt hier gewoon k gebruikt i.p.v. $-k'$.

De algemene formule voor de baan wordt dan:

$$r = \frac{-L_0^2/(k'\mu)}{1 + \epsilon \cos(\theta - \theta_0)}$$

Laat de referentierichting voor $\theta = 0$ zo gekozen worden dat $\theta_0 = 0$ is. ϵ is hier groter dan 1: het deeltje wordt ondersteld van buiten het krachtveld te komen en het opnieuw te verlaten. Daar r positief moet zijn, zullen alleen de hoeken aanvaardbaar zijn waarvoor de noemer negatief is.

$$1 + \epsilon \cos \theta < 0$$

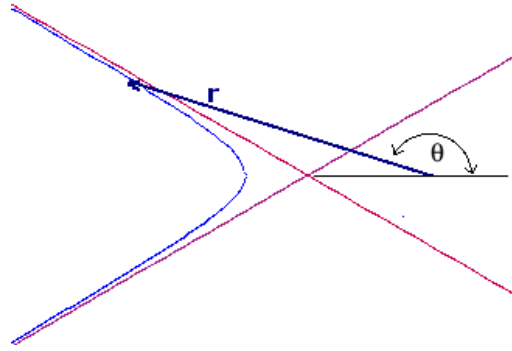
$$\cos \theta < -\frac{1}{\epsilon}$$

Dit betekent dat alleen een bereik rond $\theta = 180^\circ$ toegelaten is. Dit betekent dat het afstotingscentrum nu het brandpunt is dat buiten de toegelaten hyperbooltak ligt.

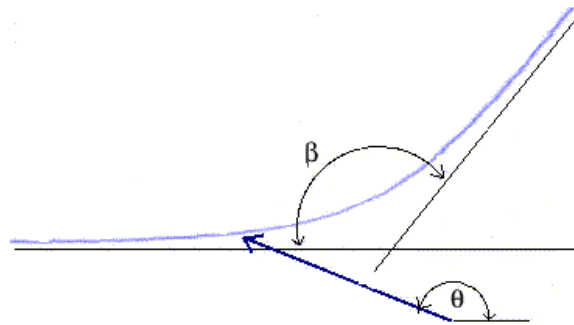
In deze figuur liggen de asymptoten onder een hoek van 30° met de horizontale. $\cos 30^\circ = 0,866$ zodat ϵ hier 1,1547 zou moeten zijn en de toegelaten hoeken liggen tussen 150° en 210° . Bemerkt dat de kleinste afstand tot de hyperbool nu gegeven wordt door $1-\epsilon$ in de noemer ($\theta = 180^\circ$). Voor de absolute waarde moet men immers schrijven $\epsilon-1$ en dat is het grootst als de absolute waarde van $\cos \theta = 1$ is.

Bij afstotende krachten wordt de baan meestal gedraaid getekend zodat de asymptoot waarlangs het deeltje nadert horizontaal is. Als β het toegelaten bereik is (hier 60°), dan moet men de figuur dus draaien over $\beta/2$ of $\theta_0 = -\beta/2$.

Om ϵ te bepalen zal nu beroep gedaan worden op de uitdrukking voor de totale energie. Daar er behoud van energie geldt is dat een invariant van de beweging. Men kan het zich dus gemakkelijk maken en de berekening uitvoeren voor een punt waar die het eenvoudigst is. Dat punt is in het punt dat het dichtst bij het brandpunt ligt, op afstand r_1 . De snelheid is normaal de som van een radiale en een transversale



Figuur 12.10: Hyperboolbaan bij afstotende kracht



Figuur 12.11: Hyperboolbaan bij verstrooiing

component, maar in dat punt is de radiale component = 0. Daar is $v = r\omega$, waarbij de hoeksnelheid uit het behoud van impulsmoment gehaald wordt. Dus:

$$E_{tot} = T + V = \frac{m}{2}(r_1\dot{\theta})^2 + \frac{k'}{r_1}$$

Hierin moeten volgende substituties uitgevoerd worden:

$$r_1 = \frac{-L_0^2/(k'^2\mu)}{1 - \epsilon}$$

$$\dot{\theta} = \frac{L_0}{r_1\mu}$$

Na wat rekenwerk komt men tot de uitdrukking:

$$E_{tot} = \frac{k'^2\mu}{2L_0^2}(\epsilon^2 - 1)$$

$$\epsilon = \sqrt{1 + \frac{2L_0^2 E_{tot}}{k'^2\mu}}$$

Deze uitdrukking kan ook gebruikt worden bij een aantrekkingskracht mits $k' = Gmm'$. Bij een aantrekkingskracht is de totale energie = 0 voor een paraboolbaan en negatief voor een ellipsbaan. Men kan gemakkelijk vaststellen dat dit leidt tot resp. een $\epsilon = 1$ en een ϵ kleiner dan 1. In de praktijk zal men bij een afstotende kracht de kinetische energie op verre afstand gebruiken waarmede het deeltje nadert

Men kan een applet vinden dat de verstrooiing illustreert op

<http://www.surendranath.org/GPA/Dynamics/CentralForce/CentralForceOne.html>

Er zal hier niet verder ingegaan worden op het onderwerp van afstotende krachten.

Nota: de figuur 12.3 is een verkleinde versie van de figuur "Conic_sections_with_plane.svg" uit Wiki Commons. Gelieve daar te kijken voor de licentie.

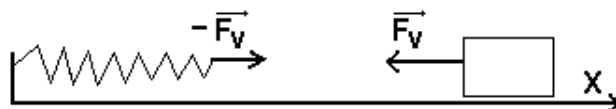
Hoofdstuk 13

Trillingen

Inhoudsopgave

13.1 Lineaire differentiaalvergelijkingen	252
13.2 Natuurlijke trilling	253
13.2.1 Massa hangend aan een veer	253
13.2.2 Mathematische slinger	254
13.3 Gedempte trillingen	255
13.3.1 Kritische damping	256
13.3.2 Overdamping	257
13.3.3 Gedempte trillingen	258
13.3.3.1 Logaritmisch decrement	259
13.4 Gedwongen trillingen en resonantie	260
13.4.1 Resonantie	261
13.4.2 Fasehoek	262
13.4.3 Belasting van de bevestigingen	263
13.5 Multimodale trillingen	265
13.5.1 Algemene aanpak	266
13.6 Afleidingen	267
13.6.1 Eerste afleiding	267
13.6.2 Tweede afleiding	267
13.7 Continue media	268

Trillingen zijn waarschijnlijk de meest voorkomende beweging. Ze blijven beperkt in de ruimte en in de snelheden die bereikt worden. Daardoor kunnen ze lang blijven doorgaan. Denk bv. aan de slinger van een klok. Trillingen ontstaan wanneer er bij verplaatsing van een massa een terugroepende kracht optreedt, d.i. een kracht die de massa naar haar vertrekpositie wil terugbrengen. Het eenvoudigste geval is een massa aan een veer op een volkomen glad horizontaal oppervlak:



Men krijgt dan als bewegingsvergelijking:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -k(x - x_0)$$

Hierin stelt x_0 de onbelaste lengte van de veer. Als men de oorsprong van de x -as aan het einde van de onbelaste veer neemt, dan verdwijnt deze x_0 uit de vergelijking en krijgt men de eenvoudigste vorm. De versnelling wordt hier opgeschreven als een veranderlijke, zonder er een teken aan te geven. Ze kan immers zowel positief als negatief zijn, afhankelijk van de waarden in het rechterlid. Men volgt dus niet

de conventies voor het projecteren van onbekende vectoren, zoals die in Statica of in het vorige gedeelte van dit hoofdstuk gebruikt werden.

In het Engels spreekt men, bij de meer theoretische benadering, van "harmonic oscillator" en bij de meer technische werken van "vibrations". Men kan een zeer goed overzicht van deze problematiek vinden op de Engelse Wikipedia onder de titel [Vibration](#).

13.1 Lineaire differentiaalvergelijkingen

Deze vergelijking is een **tweede orde lineaire differentiaalvergelijking**. Een differentiaalvergelijking is een vergelijking die de afgeleiden van een onbekende functie bevat en eventueel die functie zelf. Het is een lineaire differentiaalvergelijking als al deze elementen in de eerste graad voorkomen. Het is een tweede orde differentiaalvergelijking als de hoogste afgeleide een tweede orde afgeleide is.

Wanneer men alleen termen heeft die een afgeleide van de functie bevatten en eventueel de functie zelf, dan spreekt men van een **homogene differentiaalvergelijking**.

De operator voor differentiëren wordt klassiek geschreven als een breuk, maar kan ook geschreven worden als een D. Zoals men bij de klassieke voorstelling het tweemaal toepassen van de operator schrijft als een tweede macht van de operator, zo schrijft men ook hier een tweede afgeleide nemen als D^2 :

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{d}{dx} f(x) \right) = \frac{d^2}{dx^2} f(x) \quad \Longleftrightarrow \quad D(D f(x)) = D^2 f(x)$$

De vorige vergelijking wordt dan, met de D-operator voor differentiëren naar de tijd, geschreven als:

$$mD^2x = -kx \quad \text{of} \quad (D^2 + \frac{k}{m})x = 0 \quad (\text{I})$$

Om duidelijker te maken naar welke veranderlijke er gedifferentieerd wordt, kan die toegevoegd worden als index, hier dan D_t

Het oplossen van lineaire differentiaalvergelijkingen m.b.v. de D-operator berust op het feit dat de exponentiële functie een eigenfunctie is van deze D-operator. Als een operator toegepast wordt op een eigenfunctie ervan dan is het resultaat een aantal maal deze functie. Men heeft inderdaad:

$$D_t e^{\lambda t} = \lambda e^{\lambda t}$$

Vult men de functie $x(t) = Ce^{\lambda t}$ in in de bovenstaande differentiaalvergelijking I, met C een willekeurige constante, dan bekomt men

$$(\lambda^2 + \frac{k}{m})Ce^{\lambda t} = 0$$

Tussen de haakjes staat nu een kwadratische vergelijking in λ . Voor de oplossingen hiervan zal aan de differentiaalvergelijking voldaan zijn. De meest algemene oplossing is dan een combinatie van de oplossingen met de verschillende wortels en heeft de vorm:

$$x(t) = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} + \dots$$

De constanten C_i zijn de **integratieconstanten** die uit de beginvoorwaarden, hier de positie en snelheid op $t = 0$, moeten bepaald worden. Er zijn altijd evenveel integratieconstanten als de orde van de vergelijking, in dit geval dus 2.

Bij samenvallende wortels moet de algemene oplossing lichtjes aangepast worden. Voor 2 samenvallende wortels wordt de algemene oplossing:

$$x(t) = (C_1 + C_2 t)e^{\lambda t}$$

Bemerk de factor t bij C_2 .

De wortels van de vergelijking in D kunnen reëel of imaginair zijn. Voor reële wortels zal de oplossing een toenemende of afnemende exponentiële functie zijn, voor imaginaire wortels zal men meestal gebruik maken van de identiteit:

$$\exp i\theta = \cos \theta + i \sin \theta$$

Voor de meeste problemen zal men moeten zorgen hiermede een reële oplossing te bekomen. In het algemeen kan men deze reële oplossing schrijven als een combinatie van een sinus- en een cosinusfunctie,

met elk een eigen amplitude, of als een sinus- of cosinusfunctie met als integratieconstanten de amplitude en een fasehoek θ_0 . Dit levert bv. als algemene oplossing voor de bewegingsvergelijking hierboven:

$$x(t) = C \cos(\sqrt{k/m} \cdot t + \theta_0) = C \cos(\omega t + \theta_0) \quad \text{met} \quad \sqrt{k/m} = \omega$$

In deze context noemt men ω de **pulsatie** van de trilling.

Afleiding

De waarden van $A \cdot \cos \omega t$ en $A \cdot \sin \omega t$ kunnen bekomen worden door de projectie van een roterende vector met lengte A op resp. de x- en y-as. Wanneer één van deze functies de oplossing is van een tweede orde differentiaalvergelijking, dan moeten er 2 integratieconstanten zijn. Deze worden dan gegeven als de lengte A van de roterende vector en de hoek ervan op $t = 0$. Deze laatste noemt men ook de **fasehoek**. Hij wordt in technische toepassingen meestal weergegeven door de Griekse letter φ i.p.v. θ_0 .

Voor imaginaire wortels $\pm \lambda$ zal men de oplossing moeten schrijven als:

$$\begin{aligned} x(t) &= A e^{i(\lambda t + \alpha)} + B e^{-i(\lambda t + \beta)} \\ &= A [\cos(\lambda t + \alpha) + i \sin(\lambda t + \alpha)] + B [\cos(\lambda t + \beta) - i \sin(\lambda t + \beta)] \\ &= [A \cos(\lambda t + \alpha) + B \cos(\lambda t + \beta)] + i [A \sin(\lambda t + \alpha) - B \sin(\lambda t + \beta)] \end{aligned}$$

Deze oplossing zal reëel zijn als $A = B$ en $\alpha = \beta$. Die reële oplossing wordt dan:

$$x(t) = 2A \cos(\lambda t + \alpha) = C \cos(\lambda t + \varphi)$$

13.2 Natuurlijke trilling

Als men het trillen van de massa in gang zet door de massa in haar rustpositie een zekere beginsnelheid v_0 te geven, dan worden de beginvoorwaarden (situatie voor $t = 0$): $x(0) = C \cos(0 + \theta_0) = 0$ en $v_0 = -C\omega \sin(\theta_0)$. Uit de eerste vergelijking volgt dat $\theta_0 = \pm 90^\circ$. Men kan dan beter een sinusfunctie gebruiken:

$$x(t) = C \sin(\omega t + \theta_0)$$

De beginvoorwaarden worden dan: $x(0) = C \cdot \sin(\theta_0) = 0$, waaruit $\theta_0 = 0$, en $v_0 = C\omega \cos(0)$, waaruit $C = v_0/\omega$. Men krijgt dus als bewegingsvergelijking:

$$x(t) = \frac{v_0}{\omega} \sin \omega t$$

Een beweging die verloopt volgens een sinus- of cosinusfunctie noemt men een **harmonische beweging**. Men kan hiervoor nog volgende grootheden definiëren:

- de **frequentie f** = het aantal trillingen per seconde. $f = \omega/2\pi$
- de **periode T** = de tijd nodig voor 1 trilling (in seconden). $T = 1/f = 2\pi/\omega$ Men heeft ook $\omega = 2\pi f$

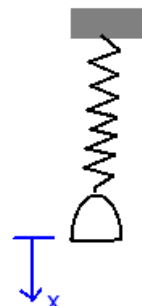
Zet men de beweging in gang door de massa los te laten in een beginpositie die niet overeenkomt met de onbelaste lengte van de veer, dan zal men de oplossing eerder met een cosinusfunctie opschrijven.

13.2.1 Massa hangend aan een veer

Een meer realistisch voorbeeld krijgt men met een massa die aan verticale veer hangt. Men heeft dan als bewegingsvergelijking, mits de oorsprong opnieuw in het eindpunt van de onbelaste veer te leggen:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = mg - kx$$

In deze vergelijking komt nu een term voor die noch de functie $x(t)$ noch een afgeleide ervan bevat. Als men de differentiaalvergelijking schrijft met de D-operator, dan wordt deze term in het rechterlid gezet:



Figuur 13.1: Massa hangend aan veer

$$(D^2 + \frac{k}{m})x = g$$

Dit is geen homogene vergelijking meer. De oplossing ervan is een combinatie van de oplossing van de vergelijking met het rechterlid $= 0$, de homogene vergelijking, en de oplossing met het rechterlid verschillend van 0. Deze laatste noemt men de **particuliere oplossing**. De oplossing voor de homogene vergelijking is bekend van hierboven. Daar het rechterlid hier een constante is, zal de oplossing voor de vergelijking met rechterlid ook gewoon een constante zijn. Men krijgt dan $kx = mg$ of $x = mg/k$. Dit is niets anders dan de nieuwe evenwichtspositie. De som van beide oplossingen zegt dus dat de massa nu zal trillen rond de nieuwe evenwichtspositie met dezelfde amplitude en frequentie (bij gelijke beginvoorwaarden) als in het vorige geval. Dit werd ook reeds als resultaat bekomen bij het voorbeeld op het einde van de paragraaf over de potentiële energie van een veer ((6.4.3.3)). Een constante kracht heeft geen invloed op de frequentie van de trilling.

Men kan deze constante laten verdwijnen uit de vergelijking als men de oorsprong van het assenstelsel in de nieuwe evenwichtsstand legt. De uitrekking van de veer is dan te schrijven als $x_v + x$, waarin x_v de uitrekking is tot de nieuwe evenwichtsstand. Dus $x_v = mg/k$. De eerste vorm van de vergelijking wordt dan:

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= mg - k(x_v + x) \\ &= mg - k(mg/k) - kx \\ &= -kx \end{aligned}$$

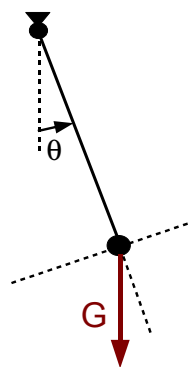
Als men de differentiaalvergelijking wil opschrijven voor een x-as omhoog, dan zou men in eerste instantie moeten schrijven:

$$m\ddot{x} = -mg - k(x - x_v)$$

13.2.2 Mathematische slinger

Men maakt dikwijls een onderscheid tussen de mathematische en de fysische slinger. De **mathematische slinger** (fig. 13.2) is een ideaalbeeld van een slinger, opgebouwd uit een gewichtsloze staaf of touw met een puntmassa aan het einde ervan. Bij de **fysische slinger** werkt men met een reële staaf met aan het einde een reële massa, beide met een gewicht en een traagheidsmoment. Voor de mathematische slinger krijgt men, door projectie op de raaklijn, de bewegingsvergelijking:

$$ml \frac{d^2\theta}{dt^2} = -mg \sin \theta$$



Dit is geen lineaire differentiaalvergelijking want θ komt erin voor als argument van een goniometrische functie. Voor kleine θ kan men echter stellen dat $\sin \theta = \theta$. Met deze benadering krijgt men wel een lineaire differentiaalvergelijking in θ :

$$l \frac{d^2\theta}{dt^2} = -g\theta \quad \text{of} \quad (D^2 + \frac{g}{l})x = 0$$

De oplossing zal dus weer een harmonische beweging zijn met periode $2\pi\sqrt{l/g}$.

Men kan zich afvragen in welke mate de benadering $\sin \theta = \theta$ gerechtvaardigd is. $\sin \theta$ kan berekend worden met een reeksontwikkeling, waarbij θ natuurlijk in radialen moet uitgedrukt worden:

$$\sin \theta = \theta - \frac{\theta^3}{3!} + \frac{\theta^5}{5!} - \frac{\theta^7}{7!} + \dots$$

Figuur 13.2: Mathematische slinger

Er is dus een afwisseling van positieve en negatieve termen. Het speciale van deze reeks is dat, als men de reeks op een bepaald punt afbreekt, de som van alle volgende termen kleiner zal zijn dan de laatste term die men behouden heeft. Dus als men $\sin \theta$ wil berekenen tot op 1% nauwkeurig, dan moet men termen berekenen

tot men een term heeft die 1% of iets minder bijdraagt aan het resultaat. De vraag of de bovenstaande benadering gerechtvaardigd is hangt dus in de eerste plaats af van de gewenste nauwkeurigheid. Hier volgen de waarden voor de eerste en de tweede term van de reeks en hun verhouding:

graden	radialen	2e term	verhouding (%)
1°	0,0175	$8,9 \cdot 10^{-7}$	0,00 051
2°	0,0349	0,00 000 7	0,020
5°	0,0873	0,00 0111	0,127
10°	0,1745	0,00 088 6	0,5077
15°	0,2618	0,00 299	1,142

De slinger van een klok beweegt meestal maar over 1,5 à 2°. Daarvoor is de benadering dus gerechtvaardigd. [Christiaan Huyghens](#) toonde aan dat de slingerperiode constant blijft bij grotere uitwijking als men aan beide zijden van het bevestigingspunt twee "wangen" maakt met de vorm van een cycloïde (1673). (zie "[Tautochrone kromme](#)" in Wikipedia)

Voor meer ingewikkelde situaties kan men best de methode van Lagrange gebruiken voor het opstellen van de differentiaalvergelijking. Bij systemen waarvoor behoud van energie geldt, kan men ook de totale energie differentiëren naar de tijd. Men krijgt dan een uitdrukking waaruit men een term in de (veralgemeende) snelheid kan afzonderen. De coëfficiënt hiervan levert de bewegingsvergelijking.

Voor de slinger bv. krijgt men voor de totale energie:

$$\frac{mv^2}{2} + mgl(1 - \cos \theta) = C$$

Differentiëren naar de tijd levert:

$$mva_t + mgl\omega \sin \theta = 0$$

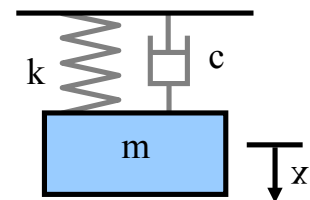
of met $v = l\omega$, $a_t = l \frac{d^2\theta}{dt^2}$

$$ml\omega(l \frac{d^2\theta}{dt^2} + g \sin \theta) = 0$$

Daar v niet constant 0 is, moet de uitdrukking tussen de haakjes 0 zijn. Dit levert de vergelijking zoals hoger gevonden.

13.3 Gedempte trillingen

De trillingen die hier beschreven werden zullen, volgens de gebruikte formules, ten eeuwigden dage doorgaan met dezelfde frequentie en amplitude. Dat strookt niet met onze ervaring. Er ontbreekt een term die een damping van de trilling veroorzaakt. Een frequente situatie is een damping door weerstand in de lucht of in een vloeistof (zie ook Viskeuze wrijving (9.7)). Bij lage snelheden levert dit een weerstand die evenredig is met de snelheid: $\vec{F} = -c\vec{v}$, waarin c de **viskeuze dempingscoëfficiënt** voorstelt. c heeft als eenheid kg/s. Een demper stelt men grafisch voor door het beeld van een zuiger in een cilinder (fig. 13.3)



Figuur 13.3: Gedempt systeem

Voor het geval van een massa die opgehangen is aan een veer krijgt men dan als vectoriële vergelijking:

$$m\vec{a} = -c\vec{v} - k\vec{x} + m\vec{g}$$

of als differentiaal vergelijking, met een x-as naar beneden en de oorsprong in het eindpunt van de onbelaste veer:

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = mg$$

of met de D-operator:

$$(D^2 + \frac{c}{m}D + \frac{k}{m})x = g$$

Voor de oplossing moet men een oplossing zoeken voor de homogene vergelijking, met rechterlid = 0, en een particuliere oplossing, voor de vergelijking met rechterlid = g. Uit vorige berekeningen weet men dat deze laatste bestaat uit een constante uitwijking naar de nieuwe evenwichtspositie. Alleen de homogene vergelijking zal dus behandeld worden.

De oplossing hangt af van de discriminant van deze vergelijking. Deze is:

$$\delta = \left(\frac{c}{m}\right)^2 - 4\frac{k}{m}$$

- Voor $\delta > 0$, heeft men 2 reële wortels. De oplossing is dan een combinatie van 2 exponentieel dalende functies. Het systeem gaat traag naar zijn nieuwe evenwichtspositie, zonder trillen. Men spreekt van **overdamping**

- Voor $\delta = 0$ heeft men 2 samenvallende reële wortels. Het systeem gaat naar zijn evenwichtspositie op de snelste manier waarop dit zonder trillen mogelijk is. Men spreekt van **kritische damping**

- Voor $\delta < 0$ heeft men complexe wortels. Dit zal een **gedempte trilling** opleveren.

Om de grens van de kritische damping te berekenen, zou het interessanter zijn een grootte te hebben die men kan vergelijken met een absolute waarde zoals 0 of 1. Dit kan door een factor $4k/m$ af te zonderen. Men krijgt dan:

$$\delta = \frac{4k}{m} \left(\frac{c^2}{4km} - 1 \right)$$

Stelt men hierin: $\zeta = \frac{c}{2\sqrt{km}}$ en $\omega_n = \sqrt{\frac{k}{m}}$ dan krijgt men voor de vorige uitdrukking:

$$\delta = 4\omega_n^2(\zeta^2 - 1)$$

Men ziet dat de kritische damping nu overeenkomt met $\zeta = 1$. Men noemt ζ daarom de **dampingscoëfficiënt**. ω_n is de **natuurlijke pulsatie**, d.i. de pulsatie van het ongedempte systeem.

In termen van de m , c en k worden de wortels:

$$\lambda_{1,2} = \frac{-c \pm \sqrt{c^2 - 4km}}{2m}$$

Men kan de vergelijking en de wortels ook herschrijven in functie van ω_n en ζ . Men bekomt dan:

$$(D^2 + 2\zeta\omega_n D + \omega_n^2)x = 0$$

De wortels van deze vergelijking worden dan:

$$\lambda_{1,2} = \omega_n (-\zeta \pm \sqrt{\zeta^2 - 1})$$

13.3.1 Kritische damping

Voor $\zeta = 1$ of $c = 2\sqrt{km}$ heeft men een kritische damping. Men heeft 2 reële samenvallende wortels. De oplossing moet dan geschreven worden als:

$$x(t) = (C_1 + C_2 t) e^{-\frac{c}{2m}t}$$

Deze formule geeft de indruk dat de veer geen invloed heeft op de oplossing. c moet echter voldoen aan een betrekking waarin de veerconstante k voorkomt. Vult men deze betrekking in voor c , dan bekomt men dat de wortel gewoon de natuurlijke pulsatie ω_n is!

$$\frac{c}{2m} = \frac{2\sqrt{km}}{2m} = \sqrt{\frac{k}{m}} = \omega_n$$

Dit blijkt ook duidelijk uit de tweede formulering voor de wortels met $\zeta = 1$.

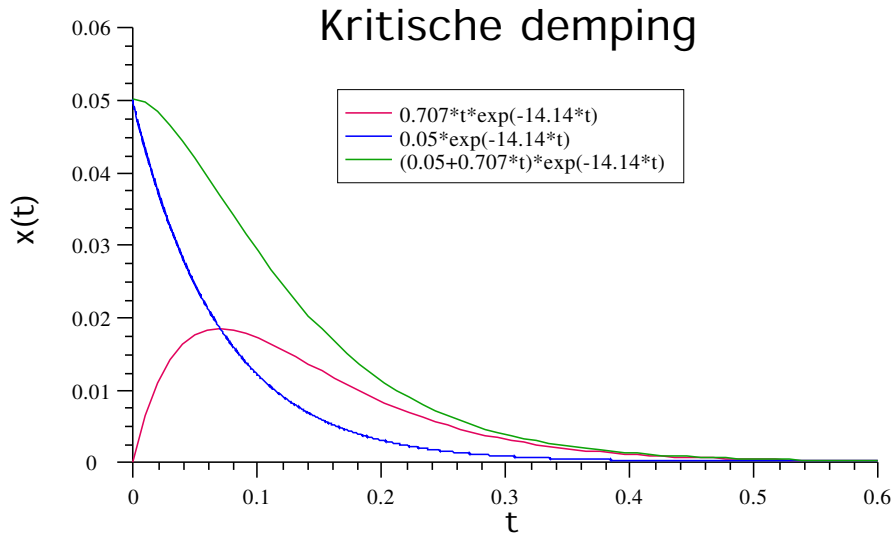
Als voorbeeld het gedrag van een systeem dat uit rust vertrekt, bv. een veer waaraan men een gewicht haakt of een weegschaal waarop men een pakje legt. De beginvoorwaarden zijn $x(0) = 0$ en $v(0) = 0$. Bedenk dat de volledige oplossing ook de particuliere oplossing $x = mg/k$ bevat. Dit levert voor de integratieconstanten:

$$x(0) = C_1 + \frac{mg}{k} = 0 \text{ waaruit } C_1 = -mg/k$$

$$v(t) = -\omega_n(C_1 + C_2 t)e^{-\omega_n t} + C_2 e^{-\omega_n t}$$

$$v(0) = -\omega_n C_1 + C_2 = 0 \text{ waaruit } C_2 = \omega_n C_1$$

Met de numerieke waarden $m = 2$ kg en $k = 400$ N/m krijgt men: $x_0 = C_1 = -0,05$ m; $\omega_n = 14,14$ rad; $c = 56,56$ kg/s; $C_2 = -0,05 \cdot 14,14 = -0,707$ m. Verder heeft men nog de frequentie $f = 2,25$ Hz en de periode $T = 0,444$ s. De vergelijking wordt:



Figuur 13.4: Kritische damping

$$x(t) = -(0,05 + 0,707 \cdot t)e^{-14,14t} + 0,05$$

Deze formule geldt voor een x-as naar beneden. De plot-software kon dat niet weergeven. Voor een x-as omhoog moet alles dus met -1 vermenigvuldigd worden. De plot verloopt nu tussen $x=0$ en $x=-0.05$

Men ziet dat het systeem zijn eindtoestand bereikt in iets meer dan de tijd nodig voor 1 periode van de natuurlijke trilling.

De exponent word dikwijls geschreven in termen van de reciproke van de wortel λ , die dan het symbool τ krijgt en de **tijdconstante** genoemd wordt. Hier is $\tau = 0,071$ s. De vergelijking wordt dan:

$$x(t) = (C_1 + C_2 \cdot t)e^{-t/\tau}$$

13.3.2 Overdamping

Men krijgt nu 2 dalende exponentiële functies, met als algemene vorm:

$$x(t) = C_1 e^{\lambda_1 t} + C_2 e^{\lambda_2 t} + x_p$$

met x_p een eventuele particuliere oplossing. De wortels λ_1 en λ_2 kan men volgens één van beide hoger gegeven formules berekenen. Voor de snelheid heeft men dan:

$$v(t) = \lambda_1 C_1 e^{\lambda_1 t} + \lambda_2 C_2 e^{\lambda_2 t}$$

Voor het voorbeeld dat gebruikt werd voor de kritische damping en voor een x-as naar boven, krijgt men als vergelijkingen voor de integratieconstanten:

$$x(0) = C_1 + C_2 - 0,05 = 0$$

$$v(0) = \lambda_1 C_1 + \lambda_2 C_2 = 0$$

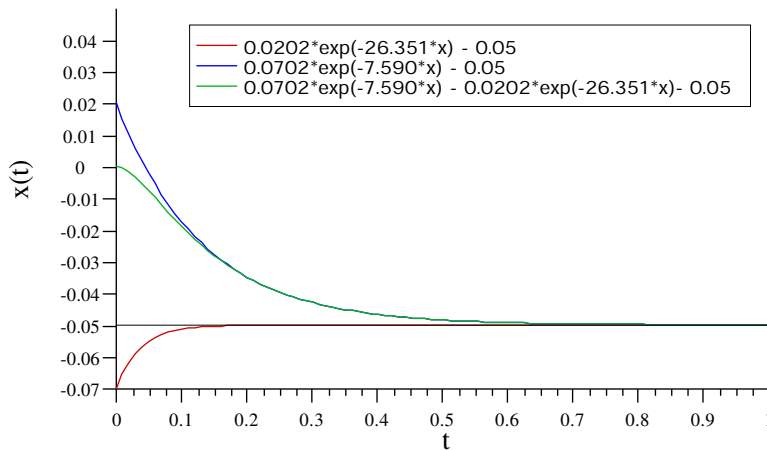
Hieruit kan men de uitdrukkingen voor C_1 en C_2 afleiden. Dit levert volgende waarden als functie van de dempingscoëfficiënt ζ :

ζ	λ_1	λ_2	C_1	C_2
1,2	-7,590	-26,351	0,0702	-0,0202
1,5	-5,402	-37,025	0,0585	-0,0085
2,0	-3,789	-52,779	0,05387	-0,00387

Bemerk dat er steeds voldaan is aan $C_1 + C_2 = 0,05$. De figuur 13.5 toont de bijdrage van de twee exponentiële functies.

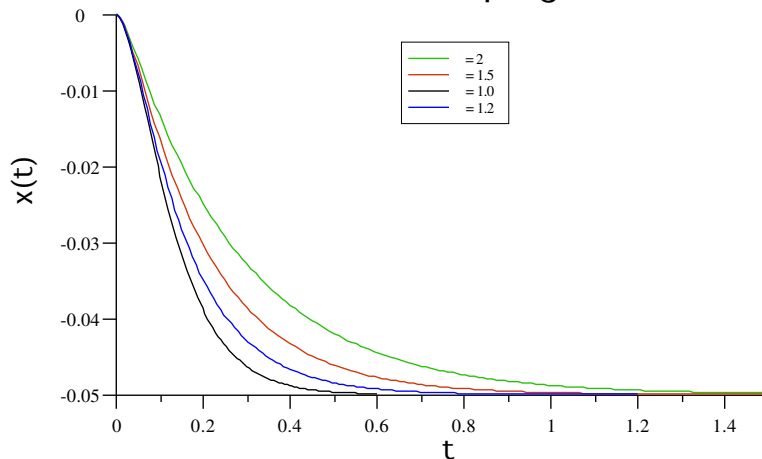
De figuur 13.6 toont het totale verloop voor verschillende waarden van ζ . Men ziet duidelijk dat het systeem steeds trager naar zijn evenwichtspositie gaat.

Overdamping



Figuur 13.5: Overdamping

Overdamping 2



Figuur 13.6: Overdamping 2

13.3.3 Gedempte trillingen

Wanneer de dempingscoëfficiënt kleiner is dan 1 gaat het systeem in een gedempte trilling naar zijn evenwichtsstand. Onder de vierkantswortel in de oplossing voor de wortels staat dan een negatief getal. De wortel hieruit kan men weergeven als het complexe getal iq . De wortels zijn dan van de vorm $-p \pm iq$. Daar

$$e^{a+b} = e^a \cdot e^b$$

kan men de oplossing van de differentiaalvergelijking schrijven als:

$$x(t) = e^{-pt}(C_1 e^{iqt} + C_2 e^{-iqt}) + x_p = C e^{-pt} \cos(qt + \theta_0) + x_p$$

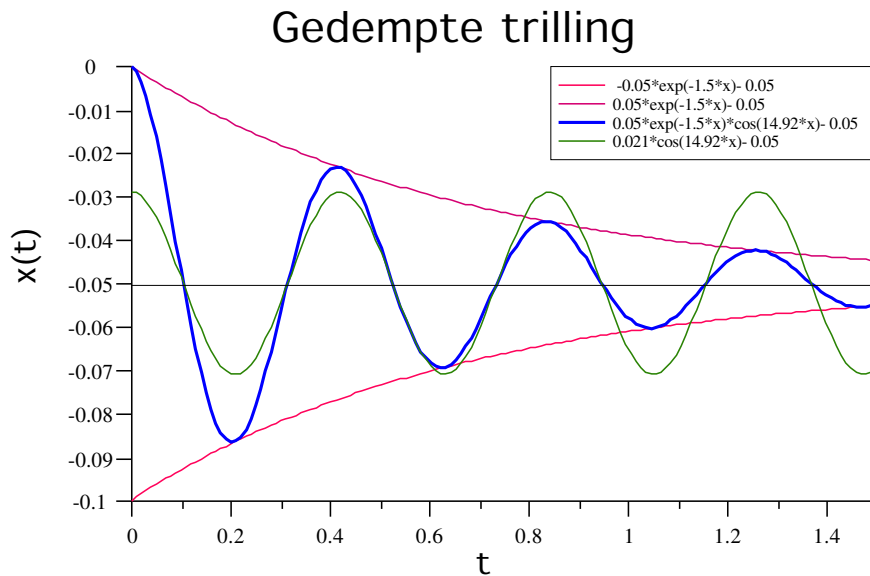
Deze oplossing stelt een harmonische beweging voor met exponentieel afnemende amplitude. q is hierbij de **pulsatie van de gedempte trilling**, voorgesteld door ω_d .

Als men de eerste formulering voor de wortels volgt, heeft men:

$$p = \frac{-c}{2m} \quad , \quad q = \omega_d = \sqrt{\frac{k}{m} - \frac{c^2}{4m^2}}$$

Volgt men de formulering met de dempingscoëfficiënt ζ en ω_n , dan heeft men:

$$p = -\zeta\omega_n \quad , \quad q = \omega_d = \omega_n \sqrt{1 - \zeta^2}$$



Figuur 13.7: Gedempte trilling

Bemerk dat in beide gevallen de volgorde van de termen onder de vierkantswortel omgewisseld werd om een positief getal onder het wortelteken te bekomen. Men ziet dat ω_d kleiner is dan ω_n . Met deze laatste notatie wordt de algemene vergelijking:

$$x(t) = C \cdot e^{-\zeta \omega_n t} \cos(\omega_d t + \theta_0) + x_p$$

Om nog enige trillingen over te houden moet de dempingscoëfficiënt klein zijn, kleiner dan 0,2. De grafiek hieronder bv. is gemaakt voor een dempingscoëfficiënt van 0,1.

Als voorbeeld wordt opnieuw dezelfde situatie als hierboven gebruikt, maar nu met een lichtjes afgeronde $\omega_n = 15$ rad en een $\zeta = 0,1$. Dit geeft een $\omega_d = 14,92$ rad en een $\zeta \omega_n = 1,5$. Daar men vertrekt van een begintoestand die een maximum is van de uitwijking wordt met een cosinusfunctie gewerkt.

$$x(t) = 0,05e^{-1.5t} \cos(14,92t) - 0,05$$

De grafiek in figuur 13.7 geeft in het rood de dalende exponentiëlen die de omhullende van de trillingen vormen. In het groen de cosinusterm, met een kleine amplitude. Men ziet dat de minima en maxima van de gedempte trilling iets vóór de minima en maxima van de zuivere cosinusterm vallen (iets minder dan 6° , te bepalen uit de hoek waarbij $v = 0$ is) door de afplatting door de exponentiële functie.

13.3.3.1 Logaritmisch decrement

Wanneer men de verhouding maakt van de amplitudes met een interval van 1 periode T_d , dan blijkt dit een constante.

$$\frac{x(t)}{x(t + T_d)} = \frac{e^{-\zeta \omega_n t}}{e^{-\zeta \omega_n (t + T_d)}} = e^{+\zeta \omega_n T_d}$$

De natuurlijke logaritme van deze verhouding noemt men het **logaritmisch decrement**:

$$d = \ln(e^{\zeta \omega_n T_d}) = \zeta \omega_n T_d \quad (\text{I})$$

Dit decrement (vermindering) blijkt alleen afhankelijk van de dempingscoëfficiënt ζ , want T_d kan geschreven worden in functie van ω_n en ζ :

$$T_d = \frac{2\pi}{\omega_d} = \frac{2\pi}{\omega_n \sqrt{1 - \zeta^2}}$$

Invullen in vorige formule levert:

$$d = \frac{\zeta \omega_n 2\pi}{\omega_n \sqrt{1 - \zeta^2}} = \frac{2\pi \zeta}{\sqrt{1 - \zeta^2}}$$

Voor zeer kleine waarden van ζ gaat de noemer naar 1 en kan dus weggelaten worden.

Voor het voorbeeld hierboven krijgt men:

$$d = \frac{2\pi 0,1}{\sqrt{1 - 0,01}} = 0,6315$$

De verhouding van de amplitudes is dan

$$\frac{x_n}{x_{n+1}} = e^{0,6315} = 1,88$$

Men kan dit eventueel controleren op de figuur 13.7, tenminste toch voor de eerste 2 cijfers.

Deze formule biedt een mogelijkheid om de dempingscoëfficiënt experimenteel te bepalen. In de praktijk zal men meestal het verschil na meerdere periodes bepalen om de nauwkeurigheid te verhogen. Dan zal men moeten teruggrijpen naar de formule I. In plaats van T_d komt dan het tijdsverloop tussen de metingen en d wordt de verhouding tussen de gemeten amplitudes. Als men bv. vaststelt, m.b.v. decibelmetingen, dat een la-snaar (400 Hz) op een gitaar of piano na 3 s teruggevallen is op 1 % van de oorspronkelijke amplitude, dan heeft men:

$$\ln(100) = \zeta 2\pi 400 \cdot 3 \quad \text{waaruit} \quad \zeta = \ln(100)/(2400\pi) = 6,1 \cdot 10^{-4}$$

13.4 Gedwongen trillingen en resonantie

Een zeer belangrijk fenomeen is de reactie van een systeem op een opgelegde trilling. Als men met een auto over een kasseistrook rijdt, dan veroorzaakt dit een trillen dat via de banden en de ophanging ook doorgegeven wordt aan de rest van de carrosserie. Dit kan leiden tot het bekende meerammelen van bepaalde onderdelen. Als het fenomeen alleen optreedt bij een bepaalde snelheid en niet bij een hogere of lagere snelheid, dan heeft men te doen met een fenomeen van resonantie. Iedereen heeft wel het verhaal gehoord van de zanger die een kristallen glas kan doen springen door een bepaalde toon te zingen. Ook dat is een fenomeen van resonantie.

Het doorgeven van een trilling aan een ander systeem noemt men de **excitatie** van dat systeem. Er zal hier alleen over de invloed van een zuiver harmonische excitatie gesproken worden. Bij niet-harmonische excitatie zal men beroep doen op Fourieranalyse van de excitatie. Zie hiervoor bv. [Vibration: Applying complex forces to spring-damper model](#) in de Engelse Wikipedia.

De manier waarop de trilling doorgegeven wordt aan het systeem heeft niet zoveel belang. Een klassieke opstelling om resonantie te illustreren bestaat uit een klein elektrisch motortje dat onderaan een veer bevestigd wordt. Op de as van dit motortje zit een excentrisch geplaatst gewicht. Bij rotatie ontstaat zo een trilling, waarvan men de frequentie kan regelen via het toerental van de motor. Bij een bepaald toerental ziet men een grote uitwijking van de veer ontstaan. Dan zit men op de resonantiefrequentie. In feite is een elektrische wasmachine, die aan het einde van de wascyclus gaat droogzwieren, een uitvoering hiervan in groot formaat. Ook het trillen van een GSM wordt veroorzaakt door een excentrisch draaiend gewichtje. Bij andere systemen laat men het aangrijpingspunt van de veer een harmonische trilling uitvoeren.

Als basisvoorbeeld wordt opnieuw een massa hangend aan een veer beschouwd. Op het systeem werkt nu een bijkomende uitwendige periodieke kracht met amplitude F en pulsatie ω . De bewegingsvergelijking wordt dan, voor x -as omlaag met oorsprong in de evenwichtsstand (zie ook hoger op het einde van de paragraaf over "Massa hangend aan een veer" (13.2.1)):

$$m\ddot{x} = -c\dot{x} - kx + F \sin(\omega t)$$

Of onder de standaardvorm van de differentiaalvergelijking:

$$m\ddot{x} + c\dot{x} + kx = F \sin(\omega t)$$

Men kan natuurlijk verwachten dat het resultaat ook een periodieke beweging van de massa zal zijn met pulsatie ω . De amplitude zal echter zelden de amplitude F zijn en er is ook meestal een verschil in fase tussen de exciterende kracht en de beweging van de massa.

De algemene oplossing zal bestaan uit een oplossing van de homogene differentiaalvergelijking + een particuliere oplossing. De oplossing van de homogene differentiaalvergelijking kan één van de oplossingen voor de gedempte trilling zijn, zoals hoger beschreven. Meestal gaat het echter over een ondergedempt systeem zodat de oplossing voor de homogene vergelijking een uitstervende trilling is:

$$x(t) = C \cdot e^{-\zeta \omega_n t} \sin(\omega_d t + \theta_0)$$

Men noemt dit ook wel het **transiënte** deel van de oplossing, omdat het na een tijdje verdwijnt

De particuliere oplossing zal de vorm hebben van een harmonische beweging:

$$x_p(t) = A \sin(\omega t - \varphi)$$

Dit noemt men ook de stabiele of "steady-state" oplossing.

De formules voor de amplitude A en de fasehoek φ blijken vrij ingewikkeld. De afleiding wordt daarom hieronder (in 13.6) afzonderlijk gegeven. Het resultaat is een functie van de verhouding tussen de exciterende pulsatie ω en de pulsatie ω_n van de natuurlijke trilling van het systeem. Het resultaat kan men opschrijven als:

- met gebruik van de viskeuze wrijvingscoëfficiënt c en met $u = c/2m$:

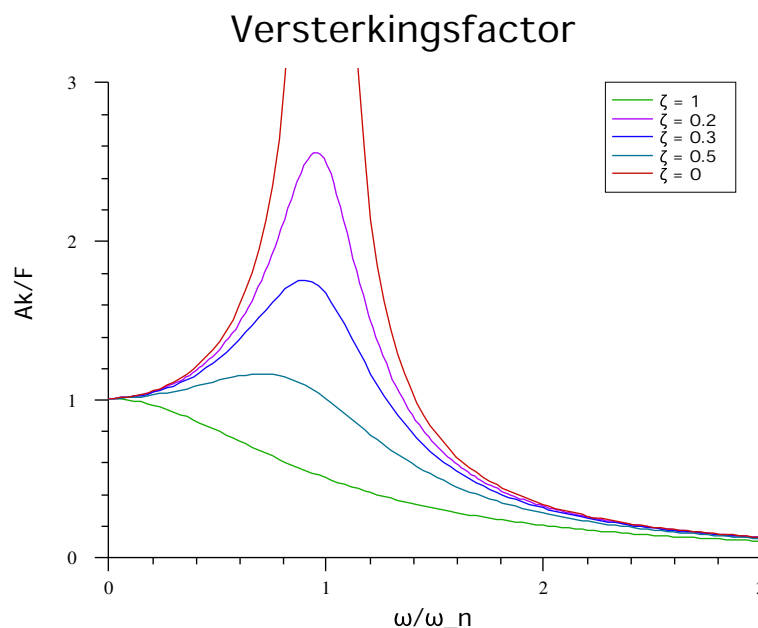
$$\tan \varphi = \frac{2u}{\omega_n^2 - \omega^2} \quad A = \frac{F/m}{\sqrt{(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + (2u\omega)^2}}$$

- in functie van de dempingscoëfficiënt ζ en de verhouding ω/ω_n :

$$\tan \varphi = \frac{2\zeta(\omega/\omega_n)}{1 - (\omega/\omega_n)^2} \quad A = \frac{F/k}{\sqrt{[1 - (\omega/\omega_n)^2]^2 + [2\zeta(\omega/\omega_n)]^2}}$$

Hierin komt F/k overeen met de statische uitrekking van de veer door een kracht F.

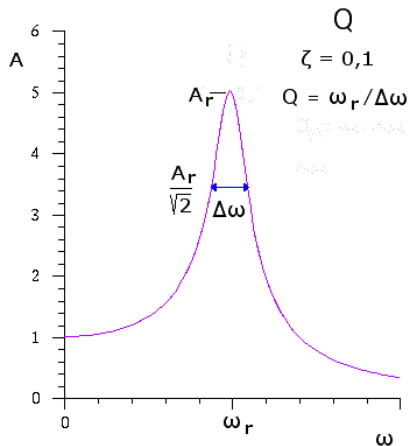
13.4.1 Resonantie



Figuur 13.8: Versterkingsfactor

Het is duidelijk dat de amplitude naar een maximum zal gaan als de pulsatie van de exciterende kracht ω gelijk wordt aan de natuurlijke pulsatie ω_n van het systeem. Dit verschijnsel heet **resonantie** (zie ook "Resonantie" in de Nederlandse Wikipedia). Als er geen demping is, $\zeta = 0$, dan dreigt A zelfs oneindig groot te worden! Het effect kan men best zien door de verhouding van de amplitude A over de statische uitrekking F/k uit te zetten als functie van de verhouding ω/ω_n . Men noemt de verhouding Ak/F de **amplitudeverhouding** of ook wel de **versterkingsfactor**. De formule hiervoor wordt eenvoudiger als men $\omega/\omega_n = r$ stelt:

$$\frac{Ak}{F} = \frac{1}{\sqrt{(1 - r^2)^2 + (2\zeta r)^2}}$$



Figuur 13.9: Kwaliteitsfactor

De maximale amplitude wordt bereikt voor een minimum van de functie onder het wortelteken in de noemer. Voor $\zeta = 0$ is dit duidelijk bij ω_r , de ω bij resonantie, gelijk aan ω_n . Voor $\zeta > 0$ verschuift dit minimum. Om het te bepalen moet de afgeleide van de functie gelijkgesteld worden aan 0. Men bekomt:

$$\omega_r = \omega_n \sqrt{1 - 2\zeta}$$

Juist zoals de eigenpulsatie van een gedempt systeem lager ligt dan de natuurlijke pulsatie, ligt ook hier de resonantiepulsatie lager dan de natuurlijke.

Het verloop van deze krommen wordt in de praktijk duidelijk getoond door een elektrische wasmachine die gaat droogzwieren. Hierbij wordt het toerental van de trommel van 0 opgevoerd tot 1000 t/min en meer. Bij stijgend toerental is er een punt (ergens tussen 300 en 500 t/min) waarop de machine het heftigst schudt. Boven dit toerental vermindert het schudden zeer sterk. Gelukkig voor de fabrikanten van wasmachines wordt dit ook zo voorspeld door de theorie. Het is dus soms veiliger als de trommel aan 1000 t/min draait dan aan 400 !

Het resonantiefenomeen treedt ook op bij elektrische kringen (zie opnieuw [Resonantie](#) in de Nederlandse Wikipedia). Het wordt volop gebruikt om bij analoge radio- en TV-toestellen één bepaalde zender uit te pikken. Men begint dan met 2 of 3 kringen, waarvan de resonantiefrequentie door het draaien aan de afstemknop afgestemd wordt op de frequentie van de een bepaalde zender. Deze kringen zorgen voor de koppeling tussen de versterkertrappen, zodat het signaal van de betrokken zender 100 tot 500 maal meer versterkt wordt dan dat van andere zenders. Het ontvangen signaal wordt dan omgevormd naar een vaste middenfrequentie. Daar wordt het opnieuw door 2 of 3 versterkertrappen gestuurd, die gekoppeld zijn door op resonantie afgestemde kringen. Zo wordt telkens opnieuw het gekozen signaal meer versterkt dan de andere signalen, totdat alleen het gekozen signaal nog door ons waargenomen wordt.

Men kan de resonantiepiek typeren door haar **kwaliteitsfactor** Q . Deze wordt gedefinieerd als de verhouding van het frequentieverschil tussen de punten waar de amplitude afgenomen is tot $1/\sqrt{2}$ ($=0,707$) maal de amplitude van de top, tot de frequentie van de top. Men kan dit opschrijven als:

$$\frac{1}{Q} = \frac{\Delta\omega_r}{\omega_r} = \frac{\Delta f}{f}$$

Men kan aantonen dat voor zwakke demping: $Q = 1/2\zeta$

De pianosnaar uit het hoger gebruikte voorbeeld zou hiermede een $Q = 820$ halen, wat voor een piano-snaar nog aan de lage kant is.

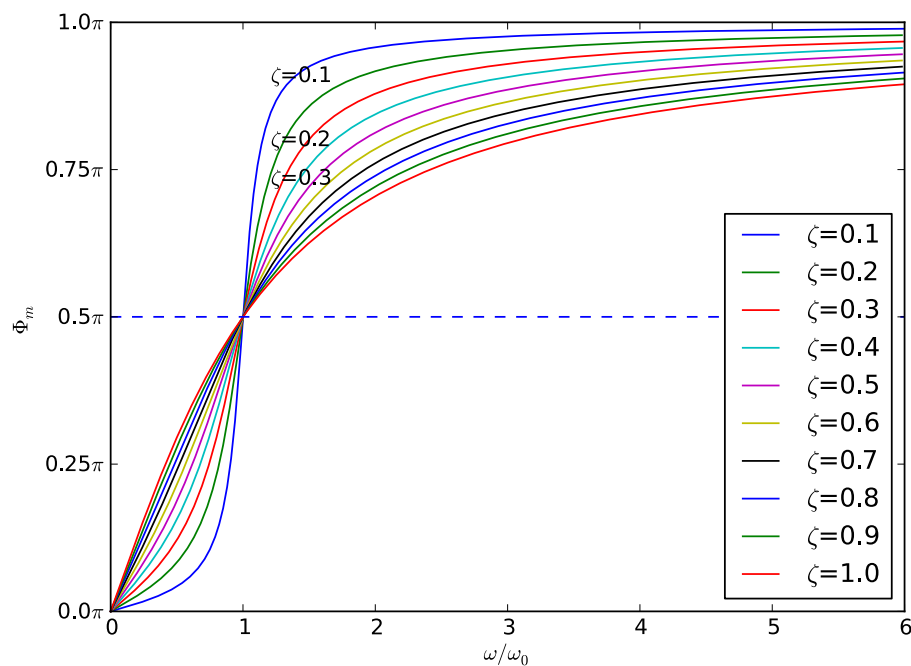
Op het internet zijn verscheidene Java-applets te vinden die het resonantiefenomeen illustreren. Zeer goed is het applet van Walter Fendt, te zien op zijn site:

http://www.walter-fendt.de/html5/phnl/resonance_nl.htm.

De **meest spectaculaire catastrofe** veroorzaakt door resonantie was het instorten van de Tacoma Narrows Bridge. Zie bv. nl.wikipedia.org/wiki/Tacoma_Narrows_Bridge. Tacoma is een stadje op een 100 km ten Zuiden van Seattle in de VS. Warm aanbevolen!

13.4.2 Fasehoek

De fasehoek (zie fig. 13.10) tussen aandrijvende kracht en reactie van de massa is ook wat aandacht waard. Als de frequentie van de aandrijvende kracht ver onder de resonantiefrequentie ligt, dan volgt de positie in fase met de aandrijvende kracht. Naarmate men de resonantiefrequentie nadert, komt er een faseverschil dat bij resonantie gelijk wordt aan 90° , onafhankelijk van de dempingsfactor. Maar het vermogen dat door de kracht afgegeven wordt, wordt bepaald door het vectorieel product van kracht met de snelheid: $P = \vec{F} \cdot \vec{v}$. De snelheid is 90° gedraaid t.o.v. de positie. Op het ogenblik van de resonantie wordt er dus maximaal energie in het systeem gepompt en dit verklaart natuurlijk het maximum van de amplitude. De veer treedt op als een medium dat (potentiële) energie kan opslaan, maar die deze potentiële energie voortdurend omwisselt voor kinetische.



Figuur 13.10: Fasehoek

Voor excitatie met frequenties hoger dan de resonantiefrequentie volgt de massa steeds minder en de fasehoek gaat snel naar 180° . Positie en aandrijvende kracht zijn in tegenfase, de snelheid staat loodrecht op de kracht.

De applets die op het einde van vorige paragraaf vermeld werden, besteden ook allen aandacht aan deze fasehoek.

13.4.3 Belasting van de bevestigingen

Als de veer sterk uitgerokken wordt, oefent ze natuurlijk een grote kracht uit op de massa maar ook op de bevestigingspunten. Een ideale veer beschouwt men als massaloos. Er moeten steeds gelijke en tegengestelde krachten op beide zijden van de veer werken zodat de totale som van de inwerkende krachten 0 is, anders krijgt de veer een oneindig grote versnelling.

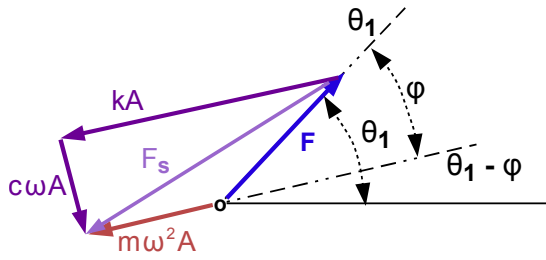
De differentiaalvergelijking werkt met de krachten die op de massa uitgeoefend worden. De bevestigingen moeten dezelfde krachten, in grootte en fase, op de veer uitoefenen als de veer en de demper op de massa. Daarom kan men voor de analyse van het probleem werken met de differentiaalvergelijking.

De verschillende krachten die op het systeem werken veranderen echter in de tijd volgens een harmonische functie. Men kan de waarden van die functie beschouwen als ontstaan door de projectie van een roterende vector op een as. Deze roterende vector kan men de **genererende vector** van die functie noemen. Wanneer men een sinus- of cosinusfunctie differentieëert, ontstaat een functie waarvan de grafiek 90° verschoven is t.o.v. die van de oorspronkelijke functie. Men kan dus zeggen dat die functie gegenereerd wordt door een vector die 90° gedraaid is t.o.v. de vector van de oorspronkelijke functie, in de zin waarin men de hoeken positief rekent. Tot dit besluit is men ook reeds gekomen bij de studie van de cirkelbeweging in het hoofdstuk over Kinematica (zie Kinematica: Toepassing: beweging op een cirkel - Normale en tangentiële versnelling 5.2.1.1)

Men kan nu alle grootheden beschouwen die in de differentiaalvergelijking voorkomen

Substitueert men in de differentiaalvergelijking

$$m\ddot{x} = -c\dot{x} - kx + F \sin(\omega t)$$



Figuur 13.11: Genererende vectoren in de differentiaalvergelijking

betrokken op de tweede richting:

- de kracht kA van de veer ligt volgens de 2e richting, maar het minteken ervoor betekent dat men de vector 180° graden moet draaien
- de kracht $c\omega A$ uitgeoefend door de demper is bepaald door een eerste afgeleide en moet dus 90° gedraaid worden t.o.v de 2e richting. Daar er ook een minteken voor staat, wordt het 90° linksom draaien t.o.v. de kracht van de veer
- het linkerlid, $m\omega^2 A$, is een tweede afgeleide en dus is zijn vector 180° gedraaid t.o.v. de 2e richting. Dit manifesteer zich ook in het minteken in die tweede afgeleide.

de oplossing $x(t) = A \sin(\omega t - \varphi)$, dan krijgt men:

$$-kx = -kA \sin(\omega t - \varphi)$$

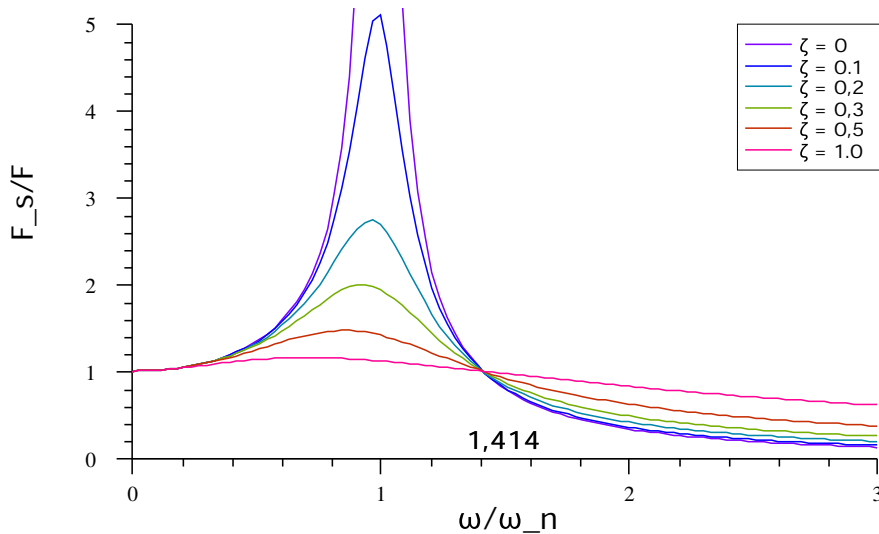
$$-c\dot{x} = -c\omega A \cos(\omega t - \varphi)$$

$$m\ddot{x} = -m\omega^2 A \sin(\omega t - \varphi)$$

Alle grootheden zijn met hun genererende vectoren voorgesteld in de figuur 13.11.

Op een gegeven ogenblik t_1 is $\omega t = \theta_1$. In de figuur komen 2 belangrijke richtingen voor: de richting bepaald door de hoek θ_1 en de hoek bepaald door de richting $\theta_1 - \varphi$. Alleen de kracht ligt volgens de eerste richting, alle andere vectoren zijn

Kracht op bevestiging



Figuur 13.12: kracht op bevestiging als functie van damping

De bevestigingen moeten zorgen dat veer en demper op hun plaats blijven. De kracht F_s op die bevestigingen is dus de som van de krachten van veer en demper.

$$F_s^2 = (Ak)^2 + (c\omega A)^2$$

Na enige uitwerking en invullen van de uitdrukking voor de amplitude A als functie van ω vindt men een uitdrukking voor deze kracht als functie van ω . Interessanter is echter de verhouding tussen deze kracht tot de aandrijvende kracht. In het Engels spreekt men van "transmissibility". Men vindt: $\frac{F_s}{F} =$

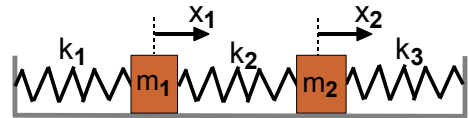
$$\sqrt{\frac{1 + (2\zeta r)^2}{(1 - r^2)^2 + (2\zeta r)^2}}$$

Voor de eenvoud van de formulering werd opnieuw $\omega/\omega_n = r$ gesteld. Deze uitdrukking lijkt sterk op de uitdrukking voor de verhouding Ak/F , alleen bevat de teller nu ook een term in r . Alle grafieken

beginnen in 1 en alle grafieken passeren opnieuw door 1 voor $r = \sqrt{2}$ ($=1,414$). Dit betekent dat men liefst zorgt dat het systeem werkt in de zone rechts van dit punt. Bemerkt ook dat, in die zone, de verhouding groter wordt met grotere damping. Dit is te begrijpen omdat de snelheid hier groter wordt. Uit vorige grafieken blijkt ook dat de aandrijvende kracht nog weinig energie in de veer pompt in dit gebied.

13.5 Multimodale trillingen

Een systeem van 3 veren en 2 massa's kan men op 2 manieren laten bewegen: men kan de eerste massa stil houden en de tweede bewegen of omgekeerd. Men zegt dat het systeem 2 vrijheidsgraden heeft. Systemen met meerdere vrijheidsgraden (zie ook in Virtuele arbeid (4.3)) kunnen ook op verscheidene manieren trillen. Men spreekt van **trillingsmodes**. In het Engels heten vrijheidsgraden "degrees of freedom", wat dikwijls afgekort wordt tot "DOF".



Figuur 13.13: Systeem met 2 vrijheidsgraden

Voor de eenvoud van de zaak worden volgende onderstellingen gemaakt:

- Alle veren hebben dezelfde onbelaste lengte
- wanneer het systeem in rust is, hebben alle veren hun onbelaste lengte.

De positie van elke massa wordt gegeven t.o.v. haar evenwichtspositie. Om te beginnen wordt de damping weggelaten. Op de eerste massa werkt een kracht van de eerste en de tweede veer. De lengte van de tweede veer wordt gegeven door $|x_2 - x_1|$.

$$m_1 \ddot{x}_1 = -k_1 x_1 + k_2 (x_2 - x_1) = -(k_1 + k_2) x_1 + k_2 x_2$$

Op de tweede massa werkt een kracht van de tweede en de derde veer:

$$m_2 \ddot{x}_2 = -k_2 (x_2 - x_1) - k_3 x_2 = k_2 x_1 - (k_2 + k_3) x_2$$

Voorbeeld

Als men verder onderstelt dat men twee gelijke massa's heeft en dat alle veren zelfde stijfheid hebben, dan krijgt men het stelsel:

$$\begin{aligned} m \ddot{x}_1 &= k(x_2 - 2x_1) \\ m \ddot{x}_2 &= k(x_1 - 2x_2) \end{aligned}$$

Men onderstelt nu dat de oplossing een harmonische trilling is met zelfde frequentie voor beide massa's maar eventueel verschillend amplitude: $x_1(t) = A_1 \cos \omega t$, $x_2(t) = A_2 \cos \omega t$

Vult men dit in in de vergelijkingen en deelt men $\cos(\omega t)$ weg, dan bekomt men:

$$\begin{aligned} (2k - m\omega^2)A_1 - kA_2 &= 0 \\ -kA_1 + (2k - m\omega^2)A_2 &= 0 \end{aligned}$$

Dit is een stelsel van 2 vergelijkingen in de onbekende A_1 en A_2 . Daar het rechterlid 0 is, moet de determinant 0 zijn om een oplossing verschillend van 0 te hebben:

$$(2k - m\omega^2)(2k - m\omega^2) - k^2 = m^2\omega^4 - 4km\omega^2 + 3k^2 = 0$$

Men vindt als oplossingen voor ω^2 : $\omega_1^2 = k/m$, $\omega_2^2 = 3k/m$

Dit systeem heeft dus 2 natuurlijke trillingsmodes met de 2 natuurlijke frequenties:

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}}, \quad f_2 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{3k}{m}}$$

Substitueert men de eerste oplossing terug in het stelsel voor de amplitudes, dan krijgt men dat $A_1 = A_2$. Beide massa's bewegen in fase. Beide massa's bewegen samen naar links of naar rechts. Met de tweede wortel bekomt men dat $A_1 = -A_2$. Beide massa's bewegen in tegenfase en sneller, want de inwerkende krachten zijn nu groter. Als de ene massa naar rechts beweegt, beweegt de andere naar links.

13.5.1 Algemene aanpak

Meer algemeen kan men de vergelijkingen in een matrix vorm gieten:

$$\begin{bmatrix} m_1 & 0 \\ 0 & m_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{x}_1 \\ \ddot{x}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_1 + k_2 & -k_2 \\ -k_2 & k_2 + k_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \end{bmatrix}$$

Volledig algemeen kan men dit opschrijven als:

$$[M] \ddot{x} = [K] x$$

De eerste matrix noemt men de **traagheidsmatrix**, de tweede de **stijfheidsmatrix**. Beide zijn symmetrische matrices. Als er damping aanwezig is, wordt een dempingsmatrix x de snelheden toegevoegd, maar dan wordt de oplossing via matrixrekenen veel moeilijker.

In een algemene benadering zal men deze matrices opstellen door te vertrekken van de vergelijkingen van Lagrange (8), of toch minstens van de kinetische energie T en de potentiële energie V . Dan worden de elementen van de traagheidsmatrix gehaald uit de kinetische energie:

$$m_{ij} = \frac{\partial^2 T}{\partial \dot{q}_i \partial \dot{q}_j}$$

De elementen van de stijfheidsmatrix worden dan gehaald uit de potentiële energie:

$$k_{ij} = \frac{\partial^2 V}{\partial q_i \partial q_j}$$

Daar beide matrices symmetrische matrices zijn, is het voldoende om de elementen van de diagonaal en een boven- of benedendriehoek uit te rekenen. Op deze manier kunnen ook systemen als een dubbele of driedubbele slinger eenvoudig behandeld worden.

Voor het voorbeeld hierboven krijgt men bv.

$$\begin{aligned} -T &= (m_1 \dot{x}_1 + m_2 \dot{x}_2)^2 / 2 \\ -V &= k_1 x_1^2 / 2 + k_2 (x_2 - x_1)^2 / 2 + k_3 x_2^2 / 2 = (k_1 + k_2) x_1^2 / 2 - k_2 x_1 x_2 + (k_2 + k_3) x_2^2 / 2 \end{aligned}$$

Men kan gemakkelijk zien dat dit tot de bovenstaande matrices zal leiden.

Onderstelt men een oplossing van de vorm $|x| = |A| \cdot e^{i\omega t}$, met $|A|$ de vector van de amplitudes van de verschillende verplaatsingen, dan krijgt men na substitutie het stelsel:

$$\omega^2 [M] |A| = [K] |A|$$

Indien alle massa's dezelfde zijn (zoals in het voorbeeld hierboven) dan herleidt de traagheidsmatrix zich tot een factor m :

$$\omega^2 m |A| = [K] |A|$$

Dit is duidelijk een eigenwaardeprobleem in $m\omega^2$ (zie over eigenwaarden ook: Voorwerpendynamica: Het diagonaliseren van de traagheidstensor (7.3.13.3)) In het algemene geval zal men het probleem herleiden tot een eigenwaardeprobleem door links te vermenigvuldigen met M^{-1} :

$$[M]^{-1} [K] |A| = \omega^2 |A|$$

Bij het voorbeeld werd de vergelijking voor ω^2 opgelost. voor matrices van een hogere orde zal men beroep doen op numerieke procedures om de inverse van de traagheidsmatrix, het matrixproduct en de eigenwaarden van dat product te berekenen.

De trillingsmodes die bij de eigenwaarden horen, noemt men de **normale trillingsmodes**. Men kan aantonen dat deze normale trillingsmodes een basis vormen in de ruimte van de verplaatsingen. Alle mogelijke trillingen van een systeem kunnen dus beschreven worden als lineaire combinaties van deze normale trillingsmodes.

Een inleiding tot de verdere behandeling kan men vinden in de Engelse Wikipedia onder [Vibration: Multiple degrees of freedom systems and mode shapes](#) of in teksten over lineaire algebra. Een grondige wiskundige bespreking kan men vinden in [\[goldstein\]](#).

Op het web zijn een verscheiden voorbeelden te vinden van systemen die in verschillende modes trillen. Op de link die hierboven gegeven werd toont men een ingeklemde staaf die op 6 verschillende manieren kan trillen. Een mooie verzameling van allerhande trillende voorwerpen, ketting, koord, membraan, baseballknuppel, bierflesje, guitar, kan men vinden op de site van Dan Russell, Kettering University, <http://paws.kettering.edu/~drussell/demos.html>. Zie onder "Vibrational Modes of Continuous

Systems". Zie op dezelfde site ook naar de 3 modes van slingeren van een ketting van paperclips (<http://paws.kettering.edu/~drussell/Demos/HangChain/HangChain.html>) of de dynamisch absorber (<http://paws.kettering.edu/~drussell/Demos/absorber/DynamicAbsorber.html>)

Tenslotte moet hier misschien ook nog het eigenaardige gedrag van zwak gekoppelde oscillatoren vermeld worden, zoals kort besproken in Lagrange: Gekoppelde slingers (8.4.2).

13.6 Afleidingen

Er rest nog de afleidingen te geven voor de amplitude en de fasehoek bij een gedwongen trilling. Men kan dit op 2 manieren aanpakken. De eerste manier onderstelt dat de oplossing van de vorm $x_p(t) = A \sin(\omega t - \varphi)$ is. Men substitueert deze oplossing in de differentiaalvergelijking en leidt daaruit dan de uitdrukkingen voor A en φ af. De tweede, meer wiskundige aanpak, schakelt over op complexe getallen en leidt daarmee, zonder onderstellingen, de betrekkingen af.

13.6.1 Eerste afleiding

Hierbij substitueert men de oplossing $x(t) = A \sin(\omega t - \varphi)$ in de differentiaalvergelijking. Men bekomt dan:

$$-m\omega^2 A \sin(\omega t - \varphi) + \omega c A \cos(\omega t - \varphi) + k A \sin(\omega t - \varphi) = F \sin \omega t$$

of, met $k/m = \omega_n^2$:

$$(\omega_n^2 - \omega^2) A \sin(\omega t - \varphi) + \omega(c/m) A \cos(\omega t - \varphi) = (F/m) \sin \omega t$$

Schakelt men over op de dempingscoëfficiënt ζ dan krijgt men:

$$(\omega_n^2 - \omega^2) A \sin(\omega t - \varphi) + 2\zeta\omega\omega_n A \cos(\omega t - \varphi) = (F/m) \sin \omega t$$

Men beschouwt nu 2 speciale waarden van de hoek:

- $\omega t - \varphi = \pi/2$. Op dat ogenblik is $\sin(\omega t - \varphi) = 1$ en $\cos(\omega t - \varphi) = 0$. Men krijgt:

$$(\omega_n^2 - \omega^2) A = (F/m) \cos \varphi$$

Neemt men de stand waarbij $\omega t - \varphi = 0$, dan krijgt men:

$$2\zeta\omega\omega_n A = (F/m) \sin \varphi$$

Op deze manier heeft men 2 vergelijkingen in de onbekende A een φ . Men verwijdert φ door beide vergelijkingen te kwadrateren en op te tellen:

$$[(\omega_n^2 - \omega^2)^2 + (2\zeta\omega\omega_n)^2] A^2 = (F/m)^2$$

Door beide vergelijkingen lid aan lid te delen, krijgt men de uitdrukking voor φ :

$$\tan \varphi = \frac{2\zeta\omega\omega_n}{\omega_n^2 - \omega^2}$$

Als men teller en noemer deelt door ω_n^2 bekomt men de hoger gegeven formule. Bij de uitdrukking voor A kan men beide leden delen door ω_n^2

13.6.2 Tweede afleiding

Bij deze tweede afleiding doet men beroep op de complexe getallen. Men vervangt x in de vergelijking door $z = x + iy$ en $F \cdot \sin \omega t$ door $F e^{i\omega t}$. Aan de vergelijking zal voldaan zijn als de reële delen van beide leden gelijk zijn en als de imaginaire delen aan elkaar gelijk zijn. Invullen in de differentiaalvergelijking levert

$$m\ddot{z} + c\dot{z} + kz = F e^{i\omega t}$$

Men schrijft nu z als $A \cdot e^{i(\omega t - \varphi)}$, vult dit in en werkt uit. Men krijgt:

$$-mA\omega^2 + i c A \omega + k A = F e^{i\varphi}$$

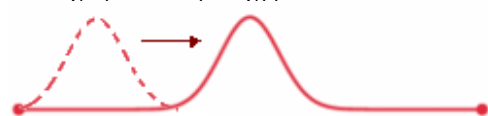
Het reëel deel hiervan is: $-mA\omega^2 + kA = F \cos \varphi$

Het imaginair deel is: $cA\omega = F \sin \varphi$

Hiermede heeft men hetzelfde stelsel van 2 vergelijkingen in 2 onbekenden zoals hierboven en volgt men verder dezelfde weg.

13.7 Continue media

Bij een snaar van een piano of gitaar kan men niet meer spreken over afzonderlijke massa's die verbonden zijn door veren. Men heeft dan een continue massaverdeling en de matrixaanpak moet vervangen worden door een differentiaalvergelijking. Typisch voor deze is dat ze bestaat uit een combinatie van een partiële afgeleide naar de tijd en een partiële afgeleide naar de positie. Het is dus een totaal ander type van differentiaalvergelijking dan hierboven. Voor een snaar is het:

$$\frac{\partial^2 f(x, t)}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 f(x, t)}{\partial t^2}$$


Figuur 13.14: Lopende golf

Bij golven in een continu medium onderscheidt men **lopende** en **staande golven**. Bij lopende golven verschuift het golfpatroon over het medium, bij staande golven blijft het patroon ter plaatse.

Een lopende golf kan men gemakkelijk opwekken in een gespannen touw waarop men een korte slag geeft. Voor een animatie hiervan, zie "Trillingen"¹ in de webversie van dit boek.

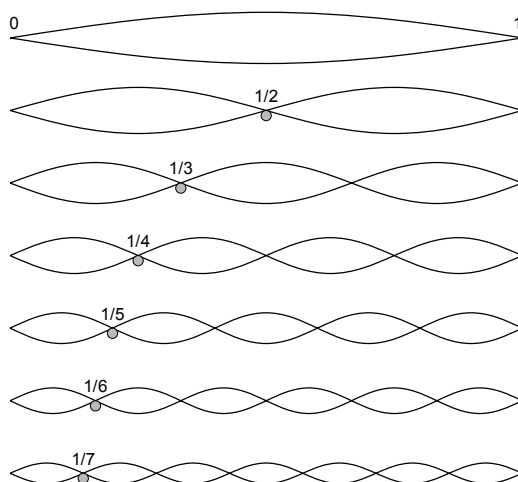
Deze golven beantwoorden aan een functie van de vorm $y=f(x-vt)$, waarbij de voortplantingssnelheid gegeven wordt door:

$$v = \sqrt{\frac{T}{m}}$$

met T = de spanning en m = de massa per lengte-eenheid (totale massa/lengte).

Aan een vast eindpunt treedt een reflectie op waarbij de fase van de golf omgekeerd wordt. Bij een vrij uiteinde treedt ook een reflectie op zonder faseomkering. En ook bij elke overgang naar een medium met een andere samenstelling van het medium treedt een gedeeltelijke reflectie op. Dit alles is aanschouwelijk gemaakt op de site van Dan Russell, Kettering University,

<http://paws.kettering.edu/~drussell/Demos/reflect/reflect.html>



Figuur 13.15: Staande golven

¹http://nl.wikibooks.org/wiki/Klassieke_Mechanica/Trillingen#Continue_media

Wanneer er meer golven zijn, dan ontstaat een interactie tussen de originele en de weerkaatste golven. Dit kan leiden tot **staande** golven. De plaatsen waar er geen verplaatsing is van het medium, de **knopen**, en de plaatsen met maximale uitwijking, de **buiken**, blijven dan ter plaatse. Voor een animatie hiervan, zie de webversie op URL hierboven gegeven. De beweging wordt dan beschreven door een functie die bestaat uit het product van een functie van de plaats met een functie van de tijd. Als beide eindpunten vast zijn, moet er aan beide eindpunt een knoop liggen. Dit beperkt het aantal mogelijke oplossingen. Voor een harmonische vervorming blijft alleen een sinusfunctie over, want alleen die wordt $\sin(0) = 0$. Daar verder ook moet gelden dat $\sin(l) = 0$ is, moet $l = n\pi$. Dit leidt tot een oplossing van de vorm:

$$y_n(x, t) = A \sin\left(\frac{n\pi}{l}x\right)[C_1 \sin(\omega_n t) + C_2 \cos(\omega_n t)]$$

met $\omega_n = cn\pi/l$ en $c = \sqrt{T/m}$. De functie tussen de rechte haken bepaalt hoe snel de buiken op en neer bewegen, de functie ervoor hoeveel er zijn en hoe hoog (of breed) de beweging is

De waarde van de frequentie $f = \omega_1/2\pi$ horend bij $n=1$ noemt men de grondfrequentie, de andere de boventonen of harmonischen. In bijgaande figuur worden de uiterste standen getekend. In de praktijk zal de beweging van een snaar bepaald worden door een som van bewegingen van verschillende frequenties. Op het internet zijn vele applets te vinden met animaties van golven. Zoek met "vibrating string" of "standing waves".

Referenties

Volgende figuren werden ontleend aan Wikimedia Commons (<http://commons.wikimedia.org/wiki/>):

- de figuur 13.3 is een spiegeling van File:Mass_spring_damper.svg
- figuur 13.10 is File:Relative_Phase.svg
- de figuur "Staande golven" is File:Harmonic_partials_on_strings.svg

Bibliografie

- [beer] Beer, Ferdinand P.; Johnston, E. Russell (Jr.) ; Eisenberg, Elliot R. (2007) *Vector mechanics for engineers : statics* (SI Units), 8th ed., Singapore : McGraw-Hill, ISBN 978-007-125765-7 (paperback), 599p.
Beer, Ferdinand P.; Johnston, E. Russell (Jr.) ; Eisenberg, Elliot R. (2007) *Vector mechanics for engineers : dynamics* (SI Units), 8th ed., Singapore : McGraw-Hill, ISBN 978-007-125875-3 (paperback), 686 p.

Twee boeken in dezelfde trant als Meriam. Veel voorbeelden en opgaven met uitkomsten. De titel is eigenaardig.

- [berkeley] Kittel, Charles ; Knight, Walter D.; Ruderman, Malvin A.; rev. by A. Carl Helmholz e.a. (1973) *Mechanics*, Berkeley physics course vol. 1, 2nd ed., New York (N.Y.): MacGraw-Hill, ISBN 0-07-004880-0, 426 p.
Franse vertaling: Kittel, Charles ; Knight, Walter D.; Ruderman, Malvin A.; trad. de l'anglais par Pierre Lallemand (1979) *Mécanique*, cours de physique ; 1, Paris : Colin, Collection U, 481 p.

Een boek dat geschreven is om begrijpelijk te zijn voor iedereen die hoger onderwijs aankan. Op het einde zijn een paar hoofdstukken bijgevoegd over speciale relativiteit (Lorentz transformatie) het meten van de lichtsnelheid en het meten van het verschil tussen gravitiemassa en traagheidsmassa. Veel illustraties.

- [collinson] Collinson, C. D. (1980) *Introductory mechanics*, London : Arnold, ISBN 0-7131-2786-4

Uitgebreid hoofdstuk over centrale kracht: satellieten en scattering. Lorentz transformatie

- [fowles] Fowles, Grant R.; Cassiday, George L. (2005) *Analytical mechanics*, 7th ed., Belmont : Thomson/Brooks/Cole, ISBN 978-0-534-40813-8 (paperback), 0-534-40813-3 (paperback), 514 p.

514 p. + appendices (elementen van algebra en analyse), uitkomsten en index. Behandelt ook vergelijkingen van Hamilton en iets over chaos. Uitgewerkte oefeningen in Mathcad en Mathematica (o.a. valbeweging in fluïdum)

- [goldstein] Goldstein H. (1980) *Classical Mechanics*, 2nd. ed., Addison-Wesley. ISBN 0-201-02918-9, 672 p.

Nog altijd een grote klassieker. Theoretisch en wiskundig. Slechts een 10% is op het niveau van deze introductie. Wordt vertaald in verscheidene talen, o.a. in het Frans als "Mécanique classique" bij Presses Universitaires de France, 421 p.

- [gruber] Gruber, Christian; Benoit, Willy (1998). *Mécanique générale*, 2e éd., rev. et augm, Lausanne, Presses polytechniques et universitaires romandes, Collection Physique, ISBN 2-88074-305-2, 736 p.

Cursus van de Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, de grote ingenieursschool voor Franssprekenden in Zwitserland. In de vorm van een cursus: stellingen gevolgd door bewijs. Vrij uitgebreid en interessant werk o.a. omdat het voor sommige punten toch een andere benadering volgt dan de Engelstalige werken, die bij ons de toon zetten. Zo is er

de notie van torseur en de mooie synthese van "équivalence des torseurs", hier gebracht als "Equivalent vector systems". Hier werd dit onderwerp echter zo gepresenteerd dat men op het einde van het hoofdstuk voor 99% zeker is dat men alle mogelijke situaties onder ogen genomen heeft. Ook is er, op verscheidene plaatsen, de aandacht voor mogelijk gebruik van de verplaatsingsformule, die in de Engelstalige literatuur onbekend lijkt.

- [jong] Jong, I. C.; Rogers, B. G. (1991) *Engineering Mechanics: Dynamics*, Oxford - New York, Oxford University Press, ISBN 978-0-19-517138-9, 934 p.
Standaard tekstboek met verscheidene appendices en uitkomsten van de oefeningen. Bevat een paar Basic programma's, o.a. voor het oplossen van een lineair stelsel. Dit is thans echter reeds mogelijk in de meeste rekenmachientjes.

- [kibble] Kibble, Tom W. B.; LinkBerkshire, Frank H. (2005) *Classical mechanics*, 5th ed., repr., London : Imperial College Press, ISBN 1-86094-435-3 (paperback), 478 p.

Dynamica met ook de vergelijkingen van Hamilton en iets over chaos

- [matzner] Matzner, Richard A.; LinkShepley, Lawrence C. (1991) *Classical mechanics*, Englewood Cliffs (N.J.): Prentice Hall, ISBN 0-13-138272-1, 245 p.

- [meriam] Meriam, J. L.; LinkKraige, L. G. (1993) *Engineering mechanics 1 : Statics*, 3rd ed., SI version, New York (N.Y.): Wiley, ISBN 0-471-59272-2, 522 p.
Meriam, J. L.; LinkKraige, L. G. (1993) *Engineering mechanics 2 : Dynamics*, 3rd ed., SI version, New York (N.Y.): Wiley, ISBN 0-471-59273-0, 719 p.

Typische cursus voor Amerikaanse "undergraduate" (= eerste 2 jaar aan universiteit) ingenieurstudenten. Matig wiskundig, gericht op de praktijk met veel voorbeelden en oefeningen.

- [ruina] Andy L. Ruina, Rudra Pratap (2008) *Introduction to Statics and Dynamics* Pre-print for Oxford University Press, 993 p.
Er bestaat ook een pdf versie: <http://ruina.tam.cornell.edu/Book/RuinaPratap1-15-13.pdf>. Deze versie is ook op verscheidene andere sites te vinden. Boek met zeer veel voorbeelden en oefeningen. Wijkt op verscheidene plaatsen af van de klassieke presentaties, maar geeft alleen de elementaire dynamica van voorwerpen

- [smith] Smith, Charles E (1976) *Applied mechanics : statics*, New York (N.Y.): Wiley, ISBN 0-471-80460-6, 200 p.
Applied mechanics : dynamics, ISBN 0-471-80178-X, 184 p.
Applied mechanics : more dynamics, ISBN 0-471-79996-3, 244 p.

Het laatste boek gaat over algemene rotatie, virtuele arbeid en trillingen.

Index

- aangrijpingspunt
 - resultante samenlopende kr., 34
 - resultante vlak systeem, 33
 - v. gewicht, 31
 - v. resultante, 30
 - van traagheidskrachten, 222
- aantrekkingskracht
 - v. gravitatie, 133
- aarde, 133, 237, 245, 247
 - niet raken met satellietbaan, 247
- absolute beweging, 94
- actie-reactiewet, 44, 45, 116, 122, 150
- afstand
 - langs baan, 76
 - op helling, 86
 - stopafstand, 80
- aphelium, 242
- apogeum, 242, 244, 245, 248
- arbeid
 - bij rotatie, 156
 - definitie, 129
 - door kracht, 128
 - door wrijvingskracht, 130, 212, 213
- Archimedes, 73
- as
 - grote as v. ellips, 241, 242, 245–247
 - kleine as v. ellips, 242, 245
- assenkruis, 19
 - bewegend, 95
 - bolcoördinaten, 102
 - differentiëren in roterend, 99
 - keuze bewegend, 96
 - keuze bij virtuele arbeid, 68
 - linksdraaiend, 19
 - orthonormaal, 102
 - poolcoördinaten, 88
 - rechtsdraaiend, 19
 - roterend, 96, 97, 100, 101
 - translerend, 96, 100
 - vast, 96, 97
- attractor, 141
- Atwood
 - slinger van A., 139
 - toestel van A., 139
- auto
 - afremmend, 159
 - ESP, 161
 - in bocht, 160
 - onderstuur, 160
 - overstuur, 160
 - rotatiecentrum, 106
 - versnellend, 158
 - voorwiel- vs achterwielaandrijving, 161
 - voorwielaandrijving, 159
- baan
 - v. hemellichaam, 244
- baanimpulsmoment, 146
- balans, 69
- basis, 17
 - orthogonale basis, 17
 - orthonormale basis, 17
- behoud
 - strikt b. v.energie, 132
 - uitgebreid bv. energie, 132, 136
 - v. energie, 125, 196, 239, 249
 - v. impulsmoment, 153, 231, 232, 239, 246, 250
 - v. impulsmoment(algem.), 173
 - v. impulsmoment: proef, 173
 - v. impulsmoment: voorbeeld, 153
 - v. kinet.energie, 230
 - van impuls, 124, 125, 132
- benadering
 - van sin x, 254
- bewegend assenkruis
 - keuze, 96
- bewegend systeem, 94, 221
- beweging
 - absolute, 94
 - eenparig, 78
 - eenparig versneld, 78
 - eenparige cirkelbeweging, 78
 - harmonische, 253
 - langs kromme, 78
 - relatieve, 94
 - vlakke, 148
- bewegingsvergelijking, 200
 - blokje in buis, 198
 - massa aan veer, 196
- biljartbal
 - botsing v., 226
- Binet
 - formule v., 240, 249
- bolcoördinaten, 102, 133
- bolscharnier, 41
- botsing, 124, 225
 - botsingslijn, 225
 - botsingsvlak, 225
 - centrale, 225, 229
 - cilinder tegen helling, 232

- elastische, 226, 228
- en wrijvingskracht, 232
- energieverlies, 232
- excentrische, 225
- in systeem verbonden aan mc., 228
- inelastisch, 226
- ontspanningsfase, 225
- rechte, 225
- restitutiecoëfficiënt, 225
- rotatie-effect, 231
- samendrukkingsfase, 225
- schuine, 225, 230, 233
- staaf en kogel, 231
- tussen voorwerpen, 231
- v. effectbal, 232
- volkomen elastisch, 226
- weke, 226
- botsingstijd, 125
- botsingsvlak, 230
- brandpunt, 241, 242, 246, 249
- buiging
 - v. ingeklemde balk, 58
 - van balk, 56
- chaos, 138
 - deteminische ch., 138
 - magnetische slinger, 139
 - niet-lineaire diff.vgl., 138
- cilinder
 - botsend tegen helling, 232
- cirkel
 - osculerende, 82
- cirkelbeweging, 77, 92, 93, 95
 - constante hoekversnelling, 79
 - eenparige, 78
 - vs. rotatie, 82
- coördinaat
 - cartesische, 81
 - cyclische, 195, 199
 - veralgemeende, 63, 191
- contact
 - glijdend, 96
 - meervoudig, 48
 - met omgeving, 117
 - vrij contact, 40
- corioliskracht, 101
- coriolisversnelling, 91, 100, 101, 199
 - baan v. bal op draaiende schijf, 101
- cyclische permutatie, 18, 20
- cycloïde, 105, 108
- d'Alembert, 73
 - prinipe van d'A., 192
- decrement
 - logaritmisch d., 259
- demping
 - kritische d., 256
 - ondergedempte, 258
 - overdemping, 256
- dempingscoëfficiënt, 256
- experimenteel bepalen, 260
- viskeuze d., 255
- determinisme
 - en chaos, 138
- diagonaliseren
 - van matrix, 186
- differentiaal, 25
- differentiaalvergelijking
 - 2e orde, 252
 - en chaos, 138
 - homogene, 252
 - lineaire, 252
 - particuliere opl., 254
- dimensie, 16
- doorbuiging
 - zie buiging, 53
- draagwijdte
 - van worp, 83
- draaizin, 18
 - positieve d. in assenkruis, 18
- drag coefficient, 218
- druk, 50
- Eötvös effect, 102
- eenheden
 - coherente eenheden, 16
 - eenhedenstelsels, 15
 - MKS-stelsel, 16
- eenheidsvector
 - afgeleide, 103
- eenparig
 - versnelde beweging, 78
- eenparige beweging, 78
- effectbal, 232
- eigenfunctie, 252
- eigenvector, 186
- eigenwaarde, 186, 266
- eindsnelheid, 218, 219
- elasticiteitsgebied, 56
- elasticiteitsmodulus, 56
- ellips, 241, 242, 244, 246
 - oppervlakte, 243
 - parametervergelijking, 249
- Ellipsoïde, 168
 - traagheidsellipsoïde, 182
- energie
 - behoud v., 125, 196, 227, 239, 249
 - behoud v. kinet. energie, 230
 - kinetische, 132, 156, 193, 198
 - kinetische, algem. rotatie, 172, 189
 - mechanische, 130, 132
 - potentiële, 68, 135, 194, 198
 - potentiële bij rotatie, 157
 - potentiële v. aantrekkingskracht, 133
 - potentiële v. gravitatie, 133
 - potentiële v. veer, 134
 - potentiële, 2e definitie, 131
 - potentiële, berekeningen, 133
 - potentiële, definitie, 131
 - potentiële, ijking, 131

strikt behoud v., 132
 totale e., 249
 totale e. v. hemellichaam, 247, 248
 uitgebreid behoud v., 132, 136
 verlies bij botsing, 232
 energiestelling
 1 massa, 128
 meerdere massa's, 129
 equivalentie, 27
 v. rotaties, 111
 van krachten, 29
 ESP, 161
 Euler
 hoeken van E., 181
 vergelijkingen v., 171
 Euler-Bernoulli vergelijking, 57
 evenwicht
 dynamisch, 200, 201, 221
 hyperstatisch, 42
 hypostatisch, 42
 isostatisch, 42
 onbepaald, 42
 onmogelijk, 42
 onvervormbaar voorwerp, 38
 samengestelde voorwerpen, 44
 strikte evenwichtsvoorwaarde, 42
 vervormbaar systeem, 44, 47
 evenwichtsvoorwaarde
 bij virtuele arbeid, 66
 excentriciteit, 239, 241, 243, 244, 247
 excitatie, 260

 fasehoek, 253, 262
 faseruimte, 141
 foci
 van ellips, 242
 frequentie
 van trilling, 253

 Galileo, 73
 proef v., 220
 getijden, 238
 golfbal, 88, 219
 gravitatie
 algemene, 131
 potentiële energie, 239
 gravitatiemassa, 138
 gyratiestraal, 182
 gyroscopisch effect, 166, 167

 hangbrug, 54
 hefboom, 71
 hoeksnelheid, 22, 77, 114
 hoekversnelling, 77
 constante hoekversnelling, 79
 Hohmann
 overgangsbahn v. H., 248
 hoofdtraagheidsas, 166, 168
 en kinetische energie, 172
 kenmerken, 168

hoofdtraagheidsassenkruis, 166
 Hooke
 wet van H., 56
 hyperbool
 als kegelsnede, 241
 baan bij afstoting, 249
 hyperstatisch, 42
 hypostatisch, 42
 hysteresis, 216

 impuls, 122
 behoud v., 124, 125, 132
 veralgemeende, 194
 impulsmoment, 153, 164–166, 170
 behoud v., 153, 156, 231, 232, 239, 244, 246, 250
 behoud v. (algem.), 173
 behoud v.: proef, 173
 bij centrale kr., 240
 geen behoud, 154
 met traagheidstensor, 165
 voorbeeld behoud, 153
 vrij bewegend vwp, 146, 153
 impulsmomentstelling, 233
 1 vwp (eendim.), 153
 meerdere vwp (eendim.), 153
 impulsstelling, 231, 233
 1 massa, 123
 meerdere massa's, 124
 impulswet, 231
 inertiemassa, 138
 inklemming, 41
 isostatisch, 42

 Joule, 129

 König
 eerste wet, 146, 153, 170, 232
 tweede wet, 147, 156, 172, 178, 238
 kaapstander, 215
 kabel
 evenwicht, 53
 kantelen, 211
 kegelsnede, 241
 Kepler, 246
 derde wet, 246
 drie wetten, 246
 tweede wet, 246
 ketting
 evenwicht, 53
 kettinglijn, 55
 keukenbalans, 69
 kinetische energie, 132, 156, 177, 178, 193, 198, 238
 algem. rotatie, 172
 definitie, 129
 v. hemellic. op cirkelbaan, 239
 v. hemellichaam, 245
 knooppunt, 50
 fictief, 49

- kogellager, 217
- koppel, 28, 155, 167
 - fietser in bocht, 167
 - moment, 28
 - van rotaties, 113
- kracht
 - aangrijpingspunt, 117, 120, 147
 - aantrekkingskracht, 133
 - actieve, 42, 192
 - actieve k. bij virtuele arbeid, 62
 - afstotingskracht, 249
 - arbeid v., 128
 - centrale, 238, 239
 - conservatieve, 130
 - en massacentrum, 145
 - equivalentie, 29
 - evenwijdige krachten, 30
 - gravitatiekracht, 238
 - inwendige, 124, 129, 192
 - koppel, 28
 - middelpuntvliedende, 101, 168, 176, 202, 222, 238
 - minteken bij veerkracht, 134
 - moment, 20
 - moment t.o.v. as, 148
 - niet-potentiaalkrachten en lagrangiaan, 194
 - normaalkracht, 203
 - op bocht in buis, 126
 - potentiaalkracht, 68, 130
 - reactie, 40
 - reactiekracht, 68
 - samenlopende, 34, 40
 - tekenen v., 117, 120
 - uitwendige, 124, 129
 - veralgemeende, 193
 - verbindingskracht, 40
 - verschuiven over drager, 29
 - vlak systeem, 33
- krachtveld, 202
 - centraal, 238, 240
 - met rotor, 130
 - van traagheidskrachten, 222
- krik, 71
- kromtemiddelpunt, 82, 93
- kromtestraal, 57, 82
- Kroneckerdelta, 188
- kwaliteitsfactor, 262
- Lagrange, 191
 - methode v., 38, 240
 - vergelijking, 1e vorm, 192, 194
 - vergelijking, 2e vorm, 194
 - vergelijking, 3e vorm, 194
- lagrangiaan, 194, 195, 198, 200, 240
- lanceerpositie
 - v. satelliet, 243
- lijmklem, 209
- luchtweerstand, 88, 219
- maan, 237
- massa
 - gereduceerde, 238
 - gravitatiemassa, 138
 - traagheidsmassa, 138
- massacentrum
 - behoud van impuls, 146
 - bepaling, 144
 - beweging t.o.v. mc, 145
 - botsing in syst. aan mc, 228
 - eigenschappen, 145
 - en kinetische energie, 146
 - en Steiner, 151
 - symmetrieas, 145
 - symmetrievlak, 145
 - transl. energie, 238
 - van 2 hemellichamen, 237
- massadebiet, 126
- matrix
 - diagonaliseren, 186
- MKS-stelsel, 16
- mof, 41
- moment, 199
 - arbeid v., 156
 - berekening, 20
 - bij scharnier, 41
 - t.o.v. as, 148
 - van koppel, 28
 - van kracht, 20
- momentenvergelijking, 152, 200, 206, 209, 212
 - bij 1-D rotatie, 151, 152
 - bij 3-D rotatie, 174, 175, 178
- nabla-operator, 130
- Navier-Stokes
 - formule v., 218
- Newton, 246
 - derde wet, 116
 - eerste wet, 116
 - historische nota, 128
 - notatie van N., 102
 - tweede wet, 116
 - wet van N., 37, 108, 117, 128, 150, 151, 163, 176, 179, 192
 - wet van N. toepassen, 117
 - wet van N.: controle, 118
 - wieg v., 227
- nutatie, 182
- omlooptijd
 - numeriek vb., 247
 - op overgangsbasis, 248
 - v. hemellichaam, 245–247
- ontsnappings snelheid, 133, 244
- ontspanningsfase, 225
- operator
 - D-operator, 252
 - voor differentiëren in rot. assenkruis, 99, 102, 113
- oppervlaktetraagheidsmoment, 56
- overgangsbasis

- voor satelliet, 248
- parabool
 - als kegelsnede, 241
 - hoge, 84
 - lage, 84
 - veiligheidsparabool, 85
- parameterkromme, 65, 102, 201
- parameternet, 64, 65
- percussiecentrum, *zie* slagcentrum
- perigeum, 242, 244, 245, 248
- perihelium, 242
- periode
 - van trilling, 253
- perkenwet, 246
- PK, 137
- planeet
 - baan, 242, 243, 246
- Poiseuille
 - formule v., 218
- Polonceau, 51
- pool
 - momentane, 105
- poolbaan, 107, 108
- poolcoördinaten, 65, 88, 195, 244
 - bij bolcoördinaten, 103
 - praktisch, 90
 - r positief, 242, 249
 - snelheid, 89
 - versnelling, 89
 - voor baan v. hemellichamen, 239
- poolkromme, 107, 108
- positie, 76
 - positievector, 76
 - relatieve, 94
- potentiële energie, 135, 194, 198
 - 2e definitie, 131
 - berekeningen, 133
 - bij rotatie, 157
 - definitie, 131
 - ijking, 131
 - v. aantrekkingskracht, 133
 - v. gravitatie, 133, 239
 - v.veer, 131, 134
- potentiaal
 - veralgemeende, 195
- potentiaalfunctie
 - v. centrale kracht, 239
- precessie, 167, 182
 - directe precessie, 180
 - retrograde precessie, 181
 - vrij bewegend voorwip, 179
- pulsatie, 253
 - bij. onderdamping, 258
 - natuurlijke p., 256
- puntmassa, 63, 116, 144
- Q
 - kwaliteitsfactor, 262
- raakcirkel, 82
- radiaal, 77
- reactie, 40
- reactiekracht, 68
- relatieve beweging, 94
- remweg, 79
- resonantie, 260, 261
- restitutiecoëfficiënt, 227, 230–233
 - 1e definitie, 226
 - 2e definitie, 229
 - afgeleid uit hoogte van terugbots, 228
- resultante, 238
 - herleiding tot zuivere resultante, 30
 - v. evenwijdige krachten, 30
 - v. samenlopende krachten, 34
 - v. vlak krachtsysteem, 33
 - van traagheidskrachten, 222
- reynoldsgetal, 217
- rollager, 217
- rollen, 114
 - inwendig, 107
 - kinetische energie, 199
 - met slippen, 152, 212
 - uitwendig, 106
 - zonder slippen, 105, 151, 212, 214, 232
- rolweerstand
 - coëfficiënt, 217
 - van banden, 217
- rotatie, 148
 - algem. bewijs (eendim), 150
 - algem., complexer vb., 2de opl., 177
 - algem.: complexer vb., 174
 - algemeen, 163
 - als vector, 18, 148
 - basiswet (algem.), 163, 170
 - basiswet (eendim), 149
 - definitie, 95
 - eindige, 110
 - en hoeken van Euler, 181
 - en massacentrum, 145
 - en potent. energie, 157
 - en vermogen, 156
 - equivalente systemen, 111
 - evenwijdige, 113
 - invarianten, 184
 - kinetische energie (algem.), 172
 - koppel van r., 113
 - lineaire snelheid uit r., 22, 111
 - positieve draaizin, 18
 - proef r. vs. transl., 157
 - samenlopend, 113
 - samenstellen, 110
 - schroefas, 113
 - t.o.v. translatie, 148
 - van assenkruis, 184
 - vaste as, 148
 - vrijheidsgraad v., 40
 - vs. cirkelbeweging, 82
- rotatiecentrum

- o.r. bij auto in bocht, 106
- ogenblikkelijk, 105–107
- versnelling, 107
- rotatiesymmetrisch voorwerp, 171, 178, 182
- rotor, 130, 239
- ruimtekegel, 180
- samendrukkingsfase, 225
- satelliet, 238
 - baan, 243
 - lanceerpositie, 243
 - numeriek voorbeeld, 245
- scalair product, 17, 67
 - differentiëren, 23
 - goniometrische vorm, 17, 67
 - met orthogonale coörd., 18
- scalaire methode voor evenwicht, 61
- scharnier, 41
- schijf
 - in lus, 152
 - rotatiesymmetrie, 178
 - slingerend op roterend syst., 174, 199, 201
- schroefas, 30, 34
 - bij rotaties, 113
- Simon Stevin, 73, 220
- slagcentrum, 233
 - drie definities, 234
- sleepsnelheid, 94, 99, 103, 198
 - rotatiecomponent, 95
 - translatiecomponent, 95
- sleepverandering, 99, 113, 170, 171
- sleepverplaatsing, 68
- sleepversnelling, 99, 103
 - normale component, 100
 - tangentiële component, 100
 - translatiecomponent, 99
- slinger, 62
 - ballistische, 233
 - fysische, 254
 - fysische sl., 157
 - gekoppelde, 197
 - magnetische sl., 139
 - mathematische, 254
 - mathematische sl., 157
 - met fietswiel, 157
 - sl. van Atwood, 139
 - Wilberforce, 197
- smeermiddel, 205
- snelhedendriehoek, 96
 - ontaard, 97
- snelheid, 76, 90
 - hoeksnelheid, 22, 77
 - in poolcoördinaten, 89
 - lineaire snelheid, 22
 - met veralgem. coördinaten, 192
 - ontsnappingssnelheid, 133, 244
 - relatief, 96
 - relatieve, 198
 - sleepsnelheid, 94
 - vectorieel, 77
 - veralgemeende, 194
- somformulering, 132
- spilomwenteling, 171, 182
- spin, 146, 171, 182
- staaf
 - aan draaiende as, 201, 222, 223
 - ideale, 42, 50
- stabiliteit
 - van beweging, 141
- Steiner
 - formule v. S., 151, 154, 170, 175, 200
- stijfheidsmatrix, 266
- Stokes
 - formule v., 218
- stoot, 123
- stopafstand, 80
- stroming
 - continue, 126
 - stationaire, 126
- stuwkracht, 127
- symmetrieas
 - bij balk, 169
 - en massacentrum, 145
 - en traagheidstensor, 168
- symmetrievlak
 - bij balk, 169
 - en massacentrum, 145
 - en traagheidstensor, 169
- tandwielen, 114
- tennisbal, 88, 219
- tijdconstante, 257
- tol, 182
- touw, 42
- traagheidsellipsoïde, 182
 - transformatie, 187
- traagheidskracht, 168, 175, 192, 202, 221
 - en virtuele arbeid, 223
- traagheidsmassa, 138
- traagheidsmatrix, 266
- traagheidsmoment, 149, 154, 166, 175, 183, 200, 201
 - als traagheidsreactie, 223
 - en gyratiestraal, 182
 - formules, 150
 - oppervlaktetraagheidsmoment, 56
 - volgens willek. as, 188
- traagheidsproduct, 165, 168
- traagheidsproducten, 183
- traagheidsreactie, 221
 - voorbeeld, 222
- traagheidstensor, 165, 168, 182, 183
 - algem.vorm van element, 188
 - diagonaliseren, 186
 - en symmetrievlakken, 168
 - geen $f(t)$, 170
 - historische nota, 189
 - invarianten bij rotatie, 184
 - transformatie, 184
- traagheidswet, 116

- transformatievergelijking, 63, 192
- translatie, 70, 113
 - definitie, 95
 - proef tr. vs. rotatie, 157
 - t.o.v. rotatie, 148
 - vrijheidsgraad v., 40
- translerend
 - assenkruis, 96
- trek, 50
- trilling
 - bij onderdamping, 258
 - frequentie v., 253
 - gedempte, 255, 256
 - gedwongen tr., 260
 - modes, 265
 - natuurlijke, 253
 - normale trillingsmodes, 266
 - overdamping, 257
 - periode v., 253
 - pulsatie v., 253
 - versterkingsfactor, 261
- tweelichamenprobleem, 237
- vakwerk, 50
- valbeweging, 83
- valparabool, 83
 - met luchtweerstand, 88
 - omhullende, 85
- valproef van Simon Stevin, 220
- valversnelling, 83
- van der Pol oscillator, 139, 141
- variatierekenen, 192, 195
- vector, 17
 - afgeleide v. eenheidsvector, 103
 - box product, 22
 - constante grootte, 81
 - differentiëren, 23
 - dubbel vectorproduct, 22
 - genererende v., 263
 - glijdende vector, 29
 - ontbinding, 22
 - positievector, 76
 - rotatie als vector, 18, 148
 - scalair product, 17
 - snelheidsvector, 77
 - triple product, 22
 - vectorieel product, 19
 - versnellingsvector, 76
 - voorstelling onbekende vector, 23
 - vrije vector, 28
 - zin, 17
- vectorieel product, 19
 - differentiëren, 23
 - goniometrische vorm, 19
 - orthogonale coörd., 20
- veer
 - massa aan v., 195, 251, 253
 - minteken bij kracht, 134
 - potentiële energie, 131
 - veerkracht, 134
 - veerconstante, 134
- veiligheidsparabool, 85
- verbinding, 40, 95
 - glijdend contact, 96
 - holonome, 192
 - ideale, 68
 - ideale v. bij virtuele arbeid, 62
 - ideale v.: definitie, 129
 - inwendige, 129
 - met omgeving, 130
 - rheonome, 192
 - scleronome, 192
 - staaf, 96
- verbindingskracht
 - ideale, 63, 192
 - inwendige, 63
 - met virtuele arbeid, 73
- vermogen, 137
 - bij rotatie, 156
 - eenheid, 137
- verplaatsing
 - virtuele, 192
- verplaatsingsformule, 27, 29, 150, 170
- versnelling, 76, 90, 99
 - absolute, 99, 100
 - bepaling, 118
 - berekenen normale, 91
 - berekenen tangentiële, 91
 - complementaire, 100, 103
 - coriolisversnelling, 91, 100, 101, 199
 - hoekversnelling, 77
 - in bewegend systeem, 176
 - in poolcoördinaten, 89
 - middelpuntzoekende, 166
 - normale, 82, 83, 90, 119
 - relatieve, 99
 - sleeptersnelling, 99
 - tangentieel, 77, 82, 90, 150
 - vectorieel, 76
- versterkingsfactor, 261
- virtuele arbeid, 38, 61, 192, 194
 - algemene formulering, 66
 - en traagheidskrachten, 223
 - keuze van assenkruis, 68
 - klassieke uitwerking, 67
 - singulariteit, 72
- virtuele vermogens, 62
- virtuele verplaatsing, 192
- viscositeit, 205, 218
- vlakke beweging, 148
- voorwerpskegel, 180
- vrijheidsgraad, 40, 63, 65, 191, 193, 265
 - bij virtuele arbeid, 62
- vrijmaken, 117, 119, 121
- wasmachine, 260, 262
- Watt, 137
- weerstandscoeffiënt, 218
- wiel
 - in lus, 152

- rollend, 151, 152
- rollend op cirkel, 163, 166, 171
- Wilberforce
 - slinger v., 197
- worp
 - op helling, 86
- wrijving, 119, 130, 203
 - arbeid, 212, 213
 - blok op helling, 136
 - droge, 203
 - over gebogen oppervlak, 215
 - rollende, 203, 216
 - slepende, 203, 204
 - totale reactie, 204, 206, 207, 210, 211
 - viskeuze, 217
 - wrijvingswetten, 204
 - zin, 213
- wrijvingscoëfficiënt, 204, 206, 208, 209, 212, 215
 - dynamische, 204
 - effectieve, 204
 - maximale, 204
 - statische, 204
 - waarden, 205
- wrijvingshoek, 204
 - maximale, 208
- wrijvingskracht
 - bij botsing, 232
- wrijvingswet, 205, 206, 208, 212, 233
- Young
 - modulus v., 56
- zin, 76
 - bij projectie, 18
 - v. vector, 17
- zon, 237, 246
- zwaartepunt, 31, 145
 - en symmetrie, 32
 - via aftrekken, 33
 - via opsplitsen, 32

