

ALGEMENE ASTRONOMIE

DEEL A

HET PLANETENSTELSEL

Prof. dr. M.G.J. Minnaert

1961

I N H O U D S O P G A V E

blz.

Hoofdstuk 1		<i>De Aarde</i>	
§	1	Oudste bestuderingen	1
§	2	Omtrek der aarde en de vorm der aarde	1
§	3	Gravitatie	4
§	4	Seismografie	6
§	5	Het Aardmagnetisme	11
§	6	De ouderdom der aarde	14
§	7	Ebbe en vloed	16
§	8	Atmosfeer	21
Hoofdstuk II		<i>De Planeten</i>	
§	1	Ontwikkeling van het beeld van het Planetenstelsel	37
§	2	Waarneming der planeten	39
§	3	Afstand Aarde - Zon	51
§	4	Tijdsvereffening	57
§	5	Verduisteringen	59
§	6	Drielichamenprobleem	65
§	7	Het vastleggen van richting en tijd	66 *)
§	8	Meetinstrumenten en meetmethoden	69 *)
Hoofdstuk III		<i>De Maan</i>	
§	1	Bepaling afstand Aarde - Maan	64
§	2	De baan van de Maan	64
§	3	De massa van de Maan	64
§	4	Rotatie	85
§	5	Topografie van de Maan	86
§	6	Physisch onderzoek van het Maanoppervlak	87
Hoofdstuk IV		<i>Mercurius</i>	
§	1	Baan, enz.	94
§	2	Physische verschijnselen	95
Hoofdstuk V		<i>Venus</i>	
§	1	Baan, enz.	96
§	2	Physische verschijnselen	97
Hoofdstuk VI		<i>Mars</i>	
§	1	Baan enz.	100
§	2	Physische verschijnselen	101
§	3	Satellieten	104
Hoofdstuk VII		<i>Planetoïden</i>	
§	1	Algemeen	105
§	2	Physische eigenschappen	106
§	3	Ontstaan der Planetoïden	108
Hoofdstuk VIII		<i>Jupiter</i>	
§	1	Algemeen	109
§	2	Physische toestand	110
§	3	Satellieten	110

*) Zie: Standaarddictaat B, *Het Sterrenstelsel*, pp. 26 - 30.

LITTERATUUR

Het planetenstelsel in het algemeen.

* Danjon	Astronomie générale	II E 126
*	Handbuch der Astrophysik, Bd IV	II H 38
* Kuiper	Atmospheres of the earth and other planets	II H 94
Whipple	Earth, moon and planets	III A 177
Wanders	De planeten en hun raadsels	III Aa 13
Bruhat - Schatzman	Les Planètes	VII B 20
Russell - Dugan - Stewart	Astronomy I	II D 237
Strömngren	Lehrbuch der astronomy	II D 256

Sferische sterrekunde

Crantz	Sphärische Trigonometrie	XIV B 100
Van der Bilt	Sferische sterrekunde	II E 17
Smart	Spherical Astronomy	
Becker	Grundriss der sphärischen und praktischen Astronomy	II E 122
* Chauvenet	Spherical and practical astronomy	II E 114

Hoofdstuk I: De Aarde

Ganow	Biography of the earth	VI A 79
Maurain	Physique du globe	VI A 92
Perier	Petite histoire de la Géodésie	VI B 21
Visser	Seismologie	VI A 91
Veldkamp	Aardmagnetisme en poollicht	VI N 32
Holmes	The age of the earth	VI A 76
Thorade	Ebbe und Flut	VI E 44
Russell and MacMillan	Waves and tide	VI H 13
Harang	The aurorae	VI N 44
Auger	What are Cosmic Rays?	VI P 3
Barbier et Chalonge	De la Stratosphère à l'Ionosphère	VI N 14

Hoofdstuk II: De bewegingen der planeten

Pannekoek	De wonderbouw der wereld	II D 258
* Pannekoek	De groei van ons wereldbeeld	II A 430
Shapley and Howard	Source book in astronomy	II A 307
Wilson	The Romance of the Calendar	VI K 241
Mayall	Sun Dials	VI K 99
Armitage	Copernicus	II A 325
Harsanyi	Een hemelbestormer (Galilei)	II A 64
Keppelmuller	De triomf der Harmonie (Keppler)	II A 396

Hoofdstuk III: De Maan

Wanders	Op ontdekking in het Maanland	V A 56
Von Brunn	Der Mond	XII A 192

Hoofdstuk IV - XII: De Planeten

Antoniadi	La planète Mercure	VII C 169
de Veaucouleurs	Physique de la Planète Mars	VII C 126

Hoofdstuk XIII: Kometen en Meteorieten

Watson	Between the Planets	III 176
Groot	Kometen en vallende sterren	VII E 111
Heine	Kleine Meteorietenkunde	VII 106

Met * gemerkte boeken zijn standaardwerken van grote omvang.

Hoofdstuk IX	<i>Saturnus</i>	blz.
§ 1	Algemeen	112
§ 2	Physische toestand	112
§ 3	Het Ringensysteem	112
§ 4	Satellieten	115
Hoofdstuk X	<i>Uranus</i>	116
Hoofdstuk XI	<i>Neptunus</i>	117
Hoofdstuk XII	<i>Pluto</i>	118
Hoofdstuk XIII	<i>Kometen en Meteorieten</i>	
§ 1	Kometen	119
	De komeet van Halley	120
	De komeet van Encke	120
	De komeet van Biela	120
§ 2	Meteoren	122
§ 3	Het zodiakale licht	125
Hoofdstuk XIV	<i>Cosmogonie</i>	126

Mededeling aan de gebruikers van dit dictaat.

Dit standaarddictaat is voor het eerst verschenen in 1954. Daarna is het één of meerdere malen herdrukt met kleine correcties en aanvullingen; voor de laatste maal in 1961. Dit is een volkomen ongewijzigde herdruk van het dictaat van 1961. Voor vele fundamentele zaken is dit dictaat nog een betrouwbare handleiding; wat de astrofysica van het planetenstelsel betreft, moet de gebruiker zich echter realiseren, dat deze in de laatste tijd een enorme vlucht heeft genomen en dat de behandeling hier dus zeker niet meer up to date zal zijn, zelfs af en toe achterhaald.

Utrecht, december 1970

H. Hubenet

*Opgenomen door H. Schneider
Nagezien door Prof. Dr M.G.J. Minnaert*

HOOFDSTUK I. De aarde.

§ 1. De aarde is bol.

De oudste natuuronderzoekers (Chinezen, Babyloniërs, Egyptnaren) meenden dat de Aarde een vlakke schijf was. In Griekenland, op grond van verschillende verschijnselen - zoals het feit, dat bij het naderen van een schip men eerst de mast ziet - begrepen enkele natuuronderzoekers, dat de Aarde bol is. Bij maansverduisteringen namen ze waar, dat de Aarde een ronde schaduw werpt en dus een bol is. Het waren vooral *Pythagoras* en zijn school, die deze opvatting verdedigden.

-550
-350

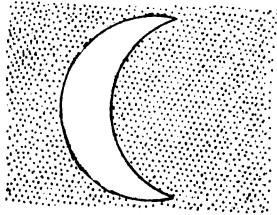
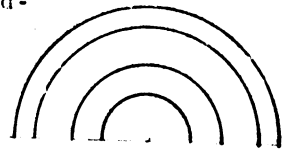


fig. 1

De theorie, waarin de Aarde het centrum van het heelal is, wordt tot de grootste harmonische voltooiing gebracht door Aristoteles.



aarde

fig. 2

§ 2. Omtrek der Aarde en de vorm der Aarde.

-230

a) Volgens Erathostenes.

Erathostenes, die in Alexandrië leefde (centrum van cultuur en wetenschappen van die tijd, grote handelsstad), hoorde van reizigers, dat in Syene (het tegenwoordige Assoen) een diepe put was, waarin de zonnestralen precies loodrecht vielen op de langste dag van het jaar. De Zon stond daar dus in het zenith.

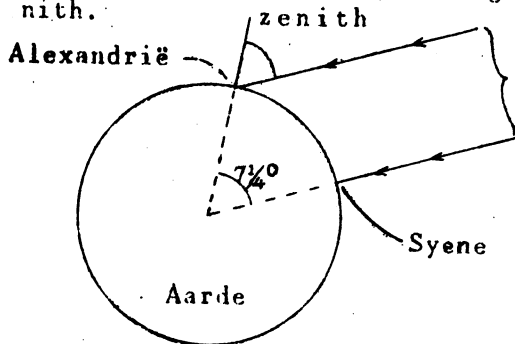


fig 3

Erathostenes bepaalde nu ook de langste dag van het jaar (op dezelfde tijd) de plaats van de Zon, vanuit Alexandrië gezien. De Zon was daar $7\frac{1}{4}^\circ$ van het zenith verwijderd (schaduwwaarnemingen).

Deze astronomische gegevens combineerde hij met het geodetische gegeven, dat Alexandrië en Syene (op ongeveer dezelfde meridiaan) op een afstand liggen van 5000 stadia, dat is waarschijnlijk 787 km. Volgens onderstaande formule is nu de omtrek in kilometers te vinden:

$$\text{Omtrek} = \frac{360^\circ}{787} \text{ dit is } \approx 40.000 \text{ km.}$$

Om te kloppen met de thans goed bekende aardomtrek, had de afstand gemeten moeten worden als 791 km.

b) Methode van Al Mamoen.

Na de verwoesting van de bibliotheek van Alexandrië en de ondergang van de Griekse beschaving zijn het vooral de Arabieren, die de astronomie beoefenen.

827 In 827 bepaalde *Khalief Al Mamoen* de omtrek van de Aarde aldus:

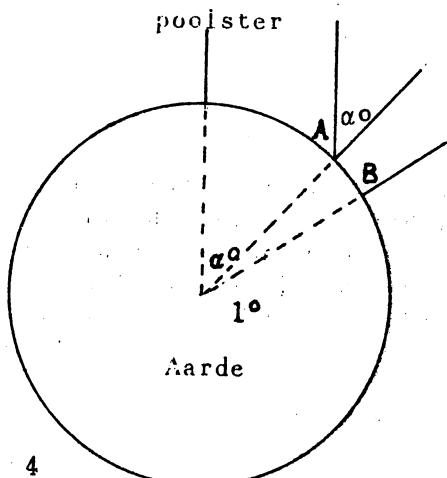


fig. 4

reizen om de wereld: *Columbus* (1491), *Magelhaens* (1519), enz.

In de vlakte van Mesopotamië nam hij twee punten, die 1° uit elkaar lagen. Deze twee punten had hij als volgt bepaald:

Is de zenithsafstand van de pool (Poolster) in punt A α° , dan is dat punt ook α° van de pool verwijderd. Een punt B, waar de pool 1° verder van het zenith ligt, is ook 1° verder van de pool.

Al Mamoen mat de afstand tussen A en B

$$1^\circ = \text{-----km}$$

$$360^\circ = 360 \times \text{-----km.}$$

De theorieën over de bolheid der Aarde kregen pas directe betekenis voor de mensheid in het algemeen, toen er begonnen werd met de ontdekkingsreizen, inzonderheid met de

c) Beginsel der triangulatie.

1615 De geleerde Snellius bracht een belangrijke vooruitgang teweeg in het bepalen van de aardomtrek door zijn *triangulatie--rincipes*.

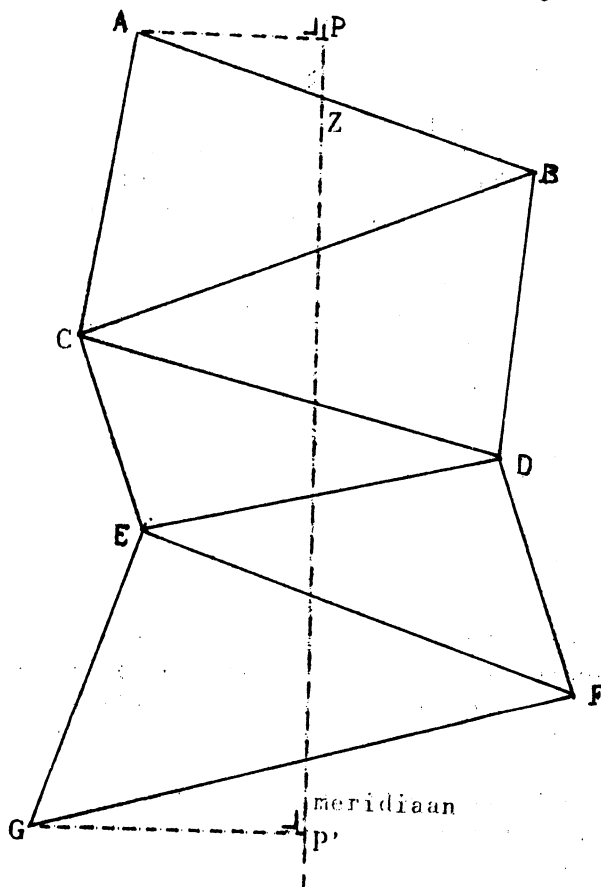


fig. 5

Snellius bepaalde de afstand tussen twee punten A en B. Deze afstand AB (de basis) was de verbinding van twee kerktorens (die van Leiden en van Goeterwoude). (fig. 5) Het theodolieten bepaalde hij toen de hoek DAC en de hoek ABC. C is een ander vast punt.

Hu zijn drie elementen van $\triangle ABC$ bekend, dus de gehele driehoek. Vervolgens met hij de hoeken CBD en BCD, dus was $\triangle BCD$ helemaal bekend, daar BC bekend was uit de vorige meting. Evenzo de driehoeken CDE en EFG.

Alle andere lijnen en het net van driehoeken zijn te berekenen. Wanneer men nu nog de hoek PZA kent, en dus de positie van AB t.o.v. de meridiaan, is het driehoekennet in zijn geheel georiënteerd en, als projectie van ACEG, is dan het stuk PP' te berekenen.

Men kan bepalen hoeveel breedtegraden P en P' uit elkaar liggen. Hieruit berekent men de aardomtrek. Snellius maakt nog een fout van 3%, maar dat lag aan de onnauwkeurige metingen van zijn basis, niet aan de methode.

d) De afplattung der aarde.

1662 Niet lang nadat Snellius zijn methode gevonden had, werd Newton's gravitatiewet bekend. Tevens werden toen andere wetten uit de mechanica opgesteld, en o.a. werd het verband tussen middelpuntvliedende kracht en gravitatie besproken. Zo kwam men tot de onderstelling, dat de Aarde afgeplat moest zijn aan beide polen.

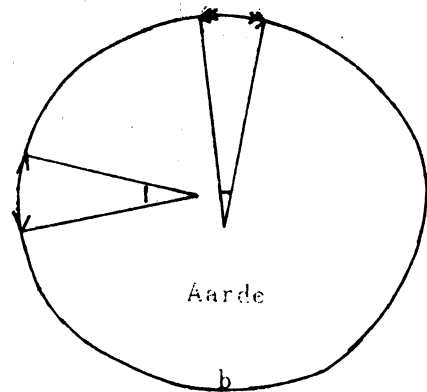
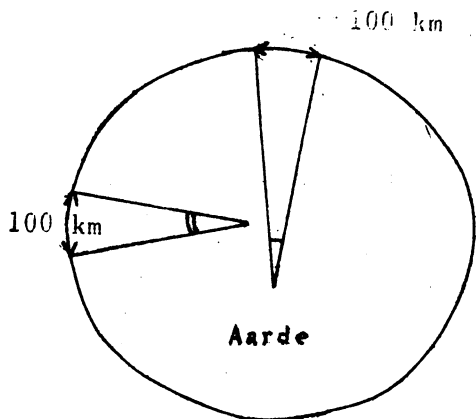


fig. 6

Stel dat de Aarde meegeeft (dus de vorm van een vloeistofbol aanneemt), dan staat het oppervlak loodrecht op de richting van het schietlood, anders zou de vloeistof gaan stromen. Het schietlood wijst niet naar het centrum, maar naar het kromtemiddelpunt. Stukken van gelijke lengte omspannen dan op verschillende plaatsen een verschillend aantal graden (fig. 6a). Andersom hebben stukken van gelijk aantal graden verschillende lengten (fig. 6b).

De tekeningen zijn voor de duidelijkheid sterk overdreven.

Wanneer we dus bijv. de lengte van één graad langs de aardomtrek bepalen, zal het verschil maken, of we nabij de pool of nabij de evenaar meten.

Naarmate de wetenschap meer en meer vooruit gaat, wordt ze steeds meer een zaak der gemeenschap. In Frankrijk wordt de Académie des Sciences opgericht en deze geeft in 1671 opdracht aan *Picard* om stukken van een meridiaan, elk met 1° overeenkomend, te meten. Deze zouden in lengte toenemen van de evenaar naar naar de pool. *Picard* mat in Frankrijk op verschillende plaatsen. Hij kreeg een totaal verkeerde uitkomst, juist andersom, dan verwacht was. Later is gebleken, dat dit te wijten was aan meetfouten.

In 1736 geeft de Académie weer opdracht, maar nu om 1° te meten in Lapland, in Frankrijk en in Peru en deze uitkomsten te vergelijken. Inderdaad kreeg men nu het verwachte resultaat.

De lengte van 1° in Lapland: 57438 toises
 in Frankrijk: 57024 toises
 in Peru: 56734 toises

(één toise is ongeveer 2 meter).

In 1792 - 1798 werd er op verschillende plaatsen gemeten en deze stukken -'98 werden met elkaar vergeleken. Toen heeft de Convention Nationale het 40 miljoenste gedeelte van de gemiddelde aardomtrek als standaardmeter gedefinieerd. Deze meter (die te Sevres bewaard wordt) is, naar later bleek, nog 0,2 mm te kort.

De metingen waren verricht door Delambre en Méchain. Méchain vond ergens een afwijking van 3'', die hij niet verklaren kon. Hij meende een fout gemaakt te hebben, maar later bleek er inderdaad een afwijking van 3'' te zijn (wegens locale zwaartekracht-anomalie).

e) Internationale samenwerking.

Grote graadmetingen geschieden nu op verschillende plaatsen der wereld. 1864 Mittel-Europäische Gradmessung; andere graadmetingen in vele landen. Men wilde alle metingen met elkaar verbinden tot een geheel.

1919 Stichting der Union Géodésique et Géophysique Internationale. Deze legde vast het 'Internationale Ellipsoïde', berustend op berekeningen van Heiskanen (1926), die de vele, toen reeds verrichte, metingen vereffende.

Daarbij is de equatoriale straal $a = 6378,397$ km
 en de polaire straal $b = 6356,921$ km

Volgens de nieuwste gegevens: $a = \text{----},099$
 $b = \text{----},631$

Dus verschillen van ten hoogste negen meter. De straal en de vorm der Aarde zijn zeer nauwkeurig bekend.

De afplatting wordt gedefinieerd als $\frac{a-b}{a} = \epsilon$. Deze bedraagt $\frac{1}{297}$.

Het belang van deze nauwkeurigheid is groot voor de cartografie, en bijv. om te controleren of de afstanden van de werelddelen constant blijven.

f) Verfijning der Methoden in de moderne tijd.

De metingen worden steeds nauwkeuriger. Dit wordt bevorderd door het gebruik maken van:

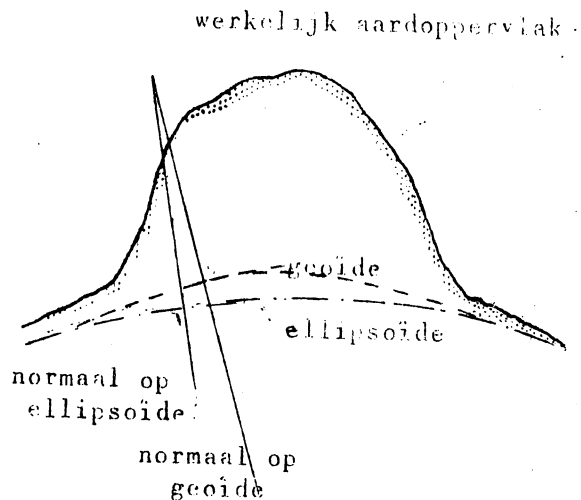
1. Invardraden om de basis te meten (on gevoelig voor temp.). Of interferentie (bereikte nauwkeurigheid 1 op 20 miljoen bij meting door interferentie).
2. Constante spanning in de draden door middel van spanningsmeters.
3. Hoekmeting met precisiecirkels.
4. Als stations: stangen met lichten.
5. Het meten van verschillende bases en overtollige hoeken (deze gebruikt men in de berekening m.b.v. methode van kleinste quadraten).
6. Rekenmachines.
7. Verschillen in hoogte in rekening brengen.
8. Door de netten onderling te verbinden.
9. Door de nauwkeurige bepaling van het breedte verschil van begin- en eindpunt van het net, met precisiemethoden (radiotijdseinen).

g) Geöïde en ellipsoïde

Voor de beschrijving van het aardoppervlak is vanzelfsprekend nodig de kennis van het werkelijke aardoppervlak.

Verder gebruikt men ervoor de *geoïde*, d.w.z. de vorm, die vertoond wordt door het oppervlak der oceanen, terwijl deze voortgezet worden gedacht onder de continenten; de *geoïde* is een niveau-oppervlak.

De *omwentelingsellipsoïde* is een benadering voor de *geoïde*. Aan de voet van een hoge berg bv. zal een schietlood niet loodrecht op de ellipsoïde staan, maar aangetrokken worden door de massa van de berg. Nu staat het schietlood bij die berg wel loodrecht op de *geoïde*.



Het verschil tussen de *geoïde* en de *ellipsoïde* bedraagt minder dan 100 m. De aarde gedraagt zich dus praktisch bijna als vloeistof; op den duur geeft zij mee.

De kleine overblijvende verschillen ontstaan vooral door onregelmatige dichtheidsverdeling.

Het verschil tussen werkelijk aardoppervlak en *geoïde* bedraagt maximaal enkele kilometers. Wanneer we de aarde willen weergeven door een bol met een straal van 1 m, dan zou de afplatting ongeveer 3 mm bedragen; de hoogte der bergen: 7/10 mm, en het verschil tussen *geoïde* en *ellipsoïde* ten hoogste 1/100 mm. Wanneer we dus van de maan af naar

de aarde kijken, zien we haar als een volkomen bol.

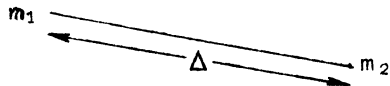
§ 3. GRAVITATIE

a) De diepste mijn, die gegraven is, heeft een diepte van 3 km; er zijn boringen tot 6 km. Daar de aardstraal 6500 km is, kunnen we dus op deze manier weinig over het inwendige van de aarde te weten komen. Wel is dit mogelijk door middel van de gravitatie.

Voor twee massapunten:

De wet van Newton luidt:

$$K = G \frac{m_1 m_2}{\Delta^2}$$



Hierin zijn m_1 en m_2 de massa's van de lichamen, Δ hun afstand, G de gravitatieconstante en K de kracht, die ze op elkaar uitoefenen.

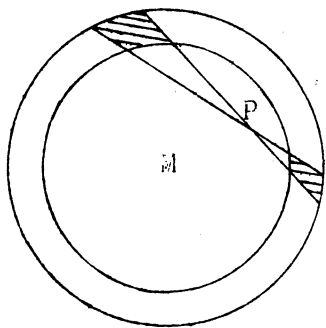


fig. 8

massa van de bolschaal in M geconcentreerd is.

Stel we hebben een *bolschaal* met een homogene massa, en een punt P binnen die *schaal*. Wat is dan de kracht, die dit punt P ondervindt? Om deze kracht te bepalen, moeten we de som van de krachten nemen, die elk massadeeltje op dit punt uitoefent. Het is gemakkelijk in te zien, dat er geen kracht op het punt wordt uitgeoefend. Beschouw immers de twee gearceerde stukken van de *bolschaal*. Wanneer het grootste 2 maal verder af staat dan het kleinste, is het oppervlak juist 2² maal groter. Omdat de gravitatie $\sim 1/\Delta^2$ is, zijn beide krachten gelijk en heffen elkaar op. Evenzo voor de andere stukken. Wat is nu de kracht op P buiten de *bolschaal* (f.9)? Om symmetrieredenen is de resultante gericht langs de lijn PM (M is het middelpunt). Door middel van integratie blijkt, dat deze kracht gelijk is aan die, welke ontstaat, als de

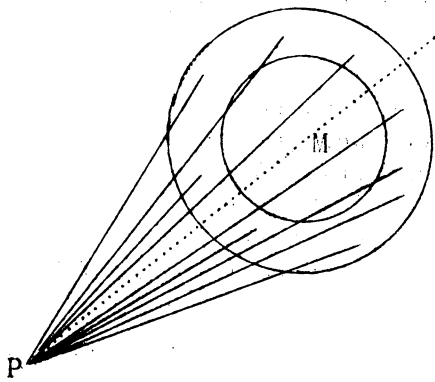


fig. 9

De kracht, die een bol op een punt uitoefent, volgt nu direct uit het bovenstaande. Een bol bestaat ook uit allemaal bolschalen; dus kan men zich de massa ook in het middelpunt geconcentreerd denken, voor wat de werking op een uitwendig punt betreft.

We passen nu de Wet van Newton toe op de aarde. Een punt nabij het oppervlak wordt aangetrokken met een kracht:

$$F_g = G \frac{Mm}{r^2}$$

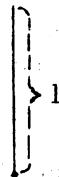
waarin m = massa van het punt;
 r = aardstraal;
 G = gravitatieconstante;
 g = gravitatieversnelling (in gal of milligal gemeten).

Om de massa van de aarde te berekenen, moeten we dus kennen: G en g (r is bekend).

b) Bepaling van g .

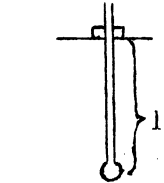
g wordt bepaald uit slinger waarnemingen.

$$T = \text{slingertijd} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$$



l is de lengte van de slinger.

Deze formule geldt voor een mathematische slinger, dit is een denkbeeldige slinger, waarbij de ophangdraad geen massa heeft, en de slingerende massa een punt is. Bij een werkelijke slinger is hier natuurlijk niet aan voldaan; toch kunnen we hem gebruiken alsof het een enkelvoudige slinger was met *aequivalente lengte* l ; die *aequivalente lengte* bepalen we met de reversieslinger (omkeerbaarheid van ophangpunt en slingerpunt).



Het was vroeger alleen mogelijk om slingeren op het land uit te voeren. De kennis van de gravitatie op de oceanen was echter evenzeer nodig. Professor Vening Meinesz heeft dit opgelost door in een duikboot (K XV/II) beneden de zeespiegel de slingeren waar te nemen. Hier is de golfslag gering, zodat het schip voldoende stabiel is.

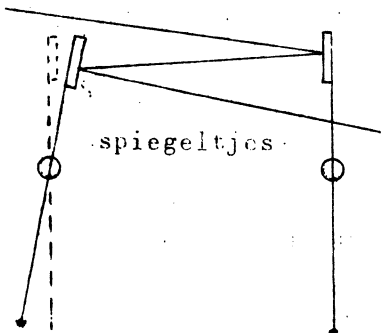


fig. 10

Hij gebruikte hiertoe twee slingers, één in rust, de andere slingerend. Door middel van de richting van een tweemaal teruggekaatste lichtstraal (zie fig. 10) bepaalde hij de slingertijd.

De richting van die straal is uitsluitend afhankelijk van de onderlinge stand der slingers: bewegingen van het schip als geheel speelden dus geen rol (in eerste benadering). Deze installatie werkte zo nauwkeurig, dat de duikboot schommelingen mocht maken van 6° t.o.v. de horizon, terwijl dan toch nog een nauwkeurige uitkomst werd verkregen.

c) Bepaling van G .

We behandelen twee methoden.

De eerste is van Jolly.

Een nauwkeurige balans is opgesteld volgens fig. 11. Er is evenwicht gemaakt. Nu rolt men onder B een loden kogel met grote massa. Deze oefent nu aantrekkingskracht uit op B, niet op A, want daar is de afstand te groot voor. Men zal dus bij A een gewichtje moeten bijplaatsen om het evenwicht te herstellen. Hieruit kan G be-

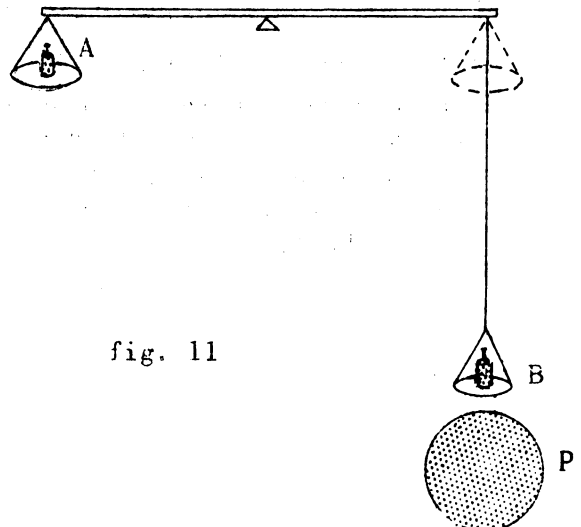
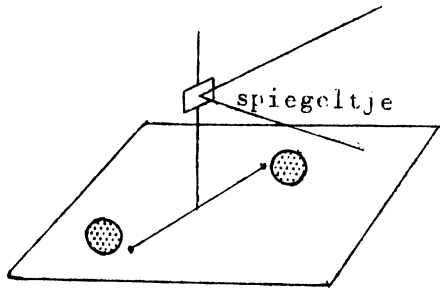


fig. 11

rekend worden. Jolly gebruikte als gewicht van P 5775 kg, en de afstand tussen de middelpunten van P en B was 57 cm. De massa van B bedroeg 5 kg. Toen moest bij A 0,589 mg bijgeplaatst worden.

2e Methode van Boys.



Aan een torsiedraad twee kogeltjes (fig. 12). Bij ieder kogeltje wordt een zware loden bol geplaatst. Daardoor wordt de draad getordeerd. De torsie is af te lezen met spiegelaflezing. Hieruit kan de gravitatiekracht K berekend worden. In de uitdrukking

$$K = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \text{ is dus alleen } G \text{ onbekend.}$$

Deze is dus te berekenen.

$$G = 6,67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ gr}^{-1} \text{ sec}^{-2}$$

Van gravitatiekrachten, die uitgaan van aardse voorwerpen, merken we in het gewone leven niets. Alleen omdat de hemelbollen zo groot zijn, heeft deze kracht merkbare invloed in het heelal.

d) We kunnen nu de massa van de aarde berekenen uit de versnelling die zij geeft aan een voorwerp op haar oppervlak:

$$g = \frac{GM}{r^2} \quad \text{Hieruit: } M = 6,00 \times 10^{27} \text{ gram.}$$

De gemiddelde dichtheid is nu ook te berekenen: 5,53. Dit is verrassend groot; voor de aardschors is de dichtheid 2,7 à 3,0. De diepere delen der aarde moeten dus een zeer grote dichtheid hebben.

e) *Verdeling van g over de aarde.*

De gemiddelde $g = 981 \text{ cm/sec}^2$.

Nu is aan de pool g groter dan aan de aequator.

Stel de verandering van g : $\frac{g_p - g_a}{g_a} = \frac{1}{189} = w$

Dat $g_{\text{pool}} > g_{\text{aequator}}$ is te wijten aan twee oorzaken:

1e. De middelpuntvliedende kracht werkt gravitatie tegen, het meest aan de evenaar;

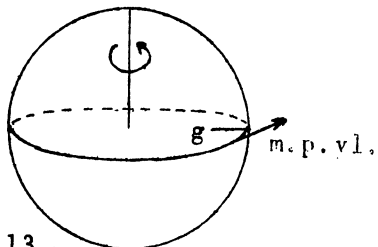


fig. 13

$$\frac{\text{centrifugale versnelling}}{\text{gravitatie-versnelling}} = \frac{v^2}{r} = \frac{(2\pi r)^2}{T^2} = \frac{1}{rg} = \frac{1}{289} = \varphi$$

2e. Afplatting der Aarde.

Aan de pool zijn wij dichter bij het middelpunt dan op de evenaar.

Clairot heeft kunnen aantonen, dat algemeen

$$\epsilon = \frac{5}{2} \varphi - w;$$

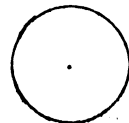
dus: afplatting $\frac{5}{2} \frac{\text{centrifugale versnelling}}{\text{gravitatie-versnelling}} - \frac{g_p - g_a}{g_a}$.

Dit geeft: $\epsilon = \frac{1}{297}$, wat klopt met onze reeds eerder gevonden uitkomst. (§ 2, c)

Dit is een zeer goede methode om de vorm van de aarde te bepalen. De grootte bepalen we dus uit de geometrische-, de vorm uit de gravitatiewaarnemingen.

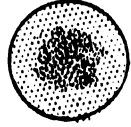
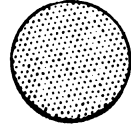
Het verband tussen ϵ en φ hangt af van de inwendige massaverdeling.

$\epsilon = \frac{1}{2}\varphi$ als de massa in het centrum geconcentreerd is (een holle eischaal, met massa in het centrum);



$\epsilon = 1,25 \varphi$ als de massa homogeen verdeeld is. In werkelijkheid is:

$\epsilon = 0,97 \varphi$ Dus krijgen we een beeld, dat tussen het eerste en tweede in ligt. In het midden grote dichtheid, naar de rand toe afnemend. Dit is overeenkomstig hetgeen we opgemerkt hebben, toen we de dichtheid der aarde hebben gemeten.



f) Locale afwijkingen en hun verklaring.

Wanneer we aan de voet van een berg met een schietlood werken, hangt dit niet loodrecht op de ellipsoïde, doch maakt een kleine hoek met de normaal in de richting van de berg. Deze hoek neemt verrassend snel af wanneer de afstand tot de berg groter wordt. Hij blijkt weinig afhankelijk te zijn van de massa van de berg. Op de top van de berg vindt men een veel kleinere waarde van g dan men zou verwachten. Dit kan verklaard worden met de hypothese, dat er niet zonder meer een grote massa boven op de aarde is geplaatst, maar dat er onder de berg een tekort aan massa is: de dichtheid onder de berg is kleiner dan elders. Wanneer we nu g vergelijken voor bergen, continenten en zeeën, dan blijkt, dat er bij benadering *isostasie* bestaat. D.w.z.: wanneer we onder het oppervlak op een bepaald niveau (ongeveer 30 km beneden het oppervlak) bereken hoeveel materie er boven dit niveau aanwezig is, dan blijkt deze hoeveelheid bij benadering constant te zijn boven elke oppervlakte-eenheid. In de zuiltjes van fig. 15 bevinden zich dus gelijke hoeveelheden materie. Dit is inderdaad het geval met drijvende voorwerpen (fig. 16). Volgens de Wet van Archimedes is de druk op a uitgeoefend, gelijk aan de druk, op b uitgeoefend.

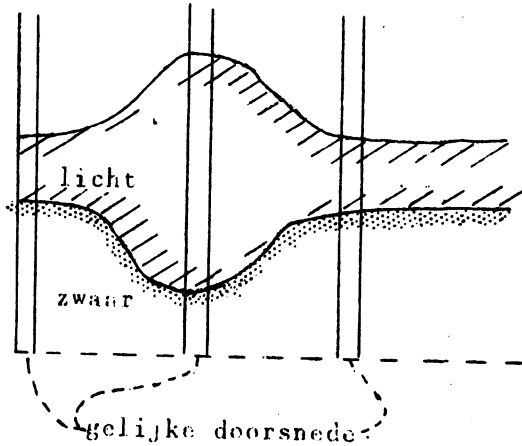


fig. 15

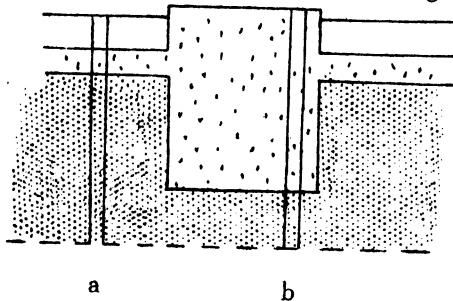


fig. 16

We kunnen de vastelands beschouwen als "drijvende" schollen op het aardoppervlak. De vastelands bestaan uit *Sial*, gesteenten rijk aan Si (silicium) en Al (aluminium), bijv. graniet; de dieper gelogen gedeelten uit *Sima* (silicium en magnesium), bijv. bazalt. De dichtheid van *Sial* is 2,6, die van *Sima* 3,3. De vastelands kunnen we dus beschouwen als sial-schollen, die drijven op de sima massa.

De hoeveelheid materie is overal gelijk in de zuiltjes. De isostasie geldt wel gemiddeld over de gehele aarde. Op enkele plaatsen zijn er uitzonderingen, en wel daar, waar een sterke verandering plaats vindt in korte tijd.

Een typisch voorbeeld, waar het niet geldt, is Scandinavië. In de ijstijd heeft er op Scandinavië zo'n zware last gedrukt, dat de aarde daar is gezakt. Later is dit ijs gesmolten, de last dus weggenomen, en daarom gaat Scandinavië weer opstijgen uit de "Simazee". Per eeuw stijgt Scandinavië 1 meter. Verder geldt b.v. de isostasie niet in Indonesië.

Wegener heeft een zeer interessante theorie ontwikkeld, waarin hij beweert, dat de continenten vroeger aan elkaar gezeten hebben en van elkaar afgedreven zijn. Hij heeft deze theorie opgesteld, toen het hem opviel, dat Afrika en Zuid-Amerika zo precies in elkaar pasten. Ook de overige continenten zijn ongeveer in elkaar te passen. Als deze theorie klopt, moet dus bijv. de afstand Afrika-Zuid Amerika steeds groter worden. Het is inderdaad waarschijnlijk gebleken, dat in de 50 jaar, dat er nauwkeurige metingen worden verricht, Groenland zich van Europa verwijdert.

De allerfijnste afwijkingen der gravitatie zijn verschillen, die optreden tussen punten, die slechts enkele kilometers van elkaar verwijdert zijn. Deze spoort men op met de gravitatiebalans van Eötvös.

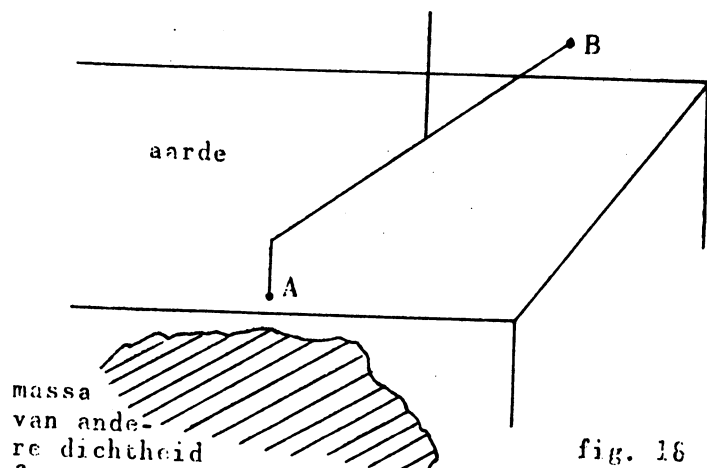


fig. 16

Er ontstaan kleine uitwijkingen van de balans, ten gevolge van verschil in g tussen A en B.

A bevindt zich dicht bij de massa van andere dichtheid dan B.

De gevoeligheid van deze balans is 10^{-9} dyne.

Meer en meer belang krijgen thans de directe locale metingen van de gravitatie met gravimeters, waarbij de zwaartekracht tegen een veer werkt.

§ 4. SEISMOGRAFIE

De seismografie heeft als voornaamste doel aardbevingen te registreren, waardoor men dan nog iets meer over het inwendige der aarde kan te weten komen. Maar, zal men kunnen zeggen, hoe kunnen we een aardbeving registreren

zonder een vast punt te hebben? Dit doen we door gebruik te maken van de traagheid. We nemen een slinger met een zeer kleine massa.

Wanneer nu het ophangpunt begint te trillen vanwege een aardbeving, blijft de bol nog een tijdje in rust vanwege zijn traagheid. Daardoor kan de stift, die onder aan de bol bevestigd is, al lijntjes gekrast hebben op het beroete plaatje, dat met de aarde mee beweegt. Om de invloed van de eigen slingering te vermijden, moeten we een slinger met zo groot mogelijke slingertijd. Om een slingertijd van 10^6 te krijgen, zouden we een ophangdraad van 100 meter moeten hebben. Dit is praktisch onuitvoerbaar. Daarom gebruiken we een andere methode. Het principe hiervan is dat van de schreefhangende deur.

We gebruiken het toestel van fig. 29a; om de effectieve component van de zwaartekracht in A zo klein mogelijk te maken, moet DC een kleine hoek met de verticaal maken. De slinger ADC komt in trillingstijd overeen met een mathematische slinger, waarvan de lengte van de slinger is .B.

fig. 20a

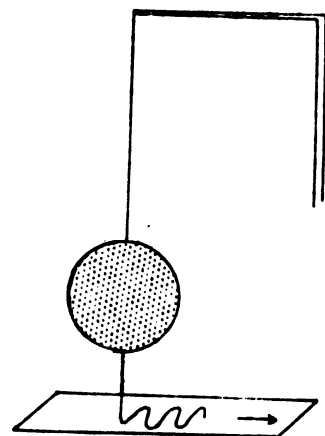
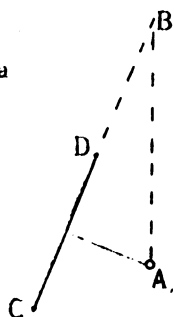
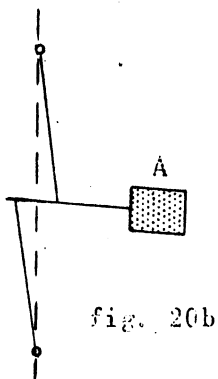


fig. 19

$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}$; l wordt dus groter, naarmate de hoek tussen BC en de verticaal kleiner wordt. (Ofwel: g_{eff} kleiner, dus T groter).

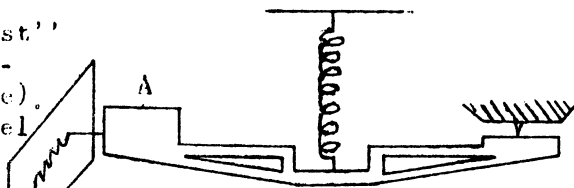
De praktische uitvoering van dit principe geschied volgens fig. 20b.



Het gewicht is bifilaire opgehangen. Zodoende kunnen destanden van A verandert worden. Door hefboomen wordt de uitslag vergroot (20 - 2000 maal). Opdat de slinger niet zal blijven doortrillen, wordt er een demping aangebracht (vloeistof, lucht of electromagnetische). Deze seismograaf geeft alleen horizontale trillingen.

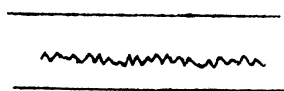
Verticale seismograaf

Door de zware massa van A is de beweging zeer traag. De veer is opgehangen aan een "vast" punt (dus bewegelijk met de aarde). Wanneer het geheel der ophangpunten gaat trillen, blijft A nog in rust, dus kan dan op de plaat de



trilling geregistreerd worden.

Iedere dag op elk ogenblik is de aarde in beweging. Deze kleine beweging noemt men de *microseismische* beweging. De periode van deze beweging is tussen 3^s en 9^s en de amplitudo $< 25\mu$.



Er bestaat een correlatie tussen de depressies en de microseismische beweging. Bij een naderende depressie ontstaan op zee grote golven, waardoor de aarde aan het trillen wordt gebracht. Deze trilling wordt voortgeplant over grote afstanden. In ons land komt over het algemeen de microseismische beweging een paar dagen vóór de depressie aan. Men kan hiervan mede gebruik maken om het weer te voorspellen.

Het voornaamste om te registreren zijn de aardbevingen (ong. 60.000 per jaar). We onderscheiden 3 soorten aardbevingen:

Vulcanische aardbevingen (uitbarstingen van vulkan.)

Instortingsaardbevingen (vooral in mijngebieden)

Tectonische aardbevingen (verschuivingen in het inwendige der aarde)

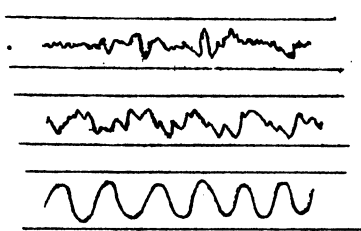
Deze laatste zijn verreweg het belangrijkste.

De versnelling van het aardoppervlak is van de orde van de volgende getallen:

bij lichte aardbevingen:	$1 \text{ cm/sec}^2 = 1 \text{ gal.}$
bij sterke aardbevingen:	$10 \text{ cm/sec}^2 = 10 \text{ gal.}$
bij verwoestende aardbevingen:	$100 \text{ cm/sec}^2 = 100 \text{ gal.}$
Normale versnelling van de zwaartekracht	$= 1000 \text{ gal}$

b) Seismogram.

Wanneer er een aardbeving geregistreerd wordt, en we bekijken het seismogram, dan zien we dat achtereenvolgens aankomen:



- 1e) De P-golven (undae primae). Kleine onregelmatige golfjes, periode enkele seconden;
- 2e) de S-golven (undae secundae). Grotere onregelmatige golven, langzamer trillend;
- 3e) de L-golven (undae longae). Grote amplitudo, regelmatig, langzaam, periode 20^s en meer.
- 4e) C = Coda (einde): Klein, regelmatig, uitstervend.

Nu is gebleken dat:

P = longitudinale golven, S = transversale golven en L = oppervlaktegolven. (Oppervlaktegolven, bijv. steen in water).

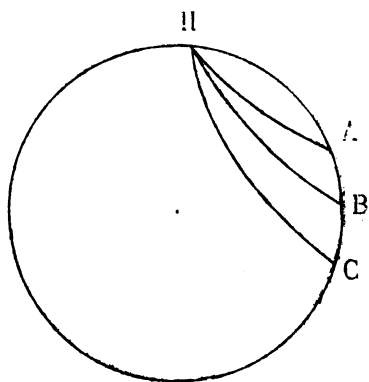


fig. 22

De looptijd van de golf is de tijd, die verstrijkt tussen het vertrek uit de haard H en de aankomst in A, B enz. Wanneer we de looptijd weten en we kennen de afstand langs het oppervlak HA, HB, enz., dan kennen we nog niet de snelheid. Want de golven gaan niet langs het oppervlak (behalve L), maar dieper door de aardkorst. Wanneer we ons nu dicht bij H bevinden, zal de golf nooit erg diep gegaan zijn, dus kunnen we rekenen, dat hij langs het oppervlak ging. Wanneer we weten hoe de looptijd is voor HA, HB, HC, dan kunnen we al direct de "gemiddelde" snelheid in de diepte bepalen. Gemiddeld tussen aanhalingstekens, omdat de snelheden veranderen hoe dieper we komen in de aardkorst; en omdat we nog de baan niet kennen. In elk geval be-

wijzen die ruwe gemiddelden toch al, dat de snelheid met de diepte toeneemt. Dus moet de baan gekromd zijn, belle kant naar het centrum.

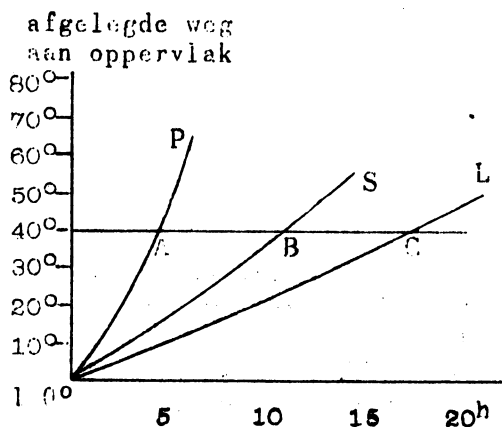


fig. 23

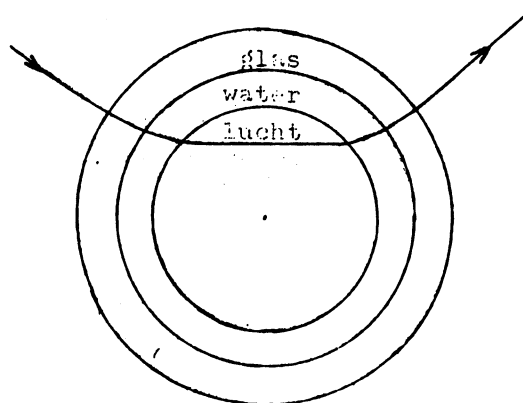


fig. 24

Men kan de breking of (bij geleidelijke overgang) de kromming der baan vergelijken met die van het licht in respectievelijk bijv. glas, water, lucht. (fig. 24).

De snelheden aan het oppervlak zijn:

- voor P 5,5 - 7,8 km/sec;
- voor S 3,3 - 4,3 km/sec;
- voor L 3,9 km/sec.

Hier volgt nog een tabelletje met enkele waarnemingen:

Afstand in graden	Afstand in km	Looptijd			
		P	S	S - P	L
10	1110	2 ^m 20 ^s	4 ^m 30 ^s	2 ^m 10 ^s	5 ^m 00 ^s
20	2220	3 ^m 33 ^s	6 ^m 10 ^s	4 ^m 43 ^s	9 ^m 09 ^s
60	6665	10 ^m 02 ^s	18 ^m 21 ^s	8 ^m 19 ^s	28 ^m 09 ^s
80	8890	12 ^m 07 ^s	22 ^m 13 ^s	10 ^m 06 ^s	38 ^m 03 ^s

Afstand van de haard en zijn diepte.

Wanneer voor het tijdsverschil S - P het bedrag AB gevonden wordt, dan kunnen we uit fig. 23 bepalen, hoever de haard van ons verwijderd is. We krijgen dus een cirkel, waarvan de straal de afstand tot de haard is. Wanneer we nu in het tweede station ook de afstand kennen, blijven nog twee punten over, die in aanmerking komen. Men raadpleegt een 3e station. Of: de richting, welke de eerste stoot heeft, bepaalt nu verder de plaats.

Wanneer we voor enkele punten vlak bij de haard de looptijd kennen, dan kan hieruit de diepte bepaald worden. De haard H zal een on-

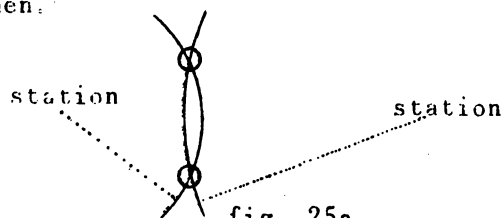


fig. 25a

dere reeds looptijden geven, dan H'. De diepte is over het algemeen kleiner dan 30 km. De laatste tijd heeft men ook haarden ontdekt, die een veel grotere diepte hebben, tot 700 km.

Inwendige der aarde.

Stel we kennen de snelheid van een golf als functie van r , dan kan de brekingswet en het verband looptijd-afstand over het oppervlak aangegeven worden.

In werkelijkheid moet juist andersom gewerkt worden.

Uit deze berekeningen volgt voor iedere diepte de snelheid.

Het is gebleken, dat vanaf de afstand van 105° van de haard, de primaire en secundaire golven verdwijnen. Bij 142° verschijnen de primaire opnieuw; de secundaire blijven weg. Er schijnt dus in de aarde een kern te zijn, waarvan de eigenschappen anders zijn dan voor de buitenste lagen. De secundaire golven worden daardoor niet voortgeplant, de primaire gebroken. In de kern kunnen dus blijkbaar geen transversale golven optreden. De kern gedraagt zich dus in dat opzicht als een vloeistof. De straal van deze kern is $0,54 \times$ de straal van de aarde. Grens: op een diepte van 2900 km. De mantel gedraagt zich als een vaste stof voor snelle golven (maar voor lang aanhoudende krachten is hij wel bewegelijk met de tijd). Dat de kern zich als een vloeistof gedraagt, is te verklaren door de hogere temperatuur. De snelheid van de P- en S-golven, uitgezet tegen de straal der aarde geven nevendaarstaande grafiektypen. Sommige auteurs vinden nog kleinere discontinuïteiten; ze verklaren dit door een 'binnenkern' en door de laagstructuur van de mantel.

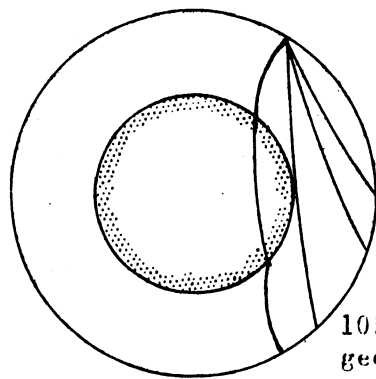
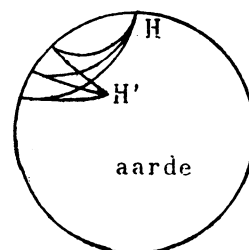


fig. 26

105°
geen P
en S gol-
ven meer

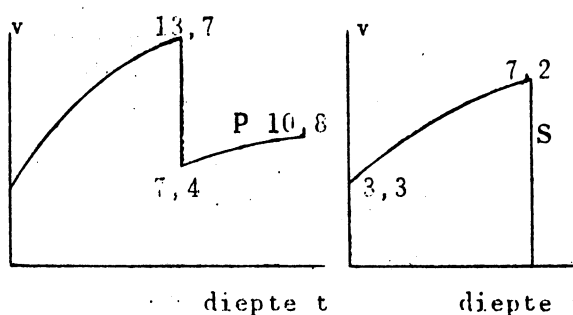


fig. 27

Uit deze en andere verschijnselen (bijv. de manier, waarop de stoffen zich in een hoogoven rangschikken en bijv. de samenstelling der meteorieten uit silicaten en nikkel-ijzer) kan men concluderen dat de Aarde gelaagd is; en wel bovenaan silicaten (S.G. 3 - 5) tot een diepte van 2900 km; en binnenin ijzer en nikkel (S.G. 9 - 17)

Nieuwste theorie: de Aarde zou overal ongeveer de zelfde samenstelling hebben; bij 2900 km zou een *phase-overgang* plaatshebben door de hoge druk.

We kunnen details van de samenstelling van de aardkorst nabij de oppervlakte leren kennen door kunstmatige aardbevingen. Dit gebruikte men bij opsporen van petroleum en andere ertsen. Rondom de plaats, waar de aardbeving (ontploffing in de aarde met dynamiet o.i.d.) zal plaatsvinden plaatst men seismografen. Uit de tijd en de grootte vindt men de snelheid van de golf. Als de snelheden in verschillende gesteentesoorten bekend zijn, kan men hieruit een beeld krijgen van de ongelijkmatigheden in samenstelling der aarde op die plaats.

Vb. In zand is de snelheid 1 a 1,7 km/sec
In steenzout 4,7 a 5,5 km/sec
In bazalt 5,5 km/sec

§ 5. HET AARDMAGNETISME

Reeds heel vroeg was het aardmagnetisme bekend en werd gebruik gemaakt van het kompas; maar een juiste verklaring is er nog niet gegeven. Er zijn wel veel hypothesen over.

Drie belangrijke grootheden kunnen gemeten worden:

- 1e) **Declinatie:** dat is de hoek, die het magnetische meridiaanvlak maakt met het geografische meridiaanvlak. Door zeelieden wordt de declinatie de miswijzing van het kompas genoemd.
- 2e) **Inclinatie:** Dit is de hoek, die de magnetische as met het horizontale vlak maakt.
- 3e) **Intensiteit** van het aardveld. Om deze intensiteit te meten, maakt men gebruik van het feit dat een gegeven magneet harder slingeret, naarmate het veld sterker wordt

Het blijkt, dat H (intensiteit) $\sim \frac{1}{T^2}$
 (= slingertijd)

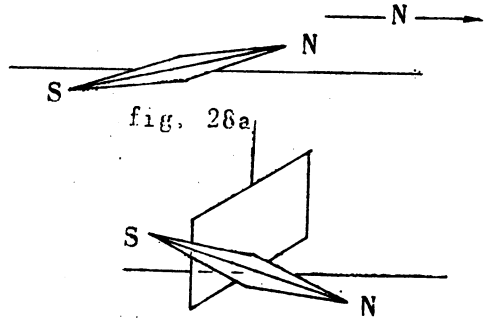


fig. 28a

fig. 28b

De variaties, die deze drie grootheden ondervinden, worden nauwkeurig geregistreerd. Voor de declinatie bijv.

gaat dit als volgt. Men neemt een magneet, hangt deze op aan een torsiedraad, voorzien van een spiegeltje. Met behulp van een lichtwijzer kan men nu de veranderingen meten en deze op fotografisch papier op een roterende trommel opnemen

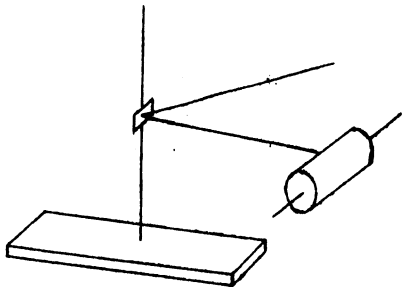


fig. 29

In eerste benadering kan men het magnetisch veld veroorzaakt denken door een magnetische dipool in het centrum van de aardbol.

We kunnen ons ook de aarde voorstellen als een homogeen gemagnetiseerde bol. Dit geeft

hetzelfde resultaat als de dipool.

Hiermee is het aardmagnetisme dan nog niet volledig verklaard. Circa 2% is afkomstig van uitwendige invloed.

Locale anomalieën: Er zijn plaatsen, waar het veld afwijkt van het gemiddelde. Dit kan verklaard worden, doordat er ijzer of andere ferromagnetische stoffen (cobalt, nikkel) in de bodem aanwezig zijn. Maar ook andere paramagnetische stoffen heeft men, met zeer gevoelige instrumenten, op deze manier kunnen vinden. Het is gebleken, dat op de plaatsen, waar sterke stromingen zijn van g , ook het aardmagnetisme gestoord is.

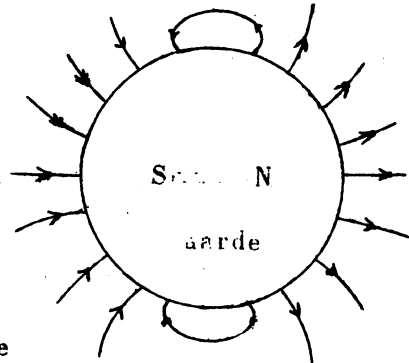


fig. 30

Hypothesen: Een van de vele hypothesen is, dat de kern van de aarde, die, zoals we vroeger zagen, uit ijzer en nikkel bestaat, sterk magnetisch is. Dit is echter zeer onwaarschijnlijk, daar de temperatuur in de kern vrij hoog is en er bij deze temperatuur in het ijzer geen magnetisme meer voorkomt. Het Curiepunt is 774° en boven deze temperatuur verdwijnt alle magnetisme.

Nu is het mogelijk, dat door de hoge druk in het binnenste der aarde de kristalroosters der stoffen geheel veranderen en misschien zijn er op deze manier andere modificaties van Fe in vaste vorm, die een hoger Curiepunt hebben. (De experimenten gaan tot een druk van 200.000 atmosferen).

Een andere theorie zoekt de oorsprong insgelijks in de kern der aarde, en wel in stromingen aan de grens van de kern en van de mantel. Op ingewikkelde wijze zouden die convectie stromen aanleiding geven tot het ontstaan van het aardmagnetische veld. Een belangrijke steun heeft deze onderstelling gevonden in de studie der seculaire variaties.

Variaties:

a) *Seculaire variaties.*

Men heeft uit oude scheepsjournalen, van Columbus af, nagegaan, hoe groot vroeger de declinatie op verschillende plaatsen was. Voor nog oudere tijden

heeft men deze bepaald uit de stand der kathedralen. Deze staan nl. alle in de richting Oost-West, bepaald met een kompas. Verder kan men nog de declinatie bepalen uit ijzerhoudende stoffen, bijv. leem of ook rotsen (bazalt). Wanneer men nl. leem bakt, worden de ijzerdeeltjes, die er in aanwezig zijn, gericht door het magneetveld; ze blijven na het hard worden in die richting liggen. De resultaten van deze onderzoeken zijn weinig overzichtelijk.*)

b) *Dagelijkse variaties.*

Wanneer we de Westelijke declinatie uitzetten tegen de plaatselijke tijd, krijgen we iedere dag ongeveer de volgende grafiek (fig. 31). De amplitudo van deze uitslag is 8 boogminuten, gemiddeld.

Verder kent men nog de magnetische stormen; dit zijn vol-

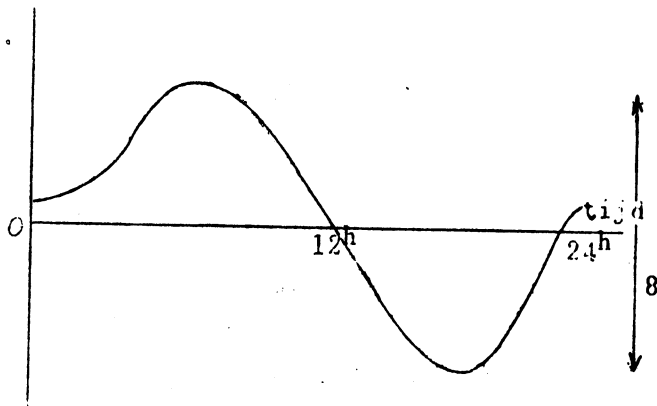
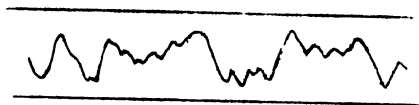


fig. 31

komen onregelmatige bewegingen, die een amplitudo kunnen bereiken van 1°. De dagelijkse variatie en de magnetische stormen staan onder invloed van de zon en nemen toe met het aantal zonnevlekken. Men zou de invloed van de zon kunnen verklaren met een zonnemagneetveld; maar het blijkt bij berekening, dat, wil een veld op zo'n grote afstand nog invloed hebben, de veldsterkte op de Zon een onmogelijk groot bedrag zou moeten bereiken. Een betere verklaring vinden we in de *dynamotheorie*, die we nu zullen uiteenzetten.

Zoals we weten worden gassen geïoniseerd door:

- 1e) ultraviolette stralen
 - 2e) Röntgen-stralen;
 - 3e) beschieting met corpuscula (electronen of andere snelle deeltjes).
- Deze ionisatie kan men als volgt opvatten:

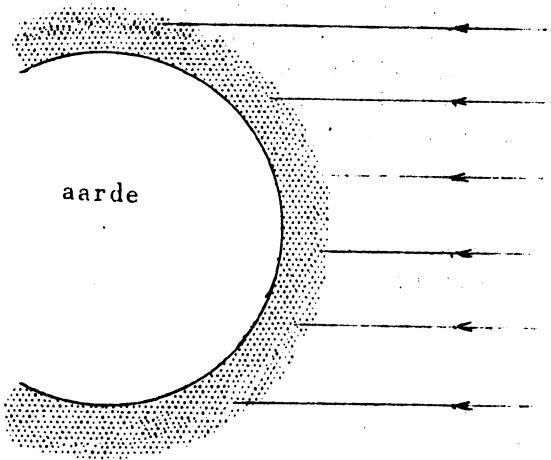


fig. 32

atoom ion electron

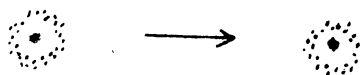


fig. 32a

We hebben een atoom, bestaande uit een kern van positieve en een wolk electronen met een even grote negatieve lading. Wanneer nu het atoom geïoniseerd

*) Wel is echter gebleken, dat er een correlatie bestaat tussen de secundaire variaties van het aardmagnetisme en de rotatiesnelheid der aarde, die immer ook kleine veranderingen vertoont (blz. 10). Als bijv. de kern der Aarde t. o. v. de gemiddelde een wenteling in de richting van het uurwerk vertoont zal men een W-waartse verplaatsing van de grote ongelijkmatigheden van het aardveld waarnemen; tegelijk zal de mantel der Aarde, waarop wij ons bevinden tegengesteld aan het uurwerk moeten draaien t. o. v. de gemiddelde (behoud van rotatiemoment): De aardrotatie is versneld.

wordt, vliegt er 1 (of meer) electron(en) uit (fig. 32b). Beide overgebleven delen, het ion en het electron, zijn geladen; het gas is nu geleidend. Op deze wijze is het dat de zonnestralen op de atmosfeer vallen en deze ioniseren (zonnestralen bevatten ultraviolet licht en röntgenstralen). Door de beweging van de atmosfeer (verwarming door de zon en getijkrachten) ontstaan er inductiestromen, die krachten uitoefenen op de magneetnaald. We kunnen de aarde daarbij beschouwen als de magneet, de geïoniseerde gassen als het anker van een dynamo. Hoe sterker de straling, hoe groter de ionisatie- en dus hoe groter de variatie van de declinatie. Magnetische stormen ontstaan, doordat kleine deeltjes (corpuscula) door de zon uitgezonden worden en deze veroorzaken een onregelmatige, sterke ionisatie. De uitzending van deze corpuscula staat onder invloed van allerlei storingen op de Zon. Dus hoe meer zonnevlekken, hoe meer magnetische stormen.

§ 6. DE OUDERDOM DER AARDE

Radioactiviteit.

We beschouwen een atoom. Om de kern bevindt zich een wolk van electronen. Nu worden bij sommige elementen partikeltjes uit de kern weggeschoten. Het zijn

bij α -straling: He-kernen (He^{++})

bij β -straling: electronen (e^-)

Dit verschijnsel heet radioactiviteit.

Deze radio-activiteit blijkt onafhankelijk te zijn van de temperatuur. Het aantal radio-actieve atomen wordt door het wegvliegen van de partikeltjes steeds kleiner. Als maat voor deze vermindering van het aantal heeft men genomen de halfwaardetijd, dat is de tijd, waarin het aantal tot op de helft is verminderd. Deze tijden variëren van enkele delen van een seconde tot miljoenen jaren.

Grote halfwaarde tijden bepalen is zeer moeilijk. Men doet dit door het aantal partikeltjes te tellen, dat in een bepaalde tijd wegvliegt. Dit kan bijv. fotografisch gebeuren. Hieruit berekent men dan de halfwaardetijd.

De voor ons probleem belangrijkste radio-actieve stof is Uranium (U). Door het uitzenden van partikeltjes verandert het atoomgewicht en het atoomnummer. Uranium gaat aldus over in een andere stof, die zelf weer radio-actief is enz. De laatste stof in deze reeks overgangen is Lood (Pb). De tijd, nodig voor de omzetting, is zeer groot. In 7.000.000 jaar is uit 1 gram U nog maar 1 milligram Pb gevormd.

a) In bepaalde delen van de aarde is vloeibaar magma aanwezig, dat Uranium bevat. Stel, dat ergens in een scheur der korst uit dit magma een U-erts gaat uitkristalliseren. Vanaf het ogenblik van stolling worden de radio-actieve producten vastgehouden. Toen het U zich nog in het gloeiende magma bevond, had het slechts een uiterst kleine concentratie, de radio-actieve producten werden over een grote ruimte verspreid. Zodra echter het erts zich heeft vastgezet, worden de radio-actieve producten daar bewaard. Wanneer we dus uit een klomp



fig. 32

U-erts bepalen, hoe de verhouding is van Pb/U, dan kan men hieruit vinden, hoe lang het geleden is, dat dit erts is gestold. De verhouding Pb/U blijkt bijv. te zijn 0,040 in het carbon (steenkolenlaag). Dit komt overeen met een tijd van $7 \cdot 10^8 \cdot 40 = 280 \cdot 10^8$ jaar. Deze methode noemt men de *loodmethode*.

Uit dergelijke bepalingen vindt men bijv.:

Krijt	100 miljoen jaar
Carboon	200-250 miljoen jaar
begin Palaeozoicum	500 miljoen jaar

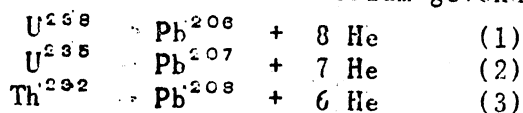
Voor de oudste gesteenten (zonder fossielen) vond men 2800 miljoen jaar.

b) *Verfijnde loodmethode.*

Gewoon lood blijkt een mengsel te zijn van isotopen. (Isotopen zijn stoffen met dezelfde kernlading, maar verschillende kernmassa en kernbouw).

Lood is bv. gemengd uit: Pb^{204} , Pb^{206} , Pb^{207} , en Pb^{208} . (Pb^{204} betekent lood met atoomgewicht 204).

Men heeft in het laboratorium gevonden dat



ieder met een eigen halfwaardetijd.

Wanneer men nu het erts gaat onderzoeken, kan men dus de verhouding bepalen.

$$\frac{Pb^{206}}{U^{238}}, \quad \frac{Pb^{207}}{U^{235}}, \quad \frac{Pb^{208}}{Th^{232}}$$

Als we uit deze verhoudingen de ouderdom bepalen, moet er dus ook hetzelfde uitkomen. Een gesteente uit het begin van de steenkolentijd werd onderzocht;

uit (1) vond men $255 \cdot 10^6$ jaar;

uit (2) vond men $254 \cdot 10^6$ jaar;

uit (3) vond men $266 \cdot 10^6$ jaar; in dit geval krijgen we een

prachtige overeenkomst.

Pb^{204} ontstaat voor zover bekend, niet door radio-activiteit.

Een tegenwoordig veel toegepaste methode voor het scheiden van isotopen is

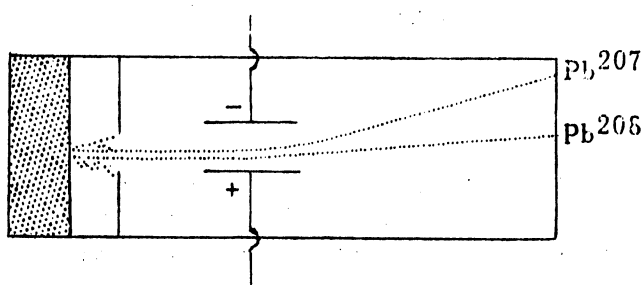


fig. 34

de *massaspectrograaf*. Men brengt het lood over in een verbinding die verdampen kan en die men ioniseert. De geladen looddeeltjes worden nu door een elektrisch veld versneld. Ze passeren condensatorplaten. De zwaarste worden nu het minst afgebogen; hoe lichter, hoe groter afbuiging. Het gaat ook met een magnetveld (Lorentzkracht).

Men zorgt er voor, deeltjes van gelijke beginsnelheid te vergelijken.

c) *Helium-methode.*

Daar bij de overgang van U en Pb ook He ontstaat, kunnen we dit ook als uitgangspunt nemen. Om zoveel mogelijk van het voortgebrachte He te vinden, gebruiken we homogene gesteenten, die niet aan hoge temperatuur zijn blootgesteld.

We vinden toch kleinere waarden voor de ouderdom dan volgens de Pb-methode. (oorzaak: ontsnapping). De tijd, waarin uit 1 gram U 1 cm^3 He gevormd wordt, is 10^7 jaar.

Een voordeel van deze methode is, dat men van He slechts een kleine hoeveelheid hoeft te hebben om het te kunnen aantonen, veel kleiner dan bij Pb. Daarom wordt deze methode bijv. toegepast om de ouderdom van meteorieten te bepalen.

d) *Pleochroïtische kransen.*

Wanneer we bepaalde soorten glimmer onder een microscoop bekijken, zien we een korreltje met concentrische bruine ringen. Dit kan men als volgt verklaren. In het midden bevindt zich een radio-actief kristalletje, stel bijv. uranium. Dit zendt α - en β -deeltjes uit. In glimmer kunnen ze niet zo ver vliegen als in lucht, daardoor blijven ze vlak bij de kern steken. Daar ter plaatse wordt het glimmer (mica) bruin door een chemische

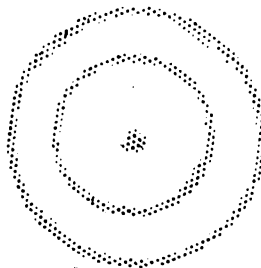


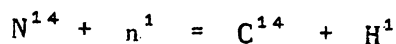
fig. 35

reactie. Uit de sterkte van de kleuring kan men de ouderdom bepalen van het glimmer. De opeenvolgende radio-actieve stoffen, waarin zich het uranium omzet, zenden α -deeltjes uit met verschillende snelheden; vandaar de concentrische bruine ringen. Deze methode is niet erg nauwkeurig, maar geeft dezelfde orde van grootte als (a), (b) en (c).

e). Zie blz. 36 onderaan.

f) Radio-actieve koolstof.

Koolstof C^{12} heeft ook een isotoop C^{14} , die in de dampkring ontstaat uit N^{14} (gewone stikstof). In de *cosmische straling*, bestaande uit corpuscula, bevinden zich immers ook neutronen; dan heeft de kernreactie plaats:



Uit dit C^{14} wordt ook CO_2 gevormd (C^*O_2).

C^{14} is radioactief: $C^{14} \rightarrow N^{14} + e^-$

Het C^*O_2 wordt door planten en dieren opgenomen, daar het mengsel CO_2 en C^*O_2 homogeen is door turbulentie in de dampkring. Als het C^*O_2 is opgenomen door een organisme, is het C^*O_2 onttrokken aan de wisselwerking met de dampkring. Door zijn radio-activiteit valt het uiteen met een halfwaardetijd van 5720 jaar. Uit de mate van radio-activiteit van hout of ander organisch materiaal, kan men dus de ouderdom ervan bepalen.

Men heeft nu het hout uit een der oudste pyramiden van Egypte onderzocht. Dit gaf als uitkomst voor de ouderdom: 4300 jaar en 5100 jaar, terwijl de Egyptologen en archeologen berekend hadden: respectievelijk 4575 en 4650 jaar. Deze methode heeft geen nut voor de astronomie, alleen voor de archeologie, omdat de halfwaardetijd te kort is. (Bepaling van Prof. de Vries).

g) $K^{40} + e^- \rightarrow A^{40}$

§ 7. EBBE EN VLOED

a) In 24^u51^m krijgen we 2 x ebbe en 2 x vloed. De periode is dus: $12^u25^m5.$ Opmerkelijk is het, dat de maan ook om de aarde draait in 24^u50^m . Dit is een duidelijke aanwijzing, dat de oorzaak van de getijden vooral in de maan te zoeken is.

We kunnen ons de toestand voorstellen als in fig. 36 (sterk overdreven). Het water is hier een omwentelingsellipsoïde, waarvan de as gericht is naar de maan. Wanneer nu de aarde om de as N-S draait, terwijl de maan blijft staan, zal een punt P bij één wenteling (dus in 24 uur) twee maal hoog water en twee maal laag water aannemen. Als de aantrekkingskracht van de maan alleen werkzaam was, zou het water allemaal naar de kant van de maan lopen en niet naar weerskanten.

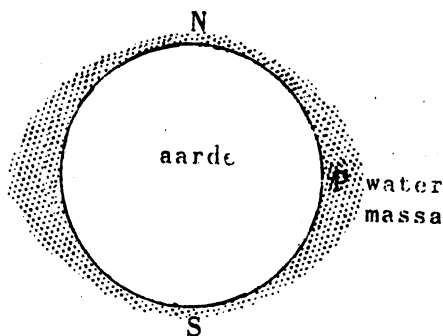


fig. 36

Isaac Newton heeft een verklaring gegeven, door zijn *evenwichtstheorie der getijden*. (De verklaring is goed, als de aarde zeer langzaam draait.)

We beschouwen de aarde en de maan, draaiend om een gemeenschappelijke as Z. Bij dit stelsel is voor elk hemellichaam de middelpuntvliedende kracht = gravitatiekracht. De twee gravitatiekrachten zijn gelijk en tegengesteld, evenzo de twee middelpuntvliedende krachten. De middelpuntvliedende kracht van de aarde is:

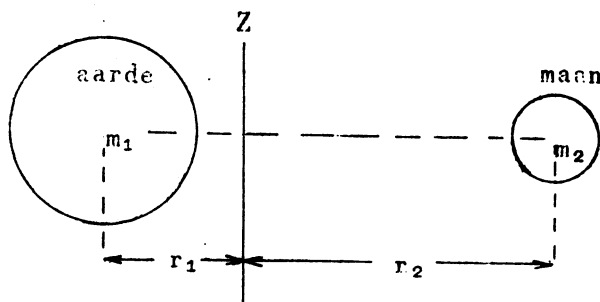


Fig. 37

$m_1 = \text{massa Aarde}$ $\frac{m_1 v^2}{r_1} = m_1 \omega^2 r_1$

$m_2 = \text{massa Maan}$ Analooq voor de maan: $m_2 \omega^2 r_2$

De krachten zijn gelijk, dus $m_1 r_1 = m_2 r_2$

Aarde en maan draaien dus om hun gemeenschappelijk zwaartepunt.

En wel is $\frac{r_1}{r_2} = \frac{m_2}{m_1} (= \frac{1}{82})$

De totale afstand van middelpunt aarde - middelpunt maan is 60,3 aardstralen = $r_1 + r_2$.

$r_1 = \frac{1}{83} \cdot 60,3$ $r_2 = \frac{82}{83} \cdot 60,3$

De as van het stelsel bevindt zich dus op ong. $\frac{1}{83}$ aardstraal van het middelpunt der aarde, dus draait het stelsel om de stippelijq van fig. 36.

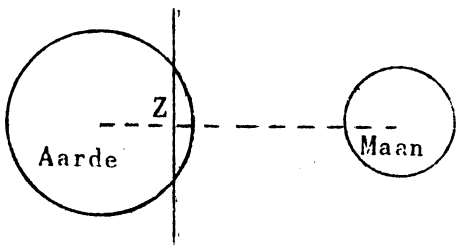
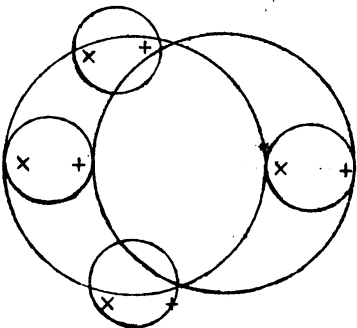


fig. 36

De middelpuntvliedende kracht bedraagt 3,4 mg op 1 kg (direct te berekenen uit $\frac{m v^2}{r}$).

[Deze revolutie heeft niets te maken met de rotatie der aarde. Revolutie is draaiing van twee lichamen om elkaar. Rotatie is draaiing van een lichaam om zijn as].

Het +-punt van de aarde beschrijft een cirkelbaan; eveneens het x-punt.



(fig. 39). De middelpuntvliedende kracht van + en x zijn op elk ogenblik gelijk en gelijk gericht. Evenzo voor alle andere punten.

We beschouwen nu de versnellingen, welke werken op drie punten van de aarde, en wel op A, O en B. (fig. 40)

We noemen de richting naar de maan de positieve.

De centrifugale versnelling is in alle drie punten gelijk, en wel -c (aangegeven door een ←). De gravitatieversnelling is:

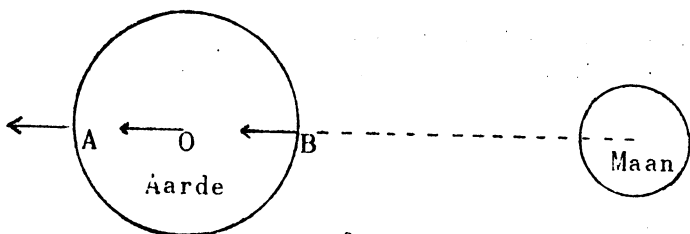


fig. 40

in A: $= \frac{G \cdot M}{(R + r)^2}$

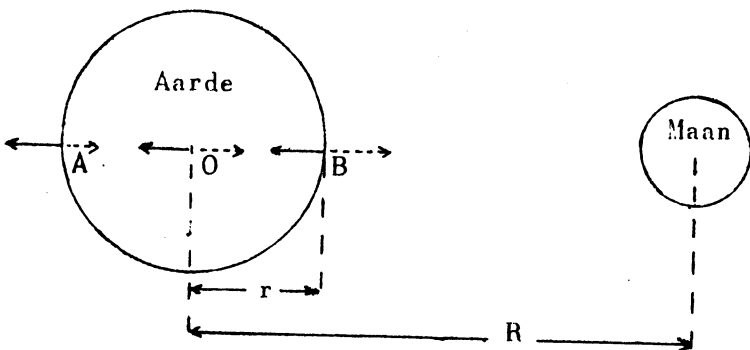
in O: $= \frac{G \cdot M}{R^2}$

in B: $= \frac{G \cdot M}{(R - r)^2}$

aangegeven door ...
In O houden de gravitatieversnelling en de centrifugale versnelling elkaar in evenwicht; de resultante is dus nul, dus

$c = \frac{G \cdot M}{R^2}$

fig. 40a



In A is de resultante: $-c + \frac{GM}{(R+r)^2}$

In B is de resultante: $-c + \frac{GM}{(R-r)^2}$

Dit geeft voor A: $\frac{GM}{(R+r)^2} - \frac{GM}{R^2}$ voor B: $\frac{GM}{(R-r)^2} - \frac{GM}{R^2}$

Nu is $\frac{1}{(R+r)^2} = \frac{1}{R^2(1+\frac{r}{R})^2} = (\text{in eerste benadering}) \frac{1 - \frac{2r}{R}}{R^2} = \frac{1}{R^2} - \frac{2r}{R^3}$

dus voor A: $\frac{GM}{(R+r)^2} - \frac{GM}{R^2} = \frac{GM}{R^2} - \frac{2GMr}{R^3} - \frac{GM}{R^2} = -\frac{2GMr}{R^3}$

Analoog voor B: $+\frac{2GMr}{R^3}$

In eerste benadering zijn de krachten op A en B gelijk, maar tegengesteld. Hierdoor wordt het water naar beide kanten van de aarde getrokken. De getijverwekkende kracht is dus gelijk aan de centrifugaalkracht $\times \frac{2r}{R} = \text{centrifugaalkracht} \times \frac{1}{30}$

De centrifugaalkracht was 3,4 mg op 1 kg; dus de getijverwekkende kracht is ongeveer 0,11 mg op 1 kg. Dit is zeer gering en alleen omdat de beweeglijkheid van water zo groot is, is het verschijnsel te merken bij eb en vloed (1 op 9.000.000 mg).

We vergelijken nu de kracht, die de maan uitoefent op de watermassa, met de kracht van de zon daarop. Volgens de vorige bladzijde is de getijverwekkende

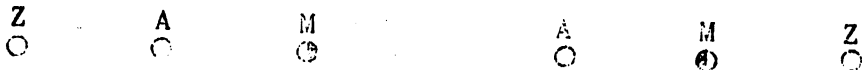
versnelling $\frac{2GMr}{R^3}$

Dus: $\frac{\text{kracht } \odot}{\text{kracht } \ominus} = \frac{M_{\odot}}{M_{\ominus}} \cdot \frac{(\text{afstand } \ominus - \text{Aarde})^3}{(\text{afstand } \odot - \text{Aarde})^3} = \frac{1}{27 \cdot 10^6} \cdot (369)^3 = 2,18$

De invloed van maan en zon is dus van dezelfde orde van grootte.

De plaats van zon en maan is natuurlijk zeer belangrijk.

Bij Volle en bij Nieuwe Maan is de stand respectievelijk:



In deze twee gevallen versterken de krachten elkaar (omdat de krachten naar weerskanten van de aarde af werken). Men spreekt dan van *springvloed*.

Bij eerste en laatste kwartier is de stand:



Nu werken de krachten elkaar tegen, want ze staan loodrecht op elkaar: *dood tij*.

Verdeling van de getijkrachten over de aardbol.

We beschouwen hier alleen de kracht van de maan. (Eigenlijk moesten we de som van de krachten van maan en zon beschouwen).

Uit fig. 41 blijkt, dat de kracht in de pool naar het mid-

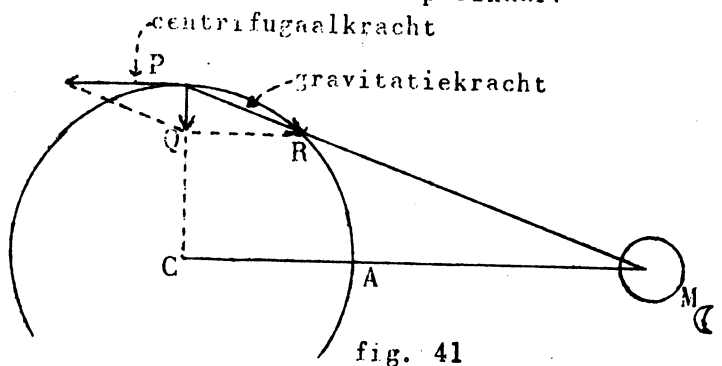


fig. 41

delpunt is gericht. Op analoge manier kan men op iedere plaats de resultante bepalen van gravitatie en centrifugaalkracht. De krachten zijn over de aardbol volgens fig. 41a verdeeld. Uit fig. 41 blijkt:

$$\Delta PQR \sim \Delta PCM$$

De centrifugaalkracht in P is

$$c = \frac{GM}{R^2}$$

Uit de gelijkvormigheid volgt:

$$\frac{PQ}{QR} = \frac{PC}{CM} \text{ of } \frac{PQ}{c} = \frac{r}{R}$$

Bij eerste benadering is dus de getijverwekkende kracht in P:

$$\frac{GM}{R^2} \cdot \frac{r}{R}. \text{ Dit is de helft van de kracht in A.}$$

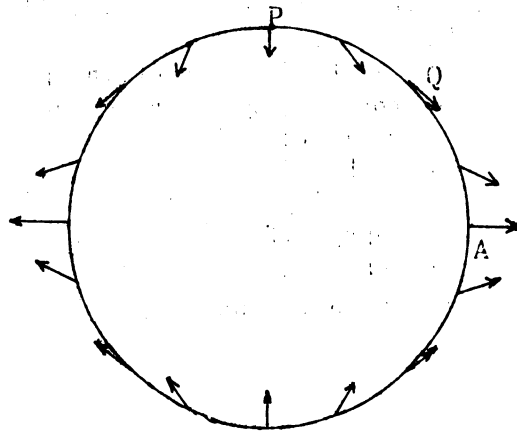


fig. 41a

We kunnen nu ook bijv. het getijverschil bepalen voor een meer. Sel het meer is 100km lang en bevindt zich op de plaats Q, dus daar, waar de getijkracht tangentieel aan de aarde is. In Q is deze kracht, naar men berekent, $\frac{1}{4} \times$ die in A. $G =$ de getijverwekkende

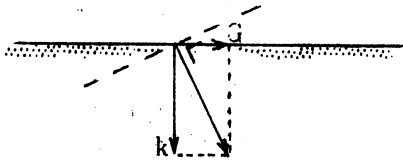


fig. 41b

kracht, is dus $\frac{1}{4} \times \frac{1}{9.000.000}$ van de gravitatie k .

De resultante zal dus een hoek met de verticaal maken van:

$$\frac{1}{4} \times \frac{1}{9.000.000} \text{ rad.}$$


Het wateroppervlak zal loodrecht op deze resultante gaan staan. Het meer is 100 km lang, dus aan de uiteinden krijgen we een getijverschil van

$$\frac{1}{4} \times \frac{1}{9.000.000} \times 50.000.000 \text{ mm} = \text{ongeveer } 4 \text{ mm naar boven en naar beneden.}$$

Dagelijkse ongelijkheid.

Dit verschijnsel treedt op als de maan buiten de aequator staat, hetgeen in het algemeen zal voorkomen. De vloedberg komt

dus zo te staan, als in fig. 42 is getekent (sterk overdreven). Wanneer we ons dus in punt P bevinden, zullen we in een etmaal twee vloedbergen passeren van verschillende hoogte. De δ heeft dus invloed; evenzo de δ . Verder beschrijft de maan geen cirkel, maar een ellips om de aarde; de afstand verandert maximaal tot 10% in R. Dus de getijkracht verandert tot 30%. Evenzo is de afstand Aarde-Zon veranderlijk.

Maan 

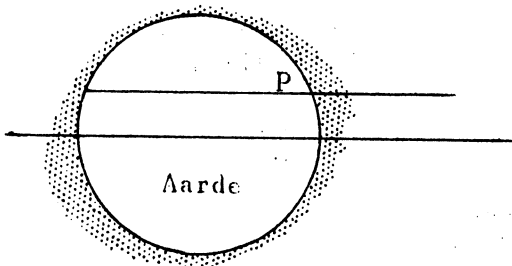


fig. 42

Het verschijnsel van eb en vloed is zeer belangrijk voor de scheepvaart. Daarom heeft men langs de rivieren en zeeën peilschalen, die automatisch de waterstand registreren. Daaruit blijkt, dat de theorie niet met de werkelijkheid overeenstemt. Volgens de theorie is de vloed het hoogst bij culminatie van de maan. Dit klopt niet met de werkelijkheid. Het is voor iedere haven verschillend. Men spreekt daarom van haventijd = maan-vloed-interval bij Volle Maan. Dit is de tijd tussen de culminatie der maan en hoog water. Op kleine eilandjes in de Grote Oceaan heeft men laag water op het ogenblik der culminatie!

Voor de amplitude van de vloed verwacht men de verhouding:

$$\frac{\text{springvloed}}{\text{dood tij}} = \frac{2,18 + 1}{2,18 - 1} \approx \frac{3}{1}$$

Dit klopt ook niet met de werkelijkheid, de verhouding ligt veel dichter bij 1. Alleen de periode klopt wel.

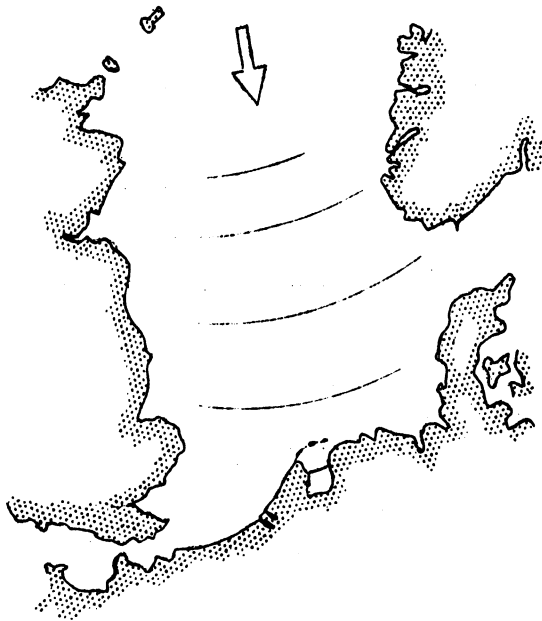
b) *George Darwin* heeft nu een veel vollediger theorie opgebouwd, de *Resonantie-theorie der getijden*.

De materie stelt zich niet direct in op de eindtoestand, wegens de traagheid. De richting en grootte van de kracht geven nog niet direct de verplaatsing. Ook speelt de ingewikkelde lijn van de kustvormen een rol.

De resonantiethorie zegt nu (in haar moderne vorm):

Iedere zee heeft bepaalde eigentrillingen.

Dit is het eerst opgemerkt als de 'seiches' van het Meer van Geneve (bij de plaatselijke verschillen in luchtdruk). Men zag toen, dat het wateroppervlak schommelde met een zeer bepaalde periode:



Er treden nu bij de zeeën resonantieverschijnselen op. De getijkrachten werken op zee (die te vergelijken is met een resonator), en bepaalde perioden der getijden worden versterkt, andere worden verzwakt. Een mooi voorbeeld is de Rode Zee, ('gesloten orgelpijp'). De Noordzee krijgt impulsen van het water dat uit het Noorden naar binnen stroomt, maar ook vanuit het Kanaal. In baaien en vernauwingen, bij mondingen van rivieren kan men soms zeer grote versterking krijgen. Het gemiddelde tijverschil voor de Oceaan is 75 cm. Bij Bretagne 10 m, Patagonië 15 m.

De wind heeft natuurlijk ook invloed op de hoogte van het water.

c) De kromme, die de peilschalen registreren, heeft bijvoorbeeld de vorm:



Deze krommen zijn voor elke haven verschillend. We kunnen deze kromme nu voorstellen als de som van een aantal sinuslijnen. Dit noemt men de 'Harmonische Analyse'. De amplitude en de fase van elk

dezer krommen vindt men empirisch; de periode, uit de astronomische theorie (evenwichtstheorie).

We kiezen de amplitude, en phase zo geschikt mogelijk, zodat bij sommatie bovenstaande curve weer verschijnt. We vinden zo bijvoorbeeld:

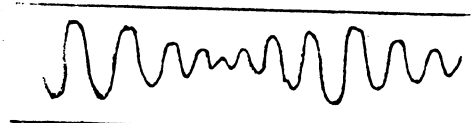
- 1) De halfdagse maangolf met periode van 12^h25^m
- 2) De halfdagse zonnegolf met periode van 12^h00^m
- 3) Het maan-elliptisch getij met periode van 12^h39^m

De golven 1 en 3 zullen zwevingen vertonen; we kiezen voor 1 en 3 verschillende amplituden, en krijgen dan bv.:

Deze golf geeft de invloed van de veranderlijke afstand van de maan weer.

Golven met periode van 24^h ongeveer:

- | | |
|--------------------|---|
| 4) Maangetij | periode 25 ^h 49 ^m |
| 5) Zonnegetij | periode 24 ^h 04 ^m |
| 6) Maan-Zonnegetij | periode 23 ^h 56 ^m |



(geeft halfdagse ongelijkheid weer)

Verder zijn er nog groepen golven met perioden in de buurt van 14^d, 1^{mond}, 6^{mond}, en 1^{jr}. Van alle bepaalt men empirisch de fase en de amplitude. We kunnen nu, als de golven allemaal bekend zijn, de vloedhoogte voorspellen voor het volgend jaar. Dit doet men gewoon door alle golven verder voort

te zetten en ze dan te sommeren (automatisch). Deze voorspellingen houden geen rekening met de weersomstandigheden.

d) *Waarneming van de getijden met de horizontale slinger.*

Deze slinger berust op hetzelfde principe als de horizontale slinger, gebruikt bij de gravitatie (zie fig. 16). De slinger moet zeer gevoelig en zeer rustig opgesteld zijn, dan kan men de invloed van de maan duidelijk merken; de amplitude is echter 60% van de theor.

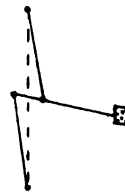


fig. 43

e) *Proeven van Michelson en Gale.*

Deze twee geleerden brachten een buis in de grond (dikte van de buis 15 cm, lengte 270 m, diepte 1^m60). De buis werd gevuld met water. Door de getijverwekkende kracht moeten er niveaunderschillen ontstaan. Deze werden ook inderdaad gevonden, en wel de hoogste van de orde van 0,02 mm. De aflezingen zijn zeer nauwkeurig verricht, eerst met microscop, later door middel van lichtinterferentie. De hoogteverschillen werden afgelezen met een nauwkeurigheid van 1%.

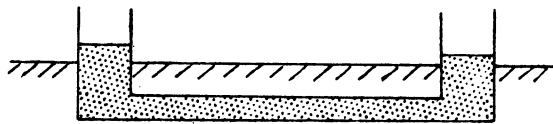


fig 44

De fase en de periode, die gevonden werden, stemden overeen met die volgens de theorie. Maar de amplitude was slechts 69% van de berekende. We kunnen dit alleen als volgt verklaren: de hoogten worden gemeten t.o.v. de aarde; de proef bewijst dat de aarde ook beweegt. Zij vervormt dus ook door het getij (bij springvloed ongeveer 20 cm). Dit is evenveel als een even grote stalen bol onder invloed van de maan vervormen zou.

Als de aarde uit vloeistof bestond, waren er geen getijden waar te nemen, omdat we dan helemaal geen vast punt meer hadden.

f) *Invloed van de maan op de Dampkring.*

Er worden door de maan ook dampkringgetijden veroorzaakt. De relatieve vervorming is van gelijke orde als die van de zee. Door de vervorming ontstaat een drukverandering. Het drukverschil Δp : gemiddelde druk p = gemiddeld hoogteverschil van het water Δh : gemiddelde hoogte h der oceanen.

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{\Delta h}{h} = \frac{0,75}{2000} \text{ m (gemiddelde diepte) } p = 700 \text{ mm}$$

dus $\Delta p = \frac{700 \cdot 0,75}{2000}$; dit is ongeveer 0,25 mm.

De invloed is dus wel zeer gering en zonder enige betekenis voor het weer. Toch is het gelukt om uit vele duizenden aflezingen van barometers deze invloed van de maan waar te nemen.

§ 3. ATMOSFEER

a) De atmosfeer is samengesteld uit (in volume):

N	78,08	H ₂ O	0 - 2
O	20,95	CO ₂	0 - 0,33
A	0,93		
Ne	16		
H	0,5		
He	5,2		
Kr	1,1		
Xe	0,1	op 1 miljoen	
Cl ₄	1,5		
N ₂ O	0,5		

(Deze twee de laatste tijd pas dekt door het absorptiespectrum ver in het infrarood)

Deze gassen komen in onveranderlijke verhouding voor in de atmosfeer. Plaatselijk kunnen er ook nog andere stoffen aanwezig zijn, bijv. H₂O-damp, CO₂, SO₂, stof, NaCl, O₃, CO.

De dichtheid van de lucht neemt af met de hoogte. We gaan nu na: de afname der dichtheid met de hoogte.

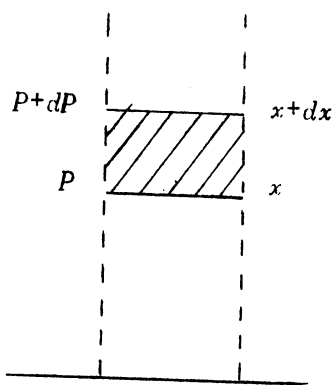


fig. 45

We beschouwen een cylinder met grondvlak van 1 cm^2 en daarvan een gedeelte dx . Dit 'blokje' lucht wordt in evenwicht gehouden, omdat de druk eronder juist zoveel groter is dan er boven, als zijn gewicht bedraagt.

$$dP = -g \cdot \rho \cdot dx \cdot 1$$

$\frac{\text{massa}}{\text{gewicht}}$

ρ = dichtheid
 g = gravitatie-versnelling

De toestandsvergelijking luidt voor 1 gram:

$$P V_1 \text{ gram} = R_1 \text{ gram} T \quad R_{1,gr} = \frac{R_{mol}}{\mu}$$

μ = moleculair gewicht

dus $\rho = \frac{1}{V_1 \text{ gr}} = \frac{P}{R_1 T} = \frac{P \mu}{R_{mol} T}$

(Het is voor dergelijke berekeningen praktisch, over te gaan op de gasconstante per grammolecuul).

$$dP = - \frac{P \mu g}{R_{mol} T} dx$$

$$\frac{dP}{P} = - \frac{\mu g}{R_{mol} T} dx$$

Stel T is bij benadering constant, dus isotherme dampkring. (Dit is in werkelijkheid niet het geval). Nu is:

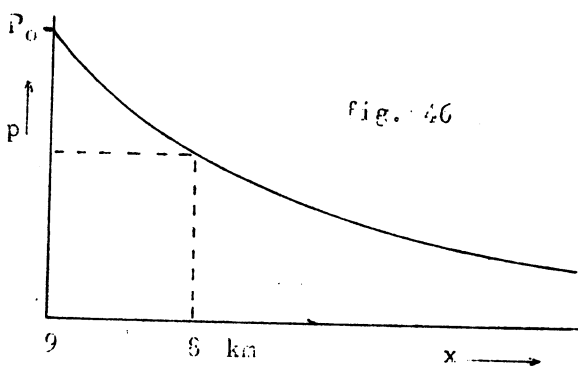
$$\int \frac{dP}{P} = - \frac{\mu g}{R_m T} \int dx$$

$$\ln \frac{P}{P_0} = - \frac{\mu g}{R_m T} x$$

$$\ln P - \ln P_0 = - \frac{\mu g}{R_m T} x$$

of $P = P_0 e^{-\frac{\mu g x}{R_m T}}$ ('exponentieel afnemen';
 in grafiek: fig. 46)

$$R_{mol} = 8,310 \cdot 10^7$$

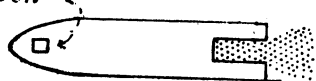


De druk verandert in de verhouding $1/e$ als $\frac{\mu g X}{R_m T} = 1$. $e = 2,718...$
 $X = \text{'schaalhoogte'}$

Dus $\frac{\mu g X}{R_m T} \approx \frac{30 \cdot 10^3}{8 \cdot 10^7 \cdot 3 \cdot 10^2} X = 1$, dus $X = 8 \text{ km}$. Op 8 km hoogte is dus de druk nog slechts het breukdeel $1/e$ van de druk aan het oppervlak. ($e = 2,718...$)

In werkelijkheid is alles veel gecompliceerder, omdat T niet constant is. Op de grens van troposfeer en stratosfeer is de temperatuur vrij constant. De troposfeer (Гор. тропосфер = draaien) is een luchtlaag, waarin veel roering. De stratosfeer is veel rustiger. De troposfeer strekt zich uit tot ongeveer 11 km hoogte hier in Nederland, 8 km aan de pool en 17 km aan de equator. Het onderzoek der stratosfeer geschiedt met ballons, stratosfeerballons, vliegtuigen, onbemande loodballons, voorzien van radiosondes (tot 40 km),

Instrumenten -

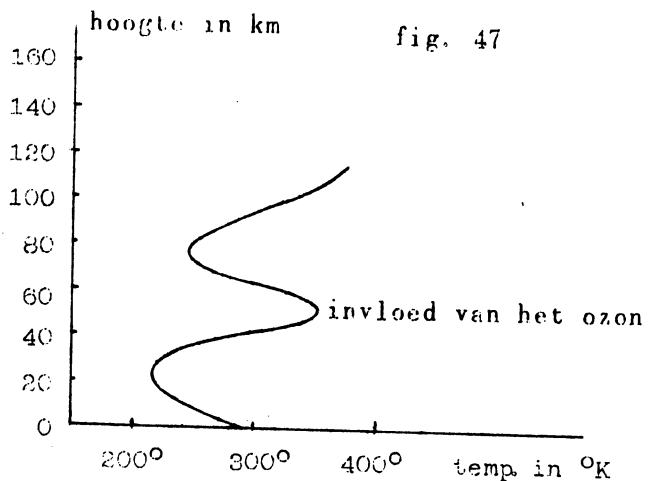


V_2 -vuurpijlen (In de kop de instrumenten. Bewegen zich voort door afzetting tegen de gasen, die ze zelf produceren; de aandrijving geschiedt dus ook in het luchtledige. Tot 400 km

Het volgende temperatuurverloop is waargenomen:

0 km	286°K
11 km	216°K
32 km	218°K
55 km	350°K
80 km	240°K
120 km	375°K

(in grafiek hiernaast)



De kromme is onafhankelijk van het uur, waarop ze gemaakt wordt en weinig verschillend van zomer tot winter. De zonnestralen verwarmen de lucht bijna niet, de onderste lagen worden echter door contact met de aarde verwarmd. Waar de temperaturen hoger worden, hangt dit samen met een klein beetje absorptie (bv. in de ozonlaag op ± 55 km).

De luchtmonsters met V₂-vuurpijlen verkregen, blijken op alle hoogten dezelfde samenstelling te vertonen; er is dus geen barometrisch evenwicht van elk afzonderlijk gas, alles wordt door roering gemengd.

b) Optische verschijnselen in de dampkring.

Refractie in de troposfeer.

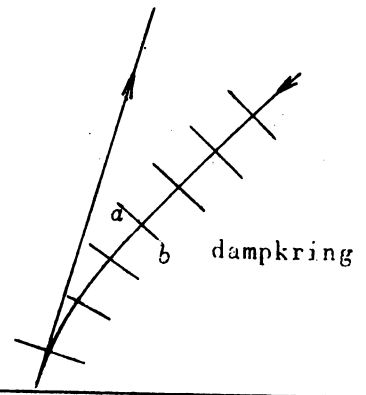
Refractie (kromming) treedt op, omdat (zie figuur) de snelheid van gedeelte a van het golffront groter is dan van b. De brekingsindices zijn in hogere lagen kleiner (dus snelheid groter) dan in de onderste lagen.

We zien het hemellichaam in de richting van de pijl, dus hoger dan het in werkelijkheid staat. Die schijnbare opheffing is des te belangrijker, naarmate het hemellichaam lager aan de hemel staat. Als we de zon aan de kim zien raken, staat hij er eigenlijk net onder.

n kleiner

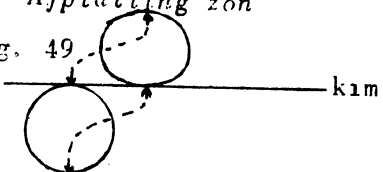
fig. 48

n groot



Afplatting zon

fig. 49



blauw-groen
fig. 50
rood
wolk

fig. 50

kim

dan ovaal, omdat het onderste gedeelte meer 'omhoog geschoven' wordt dan het bovenste, dus hij wordt platgedrukt. De refractie bij de kim is 35'. Aan de kim kan soms een laagvormige structuur van de damp-

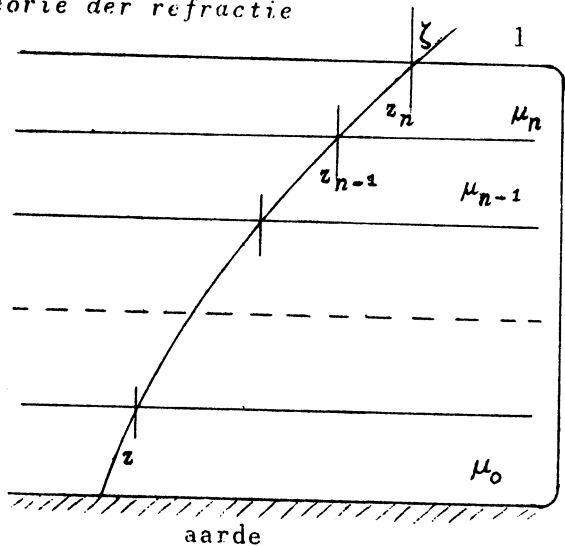
kring vervormingen veroorzaken van de ondergaande zon.

Door de refractie wordt de zon als het ware opgetild. Nu is dit 'optillen' voor verschillende golflengten verschillend. Het groene en blauwe beeld wordt meer opgetild dan het rode. Zo ontstaat figuur 50. Wanneer nu een wolk of de horizon het rode licht bedekt, zien we dus een blauw-groene zonsrand, bekend onder de naam 'groene straal'.

c) Kleurschifting = Dispersie.

Van laagstaande sterren krijgt men op een fotografische plaat geen sterbeeldje (wit), maar een klein verticaal spectrum, boven blauw en onder rood. Dit is een gevolg van de dispersie van de dampkring. Men moet daarmee oppassen bij fotograferen op blauw- of roodgevoelige platen: de rood-violet-positie der sterren is niet geheel dezelfde.

Theorie der refractie



d
a
n
P
k
r
i
n
g

ζ is de zenithafstand in het vacuum. Deze gaat over in z op de aarde. Nu is:

$$\frac{\sin \zeta}{\sin z_n} = \frac{\mu_n}{1}$$

Als μ_n de brekingsindex in de n -de laag is en 1 de brekingsindex in het vacuum.

$$\frac{\sin z_n}{\sin z_{n-1}} = \frac{\mu_{n-1}}{\mu_n}$$

$$\frac{\sin z_{n-1}}{\sin z_{n-2}} = \frac{\mu_{n-2}}{\mu_{n-1}}$$

.....
.....

$$\frac{\sin z_1}{\sin z} = \frac{\mu_0}{\mu_1}$$

fig. 50a

In deze figuur wordt de dampkring samengesteld gedacht uit een groot aantal dunne laagjes.

Wanneer we al deze vergelijkingen met elkaar vermenigvuldigen, krijgen we:

$$\frac{\sin \zeta}{\sin z} = \frac{\mu_0}{1}$$

Hieruit blijkt: de wijze, waarop de refractie verloopt, is onbelangrijk; alleen de μ van de laatste laag hebben we nodig. (Deze formules gelden alleen maar voor platte lagen, niet voor bolle, dan worden ze ingewikkelder). We hebben dus gezien:

$$\sin \zeta = \mu_0 \sin z$$

Nu is het verschil tussen ζ en z interessanter dan de waarde van die sinus op zichzelf; dus:

$$\sin \zeta - \sin z = \mu_0 \sin z - \sin z = \sin z (\mu_0 - 1)$$

Nu is:

$$\Delta(\sin \zeta) = \cos \zeta \cdot \Delta \zeta$$

Dus:

$$R = \Delta \zeta = \text{verandering in zenithafstand, die de ster ondergaat door refractie} = \frac{\sin z}{\cos \zeta} (\mu_0 - 1)$$

Daar het verschil tussen z en ζ klein is, dus het verschil tussen $\cos z$ en $\cos \zeta$ heel klein is, mogen we bij benadering zeggen:

$$\Delta \zeta = \text{tg } z (\mu_0 - 1)$$

$\mu_0 = 1,00028$, dus $\Delta \zeta = \text{tg } z (0,00028)$ rad. Dit geldt voor normale temperatuur en druk. Wanneer we $\Delta \zeta$ uitdrukken in boogseconden, wordt het $\Delta \zeta = 58'' \text{ tg } z$, want 1 rad = 206265''. Een nauwkeuriger formule is:

$$\Delta \zeta = 58,294 \text{ tg } z - 0,0668 \text{ tg}^3 z \dots$$

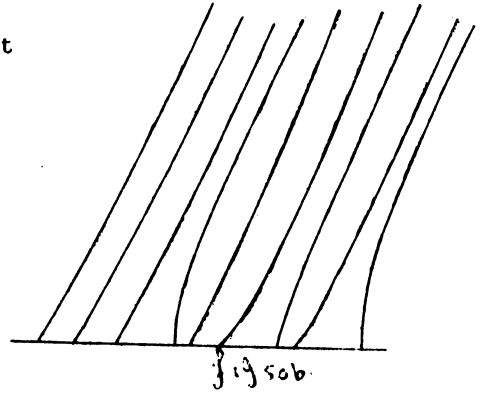
Deze constanten zijn empirisch bepaald. Er bestaan speciale refractietabellen, waarin $\Delta \zeta$ berekent is voor verschillende ζ .

Wanneer we sterwaarnemingen doen van een koepel of zaal uit, treedt tengevolge van het temperatuurverschil tussen de koepel- en de buitenlucht een bijzondere refractie op, de zgn. *zaalrefractie*. Het kan ook voorkomen, dat dichtbij de gezichtseinder zijdelingse refractie optreedt, dus dat het beeld een eindje naar links of naar rechts gezien wordt. (Dit is vooral lastig voor geodeten).

d) *Detailstructuur*

Oorzaak van het scintilleren of fonkelen der sterren. In de lucht bevinden zich 'slieren' van warme en koude lucht. Deze breken het licht verschillend. Door het opstijgen van warme lucht vanaf de aarde en het omlaag zakken van de koude lucht, treden er wervelingen op. Hierdoor gaan de lichtstralen krommen. Het gehele patroon van die slieren wordt met de wind meegevoerd en strijkt over de waarnemer. Dit heeft tot gevolg:

1. *plaatsveranderingen* van de ster, aangezien de gemiddelde richting der waargenomen stralen een weinig verandert (onzichtbaar met het ongewapend oog);
2. *helderheidsveranderingen*: doordat de stralen van een ster plaatselijk uiteengespreid worden, daarna weer verzameld, zien we soms minder, soms meer licht.



e) *Kleurwisselingen* (goed te zien bij Sirius).

Doordat de blauwe en de rode stralen uit elkaar lopen tengevolge van de atmosferische *dispersie*, komen zij terecht in verschillende slieren en gaan zij onafhankelijk van elkaar scintilleren. (fig. 51)

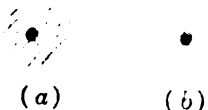


fig. 52

Wanneer de scintillatie erg sterk is, spreekt men van 'slecht zicht' (bad seeing). Dit heeft niets te maken met helderheid.

Helderheid: het beeld

van de ster is iets verzwakt, misschien is het hele veld flauw verlicht.

Scintillatie = vervorming van het sterbeeldje, verandering van plaats, het fotografische beeld wordt wazig (fig. 50 b).

Planeten scintilleren veel minder dan een ster. Oorzaak: de luchtslieren zijn klein (10-20 cm). De lichtstralen van de onderscheiden punten der planeet gaan door verschillende slieren en scintilleren onafhankelijk van elkaar. De gemiddelde helderheid verandert dus weinig.

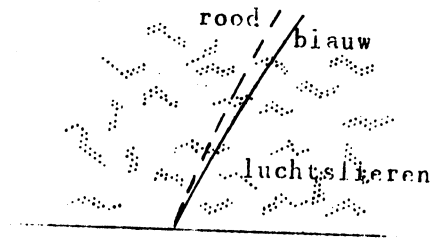
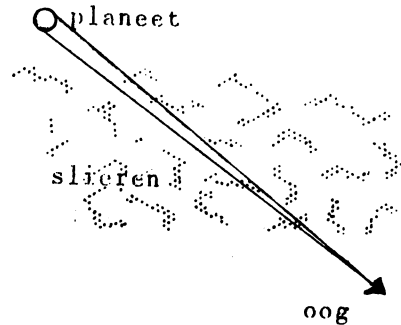


fig. 51



f) *Verstrooiing*.

De verstrooiing van het zonlicht ontstaat niet alleen door stofjes in de dampkring, maar doordat ieder lichtdeeltje het licht naar alle kanten verstrooit.

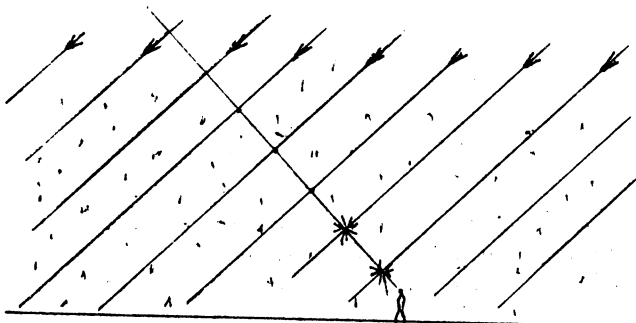
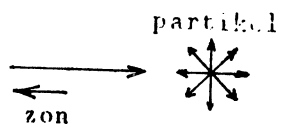


fig. 53

Ieder partikeltje wordt als het ware zelf een lichtbron. Vandaar dat het licht van alle kanten tot ons komt. Deze lichtdeeltjes zijn de moleculen.



Verstrooiing van het licht door partikel.

De verstrooiing geschiedt volgens de wet van Rayleigh, wanneer we te maken hebben met zeer kleine deeltjes ($< \lambda/10$).

Per eenheid van ruimtehoek en per cm^3 is het verstrooide breukdeel:

$$\frac{\delta I}{I} = \frac{2\pi^2(n-1)^2}{N\lambda^4} (1 + \cos^2 \theta)$$

n = brekingsindex van het medium, gewijzigd door de stofjes.

De verstrooiing $\frac{\delta I}{I}$ = verstrooide breukdeel = $j = \frac{32\pi^3}{3} \frac{(n-1)^2}{N\lambda^4}$

Hierin is n = brekingsindex
 N = aantal molecuulen per cm^3
 λ = golflengte $\approx 0,5\mu = 5 \cdot 10^{-5} \text{cm}$

Uit de wet volgt dat de verstrooiing voor violet het grootst is, daarna voor blauw, groen, ... rood; vandaar het hemelsblauw. Men kan zelf in de natuur waarnemen, dat hoe zuiverder de lucht is, hoe mooier blauw de hemel. Wanneer er stofjes in de lucht zijn, wordt die witter van kleur.

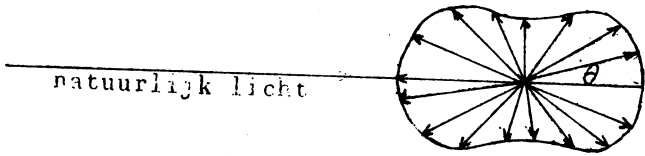


fig. 54

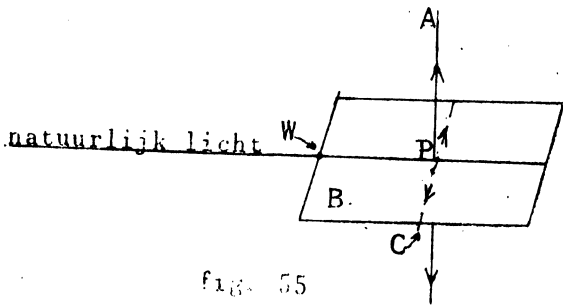


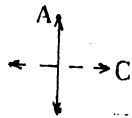
fig. 55

Richtingverdeling fig. 54. De verdeling geschiedt volgens de formule:

$$1 + \cos^2 \theta$$

Deze verstrooiing gaat gepaard met polarisatieverschijnselen. Stel het licht komt van de richting van de pijl \rightarrow , komt bij het partikeltje P, en wordt naar alle kanten verstrooid. Het licht kan beschouwd worden als trillend in twee vlakken: de eerste groep trillingen is evenwijdig aan AP, de tweede aan CP. Het deeltje in P trilt mede met elk van die twee groepen trillingen. Wanneer we nu kijken van C uit, is het licht dat we waarnemen volledig gepolariseerd. Van B uit gedeeltelijk. Alleen als we kijken van W uit, zien we natuurlijk

licht. Wanneer men nauwkeurig meet welk deel van het licht verstrooid wordt, is dit (volgens de wet van Rayleigh) een manier om N te bepalen, d.w.z. het getal van Avogadro.



Van uit B

Voor grotere deeltjes is de verstrooiing $\sim 1/\lambda^2$ of $1/\lambda$ of onafhankelijk van λ (met allerlei overgangen). De richtingsverdeling wordt dan ook asymmetrisch: fig. a en b geven de verdeling aan voor twee deeltjes van de orde van λ . Fig. b heeft betrekking op een groter deeltje dan fig. a. De ver-

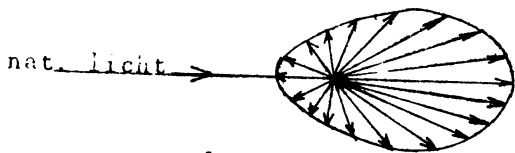


fig. 56a

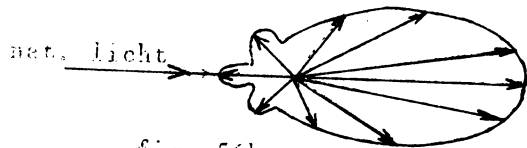


fig. 56b

strooiing van wit licht is voor grotere deeltjes vrijwel onafhankelijk van λ , dus het verstrooide licht is wit. Daardoor wordt de lucht witachtig als er veel stofjes aanwezig zijn

De luchtverstrooiing is ook oorzaak van de volgende verschijnselen: donkere voorwerpen, in de verte gezien, worden blauw; inderdaad, het blauwe licht van de zon wordt het meest verstrooid. Er komt een blauwe sluier vóór de donkere berg te hangen.

b. lichte voorwerpen, in de verte gezien, worden geel.
Het licht van de wolk wordt verstrooid, het blauw het meest; dit verdwijnt en roodgeel blijft over.

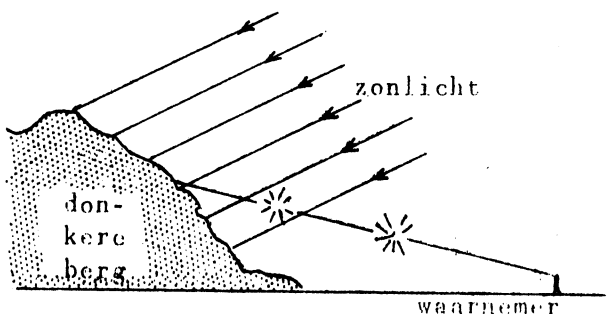


fig. 57a

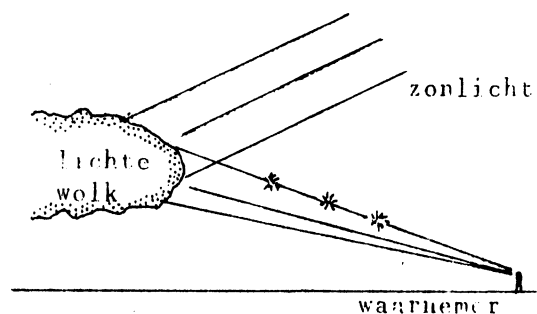


fig. 57b

g) *Extinctie door de dampkring* (lichtverzwakking).

Oorzaken:

1. verstrooiing door lucht, stofjes, druppeltjes, enz.
2. absorptie door roetdeeltjes, waterdamp, CO₂ en O₃.

Bij de absorptie wordt het licht omgezet in warmte en later weer uitgestraald als straling met geheel andere golflengte.

Een lichtbundel met intensiteit i_0 valt in de stof en treedt uit met intensiteit i .

In een laagje met dikte dx zal het licht verminderen.

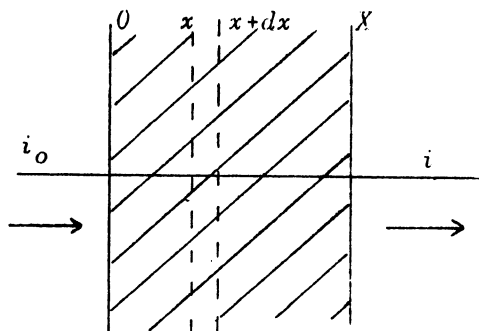


fig. 58

$$di = -k i dx,$$

waarin k de extinctiecoëfficiënt is.

$$\frac{di}{i} = -k dx.$$

We integreren van 0 naar X:

$$\int_{i_0}^i \frac{di}{i} = - \int_0^X k dx$$

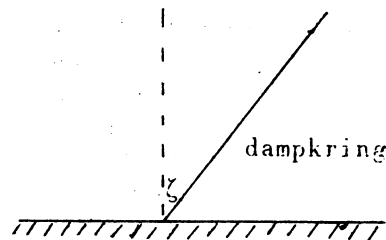
$$\ln i \Big|_{i_0}^i = -k x \Big|_0^X$$

$$\ln i - \ln i_0 = -k X$$

$$\ln i = \ln i_0 - k X$$

$$i = i_0 e^{-kX}$$

Nu de dampkring! Het licht valt niet altijd loodrecht in; stel de zenithafstand ζ .



Men kan de dampkring weer opgebouwd denken uit laagjes.

fig. 59a

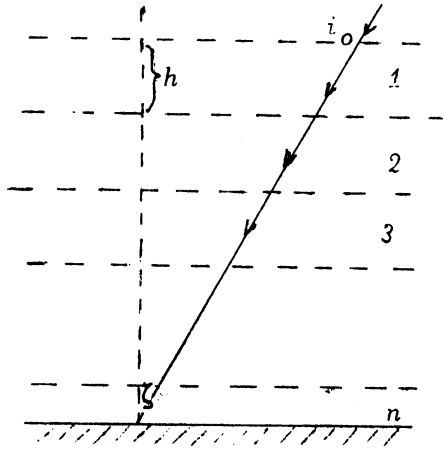


fig. 59b

Voor laagje 1 geldt:

$$i_1 = i_0 e^{-k_1 h \sec \zeta}$$

Voor laagje 2 geldt:

$$i_2 = i_1 e^{-k_2 h \sec \zeta} = i_0 e^{-h \sec \zeta (k_1 + k_2)}$$

Voor laagje n geldt:

$$i_n = i_0 e^{-h \sec \zeta (k_1 + k_2 + \dots + k_n)}$$

Voor het onderste laagje geldt, als we de dikte van de laagjes tot nul laten naderen:

$$i_e = i_0 e^{-\int_0^{\infty} k \sec \zeta \, dh}$$

(deze formule geldt ook, als k een continue functie van de hoogte is).

Om de extinctie te bepalen, gaan we $\sec \zeta$ variëren. We schrijven gemakshalve:

$$i = i_0 e^{-p \sec \zeta}$$

Voor verschillende waarden van ζ meten we de corresponderende i -waarden. Om nu i_0 te vinden, moeten we extrapoleren. Dit is moeilijk, daar de functie niet lineair is. Om nu wel een lineaire functie te krijgen, zetten we $\log i$ i.p.v. i uit:

$$\ln i = \ln i_0 - p \sec \zeta$$

$$(y = a + bx)$$

We kunnen nu heel gemakkelijk extrapoleren en kunnen dus i_0 vinden. De helling van de rechte geeft meteen p .

Nu blijkt:

$$p = \text{constante} + \frac{\text{constante}'}{\lambda^4}$$

De constante voor het plusteken is de absorptie door roet, stof, e.d. De breuk na het plusteken is de verstrooiing volgens Rayleigh. We bepalen nu p voor verschillende zonshoogten en voor verschillende golflengten. We merken dan, dat beneden 3000 \AA de absorptieterm, die eerst constant was, sterk toeneemt. De oorzaak hiervan is het ozon (O_3).

k) De Ozonlaag.

Ozon heeft in het ultraviolet een sterke absorptie (van de orde van die van de metalen (per eenheid van massa)). Voor $\lambda < 2900 \text{ \AA}$ wordt geen licht meer doorgelaten; in het overgangsgebied ziet men golvende absorptiebanden in het spectrum. Het maximum van de absorberende laag ligt op een hoogte van 20 - 25 km. De hoogte van de ozonlaag wordt bepaald met behulp van loodsballons, beter nog met V_2 -vuurpijlen, die voorzien zijn van automatisch werkende spectrografen voor het u.v. Men ziet, dat het verre u.v. slechts boven 25 km begint te verschijnen en zijn volle sterkte pas bij 75 km bereikt heeft.

We kunnen de absorptie van het ozon in de dampkring en in het laboratorium vergelijken, in het gebied tussen 3000 \AA en 2900 \AA . We nemen een bakje met O_3 ,

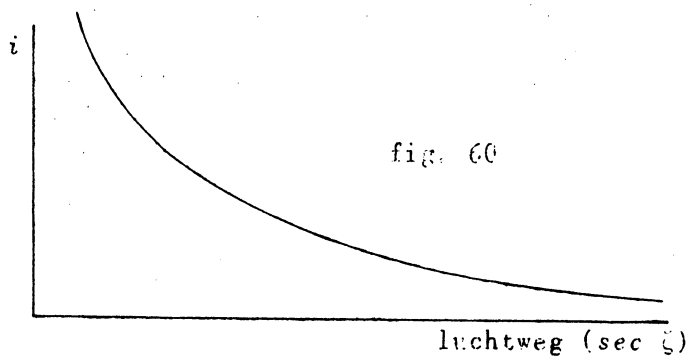


fig. 60

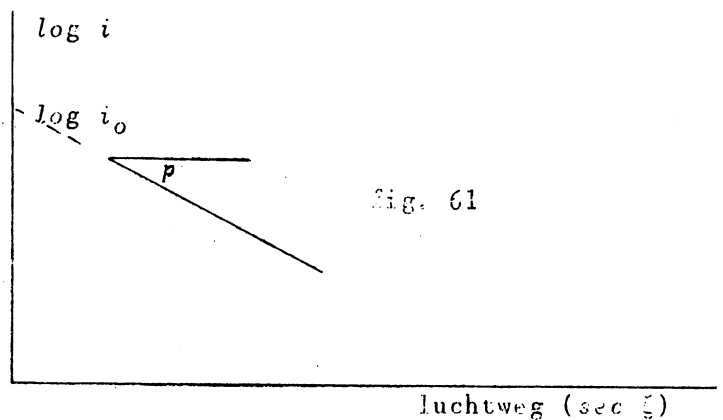


fig. 61

laten er licht doorvallen.

We verhogen de concentratie van de O_3 -laag net zo lang, tot de absorptie ervan overeenkomt met die van de dampkring voor $\lambda = 2950 \text{ \AA}$ en de absorptiebanden even sterk zijn geworden.

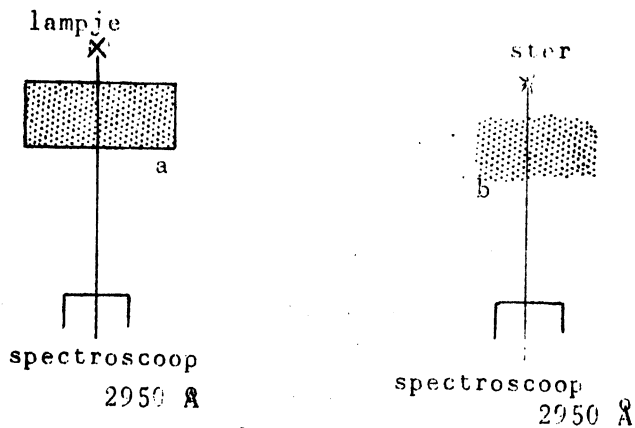


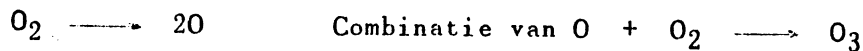
fig. 62

Als de absorptie gelijk is, is de hoeveelheid O_3 door een zuiltje van 1 cm doorsnee ook gelijk. De laag ozon in de dampkring blijkt nu onder normale druk en temperatuur een dikte van ongeveer 3 mm te hebben.

Deels is het jammer, dat de O_3 het ultraviolette licht absorbeert, want dit licht heeft een nuttige invloed op de vitamine D - vorming (antirachitische straling). Maar het verdere ultraviolette licht werkt bacteriedodend en tast

de weefsels aan; dit wordt ook door de ozonlaag geabsorbeerd.

Het ozon vormt zich door het ultraviolette licht. Het ultraviolette licht splitst namelijk:



Dus zou er steeds meer ozon komen, als niet andere groepen ultraviolet licht de omgekeerde reactie bevorderden. Dus:



Door de absorptie van het ozon vindt er een temperatuurstijging plaats, aan de bovenkant van de laag. Deze zagen we ook reeds in fig. 47 tevoorschijn komen.

Literatuur: Harang - Das Polarlicht.

Barbier & Chalonge - De la stratosphère à l'ionosphère.

De laagste niveau's van de dampkring noemt men de Troposfeer, de hogere lagen de stratosfeer (met ozonlaag). De nog hogere lagen de Ionosfeer.

i) Met de absorptie door de ozonlaag hangt samen de *abnormale geluidsvoortplanting*. Bij zware ontploffingen treedt het verschijnsel op,

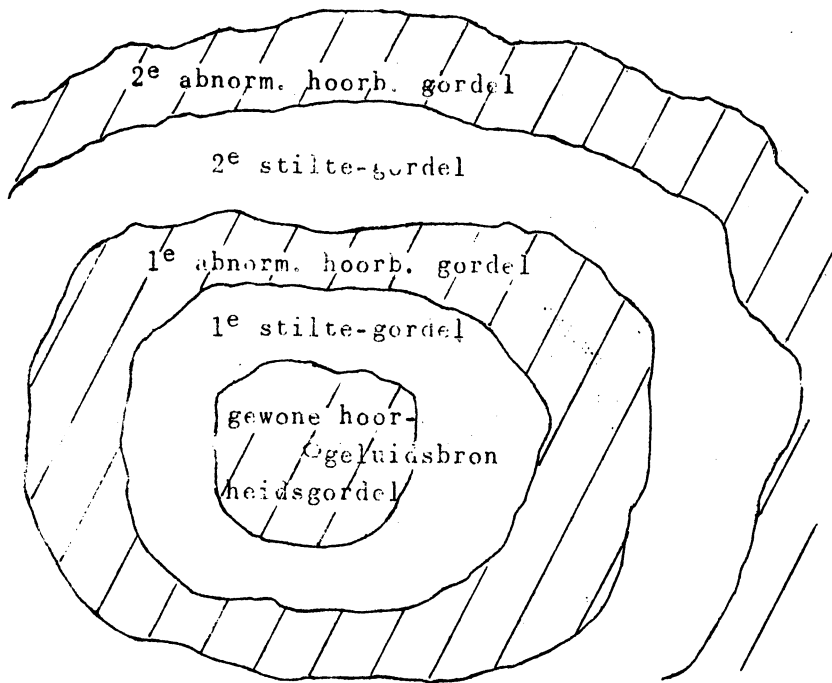


fig. 63

dat er om die geluidsbron ein gebied is, waar nichts gehoord wordt; daar omheen ein gordel waar wel het geluid van die ontploffing gehoord wordt. Het komt zelfs voor, dat er meer dan één abnormale hoorheidsgordel optreedt. Die tijdsruimte tussen die ontploffing en die waarneming in die abnormale gordel is groter dan wanneer het geluid linea recta naar die abnormale gordel gegaan was. Het geluid heeft dus een omweg gemaakt.

De voortplantingssnelheid van het geluid is gegeven door:

$$v = \sqrt{\frac{c_p}{c_v} \frac{R_{mol}}{\mu} T}$$

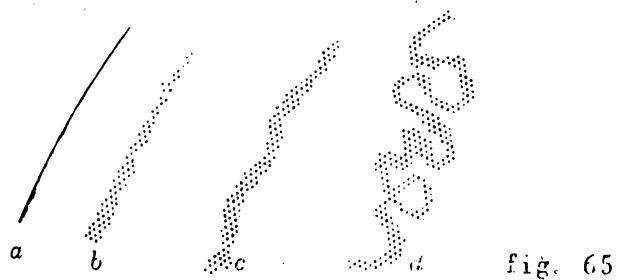
waarin T de absolute temperatuur is.

(R_{mol} / μ mag ook vervangen worden door R_{gram}). Als T hoger wordt, wordt v dus groter. De abnormale geluidsvoortplanting is nu te verklaren, doordat volgens fig. 64 het bovenste deel van de golf sneller loopt, dan het onderste omdat T boven hoger is dan T beneden (Ozonlaag!). Het geluid komt dus weer op de aarde terug via de stratosfeer. (maximum hoogte: 40 of 50 km). De afstand tussen de geluidsbron en de abnormale gordel is van de orde van 150 km.

Door dit verschijnsel wordt dus tevens het bestaan van de ozonlaag bevestigd.

j) *Het waarnemen van meteoren.*

Een andere methode om iets van de hogere luchtlagen te weten te komen is het waarnemen van meteoren. Vooral van belang is het nalichten der banen (soms $\frac{1}{2}$ uur). Het lichtstreepje (a), dat door de meteoriet is getrokken, wordt wijder; de gasdeeltjes breiden zich uit (b); dus zijn er weinig botsingen in de hogere lagen. Later beginnen de banen te golven (c): er zijn dus stromingen, wervelingen. Door verschillende waarnemingen kan men de hoogte, waarop de meteor begint te lichten, bapalen. Men kan de snelheid en de vertraging (ten gevolge van de wrijving met de dampkring) bepalen. De meteoren lichten op bij een hoogte van 80 - 100 km. Hieruit volgen dichtheid en temperatuur in die lagen.



Met behulp van V_2 's, die tot 400 km hoogte kunnen komen, kan men de samenstelling, temperatuur en druk van de dampkring op die hoogte bepalen.

k) *Poollicht* (Noorderlicht en Zuiderlicht).

Hier in Nederland is het poollicht gemiddeld ongeveer 5 maal per jaar te zien. Het poollicht vertoont verschillende vormen:

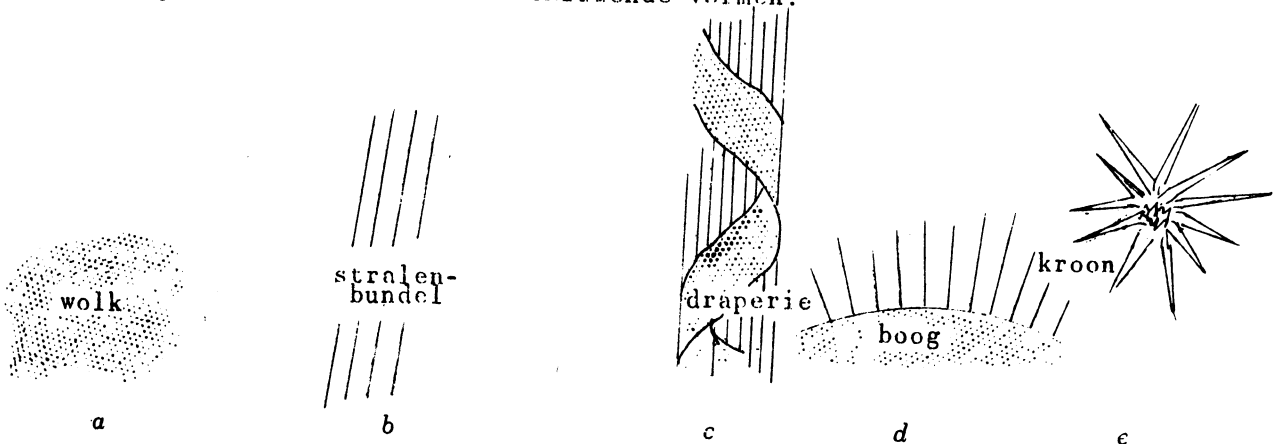


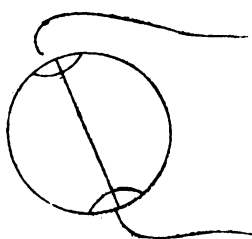
fig. 66

- onbepaalde wolken, waarvan de lichtsterkte verandert met een periode van de orde van 5 - 10 seconden;
- stralenbundels (wisselend van lengte);
- draperieën: deze bundels golven als een gordijn;
- boog, waar stralen van uitgaan;
- kroon: uitbasten van stralen uit één punt (alleen bij zeer sterke poollichten).

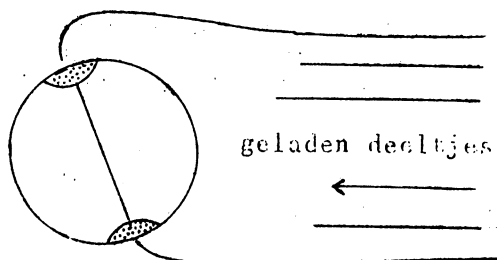
Al de poollichtverschijnselen zijn geconcentreerd om de magnetische pool. De kleur is meestal wit, soms groen of roodachtig. De hoogte van het poollicht kan men bepalen door parallax-waarnemingen. We plaatsen twee camera's op 50 km afstand van elkaar. We kunnen nu uit de plaats van de lichtverschijnselen ten opzichte van de sterren, die meegefotografeerd worden, de hoek α bepalen. Hieruit volgt de hoogte (100 - 110 km).

In het poollichtverschijnsel zit de elfjarige periode der zonnevlekken. Dikwijls is het poollicht sterk, als een grote zonnevlek midden voor de zon zit.

Theorie van Størmer. Het poollicht verschijnt alleen s' nachts, dus aan de donkere kant van de aarde. Het kan dus niet veroorzaakt worden door lichtquanta, maar wel door geladen ionen uitgezonden door de zon, die een kromme baan beschrijven in het magnetveld van de aarde. Volgens



Størmer's berekeningen moet er een speciaal gedeelte van de aarde getroffen worden door deze corpuscula en wel een gordel op 15° van de magnetische polen. Dit klopt min of meer met



de werkelijkheid. Ook in het laboratorium heeft Birkeland dit kunnen aantonen. Feitelijk liggen de gordels op 20° van de polen, dus iets groter afstand dan volgens de theorie.

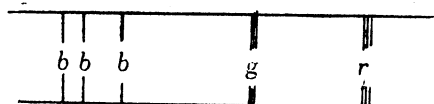


fig. 69

Wanneer we het spectrum van het poollicht onderzoeken, zien we enkele heldere lijnen op donkere achtergrond, (een sterke rode, sterke groene en zwakkere blauwe molecuulbanden) deze zijn van zuurstof en stikstof (O_2 en N_2), dus van gassen, die hier beneden ook in de lucht aanwezig zijn (in tegenstelling met wat men vroeger dacht, nl. dat

de lichtste gassen boven zouden zweven). De sterkste lijnen zijn 'verboden lijnen' van [O]. Er is dus een uiterst geringe kans dat deze lijnen zichtbaar worden; alleen bij zeer lage druk, zodat de weglengte groot is. De groene [O]-lijn heeft $\lambda = 5577 \text{ \AA}$. De N_2 is in hoofdzaak moleculair, de O atomair. Het lichten ontstaat door aanslaan of ioniseren.

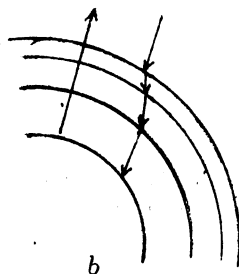
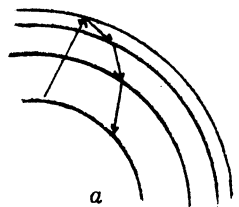


fig. 70

Door botsing van een atoom met een ander of met een electron, springt een der buitenste electronen in een hogere baan (dit is aanslaan), loopt daar even rond en valt weer terug. Wanneer een atoom zo'n sterke stoot krijgt, dat er een electron wegvliegt (ionisatie), blijft er een positief geladen ion, dat vroeg of laat wel geneutraliseerd wordt door een ander rondvliegend electron, dat in lagere banen terugvalt. Bij poollicht gebeuren beide processen.

Een belangrijke vraag is die betreffende de aard der deeltjes, welke door de zon worden uitgezonden. De overvloed van waterstof op de zon maakt reeds waarschijnlijk, dat men vooral aan dit gas moet denken. Nu is ook gebleken, dat zwakke waterstoflijnen in alle poollichtspectra voorkomen, hoewel de lucht op die hoogte gewoonlijk geen waterstof bevat. Zelfs is waargenomen, dat deze waterstoflijnen een sterke violetverschuiving vertonen, als het poollicht nabij het zenith waargenomen wordt: die verschuiving is een Doppler-effect,

overeenkomend met een naar ons toegerichte snelheid van 3300 km/sec. Hierdoor is wel bewezen, dat het poollicht door stromen geïoniseerde waterstof veroorzaakt wordt.

m) Licht van de Nachthemel

Er is een algemene achtergrond van zwak licht aan de nachthemel. Het licht van de nachthemel = licht van een ster van de eerste grote, over 11 graad² uitgespreid.

1. Ten dele is dit de som van het licht, door de sterren veroorzaakt; dit is ongeveer 20% van het totale nachthemellicht.
2. Verder wordt het licht nog veroorzaakt door de verstrooiing van het sterlicht door de dampkring.
3. Verder vinden we nog het zodiakale licht, voornamelijk om de dierenriem (vandaar de naam); dit is zonlicht, verstrooid door interplanetair stof.
4. Maar het nachthemellicht neemt toe naar de horizon. Hoe groter de weg door de dampkring, hoe sterker het licht. Daaruit volgt dat dit licht een bestanddeel bevat, dat uitgestraald wordt door de dampkring zelf; dit heet daarom ook wel 'aardlicht' (= air glow').

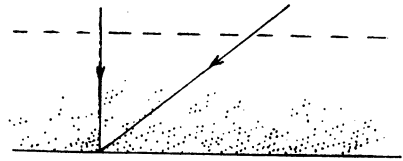


fig. 71

Het nachthemellicht is te fotograferen.

Ook het spectrum is opgenomen. De belangrijkste lijnen hierin zijn de verboden zuurstoflijnen [I] van het zuurstofatoom, de OII-banden en de Na-lijn. Het spectrum verschilt van dat van het poollicht door intensiteitsverhoudingen.

Het verschil tussen poollicht en aardlicht is gelegen in de manier, waarop het ontstaat. Het aardlicht wordt vermoedelijk veroorzaakt, doordat de atmosfeer overdag door ultraviolet licht wordt geïoniseerd. Tijdens de nacht treedt dan recombinatie op. Het Na in de dampkring kan komen van het zeewater of uit meteorieten. De Na-lijn wordt versterkt vlak bij zonsop- en ondergang, dus wanneer de hoge lagen verlicht worden door de zonnestralen; dan verschijnen ook N₂⁺-banden.

m) Onderzoek der atmosfeer met Radiogolven.

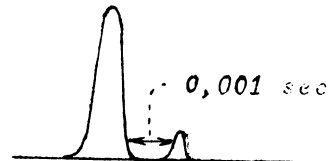
Wanneer een radioflits wordt uitgezonden, wordt deze door een naburige ontvanger geregistreerd; maar even later ontvangt de ontvanger weer een flits: de 'echo' van de eerste. Ergens in de atmosfeer is dus een soort 'spiegel'. De tijd tussen flits en echo is van de orde van 0,001 sec. De afstand van de reflecterende laag is dus:

$$\frac{300.000 \text{ km} \times 0,001}{2} = 150 \text{ km.}$$

Er zijn reflecterende lagen tot op 350 km. De gassen zijn daar geïoniseerd, dus

atoom → { ion, electron }, en dus zijn ze electrisch geleidend. Dit geeft bij lage druk reflectie, bij hoge druk absorptie voor radiogolven.

- 300km F_{II}
- We kennen lagen op 200km F_I
- 110km E



De hoogte der lagen verschilt van oogenblik tot oogenblik, verandert in de loop van de dag en van het jaar. Stel, we maken de frequentie ν steeds groter.

We krijgen dan de volgende grafiek (fig. 72).

Het ombuigen geschiedt bij de kritische ν . Deze staat in direct verband met de dichtheid der electronen:

$$N_e = \frac{3}{2} \frac{\pi m}{e^2} \nu_{kr}^2$$

- m = massa electron;
- e = lading electron;
- N_e = de electronenconcentratie per cm³.

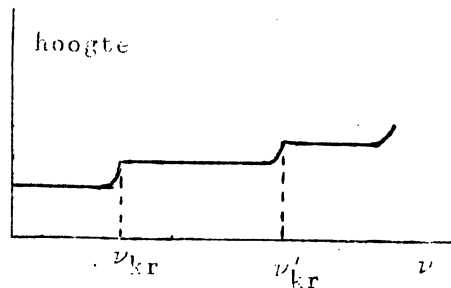


fig. 72

In de techniek geeft men de frequentie aan in megacycle/sec = megahertz, dus in eenheden van 10^6 trillingen per seconde.

In 1 seconde: 300.000 km, dus:

Een frequentie van 1 Mc/sec komt overeen met een golflengte van $\frac{300.000}{10^6} = 300 \text{ m}$.

$$\text{Aantal Mc/sec} = \frac{300 \text{ m}}{\lambda_m}$$

$$N_e = 1,24 \cdot 10^4 \nu_{kr}^2 \quad (\nu \text{ in Mc/sec}).$$

We hebben dus een middel om de hoogte en de electronenconcentratie in de loop van de dag te volgen. Hoofdzak voor de vorming der electronen is de verultraviolette straling der zon ($\lambda \approx 1000 \text{ \AA}$). en röntgenstraling.

Er is een dagelijks
jaarlijkse periode } in
11-jaarlijkse periode } de

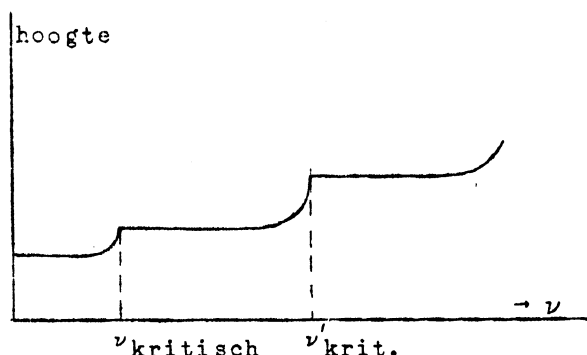


fig. 72

electronenconcentratie, evenals bij het ultraviolette licht van de zon. Dit geldt het best voor de E-laag. Voor de F-laag is de regelmaat niet zo eenvoudig.

Terwijl we dus zeker zijn dat de vorming van de E-laag geheel bepaald wordt door het u.v. zonlicht, weten we niet stellig of de vorming der F-laag niet mede door de corpuscula wordt veroorzaakt, die de zon uitzendt.

De geïoniseerde lagen van de hoge dampkring hebben grote betekenis als reflectoren voor de radiogolven; men maakt er gebruik van om op grote afstand te seinen op de korte golf. In jaren van veel zonnevlekken neemt men kortere golven om door de onderste lagen te kunnen komen.

Storingen: 2.e) Magnetische stormen.

(corpuscula van de zon vernielen de systematische opbouw van de lagen, van reflectie komt niets meer terecht)

1.e) Dellinger-effect.

Röntgenstraling van zonnevlam maakt, dat er tevens een nieuwe geleidende D-laag ontstaat op ongeveer 80 km hoogte)

Een geleidende laag op grote hoogte reflecteert; een op geringe hoogte absorbeert. Tijdens zulk een Dellinger-storing kunnen de radiogolven dus de hoge lagen niet meer bereiken, het radioverkeer valt weg aan de dagzijde. Zo'n sluier-effect treedt zeer plotseling op in ~ 1 minuut en duurt $\sim \frac{1}{4}$ tot $\frac{1}{2}$ h.

o) Kosmische stralen.

Deze stralen zijn over het algemeen zeer doordringend. Het zijn nl. corpuscula met een enorme energie. Zelfs op de bodem van een mijn of een zee kan men nog corpuscula waarnemen, zelfs door een metersdikke loodlaag. Op de bodem van een 600 m diepe mijn blijft nog 1% over van het aantal op zeenniveau.

Een instrument om deze corpuscula te tellen is de Geiger-teller, een

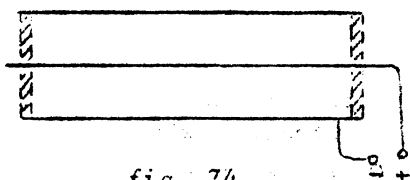


fig. 74

bijna luchtledige ruimte, waar doorheen een draad met spanning, juist zo groot dat er geen vonken overspringen tussen wand en draad. Als een corpusculum de Geigerteller treft, treedt er binnenin stootionisatie op en er ontstaat een ontlading die echter direct uitdooft. Dit aantal is te registreren. De orde van grootte is: een deeltje per cm^2 per min.

Een andere onderzoekingsmethode is de Wilson-camera: een met waterdamp verzadigde ruimte wordt plotseling een weinig afgekoeld (door adiabatische uitzetting); de condensatie geschiedt overal, waar gasdeeltjes geïoniseerd zijn, dus langs de sporen van ionen, electronen, enz., die zich aldus een kort oogenblik aftekenen.

Tenslotte bereikt men tegenwoordig zeer fraaie resultaten, door een pakje fotografische platen met een loodsballon op grote hoogte te brengen;

zij worden dan getroffen door de kosmische stralen, waarvan altijd enkele, rakelings door de gelatine schieten en langs hun weg de zilverbromidekorrels ontwikkelbaar maken. Nadat het pakje platen weer naar beneden gekomen is, ontwikkelt men: de sporen der deeltjes tekenen zich af.

De kosmische straling neemt af naar lagere magnetische breedte, vooral als men deze metingen op grote hoogte in de atmosfeer uitvoert (fig. 75).

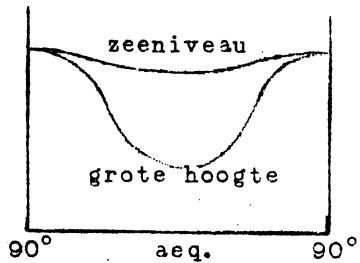


fig. 75

Klaarblijkelijk bestaat de primaire kosmische straling uit geladen deeltjes, die in het magneetveld der aarde worden afgebogen. Ze moeten die invloed reeds op grote afstand hebben ondergaan; ze komen dus vanbuiten de aarde. Als functie van de tijd is de sterkte vrijwel constant: de verdeling van de straling schijnt dus isotroop, zonder voorkeur voor bepaalde richtingen.

De primaire kosmische straling, die men op grote hoogte kan onderzoeken met fotografische platen, blijkt in hoofdzaak te bestaan uit protonen; daarnaast ook heliumkernen en enkele andere, zwaardere kernen. Dus ongeveer samengesteld zoals de materie, die de sterren en overige delen van het heelal vormt. De snelheid van deze deeltjes is bijna die van het licht, hun energie bereikt 10^9 tot 10^{10} eV. Er komt ongeveer 1 deeltje per cm^2 per sec voor.

De secundaire kosmische straling ontstaat door allerlei ingewikkelde omzettingen in de dampkring. Men krijgt hier gelegenheid deeltjes te bestuderen met veel grotere energie dan die van het machtigste cyclotron. Behalve electron, positron, proton, neutron, heeft men hier ontdekt:

	rustmassa	lading
π mesonen	276 m_e	+1 -1
	262 m_e	0
μ mesonen	210 m_e	+1 -1
neutrino	0	0

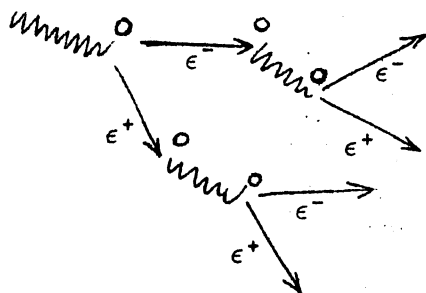
Later zijn nog allerlei andere soorten mesonen gevonden.

Een kern van de primaire straling botst tegen een atoomkern van de lucht. Er ontstaan:

1. Kernfragmenten, protonen, neutronen.
2. Een 'harde vlaag' van π -mesonen.
 - a) neutrale π -mesonen \rightarrow 2 γ quanta \rightarrow electronenlawine ('zachte vlaag').
 - b) geladen π -mesonen \rightarrow μ mesonen \rightarrow γ quantum \rightarrow electronenlawine ('zachte vlaag').

Nog andere omzettingen komen voor. De straling op zeeniveau bestaat tenslotte uit:

- 75 - 80 % harde componenten (vooral μ mesonen, ook nog 10^{-4} van de primaire protonen; nucleonen van geringe energie; neutronen).
- 10 - 15 % zachte componenten (electronen, positronen).



Ontstaan van een electronenlawine

○ = atoomkern

fig. 76

Onderstellingen omtrent de oorsprong der kosmische straling

1. De corpuscula komen van supernovae, t.g.v. uitbarstingen.
2. Hypothese van Le Maître: Ontstaan bij oercatastrophe en rondlopend in gekromd heelal.

3. Annihilatie van materie, die geheel in straling zou overgaan.
4. Vorming in dezelfde hemellichamen waar de radiostraling ontstaat.

p) *Ontwikkelingsgeschiedenis van de aardatmosfeer.*

Beschouwingen van Stoney: Is het denkbaar dat bepaalde luchtmoleculen zo snel bewegen, dat ze aan de aantrekking der aarde kunnen ontsnappen?

De gemiddelde kinetische energie van 1 molecuul van de dampkring = $\frac{1}{2}m\bar{v}^2 = \frac{3}{2}kT$

De individuele snelheden zijn verdeeld volgens Maxwell:

$$dN = C v^2 e^{-v^2/v_0^2} dv$$

v_0 is een bepaalde constante, die van de T afhangt.

Kan een molecuul verdwijnen uit de dampkring? Hoe groter de afstand van de aarde, hoe kleiner de gravitatie is. We gaan berekenen, welke een arbeid verricht moet worden om het molecuul tot ∞ te verplaatsen.

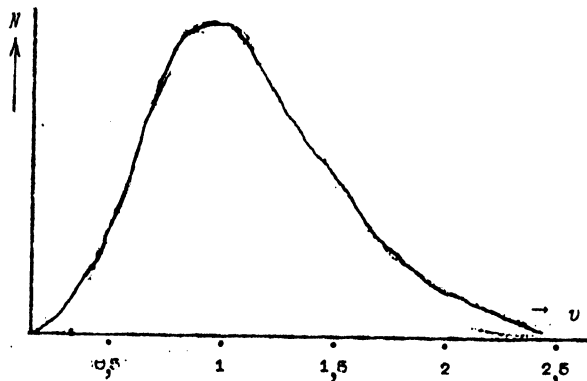


fig. 77

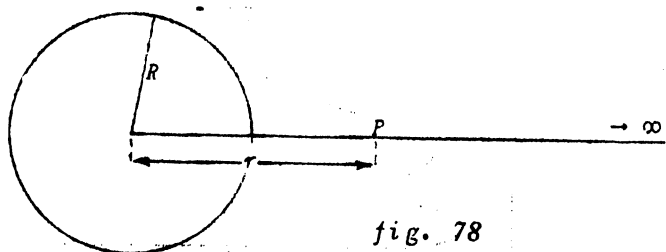


fig. 78

De kracht op P in r is:

$$G \frac{Mm}{r^2}$$

de arbeid om P te verplaatsen over dr is:

$$G \frac{Mm}{r^2} dr$$

De arbeid, om P van R tot ∞ te verplaatsen:

$$\int_R^\infty G \frac{Mm}{r^2} dr = -G \frac{Mm}{r} \Big|_R^\infty = G \frac{Mm}{R}$$

Wil het molecuul kunnen ontsnappen, dan moet zijn kinetische energie tenminste even groot zijn. De *kritische snelheid*, die net voldoende is, volgt dus uit:

$$\frac{G Mm}{R} = \frac{1}{2} m v_{kr}^2$$

$$v_{kr} = \sqrt{\frac{2 G M}{R}} = 11,2 \text{ km/sec}$$

Wanneer v_{kr} bereikt is, verdwijnen de moleculen, mits ze niet botsen; dus alleen die aan de buitenkant van de atmosfeer kunnen verdwijnen. Onder in de atmosfeer zijn ze niet vrij, ze botsen aan alle kanten.

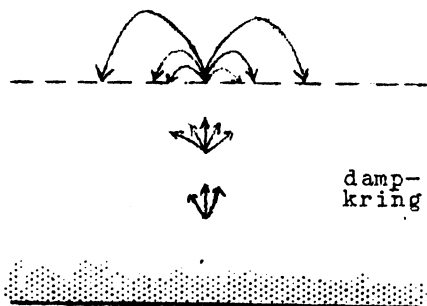


fig. 79

Hoe hoger een molecuul komt, in hoe meer richtingen hij vrij is; tot tenslotte in de hoogste laag alle richtingen vrij zijn. Ze beschrijven dan kogelbanen op de atmosfeer. Er ontstaan dus fonteintjes van moleculen. We noemen dit de *exosfeer*. (1000 - 1500 km hoog.)

Er kan dus gas ontsnappen, zodra

$$v > v_{kr}$$

Voor de verschillende gassen is de tijd, waarop de hoeveelheid verminderd is tot het breukdeel $1/e$:

	$T = 500^\circ$	$T = 1000^\circ$	$T = 1500^\circ$
H	$2 \cdot 10^7$ jaar	$4 \cdot 10^4$ jaar	$2 \cdot 10^3$ jaar
He	$4 \cdot 10^{25}$ jaar	$4 \cdot 10^{13}$ jaar	$2 \cdot 10^7$ jaar
N	10^{92} jaar	10^{45} jaar	$4 \cdot 10^{22}$ jaar
O	10^{105} jaar	10^{61} jaar	10^{26} jaar

De ouderdom van de aarde is zeker $3 \cdot 10^9$ jaar. We kunnen hieruit begrijpen, dat er geen H in de atmosfeer aanwezig is.

He is er ook praktisch niet. Uit de tabel volgt nu, dat, als er He geweest is, dit alleen ontsnapt kan zijn, als de hoogste lagen een $T > 1500^\circ$ hebben. Er wordt He gevormd vanwege de radioactiviteit. In de exosfeer moet de temperatuur dus tenminste 1500° zijn. Dit klopt met grafiek 47.

Stikstof en zuurstof blijven nog in voldoende mate aanwezig.

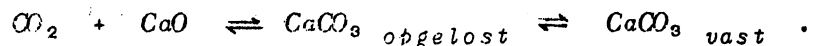
Voor de theorie van Stoney is het nodig, dat we de temperatuur van de hogere lagen kennen en dat we weten, dat de temperatuur vroeger ook zo hoog geweest is.

Door zonne-activiteit bijvoorbeeld, kan de temperatuur tijdelijk hoger worden, zodat er gassen ontsnappen. Een is 1500° de minimumtemperatuur die, zij het ook tijdelijk, aan de buitenkant van de atmosfeer moet geheerst hebben.

Op aarde is er vermoedelijk meer H^2 (zware waterstof) ten opzichte van H^1 dan in de zon. Dit is nu ook te verklaren. De zware waterstof verdwijnt minder snel.

De atmosfeer schijnt ontstaan te zijn, nadat de aardkorst gevormd was. De zuurstof schijnt pas in de loop der tijden gevormd te zijn, door werking der planten. In de aarde is de hoeveelheid C (ontstaan door verkooling van planten) ongeveer chemisch equivalent met in de dampkring aanwezige O_2 . Dit kunnen dus ontledingsproducten zijn van het oorspronkelijke CO_2 .

Verder bestaat er blijkbaar evenwicht tussen CO_2 en de carbonaten in de zee.



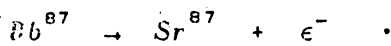
Naarmate de concentratie van het CO_2 uit de lucht verandert, wordt er meer $CaCO_3$ gevormd of ontleed. CO_2 kan dus ook uit de aardkorst voorkomen. Eveneens argon: Ar komt meer voor dan bijv. Xenon en Krypton, omdat Ar een radioactief product is van het zeer zwak radioactieve kalium.

De laatste miljoenen jaren is er een evenwichtstoestand, waarbij de processen wel plaatsvinden, maar de samenstelling van de dampkring praktisch niet verandert.

Hier volgt uit paragraaf 6 het fragment sub e:

e) De Rubidium-Strontium-Methode.

Leze is gesteund op de radioactieve omzetting:



Het gevormde Sr is gemakkelijk te onderscheiden van het gewone Sr, dat in hoofdzaak uit de isotoop Sr^{88} bestaat. De omzetting geschiedt zeer langzaam, met een halfwaardetijd van $6 \cdot 10^{10}$ jaar, en is dus bijzonder geschikt voor zeer oude gesteenten.

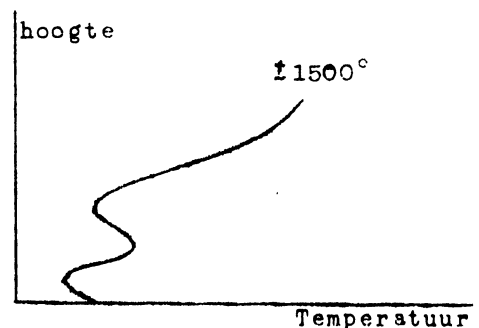


fig. 80

HOOFDESTUK II. DE PLANETEN.

§ 1. Ontwikkeling van het beeld van het Planetenstelsel.

De ontwikkeling van de sterrekuade hangt samen met die van de landbouw (jaarsetijden!) en met die van de zeevaart en de reizen.

De oudste volken die zich ermee hebben beziggehouden, voor zover ons bekend, zijn de Babyloniërs in de eerste plaats; verder de volken van China, Egypte, India en de Maya-volken.

Oudste wereldbeeld: Een plat vlak met daar overheen een koepel, waarop de sterren.

Later denkt men zich een hemelbol, met de aarde in het midden.

Dag en nacht.

De dagelijkse beweging van zon, maan en sterren. Hemelbol, pool, hemelas, hemelaequator, kleine cirkels.

Opgang en ondergang. Circumpolaire sterren.

De *gnomon* wijst de tijd. Zonnewijzer.

Het jaar.

Het jaar is vastgelegd door de jaarlijkse beweging van de zon.

1) met de *gnomon* de middaghoogte bepalen in de loop van het

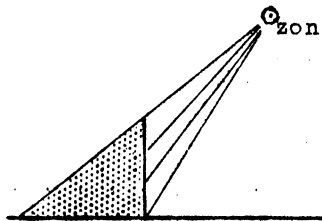


fig. 82

jaar; de zon staat 's winters lager, 's zomers hoger.

2) Op- en ondergangspuntbepaling,

Stonehenge: met grote stenen is de richting aangegeven, waarin de zon ondergaat of opgaat op astronomisch belangrijke ogenblikken van het jaar.

3) Plaats van de zon tussen de sterren. 's Morgens is de hemel verlicht, nabij de plaats waar de zon zal opkomen. Daarin zijn geen sterren te onderscheiden, even ter zijde wel. De zon verschuift, dus: de sterren maken zich in de loop van het jaar vrij uit de ochtendschemering.

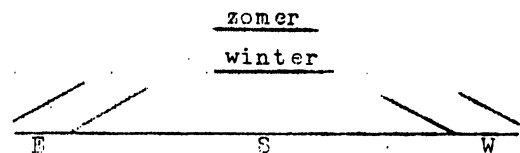


fig. 83

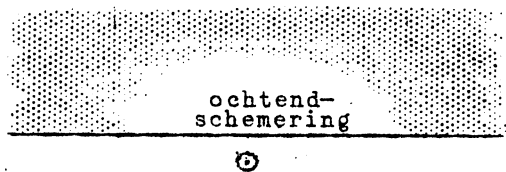


fig. 84

Men ontdekt dat de weg van de zon loopt langs bepaalde sterrenbeelden, nl.

de dierenriem (= zodiak): Ram, Stier, Tweelingen, Kreeft, Leeuw, Maagd, Weegschaal, Schorpioen, Schutter, Steenbok, Waterman en Vissen. De dierenriemtekens hebben een hoge ouderdom en komen voor bij allerlei oude volken. Voor Egypte was de bepaling van het jaar zeer belangrijk voor de overstromingen van de Nijl. De weg van de zon, of *ecliptica*, is bij benadering ook de weg van de planeten. Hij vormt een hoek van $23\frac{1}{2}^\circ$ met de hemelaequator.

Lentepunt, herfstpunt, zomerstilstand, winterstilstand.

Maan: Belangrijk voor woestijnreizigers. Vandaar het begrip maand.

Om uit te maken of de maand om is, kan men letten op de verplaatsing van de maan tussen de sterren; dit is de *siderische maand* ($27^d 7^h 43^m 11^s$). Men kan ook letten op de schijngestalten van de maan. De periode tussen bijv. twee volle manen noemt men *synodische maand* ($29^d 12^h 44^m 3^s$).

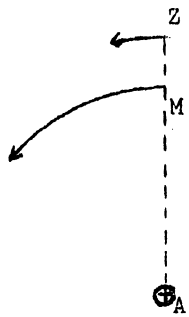


fig.85

Verband tussen de twee maanden:
In een dag loopt de maan over

$$\frac{1 \text{ cirkelomtrek}}{T_{sid.}}$$

In de tijd, dat de maan rondgelopen is, is de zon ook iets verplaatst, en wel:

$$\frac{1 \text{ cirkelomtrek}}{T_o}$$

De hoeksnelheid van de maan minus die van de

$$\begin{aligned} \text{zon} &= \frac{1 \text{ omtrek}}{T_{syn.}} = \frac{1 \text{ omtrek}}{T_{sid.}} - \frac{1 \text{ omtrek}}{T_o} \\ \frac{1}{T_{syn.}} &= \frac{1}{T_{sid.}} - \frac{1}{T_o} \\ \frac{1}{29} &= \frac{1}{27} - \frac{1}{365} \quad (\text{in ronde getallen}). \end{aligned}$$

De ecliptica was bij de oude volken verdeeld in 'maanhuizen' (27 of 28; te vergelijken met de dierenriem als 'zonnehuizen'), voor elke dag van de maand; zo kon de stand van de maan bepaald worden.

Le sterren waren gegroepeerd in *sterrenbeelden*. Uit de namen blijkt, dat jagers en herders deze namen hebben gemaakt. Lam, Stier, Hond, Paard, , Beer, Leeuw, , Arend, Haaf, Zwaan, , Visser. Ze zijn afkomstig uit Babylonië. De Chinezen hebben een geheel andere verdeling (ongeveer 300 beelden).

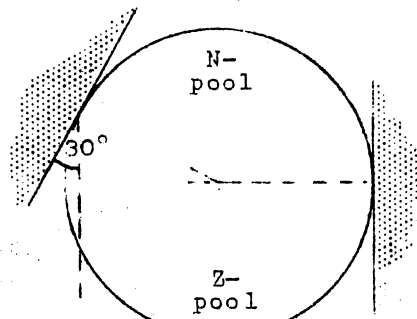


fig.86

Wanneer men de antieke sterrebeelden uitzet op de hemelbol, dan is er een open plek om de Z-pool, waar geen beelden zijn, en wel tot 30° van de Z-pool. Dit kan men verklaren door aan te nemen, dat het volk niet op de aequator woonde, maar 30° ten Noorden ervan. Dit komt overeen met het Twee-Stromenland. Ten tijde van Ptolomeus waren er ongeveer 48 sterrebeelden.

Uit deze waarnemingen heeft men de kalender samengesteld. Dit bracht complicaties met zich mee, omdat bijv. het jaar niet precies een veelvoud van een maand is.

$$\begin{aligned} \text{Jaar:} & 365^d \ 5^h \ 48^m \ 46^s,43 \\ \text{Synodische maand} & 29^d \ 12^h \ 44^m \ 2^s,93 \end{aligned}$$

Leze zijn niet deelbaar op elkaar.

So zijn er verschillende kalenders ontstaan.

Babylonische kalender: Dit is een maankalender; de synodische maand is het uitgangspunt. Als 12 maanden afgelopen zijn, is het jaar nog niet voorbij.

Men maakte toen jaren met $\begin{cases} 12 \text{ maanden} \\ 13 \text{ maanden} \end{cases}$.

Het aantal kan men bepalen met de verhouding:

$$\frac{\text{aantal dagen per jaar}}{\text{aantal dagen per maand}} = \frac{365,24220}{29,53029} \approx \frac{99}{8} \text{ of beter } \frac{235}{19}$$

Das ongeveer 8 jaar bevatten 99 maanden,
of 19 jaar bevatten 235 maanden.

Oorspronkelijk werden de extra-maanden willekeurig ingevoerd, als de achterstand al te groot was. Later kwamen er perioden van 8 jaar. Men kreeg dus 99 maanden, die aldus verdeeld werden:

$$\begin{aligned} 3 \text{ jaren van } 13 \text{ maanden} & \dots 39 \\ 5 \text{ jaren van } 12 \text{ maanden} & \dots 60 \end{aligned}$$

(Zo was het ten tijde van Larius)

$$\frac{99}{99}$$

Later, toen het nog te veel verschilde met het werkelijke jaar, maakten ze perioden van 19 jaar. Men kreeg toen dus 235 maanden, verdeeld over:

$$\begin{array}{r} 7 \text{ jaren van } 13 \text{ maanden} \dots 91 \\ 12 \text{ jaren van } 12 \text{ maanden} \dots \underline{144} \\ \hline 235 \end{array}$$

De *Egyptenaren* hadden een zonnekalender omdat ze voor de landbouw afhankelijk waren van de zon. In het begin hadden ze een jaar van 365 dagen. (12 maanden van 30 dagen en 5 dagen voor religieuze feesten.) Het jaar begon, als de ster Sirius aan de ochtendhemel te zien was; dus als hij zo ver van de zon verwijderd was, dat men hem kon waarnemen.

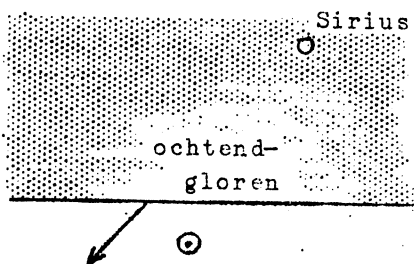


fig. 87

Het jaar was dus $365^d,0$, maar Sirius komt feitelijk terug na $365^d,25$. Na vier jaar is dus het kalenderjaar 1 dag eerder begonnen dan het siderische jaar. Er bestonden zodoende twee jaarsoorten naast elkaar:

- 1e) 12×30^d voor religie,
- 2e) Siriusjaar ten behoeve van de landbouw (overstromingen van de Nijl, oogst, enz.).

Deze twee jaarsoorten verschilden steeds meer van elkaar.

In *Griekenland* waren meer dan 100 verschillende kalenders! Ze kenden ook de periode van 9 jaar en van 19 jaar. ("cyclus van Meton").

Bij de *Romeinen* was de jaartelling ook in de war, tot Julius Caesar ingreep. Juliaanse kalender: 3×365^d en 1×366^d . De gemiddelde lengte van het jaar was dus $365^d,25$. Dit klopt ongeveer met het sterrejaar, want dit is $365^d,24220$. In de 16^e eeuw was echter het verschil al weer veel te groot geworden (10 dagen). Toen greep Paus Gregorius XIII in (1582) met zijn *Gregoriaanse kalender*. In principe was deze gelijk aan de Juliaanse, maar de eeuwjaren waren geen schrikkeljaren, tenzij indien deelbaar door 400. Het jaar wordt dus gemiddeld: $365^d + 0,25^d - 0,01^d + 0,0025^d = 365^d,2425$. Dit is een heel behoorlijke benadering en scheidt slechts 25^s met de werkelijke kalender. Pas over 3000 jaar is het verschil een dag.

Tegenwoordig is er weer een sterke beweging voor kalenderhervorming, de zgn. *Wereldkalender*. Deze bevat 52 weken = $364^d + 1^d$ aan het eind van het jaar (Year end day) + 1^d tussen Juni en Juli in een schrikkeljaar.

§ 2. Waarneming der Planeten.

Omtrent de waarnemingen bij Babyloniërs is veel aan het licht gekomen door opgravingen. Vooral de kleitafeltjes uit de bibliotheek van Assurbanipal zijn van belang. Men schreef toentertijd in spijkerschrift. Men heeft tafeltjes gevonden met getallen (zonder verdere aanduidingen). Men heeft tenslotte ontdekt, dat deze tafeltjes astronomische gegevens bevatten, hoofdzakelijk planetenwaarnemingen. Deze waren voor de Babyloniërs van belang, omdat ze werden geacht verband te vertonen met het wereldgebeuren: astrologie. Het gaat hier niet om het welzijn van één persoon, maar van de gemeenschap, de oogst, de staat, het weer, de vorst als symbool van het volk, enz. [voor een persoon veel later. Astrologie kwam bij Grieken en Egyptenaren niet voor, althans in het begin niet; in de vervaltijd breidde de astrologie zich uit en verspreidde zich over de gehele wereld.]

De bij de Babyloniërs en andere volken bekende planeten waren:

- | | | |
|--------------|------------|-------------|
| 1. Mercurius | 4. Maan | |
| 2. Venus | 5. Mars | 7. Saturnus |
| 3. Zon | 6. Jupiter | |

Vandaar de namen der week.

De plaatsaanduiding geschiedde eerst t.o.v. de dierenriemtekens, later door nauwkeuriger lengte-opgave. Men rekende bij de Babyloniërs met het sexagesimale stelsel (= 60-tallige).

$$\text{bijv. } 37/19/28/31 = 37 + \frac{19}{60} + \frac{28}{(60)^2} + \frac{31}{(60)^3}$$

Deze methode is veel beter dan die van de Grieken met letters en accenten.

De beweging van Venus volgens waarnemingen (geocentrisch beschreven).

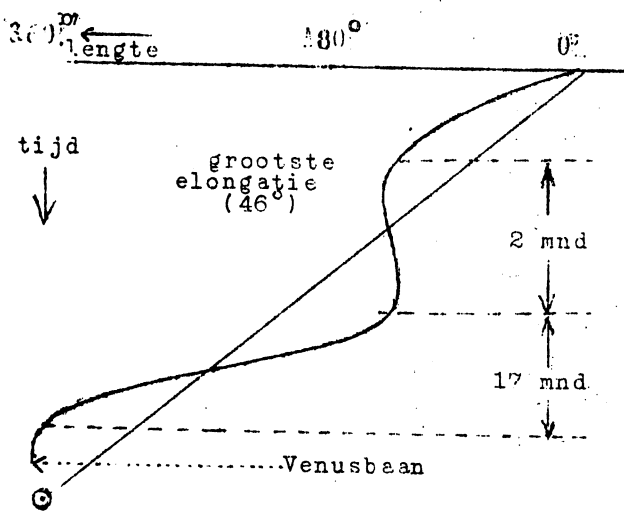


fig.88

We denken ons kijkend naar het Zuiden. De rechte baan is de middelbare zonnebaan. (Deze is in werkelijkheid niet helemaal recht, maar er is een kleine sinusoidale op gesuperponeerd). Gewoonlijk neemt de lengte van de planeten toe. Wanneer de lengte van een planeet tijdelijk kleiner wordt, spreken we van 'teruglopen'. Venus staat nu eens rechts dan weer links van de zon ('ochtendster', 'avondster'). De grootste elongatie (grootste afstand tussen zon en planeet) is voor Venus 46°.

Mercurius, eveneens een binnenplaneet, beschrijft een soortgelijke baan; grootste elongatie 23°.

De beweging van Jupiter.

Jupiter is een buitenplaneet, en komt daardoor tot op grote afstand van de zon; hij kan ook tegenover de zon staan en midden in de nacht aan de zuidhemel waargenomen worden.

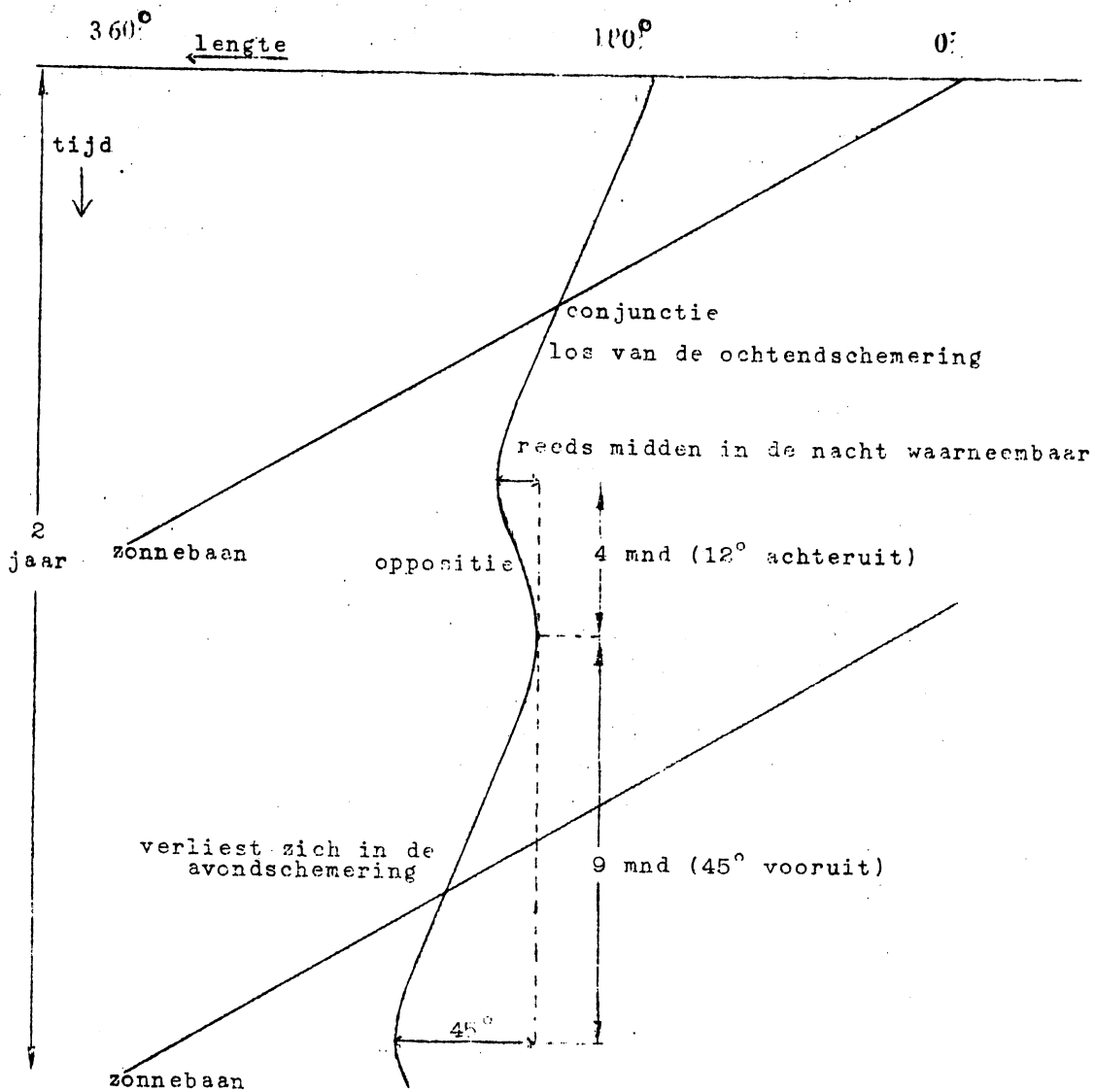


fig.89

Op het ogenblik der oppositie (dat is, wanneer Jupiter het best zichtbaar is in de nacht) loopt hij achteruit, en wel: 12° in 4 maanden. In 1 jaar en 33 dagen is Jupiter 45° vooruit en 12° achteruit, in totaal 33° vooruit gelopen.

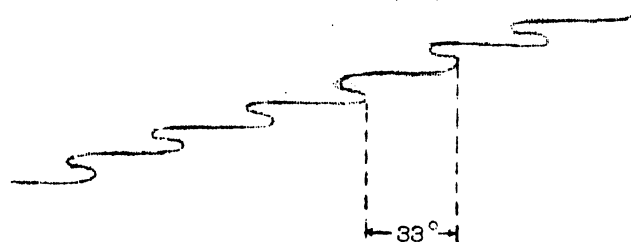


fig. 90

De hele ecliptica loopt hij dus rond in 11 jaar. De 33° , die hij in een synodische periode vooruitloopt, heet de *synodische boog*.

(Het vooruitschrijden der planeet wordt dus gecompliceerd door de beweging der aarde.)

De synodische boog is niet precies 33° . Men kan het gemiddelde bedrag precies bepalen door een lange periode te nemen, waarin zich de onregelmatigheden in de boog herha-

len. De Babyloniërs wisten bv. dat 76 synodische bogen = 7 Jupiteromlopen. De waarde van de synodische boog is:

volgens de Babyloniërs	$33;145$
volgens Ptolemaeus	$33;145$
volgens moderne waarnemingen	$33;144$

De oorzaak van de ongelijkheid in de synodische boog is, dat Jupiter een elips beschrijft en geen cirkel. De synodische boog moet ongeveer volgens een sinusfunctie fluctueren als functie van de lengte langs de ecliptica (fig. 91). De Babyloniërs wisten dit natuurlijk niet. Toch bemerkten ze, dat aan de ene zijde van de ecliptica Jupiter sneller liep dan aan de andere (dus dat aan de ene zijde de synodische boog groter was dan aan de andere). Ze brachten dit in rekening door een discontinue verandering van de boog.

Eerste stadium.

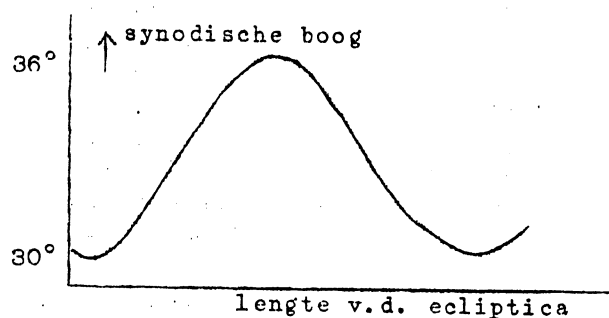


fig. 91a

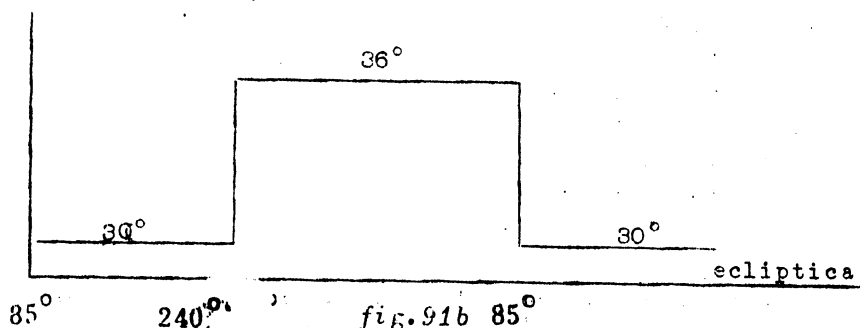


fig. 91b

Tweede stadium.

Later bemerkten zij, dat dit toch niet geheel klopte met de feiten, en zo kwam men tot de tweede beschrijving, die reeds op een sinuslijn begint te gelijken.

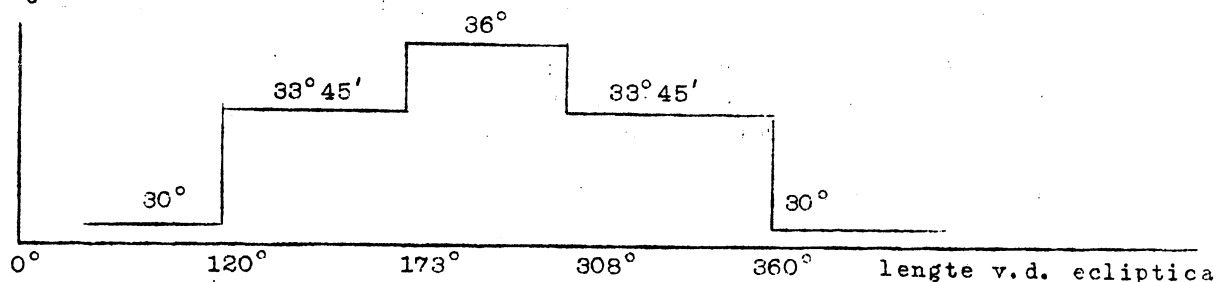


fig. 91c

In het *derde stadium* ging men over tot nog meer trappen (200 vóór onze tijdrekening, Kidinnu).

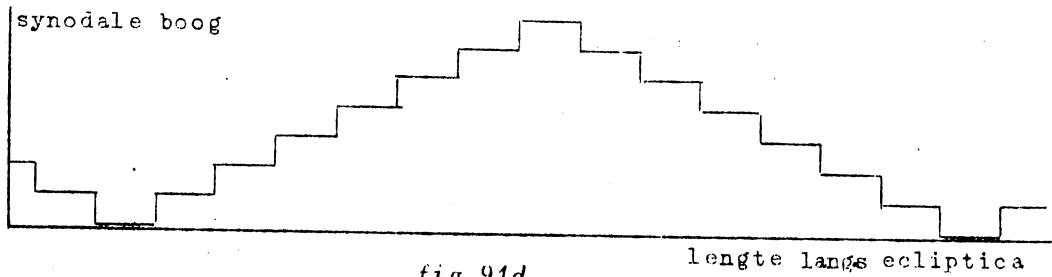


fig. 91d

Zo vindt men bv. op de kleitafels de volgende reeks getallen, die klaarblijkelijk de grootte aangeven van de opeenvolgende synodische bogen:

28° 58'
30° 26'
32° 14'
34° 2'
35° 50'
37° 38'
36° 38'
34° 50'
33° 2'
enz.

Deze hebben een constant verschil van 1° 48' :

De plaats van Jupiter, met behulp van deze tabel berekend, is nooit meer dan 20' fout, vergeleken bij de sinuslijn van fig. 91a. Deze fout ligt ver binnen de foutengrens van de waarnemingen die men met ongewapend oog kon uitvoeren. Het is gebleken, dat dergelijke rijen bestonden voor alle planeten en de maan.

De Grieken waren veel minder op de waarneming ingesteld dan de Babyloniërs. Zij verlangden vóór alles een ruimtelijke voorstelling, een wereldbeeld. Geleidelijk ontwikkelden zich twee opvattingen voor zo'n wereldbeeld.

1e. *Wereldbeeld met de concentrische sferen.*

(Aarde in centrum.) Bolschalen, waarop de planeten. Op de allerbuitenste zitten de sterren. Het is op deze manier nog gelukt de heen- en weergaande beweging van de planeten te verklaren met behulp van meer (soms 5) bolschalen voor elke planeet met assen en perioden, die zo gekozen waren, dat het goed uitkwam met de waarneming. Het middelpunt van deze 55 bolschalen was de aarde. Aangezien men door hen heen de sterren kon zien, moest men wel aannemen, dat ze doorzichtig waren, gemaakt van kristal. De wenteling van elke bol, dacht men, zou aanleiding geven tot een toon: 'harmonie der sferen'.

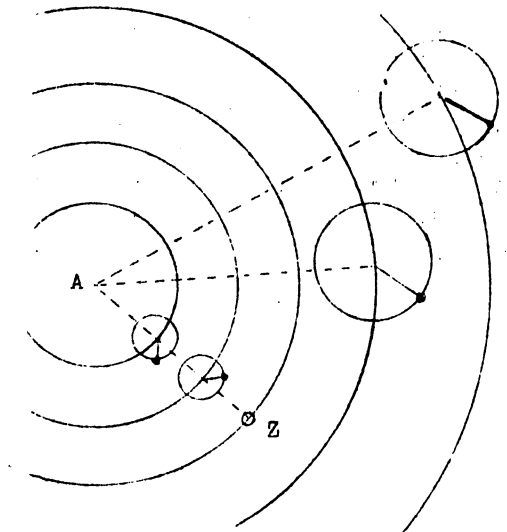


fig. 92

2e. *Epicykeltheorie.* (fig. 92)

Met de concentrische sferen konden de helderheidswisselingen niet verklaard worden, wél met de epicykeltheorie, waarbij de grotere of kleinere afstand tot de aarde een rol speelt. De bedoeling van de epicykeltheorie is, uit eenparige cirkelbewegingen een verklaring te vinden voor de beweging der planeten.

De epicykeltheorie is vooral ontwikkeld door Hipparchus (-150) en Ptolemaeus (+150).

a) Voor de *binnenplaneten* had kunnen gelden: planeet draait in cirkel (epicykel) om de zon. De zon loopt weer in een cirkel (de deferens) om de aarde. De antieke astronomen wisten echter niet zeker of de zon wel in het middelpunt van de epicykel was. Het kon ook een punt in de richting van de zon zijn.

Vandaar het beeld van fig. 94.

Aarde

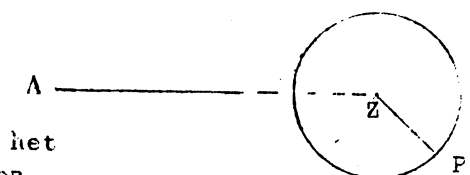


fig. 93

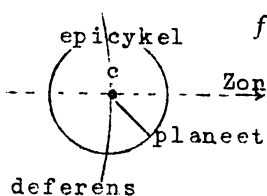


fig. 94

Bij de grootste elongatie is de sinus van hoek CAP = $\frac{r_{epicykel}}{r_{deferens}}$

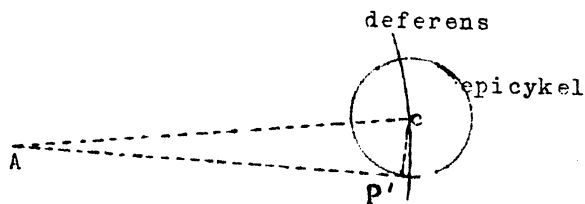


fig.95

Dit is voor
 Mercurius $\sin 23^\circ$
 Venus $\sin 46^\circ = 0,72$

b) Buitenplaneten.

Bij de binnenplaneten was AC gericht naar de zon; de deferens loopt rond in een jaar. Bij de buitenplaneten is CP evenwijdig aan AZ; hier wordt de epicykel in een jaar beschreven.

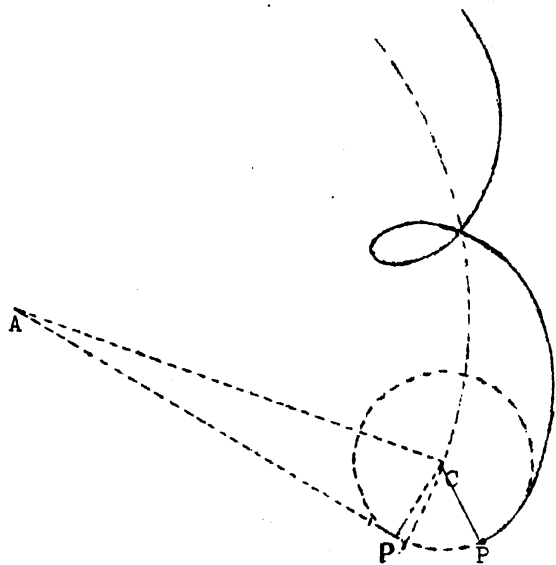


fig.96

Als het centrum (c) en planeet (P) in dezelfde zin bewegen, krijgen we de -baan. Met een groot aantal epicykels konden alle onregelmatigheden in de bewegingen verklaard worden. (precisie 0,5°).

Ook voor de buitenplaneten is

$$\sin CAP' = \frac{r_{epicykel}}{r_{deferens}} ; \text{ waarbij } P'$$

de positie der planeet is bij de grootste elongatie.

Voor Mars is $\sin CAP' = 0,658$
 Jupiter $= 0,192$
 Saturnus $= 0,105$

Langzamerhand werd de epicykeltheorie een welhaast heilige overlevering. Vertaling der werken van de oudheid door Arabieren bracht deze wetenschap over. Er werden echter

geen fundamentele verbeteringen aangebracht. Alleen wordt de sferische trigonometrie verder uitgebreid.

Maar na al die eeuwen kwamen de tabellen en de kalenders niet meer met elkaar overeen, de fouten hoopten zich langzamerhand op, zodat het noodzakelijk was, dat er verandering in kwam.

Deze verandering kwam inderdaad. Copernicus (geb. 1472) ontwikkelt zijn theorie (1507-1541) en deze verschijnt in 1543 onder de titel: 'De Revolutionibus Orbium Celestium'. De belangrijkste stappen in het zoeken naar het nieuwe wereldbeeld waren de volgende:

- 1) De aarde draait om haar as.
- 2) Binnenplaneten draaien om de zon zelf, de Zon is dus centrum der epicykels.
- 3) Buitenplaneten: de Zon is ook het centrum voor hun epicykels.
- 4) De aarde loopt om de zon evenals alle andere planeten. De zon is in rust.

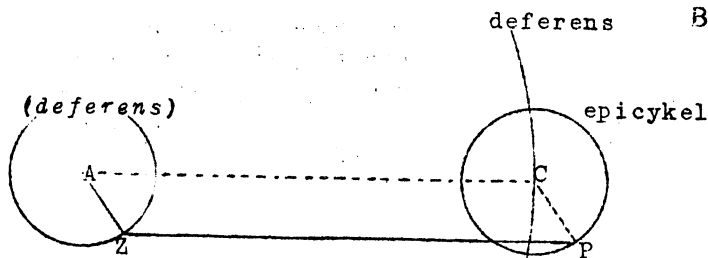


fig.97

Bij 3): We mogen i.p.v. de kleine epicykel CP en grote deferens AC evengoed de grote epicykel ZP en de kleine deferens AZ nemen, want de som der vectoren AC + CP is gelijk aan AZ + ZP.

De waarde van

$$\sin CAP = \frac{r_{epicykel}}{r_{deferens}} = 0,72$$

voor Venus. Dit betekent in de nieuwe theorie:

$$\frac{\text{afstand: Zon-Venus}}{\text{afstand: Zon-Aarde}} = 0,72 .$$

Voor buitenplaneten, bijv. Jupiter, wordt dit: (fig. 97):

$$\frac{\text{afstand: Zon-Jupiter}}{\text{afstand: Zon-Aarde}} = \frac{1}{0,192} = 5, \dots$$

Dit wordt voor Saturnus $\frac{9}{1\frac{1}{2}}$
 voor Mars $\frac{1}{1\frac{1}{2}}$

Ondanks de ontzaglijke verandering, die Copernicus aanbracht in het wereldbeeld, had hij nog de typisch middeleeuwse denkwijze van de scholastiek. Volgens het nieuwe wereldbeeld van Copernicus is de beweging der planeten nu eenvoudig te verklaren. Stel aarde in rust, dan ziet men Venus rond de zon heen en weer slingeren. Hoe kleiner de afstand tot de zon, hoe korter omloopstijd de planeet heeft. Deze periode

van de planeet is te bepalen met de formule, die we vroeger reeds afgeleid hebben:

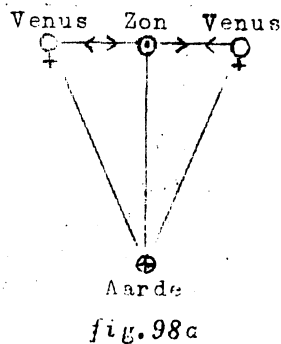


fig. 98a

$$\frac{1}{T_{\text{synodisch}}} =$$

$$\frac{1}{T_{\text{siderisch}}} - \frac{1}{T_{\text{aarde}}}$$

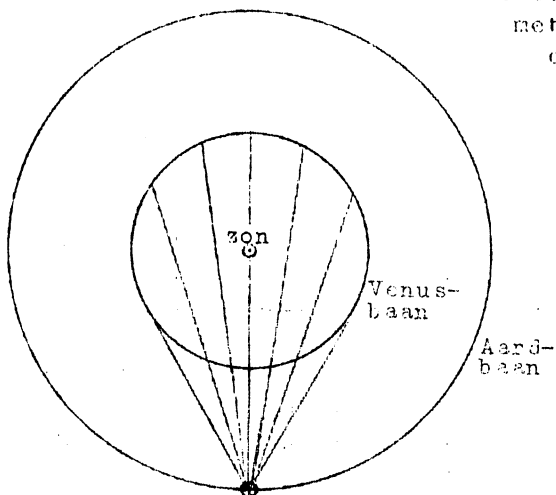


fig. 98b

voor buitenplaneten, bijv. Jupiter:

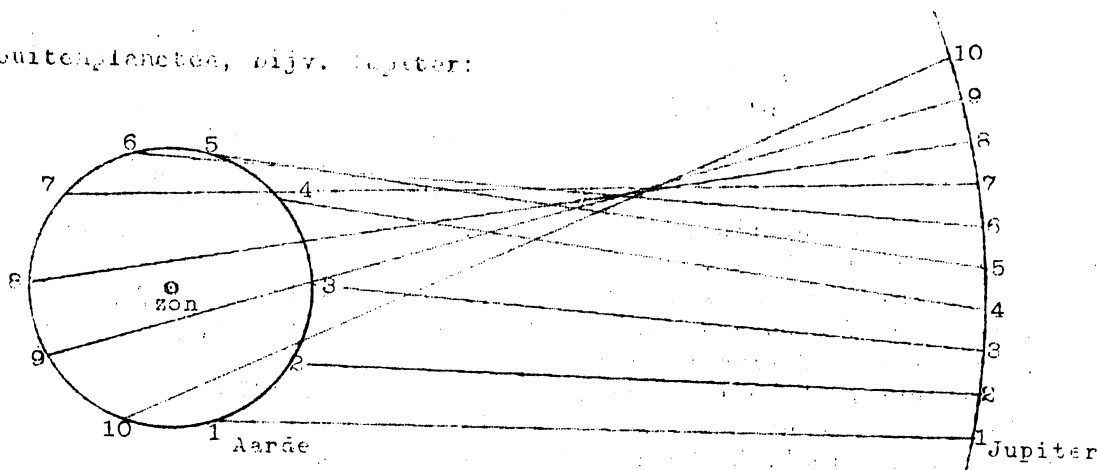


fig. 99

Wanneer de aarde tussen de zon en Jupiter is, zien we Jupiter terugloopen. (Standen 3 en 4); de lineaire snelheid van de aarde is bijna vier keer groter dan die van Jupiter (vgl. blz. 43).

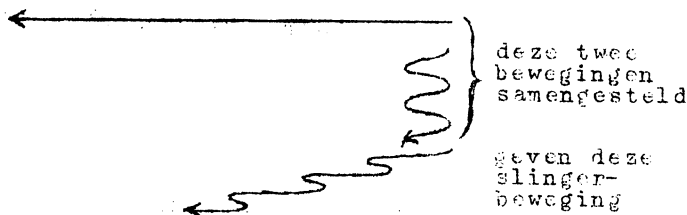


fig. 100

de hebben dus een rechtlijnige beweging van Jupiter en de aarde, daarop gesuperponeerd de slingering van de aarde.

De nieuwe opvattingen van Copernicus verspreiden zich uiterst langzaam. Het boek is moeilijk en bevat veel

formules.

Een bezwaar tegen Copernicus' theorie was, dat de sterren cirkeltjes aan de hemel zouden moeten beschrijven. (Een eeuw later inderdaad planeten). Copernicus gaf als juiste verklaring, dat de sterren aan wel heel ver weg zonden staan.

Men beschouwde de leer van Copernicus als in strijd met de leer van Aristoteles en met de gewone interpretatie van de heilige Schrift, en als zodanig

verwerpelijk. Door verschillende omstandigheden ziet de kerk zich genoopt het boek van Copernicus op de Index (lijst van boeken, ontoegankelijk voor leken) te plaatsen in 1616.

Nieuw bewijsmateriaal voor de leer van Copernicus wordt gevonden door Galilei. Deze vindt in 1609 de verrekijker uit en onderzoekt de hemel. Zijn ontdekkingen beschrijft hij in het boekje: *Nuncius Siderius* (1610) (= De Sterrenbode).

1609: Galilei ontdekt bergen op de maan. Hij ziet nl., dat de maan sikkelt gekarteld is. Hieruit volgt, dat de maan er ongeveer gelijk uitziet als de aarde en dus is er reden om ook de aarde draaiend te veronderstellen. Verder ontdekt hij, dat de planeten schijfjes zijn, de sterren stippen.

1610: 4 Satellieten van Jupiter, die om de planeet heendraaien.

2 'Manen' van Saturnus (dit zijn de ringen).

Zonnevlekken.

Aswenteling der Zon.

1611: Schijngestalten van Venus.

Dit zijn allemaal argumenten vóór de theorie van Copernicus. Maar ook Galilei moet zich bij het besluit van de kerk neerleggen. Toch publiceert hij in 1632 nog zijn grote *Dialog* (in boekvorm), 'Over de beide Wereldstelsels'. Maar de inquisitie dwingt hem zijn werken te herroepen (1633). Dit heeft hem gebroken en niet lang daarna sterft hij. Eerst in 1835 wordt het werk van Copernicus van de Index geschrapt.

Tycho Brahe (1546-1601).

Tycho Brahe wilde goede astronomische waarnemingen doen van de planeten over lange tijd. Dit was noodzakelijk, daar de tabellen van die tijd niet meer klopten met de werkelijkheid. Hij zelf geloofde in de astrologie en had dus de nauwkeurige stand der planeten nodig. Er werd een nieuwe sterrewacht voor hem gebouwd op het eilandje Hveen. (De Uranienborg en later ook nog de Stjerneborg.)

Brahe werkte niet met kijkers (hij leefde voor Galilei), maar met vizieren, lopend langs verdeelde cirkels, die tot in 10" verdeeld waren. Hij werkte nooit met een onnauwkeurigheid groter dan 1'. Zo heeft hij stelselmatig de standen der planeten waargenomen.

Door financiële moeilijkheden gedwongen, is hij later naar Praag verhuisd en is daar ook gestorven.

Johannes Kepler (1571-1630).

Tycho's wetenschappelijke erfenis werd overgenomen door Johannes Kepler (1571 - 1630), die zijn assistent was. Deze begon de baanvorm der planeten nauwkeurig te bepalen uit de waarnemingen van Tycho en nam daarvoor Mars. (Deze heeft een sterkere excentriciteit dan de anderen, behalve de moeilijk waarneembare Mercurius. Het was een gelukkig toeval, dat hij juist Mars nam.)

Kepler bepaalde de afstanden aan de hemel door van twee verschillende plaatsen uit een zelfde object waar te nemen. Hij maakte gebruik van de opposities van Mars, omdat op dat ogenblik de stand van Mars niet alleen bekend is

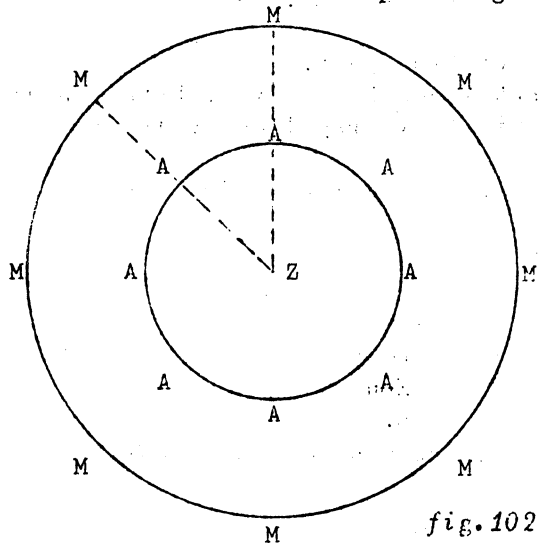


fig. 102

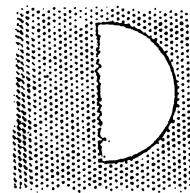


fig. 101

kijkende vanuit de Aarde, maar ook vanuit de Zon.

1 Marsjaar = 1,88 jaar.

Vooreerst bepaalde Kepler nauwkeurig de vorm der aardbaan.

1) Hij bepaalde nauwkeurig de ogenblikken der opeenvolgende opposities. Hij vond, dat de bogen langs de ecliptica soms groter, soms kleiner waren.

2) Op deze manier kon hij de gehele heliocentrische lengte van Mars (♂) door interpolatie bepalen.

3) Hij kende op elk ogenblik de richting naar de Zon, dus ook de heliocentrische lengte van de Aarde (door interpolatie).

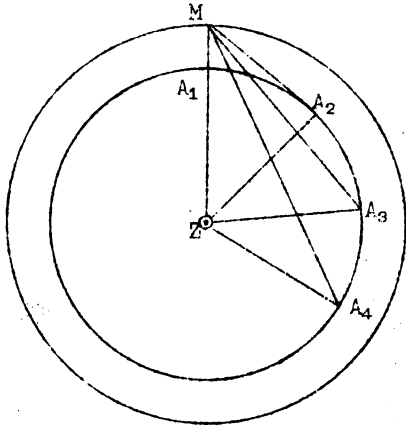


fig. 103

is (in de benadering, waarmee hij werken kon), waarin de zon excentrisch staat. Tevens vond hij, dat op dat gedeelte, waar de afstand Aarde-Zon het grootst was, de snelheid het kleinst was, en omgekeerd. Dus snelheid $\sim 1/r$. Hieruit volgt de Perkenwet (I)

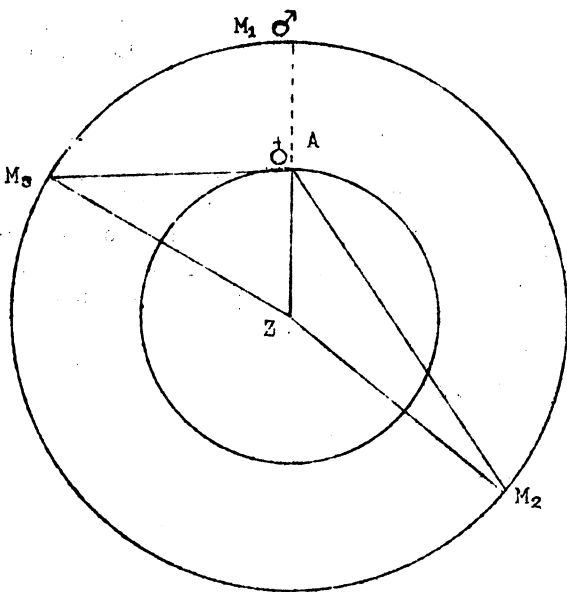


fig. 105

men standen. Hij vond, dat in bepaalde delen de middellijn te klein, in andere te groot was. Na eindeloos proberen en door een gelukkige intuïtie vond hij, dat het een ellips was. (Ellipsen waren reeds bestudeerd door Apollonius.) De afplatting van de ellipsbaan van Mars was $= (a-b)/a = 0,004 (= 1/230)$. Voor de aardbaan, die ook een ellips is, is deze: $1/7000$. Deze kon hij niet vinden, omdat de nauwkeurigheid van de metingen niet groot genoeg was.

Hieruit volgde zijn tweede wet (II):

Planetenbanen zijn ellipsen, de Zon staat in het brandpunt.

In zijn 'Astronomia Nova' heeft hij zijn ontdekkingen beschreven. Later heeft hij daaruit ephemeriden samengesteld, om vooruit te voorspellen, welke stand de planeten innemen.

Verder heeft hij gezocht naar het verband tussen omloopstijden en afstand tot de Zon.

In 1615 publiceerde hij: 'Harmonice Mundi', waarin hij na veel probeersels vond: (III)

$$T^2 \sim a^3$$

a = gemiddelde afstand tot de Zon
 = gemiddelde v.grootste en kleinste afstand tot de Zon
 = halve l'ange as.

Hij vond voor $\frac{a^3}{T^2}$ (als eenheid voor a en T de waarden nemend die voor de Aarde gelden):

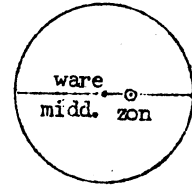
4) Hieruit volgt de baan van de aarde.

Daartoe vergelijkt hij telkens twee waarnemingen, 1 marsjaar uit elkaar, uitgaande van een oppositie. Dan bevindt de aarde zich respectievelijk in de standen A_1 en A_2 . We letten op ΔZMA_2 . Hierin zijn bekend de hoeken MZA_2 en ZA_2M . Dus is ook ZA_2 uit te drukken in ZM .

Na nog een Marsjaar is de Aarde in A_3 . We kunnen de redenering herhalen en ZA_3 uitdrukken in ZM . Evenzo ZA_4 in ZM , enz.

We kunnen dus zo de vorm van de aardbaan vinden (op de eenheid na) en de snelheid van de aarde in de baan.

Hij vond, dat de aardbaan een cirkel



5) Hij bepaalde nu de baan van Mars.

Daartoe vergeleek hij twee waarnemingen, 1 aardjaar uit elkaar. We gaan uit van de oppositie ZAM_1 . Na een aardjaar is Mars in M_2 . We letten op driehoek AZM_2 . Daarin zijn bekend $\angle AZM_2$ en $\angle ZAM_2$ (vgl. 2 en 3).

Dus kunnen we ook nu weer bepalen de verhouding: ZM_2/ZA . Nog een aardjaar verder is Mars in M_3 .

Uit ΔAZM_3 volgt dan: ZM_3/ZA .

Voor een aantal plaatsen vinden we zo de waarde van de voerstraal tot de zon in Astronomische Eenheden.

De baan van Mars leek ook op een excentrische cirkel. Toch klopte het niet helemaal: er was een systematische afwijking tot $8'$ ten opzichte van de waargenomen standen.

voor Saturnus = 0,991
 voor Jupiter = 0,999
 voor Mars = 1,001

voor Aarde = 1,000
 voor Venus = 1,003
 voor Mercurius = 1,007

De ontwikkeling van de mechanica gaat hand aan hand met die van de sterrekunde. (1629 - 1695)

Huygens leidt af dat de versnelling van de middelpuntvliedende kracht is: v^2/r . Dit is zeer belangrijk voor de ontwikkeling van de mechanica en van de sterrekunde. In 1687 publiceerde Newton zijn 'Philosophiae naturalis principia mathematica'. Deel I en II bevatten de 'fluxierekening' (diff. en integraalrekening) en de mechanica;

Deel III bevat: beweging van de hemellichamen.

Uit de wetten van Kepler leidt hij de gravitatiewet af.

1. Uit de Perkenwet volgt: de krachten zijn centraal.

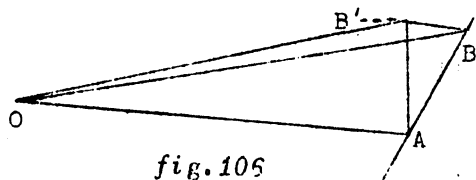


fig. 106

Er werkt een kracht in O (fig. 106) op een massa, die van A naar B zou gaan, als er geen kracht op werkte. Door de kracht in O gaat hij nu niet van A naar B, maar van A naar B'. Volgens de perkenwet is dan: $\text{perk OAB} = \text{perk OAB}'$.

Dit kan niet anders, dan wanneer $BB' \parallel OA$.

We gaan nu over tot de limiet, dus AB laten we tot nul naderen. Dan is BB' inderdaad naar O gericht, dus dan is de kracht volgens de voerstraal gericht.

2. Ellipsbanen.

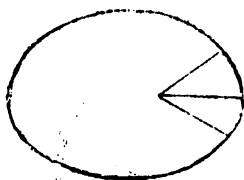


fig. 107

De versnelling van de middelpuntvliedende kracht in ieder punt is v^2/r . Daaruit volgt de kracht in ieder punt als r en v bekend zijn. Na enig gereken vindt men, uitgaande van het feit dat de baan een ellips is, en v uit de perkenwet halend:

$$\text{kracht} \sim \frac{1}{r^2}$$

3. Uit de harmonische wet volgt de versnelling = $\frac{C}{r^2}$, waarbij C constant is voor alle planeten.

Newton heeft dit afgeleid voor cirkelbanen.

We hebben twee planeten met versnellingen:

$$\frac{v^2}{R}$$

en

$$\frac{v^2}{r}$$

Nu is:

$$v = \frac{2\pi R}{T}$$

en

$$v = \frac{2\pi r}{t}$$

Dus de versnellingen zijn:

$$\frac{4\pi^2 R}{T^2}$$

en

$$\frac{4\pi^2 r}{t^2}$$

Volgens de harmonische wet is:

$$\left\{ \begin{array}{l} T^2 = cR^3 \\ t^2 = cr^3 \end{array} \right\} \text{ waarbij } c \text{ gelijk is voor alle planeten.}$$

Dus we krijgen:

$$\frac{4\pi^2 R}{cR^3}$$

en

$$\frac{4\pi^2 r}{cr^3}$$

; stelt men $\frac{4\pi^2}{c} = C$,

dan vindt men de versnellingen:

$$\frac{C}{R^2}$$

en

$$\frac{C}{r^2}$$

Q.E.D.

De krachten die de zon op elk van de planeten M en m uitoefent, zijn:

$$\frac{CM}{R^2}$$

en

$$\frac{Cm}{r^2}$$

4. Dezelfde wet geldt voor de werking van een planeet op zijn satellieten. Eveneens voor de aantrekking van de planeten onderling; dit wordt behandeld in de zgn. storingsrekening. Vooral op de maan kon Newton de gravita-

tiewet toepassen. Later is die ook toegepast op dubbeistar-componenten.

5. De wet geldt ook voor aardse voorwerpen. We beschouwen bv. de versnelling van de maan, door de aarde veroorzaakt, en die van een steen P, door de aarde veroorzaakt. De versnelling van de maan is $4\pi^2 R/T^2$, die van de steen = g . Deze twee versnelingen moeten zich verhouden als r^2/R^2 ; dus:

$$\frac{4\pi^2 R}{T^2} : g = r^2 : R^2$$

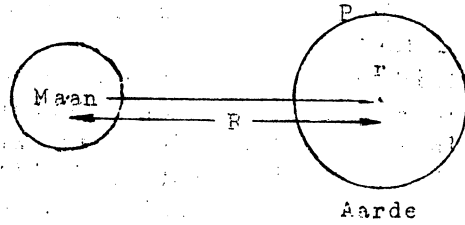


fig. 108

Alle grootheden zijn bekend.

Toen Newton deze invulde, bleek het eerst niet te kloppen (1665). Hij heeft toen dit werk laten rusten tot 1671. In dit jaar werden door Picard nieuwe graadmetingen verricht. Door de nauwkeurigere bepaling van de aardstraal bleek het nu wel te kloppen. [Althans: zo wordt verteld.]

6. De gravitatiekracht werkt eigenlijk niet tussen de middelpunten der hemelbollen maar tussen alle stoffelijke punten twee aan twee. (Zie ook III, 1). Daaruit zijn alle andere gevallen af te leiden. We beschouwen bv. een oneindig dunne bolschaal en de krachten, door de vlakjes met massa's m_1 en m_2 op P uitgeoefend. De kracht in P, die naar links trekt, is:

$$G \frac{m_1}{r_1^2} ; \text{ naar rechts: } G \frac{m_2}{r_2^2}$$

Nu is $m \sim r^2$ en $m_2 \sim r_2^2$;

beide krachten zijn gelijk. De bolschaal oefent dus geen kracht uit op een punt er binnen in.

We kunnen dit generaliseren tot een homogene bol. P ondervindt alleen een kracht van het binnenste gedeelte (fig. 110).

Stel nu dat P buiten de bolschaal ligt (fig. 111). Door integratie kan men vinden, dat de kracht op P dezelfde is,

als wanneer de massa in het centrum geconcentreerd zou zijn.

Analoog: aantrekking tussen twee hemelbollen = aantrekking tussen twee punten, met massa's gelijk aan die van de hemel-

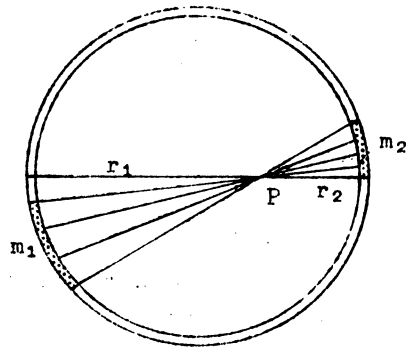


fig. 109

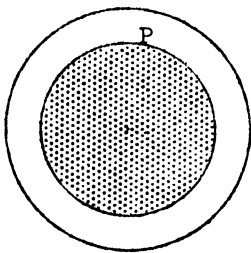


fig. 110

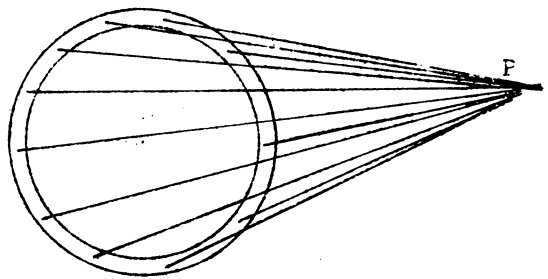


fig. 111

lichamen, en zich bevindend in hun middelpunten. De theorie geldt niet alleen voor bollen, maar ook voor de waterdeeltjes in de getijdentheorie (zie VII) voor de aantrekkingen van zon en maan op de equatoriale gordel der aarde, en in het algemeen voor niet-bolvormige voorwerpen.

We hebben aldus op inductieve wijze de wet van Newton gevonden: $K = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$

Thans gaan we op deductieve wijze het twee lichamenprobleem behandelen.

Tweelichamenprobleem.

Twee lichamen bevinden zich alleen in de ruimte in x_1, y_1 en x_2, y_2 (geen storende invloed van andere lichamen). Ze trekken elkaar aan. Welke krachten oefenen zij op elkaar uit? Daartoe ontbinden we de aantrekkingskracht in twee componenten (in de X- en de Y-richtingen).

Nu is:

$$m_1 \ddot{x}_1 = - \frac{Gm_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{x_1 - x_2}{r}$$

$(\frac{x_1 - x_2}{r})$ is de krachtscomponete in de X-richting. (We krijgen een minteken, want als $x_1 > x_2$ zal de gravitatieversnelling de coördinaat x_1 doen afnemen.)

Analoog:

$$m_1 \ddot{y}_1 = - \frac{Gm_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{y_1 - y_2}{r}$$

We kunnen nu ook uithreiden tot 3-dimensionale ruimte.

We krijgen dan ook nog:

$$m_1 \ddot{z}_1 = - \frac{Gm_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{z_1 - z_2}{r}$$

'Actie is reactie'; dus voor m_2 geldt dan:

$$m_2 \ddot{x}_2 = - \frac{Gm_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{x_2 - x_1}{r}$$

$$m_2 \ddot{y}_2 = - \frac{Gm_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{y_2 - y_1}{r}$$

$$m_2 \ddot{z}_2 = - \frac{Gm_1 m_2}{r^2} \cdot \frac{z_2 - z_1}{r}$$

De versnelling, die het ene lichaam ondervindt, blijkt dus alleen afhankelijk te zijn van de massa van het andere lichaam. Hieruit volgt: "Alle lichamen (op aarde) vallen even snel, - mits er geen wrijving is".
 Uit de formules is af te leiden, dat de banen kunnen zijn ellipsen, parabolen of hyperbolen (kegelsneden). Of het nu het ene of het andere is, is afhankelijk van de *beginvoorwaarden*.

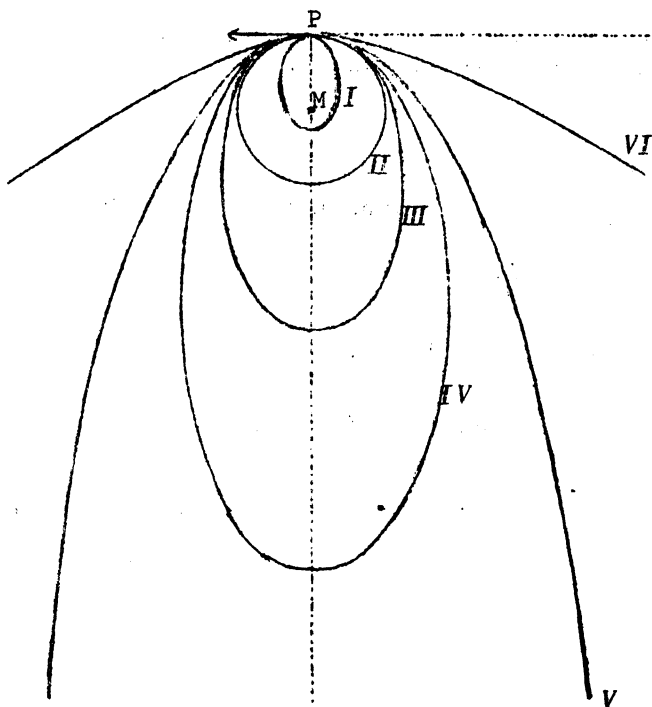


fig. 113

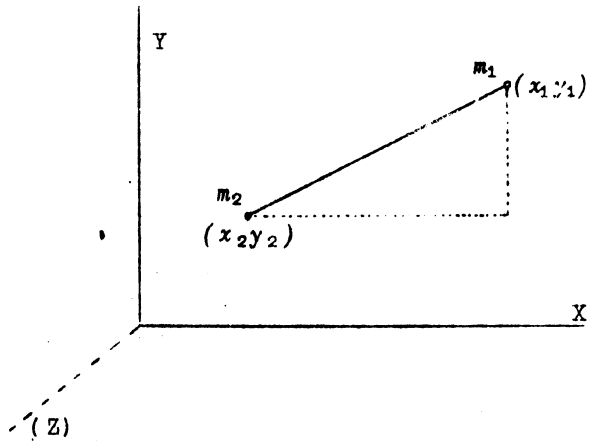


fig. 112

Bijv. een massa P wordt weggeworpen met bepaalde snelheid, waarbij het aantrekkingskracht ondervindt van de massa M .

Is de beginsnelheid klein, dan krijgen we:

I : Ellips met P in het aphelium en M in het brandpunt.

Wanneer de beginsnelheid steeds groter gemaakt wordt, krijgen we resp.:

II : Cirkel met M als middelpunt;

III: Ellips met P in het perihelium en M in het brandpunt;

IV : idem ellips;

V : Parabool (snelheid in het oneindige nul);

VI : Hyperbool (snelheid in het oneindige > 0);

De parabool nadert in het oneindige tot de asrichting, de hyperbool tot de asymptoten.

Verder valt nog op te merken:

1e) Het zwaartepunt van het stelsel der 2 lichamen beweegt onafhankelijk van de werking van de zwaartekracht.

Bijv.: We hebben een planeet A. Deze loopt langs de baan B. Wanneer door een of andere oorzaak de planeet in twee stukken valt, blijft het zwaartepunt van de twee zich afzonderlijk bewegend delen de baan B volgen. Eveneens, wanneer hij in ontelbaar veel delen ontploft.

2e) De banen zijn gelijkvormig t.o.v. het zwaartepunt. Door de wederkerige werking draait niet een der lichamen om het andere, maar draaien zij beiden om hun zwaartepunt. Hun banen zijn gelijkvormig en hebben stralen, omgekeerd evenredig met de massa:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{m_2}{m_1}$$

Dus natuurlijk ook, bij integratie:

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{m_2}{m_1} \quad \text{en} \quad \frac{r_1}{r_2} = \frac{m_2}{m_1}$$

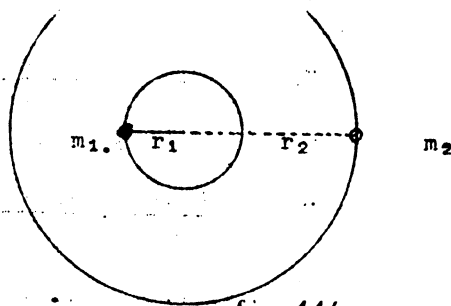


fig. 114

Kinetische energie.

De twee lichamen hebben t.o.v. elkaar een zekere snelheid V ; dus ten opzichte van het zwaartepunt:

$$v_1 = \frac{m_2}{m_1+m_2} V \quad \text{en} \quad v_2 = \frac{m_1}{m_1+m_2} V \quad (\text{snelheid omgekeerd evenredig met massa})$$

$$E_{kin} = \frac{1}{2}(m_1 v_1^2 + m_2 v_2^2) = \frac{1}{2} V^2 \frac{m_1 m_2^2 + m_2 m_1^2}{(m_1 + m_2)^2} = \frac{1}{2} V^2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$$

Potentiële energie (zie VIII.e, blz. ; gasmolecul ontsnapt uit dampkring):

$$= -G \frac{m_1 m_2}{r}$$

Totale energie is dus: $\frac{1}{2} V^2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} - G \frac{m_1 m_2}{r} = \text{constant.}$

Beschouwen we nu een lange ellips (bijna parabool); dan is in P $V = 0$ en $r = 2a$. Voor dit geval is dan de totale energie

$$= -G \frac{m_1 m_2}{2a}$$



fig. 115

Nu blijkt, dat dit ook in het algemeen geldt. We kunnen uit de formule:

$$\frac{1}{2} V^2 \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} - \frac{G m_1 m_2}{r} = \text{const.} = -G \frac{m_1 m_2}{2a}$$

V^2 oplossen en vinden: $V^2 = G(m_1 + m_2) \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)$

Voor parabool is $\frac{1}{a} = 0$, dus $V_p^2 = G(m_1 + m_2) \frac{2}{r}$

Voor cirkel is $a = r$, dus $V_c^2 = G(m_1 + m_2) \frac{1}{r}$

Voor ellips is $\frac{1}{a} > 0$

Bij hyperbool is $\frac{1}{a} < 0$

Voor een gegeven baan is de snelheid dus alleen afhankelijk van de afstand r der twee lichamen!

3e) Verbetering van de derde wet van Kepler.

We beschouwen voor het gemak cirkelbanen; twee massa's, m_1 en m_2 , draaien om hun gemeenschappelijk zwaartepunt Z.

De versnelling van m_1 is

$$\frac{Gm_2}{R^2} = \frac{4\pi^2 r_1}{P^2} ;$$

P is de omlooptijd.

De versnelling van m_2 is evenzo:

$$\frac{Gm_1}{R^2} = \frac{4\pi^2 r_2}{P^2}$$

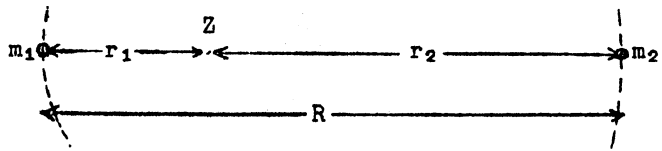


fig.116

De relatieve versnelling der twee lichamen t.o.v. elkaar vindt men door optellen:

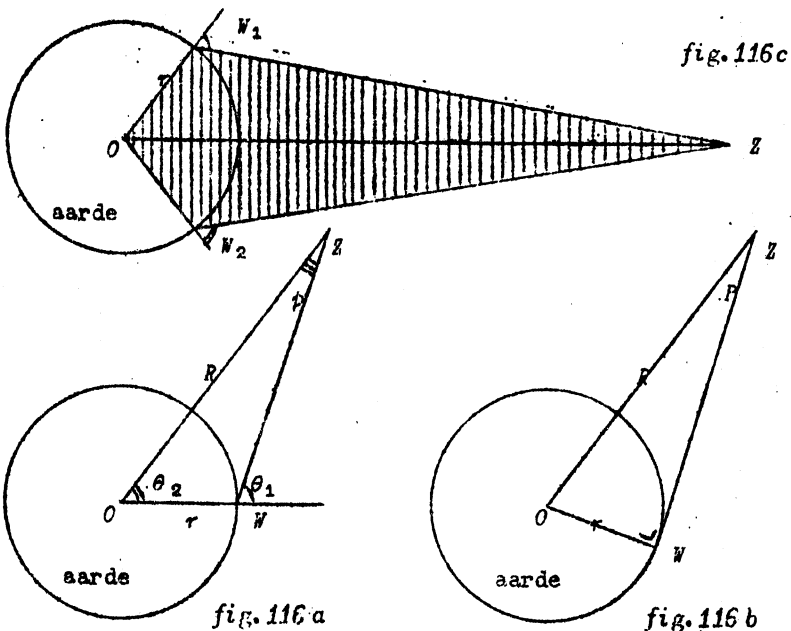
$$G \frac{m_1 + m_2}{R^2} = \frac{4\pi^2}{P^2} (r_1 + r_2) = \frac{4\pi^2}{P^2} R$$

Dus: $\frac{R^3}{P^2} = \text{const.} \times (m_1 + m_2)$.

Als we dit toepassen op de zon en een planeet, zien we dat de uitkomst ietwat anders is dan Kepler's derde wet: daar was R^3/P^2 constant; hier blijkt deze grootte verschillend van planeet tot planeet. Nu is voor alle planeten $m \ll m_\odot$; de afwijking van de constantheid is dus gering. Kepler kon langs inductieve weg niet vinden dat R^3/P^2 een weinig afhankelijk is van de massa's, gezien de onnauwkeurigheid zijner gegevens.

§ 3. Afstand Aarde - Zon.

We bepalen de zonsparallax ('verschilzicht').



De waarnemer in W ziet Z in een andere richting dan de waarnemer in O. Z is middelpunt van de Zon.

Dit richtingsverschil is $\theta_1 - \theta_2 = p$, dus de hoek waaronder een waarnemer op de Zon de straal $a=r$ ziet. In ΔWZO is:

$$\frac{\sin p}{r} = \frac{\sin \theta}{R}, \text{ of}$$

$$p \approx \frac{r}{R} \sin \theta = P \sin \theta$$

P is de waarde van p voor $\sin \theta = 1$ (fig.116b); we spreken van 'de horizontale aequatoriale parallax', omdat men die betreft op de aequatoriale straal der Aarde.

In de practijk gebeurt het iets anders: wenemen twee waarnemers op dezelfde meridiaan. Als we de hoeken bij W_1 en W_2 bepalen, kunnen we hieruit OZ vinden. Want, omdat W_1 en W_2 op dezelfde meridiaan liggen, is de hoek W_1OW_2 eenvoudig het breedteverschil. Verder zijn bekend OW_1 en OW_2 ; dus de gehele gearceerde vierhoek; dus OZ. (fig. 116c).

In de oudheid heeft men wel ruwe schattingen uitgevoerd voor de afstand Aarde-Zon, maar deze waren een factor 20 fout.

Kepler wist dat $P_\odot < 1'$.

In 1672 heeft men een betere manier toegepast dan de bovenstaande; want, daar de afstand Aarde-Zon erg groot is t.o.v. de straal der Aarde, is P klein en dus moeilijk te meten. Daar echter R^3/P^2 constant is, zijn alle afstanden Zon-Planeet te berekenen uit hun omlooptijden, als men maar één

afstand kent. Het is dus voldoende, i.p.v. Aarde-Zon, de afstand Aarde-Mars te bepalen; deze afstand is een factor 3 kleiner (op het gunstigste ogenblik: Mars in oppositie). De voordelen hiervan waren verder nog, dat de plaats van Mars beter te bepalen is t.o.v. de omliggende sterren. Men vond: $P_0 = 9,5$. Nog groter nauwkeurigheid bereikt men, door i.p.v. Mars de planetoïde Eros te nemen (1930-'31). De afstand Aarde-Eros is een factor 7 kleiner dan de afstand Aarde-Zon en Eros is praktisch puntvormig. Een uitgebreide reeks waarnemingen in 1920-1931 leverde:

$$P_0 = 8,790$$

Hieruit:

$$\text{Aarde-Zon} = 149.700.000 \text{ km. (dit is de gemiddelde afstand)}$$

Deze afstand noemen we de 'Astronomische Eenheid' (A.E.)

Van historisch belang is de *methode der 'Venus-Overgangen'*.

In sommige gevallen kan men Venus voor de zonneschijf langs zien trekken. De verschillende waarnemers zien die baan als ietwat verschillende koorden over de Zon. Uit de afstand tussen deze koorden kan de afstand bepaald worden; en die afstand is weer te halen uit de twee doorgangstijden. Deze methode is mislukt, omdat men niet goed kan zien, wanneer Venus precies van de rand van de Zon loskomt, wegens breking van het licht in de dampkring der planeet en wegens buigingsverschijnselen.

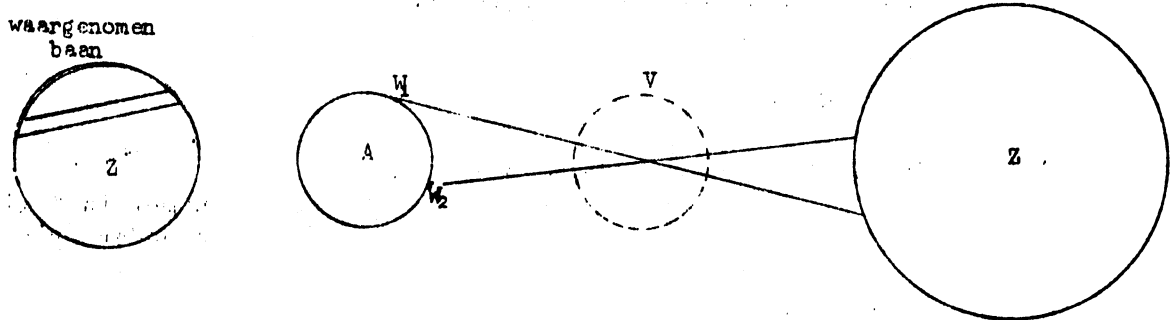


fig. 117

Uit de afstand Aarde-Zon kunnen dan verder de afstanden van de andere planeten tot de zon bepaald worden.

Snelheden.

We vergelijken de baansnelheden van twee planeten met massa's m_1 en m_2 ; als halve lange assen van hun banen: a_1 en a_2 . Dan zijn de snelheden (voor cirkelbanen):

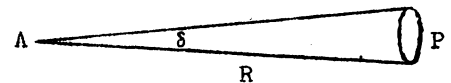
$$v_1 = \frac{2\pi a_1}{P_1} \quad v_2 = \frac{2\pi a_2}{P_2}$$

dus

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{a_1}{a_2} \frac{P_2}{P_1} = \frac{a_1}{a_2} \frac{a_2^{3/2}}{a_1^{3/2}} = \sqrt{\frac{a_2}{a_1}}$$

De planeten bewegen dus sneller, naarmate ze dichter bij de zon staan. Daardoor is het dan ook, dat het teruglopen der buitenplaneten verklaarbaar is (blz. 44).

De diameters volgen uit: $d = R \delta$ (in rad.)



Massa.

Te bepalen met behulp van satelliet van een planeet.

Voor de satelliet geldt:

$$\frac{G \cdot m_{\text{planeet}}}{r^2} = \frac{4\pi^2 r}{P_{\text{satelliet}}^2}$$

Nu geldt voor Aarde-Zon:

$$\frac{G \cdot m_z}{R_0^2} = \frac{4\pi^2 R_0}{P_{\text{aarde}}^2}$$

Wanneer we delen, vinden we: $\frac{m_{planeet}}{m_{zon}}$, uitgedrukt in bekende grootheden en in de omloopstijden.

Elementen van een planetenbaan.

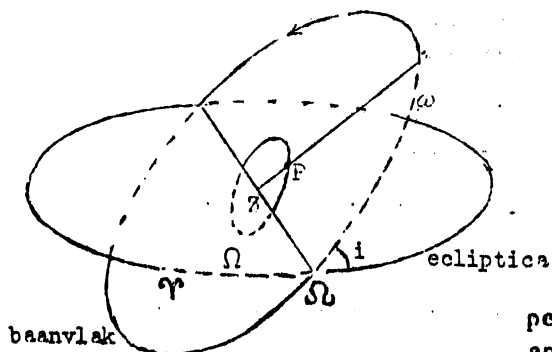


fig. 118

Het baanvlak wordt gegeven door:

1. i = helling
2. Ω = afstand $\gamma\Omega$ = lengte van de stijgende knoop.

De baan wordt gegeven door:

3. a = halve lange as,
4. e = excentriciteit,
5. $\sigma = \Omega + \omega$ = "lengte" van het perihelium.

perihelium = punt dat dichtstbij de zon,

aphelium = " " " " " " " " " " " "

De omloopstijd volgt direkt uit a .

6. De epoche T is het oogenblik van doorgang door het perihelium. (Epoche wordt gebruikt voor tijdstip, waarop een hemellichaam zich op een bepaalde plaats bevindt.)

Uit drie waarnemingen van de stand van een planeet kan men de elementen van de baan bepalen.

Wie volgt nu omgekeerd uit de elementen de plaats van de planeet?

We bepalen daartoe vooreerst de *heliocentrische coördinaten*.

1o *Middelbare anomalie (M)*
(anomalie voor eenparige cirkelbeweging):

$$M = 2\pi \frac{t-T}{P}$$

T = periheliumdoorgang,

P = periode.

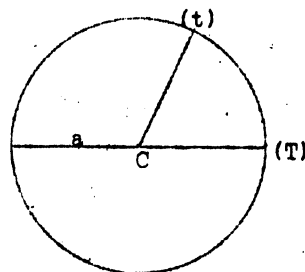


fig. 119a

2o *Elliptische sector (S)*.

Het gearceerde gedeelte

is de elliptische sector. Deze volgt uit de Perkenwet.

Oppervlak van een ellips is πab , dus

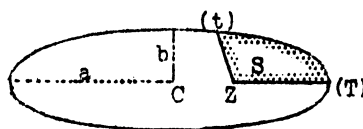


fig. 119b

$$S = \pi ab \frac{t-T}{P} = \frac{abM}{2}$$

3o *Excentrische anomalie (E)*.

$E = \angle BCO$.

We kunnen ieder punt van de ellips op een cirkel afbeelden door vermenigvuldiging met a/b .

$CF = ae$

$$\begin{aligned} S &= OFA = OCA - FCA = \\ &= \frac{b}{a} (OCB - FCB) = \\ &= \frac{b}{a} \left(\pi a^2 \frac{E}{2\pi} - \frac{ae}{2} a \sin E \right) = \\ &= \frac{ab}{2} (E - e \sin E) = \frac{abM}{2} \end{aligned}$$

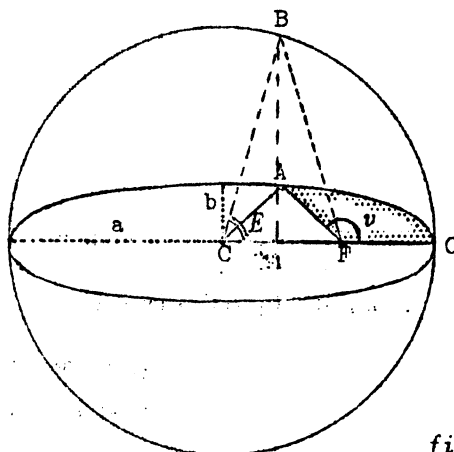


fig. 119c

Dus

$$M = E - e \sin E \text{ (vergelijking van Kepler) .}$$

E is niet rechtstreeks te berekenen.

We passen een reeks benaderingen toe:

$$\begin{aligned} 0\text{-de benadering: } E_0 &= M \\ 1\text{ste benadering: } E_1 &= M + e \sin M \\ 2\text{-de benadering: } E_2 &= M + e \sin E_1 = M + e \sin (M + e \sin M) = \\ &= M + e \sin M \cdot \cos (e \sin M) + e \cos M \cdot \sin (e \sin M) \end{aligned}$$

Wanneer P zeer klein is, kunnen we bij benadering $\cos P = 1$ stellen en $\sin P = P$. Nu is $e \sin M$ zeer klein, omdat e zeer klein is, dus:

$$\begin{aligned} E_2 &= M + e \sin M \cdot 1 + e \cos M \cdot e \sin M = \\ &= M + e \sin M + \frac{e^2}{2} \sin 2M. \end{aligned}$$

$$3\text{-de benadering: } E_3 = M + e \sin E_2 = \dots \dots \dots \text{ enz. enz.}$$

We krijgen tenslotte:

$$\begin{aligned} E &= M + \left(e - \frac{e^3}{8} + \dots \right) \sin M + \left(\frac{e^2}{2} + \dots \right) \sin 2M + \\ &+ \left(\frac{3}{8} e^3 + \dots \right) \sin 3M + \dots \dots \end{aligned}$$

40. Voerstraal. (fig. 119c).

Wanneer we een coördinatenstelsel aanbrengen met C als oorsprong, dan is de x -coördinaat van A : $a \cos E$; en de y -coördinaat is $\frac{b}{a} a \sin E = b \sin E$. Noemen we $AF = r$ (de voerstraal), dan is

$$\begin{aligned} r_x &= CF - x_A = a(e - \cos E) \\ r_y &= y_A = b \sin E \end{aligned}$$

Nu is:

$$r^2 = r_x^2 + r_y^2 = a^2 e^2 - 2a^2 e \cos E + a^2 \cos^2 E + b^2 \sin^2 E$$

hierbij geldt echter: $b^2 = a^2(1 - e^2)$,
dus kunnen we schrijven:

$$\begin{aligned} r^2 &= a^2(\cos^2 E + \sin^2 E - 2e \cos E - e^2 \sin^2 E + e^2) = \\ &= a^2(1 - 2e \cos E + e^2 \cos^2 E), \end{aligned}$$

dus

$$r = a(1 - e \cos E)$$

50. Ware anomalie v .

$$v = \angle AFO$$

Nu is:

$$r \cos v = -r_x$$

$$\cos v = -\frac{r_x}{r} = \frac{\cos E - e}{1 - e \cos E}$$

Dit geeft:

$$\cos E - \cos v = e(1 - \cos E \cos v)$$

Passen we nu de benadering toe $v \approx E$, dan krijgen we:

$$\begin{aligned} (v - E) \sin E &\approx e(1 - \cos^2 E) = e \sin^2 E \\ v - E &\approx e \sin E \end{aligned}$$

We hadden: $E - M = e \sin E$

Dit geeft dus: $v - M \approx 2e \sin E \approx 2e \sin M$.

Verdere benadering geeft:

$$v - M \approx 2e \sin M + \frac{5}{4} e^2 \sin 2M + \dots$$

We weten nu dus r en v .

I Van de *heliocentrische poolcoördinaten* in het baanvlak willen we nu overstappen op de *heliocentrische rechthoekige coördinaten* in het baanvlak.

We beschrijven om de zon een bol, waarin we de stand van een planeet op een bepaald willekeurig ogenblik kennen willen. Daartoe nemen we als straal van de bol de voerstraal van de planeet op dat (willekeurige) ogenblik.

Zij P (fig.120) de plaats van de planeet, dan kunnen we v (ware anomalie) weergeven door de boog richting perihelium - P, omdat het baanvlak een grote cirkel van de bol is.

Z_1 is de pool van het baanvlak.

X_1 , Y_1 en Z_1 zijn de coördinaatassen.

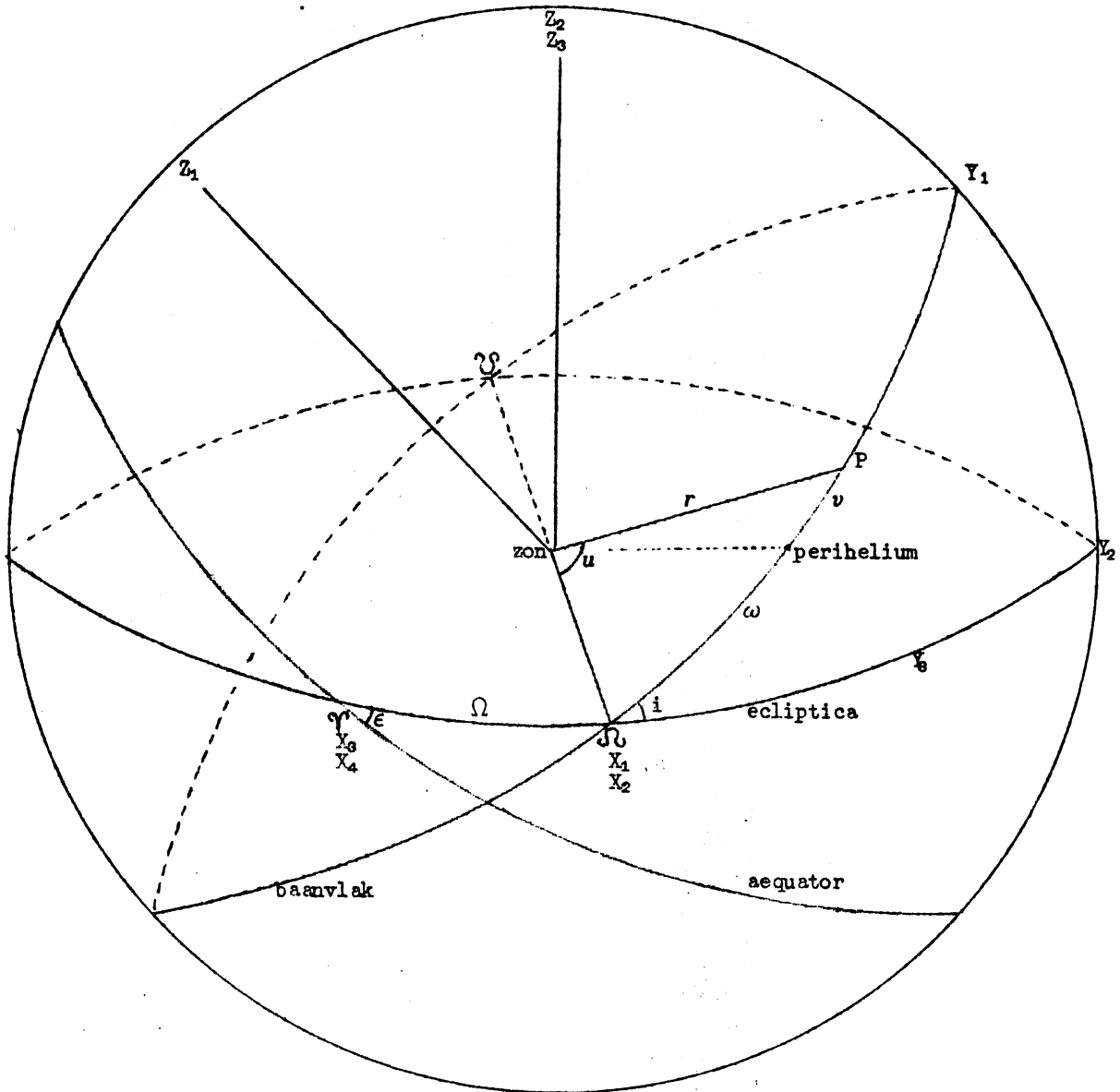


fig.120

De coördinaten van P zijn dan:

$$x_1 = r \cos(\omega + v) = r \cos u$$

$$y_1 = r \sin(\omega + v) = r \sin u$$

$$z_1 = 0$$

II We draaien de coördinaatassen nu om de knopenlijn, $\Psi\Omega$, zodat het baanvlak samenvalt met het eclipticavlak. We krijgen dan coördinaatstelsel II met coördinaten:

$$x_2 = x_1 = r \cos u$$

$$y_2 = y_1 \cos i = r \sin u \cos i$$

$$z_2 = y_1 \sin i = r \sin u \sin i$$

III Nu draaien we coördinatensysteem II om ZZ_2 totdat X_2 in de richting van het lentepunt (φ) wijst. We krijgen dan stelsel III met de coördinaten:

$$x_3 = x_2 \cos \Omega - y_2 \sin \Omega = r(\cos u \cos \Omega - \sin u \cos i \sin \Omega)$$

$$y_3 = x_2 \sin \Omega + y_2 \cos \Omega = r(\cos u \sin \Omega + \sin u \cos i \cos \Omega)$$

$$z_3 = z_2 = r \sin u \sin i$$

IV We gaan nu van ecliptica over naar equator. We krijgen nu de heliocentrische aequatoriale rechthoekige coördinaten. (De hoeken i en ϵ zijn in de figuur sterk overdreven getekend).

$$x_4 = x_3$$

$$y_4 = y_3 \cos \epsilon - z_3 \sin \epsilon$$

$$z_4 = y_3 \sin \epsilon + z_3 \cos \epsilon$$

$$x_4 = r(\cos u \cos \Omega - \sin u \cos i \sin \Omega)$$

$$y_4 = r(\cos u \sin \Omega \cos \epsilon + \sin u \cos i \cos \Omega \cos \epsilon - \sin u \sin i \sin \epsilon)$$

$$z_4 = r(\cos u \sin \Omega \sin \epsilon + \sin u \cos i \cos \Omega \sin \epsilon + \sin u \sin i \cos \epsilon)$$

Om nu gemakkelijk op iedere dag de coördinaten te kunnen vinden, passen we de vereenvoudiging van Gauss toe. We voeren in:

$$a \sin A = \cos \Omega$$

$$a \cos A = -\sin \Omega \cos i$$

We hebben dan twee vergelijkingen met twee onbekenden (a en A). Deze is dus op te lossen.

$$x_4 \text{ wordt dan: } x_4 = r a \sin(A + u)$$

waarin u en r veranderlijk zijn.

Analoog stellen we:

$$b \sin B = \sin \Omega \cos \epsilon$$

$$b \cos B = \cos \Omega \cos i \cos \epsilon - \sin i \sin \epsilon$$

$$\text{Dit geeft: } y_4 = r b \sin(B + u)$$

Verder:

$$c \sin C = \sin \Omega \sin \epsilon$$

$$c \cos C = \cos \Omega \cos i \sin \epsilon + \sin i \cos \epsilon$$

$$\text{Dit geeft: } z_4 = r c \sin(C + u)$$

We hebben gezien, dat $u = \omega + v$

We voeren daarom nog de constanten in:

$$A' = A + \omega$$

$$B' = B + \omega$$

$$C' = C + \omega$$

Dan wordt:

$$x_4 = r a \sin(A' + v)$$

$$y_4 = r b \sin(B' + v)$$

$$z_4 = r c \sin(C' + v)$$

Dit geeft dus de stand van de planeet t.o.v. de zon in heliocentrische coördinaten.

Stand van de Aarde t.o.v. de Zon in heliocentrische coördinaten.

Te halen uit de juist afgeleide formules voor x_A , y_A en z_A .

Bij aardbaan is $i = 0$

$$\text{dus: } x_A = r \cos(\Omega + u)$$

$$y_A = r \cos \epsilon \sin(\Omega + u)$$

$$z_A = r \sin \epsilon \sin(\Omega + u)$$

$\Omega + u = \pi + v$; dit geeft:

$$x_A = r \cos(\pi + v)$$

$$y_A = r \cos \epsilon \sin(\pi + v)$$

$$z_A = r \sin \epsilon \sin(\pi + v)$$

Zon t.o.v. Aarde X (x-coördinaat zon) = $-x_A$

(fig. 121) Y (y-coördinaat zon) = $-y_A$

Z (z-coördinaat zon) = $-z_A$

Planeet t.o.v. Aarde in geocentrische rechtthoekige coördinaten.

$$\xi = x_A + X$$

$$\eta = y_A + Y$$

$$\zeta = z_A + Z$$

Geocentrische poolcoördinaten.

Het ξ - η -vlak moge het aequatorvlak voorstellen.

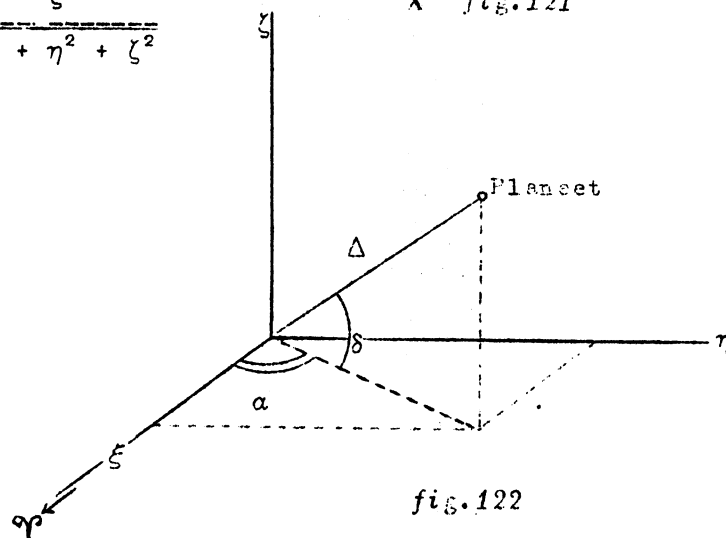
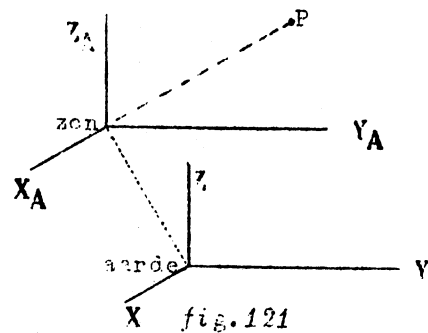
Nu is

$$\Delta^2 = \xi^2 + \eta^2 + \zeta^2$$

dus

$$\sin \delta = \frac{\zeta}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2}}$$

$$\text{tg } \alpha = \frac{\eta}{\xi}$$



§ 4. Tijdsvereffening.

De tijdsvereffening heeft het karakter van een correctie die men aan de MT aanbrengt om er zonetijd van te maken.

Zonetijd = middelbare tijd + tijdsvereffening.

We behandelen het vraagstuk geocentrisch.

We kunnen drie verschillende zonetijden onderscheiden, die afgeleid zijn uit drie verschillende soorten zonsbewegingen.

Zon in ecliptica met een Kepler beweging (Ware Zon) λ

Zon in ecliptica met een eenparige beweging ('gelijkmatige' Zon) $\bar{\lambda}$

Zon in aequator met een eenparige beweging (middelbare Zon) α

Als de zon gelijkmatig, dus eenparig, in de ecliptica loopt, dan loopt zijn projectie niet gelijkmatig in de aequator; zij stemt niet overeen met de middelbare zon.

Alleen op 4 punten stemmen ze overeen. (Aangegeven door vier pijltjes →).
 Uit de definitie volgt:

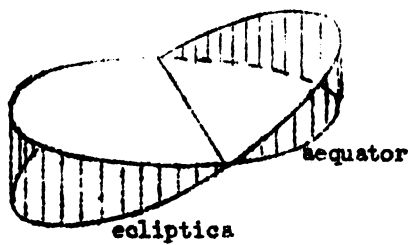


fig. 123a

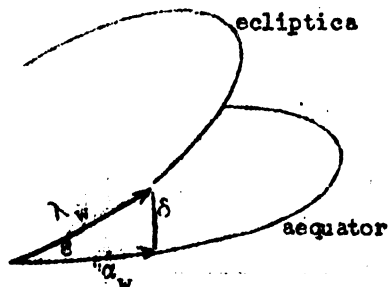


fig. 123b

$$\bar{\lambda} = \alpha_w$$

$\bar{\lambda} = \lambda$ gelijkmatige zon (lengte)

$\alpha_w = \alpha$ middelbare zon (rechte klimming).

De tijdsvereffening = uurhoek ware

zon - uurhoek middelbare zon =

$$(\theta - \alpha_w) - (\theta - \alpha_w) =$$

(sterretijd - recht klimming ware zon) -

(sterretijd - recht klimming middel-

bare zon) = $-\alpha_w + \bar{\lambda} =$

$$-\alpha_w + \lambda_w - \lambda_w + \bar{\lambda}$$

$\bar{\lambda} - \lambda_w =$ middelbare anomalie -

ware anomalie =

$$= M - v =$$

$$= -2e \sin M - \frac{5}{4} e^2 \sin 2M + \dots$$

Nu $\lambda_w = \alpha_w$

In figuur 123b geldt:

$$\sin \delta \cos 90^\circ = \cos \lambda_w \sin \alpha_w - \sin \lambda_w \cos \alpha_w \cos \epsilon = 0$$

$$\text{tg } \alpha_w = \text{tg } \lambda_w \cos \epsilon = \text{tg } \lambda_w (1 - \frac{\epsilon^2}{2} + \dots)$$

$$\text{tg } \lambda_w - \text{tg } \alpha_w \approx \frac{\epsilon^2}{2} \text{tg } \lambda_w$$

Nu is:

$$\frac{\Delta \text{tg } x}{\Delta x} = \frac{1}{\cos^2 x}$$

Dit geeft:

$$\frac{\lambda_w - \alpha_w}{\cos^2 \lambda_w} = \frac{\epsilon^2}{2} \text{tg } \lambda_w$$

$$\lambda_w - \alpha_w = \frac{\epsilon^2}{2} \sin \lambda_w \cos \lambda_w = \frac{\epsilon^2}{4} \sin 2\lambda_w$$

De tijdsvereffening is $\frac{\epsilon^2}{4} \sin 2\lambda_w - 2e \sin M$ (dit zijn alleen de hoofdtermen) =

$$0,43 \sin 2\lambda_w - 0,033 \sin M \text{ als } \epsilon = 23^\circ \quad e = 0,0167.$$

λ_w gemeten vanuit lentepunt en M gemeten vanuit perihelium (Ong. 1 Jan.)

Men kan de tijdsvereffening ook in seconden uitdrukken.

De periode 2π overeenkomt met 24 uur dus 1 radiaal met $13^\circ 731 \text{ sec}$, volgt:

$$\text{vereffening} = 592^s \sin 2\lambda_w - 460^s \sin M \quad (\text{zie fig. 124})$$

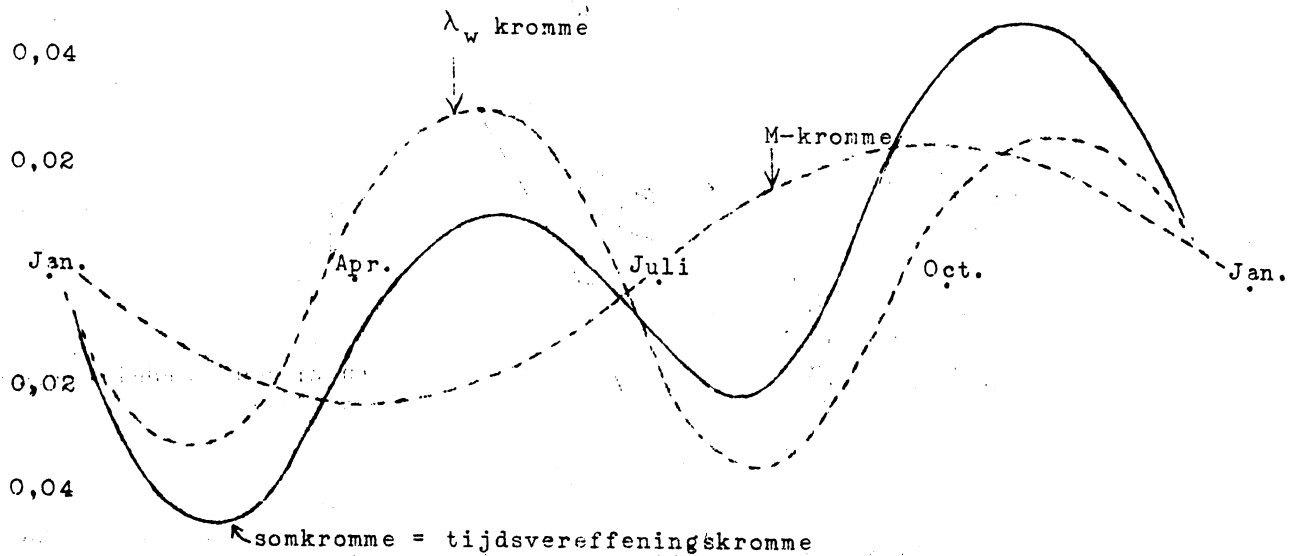
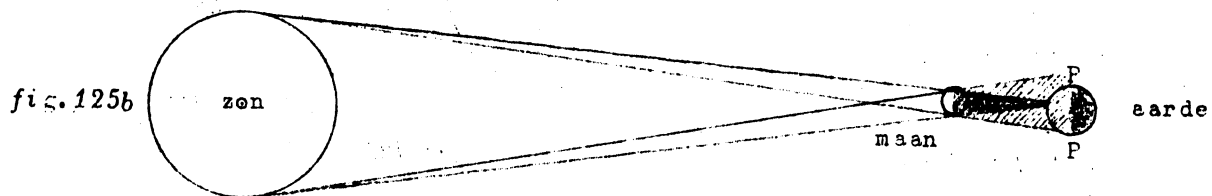


fig. 124

§ 5. Verduisteringen.

Bij maansverduistering treedt de maan in de schaduwkegel der aarde. We letten alleen op de kernschaduw.

Bij zonsverduistering stelt de maan zich tussen de aarde en de zon. (zie figuur.)

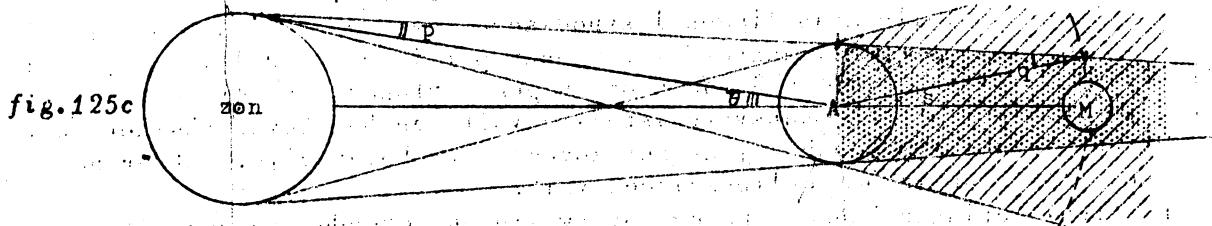


In T is totale, in P is slechts partiële zonsverduistering waar te nemen.

Een zeer belangrijk verschil voor de astronoom tussen maans- en zonsverduistering is, dat maansverduistering voor de gehele aarde zichtbaar is en zonsverduistering slechts in bepaalde streken te zien is.

De zonsverduistering moet voor ieder punt afzonderlijk berekend worden. Maansverduistering geldt voor alle punten.

Maansverduistering.



We willen de straal weten van de doorsnede van de kernschaduw in een vlak, dat door de maan gaat. Uit de figuur blijkt, dat $p + q = \theta + s$, waarin:

p = zonsparallax

θ = straal van de zon

q = maanparallax

s = straal kernschaduw-doorsnede

Nu is:

$$p = 9''$$

$$q = 57'3''$$

$$\theta = 16'$$

$$\text{Dus: } s = 9'' + 57'3'' - 16' = 41'12''$$

Dit is een gemiddelde waarde, want de verschillende grootheden zijn variabel naar gelang de zon dichterbij of verder van de aarde staat. De maximumwaarde van s is $45'$. De straal van de maan is $\approx 16'$.

Wiskundig moet het op de maan bij totale eclips volkomen donker zijn. Natuurkundig niet, want door de dampkring van de aarde wordt het licht gebroken en verstrooid. Er blijft rood licht over (vgl. zonsondergang), zodat de maan een donkerrode kleur behoudt bij totale eclips. Als de maan in het eclipticavlak liep, vond bij iedere volle maan een verduistering plaats. Het baanvlak van de maan helt echter t.o.v. de ecliptica en wel $5^{\circ}18'$ (gemiddeld).

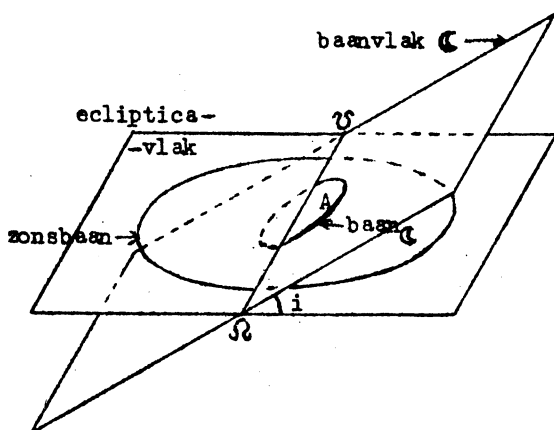


fig. 126

Uit de figuur (schematisch getekend) kan men zien, dat er alleen verduisteringen kunnen optreden, als er een volle maan is in de buurt van een knoop. De 'eclipsseizoenen' zijn de perioden van het jaar, waarin er een maansverduistering of in het algemeen, waarin er een verduistering mogelijk is. Deze eclipsseizoenen liggen dus ook in de buurt van en wel rondom de knopen.

We gaan nu na, hoe-

ver de aardschaduw verwijderd kan zijn van een knoop, willen we nog net een eclips krijgen (Zie fig. 127).

Hier is het geval getekend, dat juist de rand van de aardschaduw (kernschaduw!!) de rand van de maan raakt. In dit geval is $PO = b = P\Omega \sin i =$

$$= c \sin i.$$

$$\text{Dus } c = \frac{b}{\sin i}.$$

Nu is $b =$ straal aardschaduw in boogmaat + straal maan in boogmaat =

$$s + m = p + q - \theta + m$$

(zie voor betekenis p, q en s fig. 125c).

$$\text{Dus } c = \frac{b}{\sin i} = \frac{p + q - \theta + m}{\sin i} = \frac{41' + 17'}{\sin i} = 10^\circ 15'$$

Dit is de gemiddelde waarde. De maximum waarde is $12^\circ 1'$.

Dit is nog maar een partiële eclips: Een totale eclips krijgen we pas als

$$c = \frac{s - m}{\sin i} = 4^\circ 37' \text{ (gemiddeld).}$$

De eclipsseizoenen zijn dus gemiddeld $2 \times 10^\circ 15' = 20^\circ 30'$.

De ogenblikken van volle maan liggen 1 synodische maand uit elkaar; dit is 29 dagen en $\approx 29^\circ$. Het aantal maansverduisteringen per jaar kan dus zijn 0, 1 of 2. In zeer bijzondere gevallen 3. Want de knopen verlopen, en wel de zon tegemoet. Dus wanneer er een maansverduistering valt aan het begin van het jaar, kan de knoop in de loop van het jaar net zoveel verschoven zijn, dat er nog een derde volle maan in het eclipsseizoen valt.

Bij zonsverduisteringen kunnen analoge overwegingen gehouden worden. Alleen vindt een zonsverduistering bij Nieuwe Maan plaats. De eclipsseizoenen zijn daar voor:

$$\begin{aligned} \text{partiële eclipsen} & 2 \times 16^\circ 24' = 32^\circ 48' \\ \text{totale eclipsen} & 2 \times 10^\circ 39' = 21^\circ 18' \end{aligned}$$

Er kunnen dus twee Nieuwe Manen vallen in 1 eclipsseizoen. Het aantal verduisteringen kan dus zijn: 2, 3, 4 en in bijzonder gunstige gevallen (rekening houdend met de knopenverplaatsing) 5.

De eclipsen zijn door alle eeuwen heen waargenomen. Nu blijkt, dat er een regelmatige terugkeer van de eclipsen is (aangeduid door het woord Saros) in 18^d11^d. Dit is ook te verklaren.

De ogenblikken van N.M. of V.M. liggen een synodische maand uit elkaar = $29^d 5306$. Het duurt (door het verlopen der knopen) iets minder dan een jaar voordat de zon weer dezelfde knoop bereikt heeft. ($346^d 620$) Dus van de ene knoop tot de andere:

$$\begin{aligned} \frac{346,620}{2} &= 173,310 \text{ dagen.} & \text{In een Saros zijn 223 synodische maanden,} \\ &\text{want} & 223 \times 29^d 5306 &= 6585^d 32 \\ &\text{en 38 knopenpassages} & 38 \times 173,310 &= \underline{6585^d 78} \\ &\text{Er is een verschil van slechts:} & & 0^d 46 \end{aligned}$$

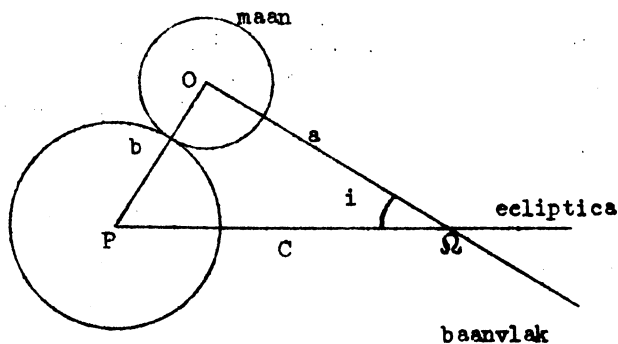


fig. 127

Wanneer dus op een bepaalde tijd een randeclips plaatsvindt (stand a fig.128), zal na 1 Saros weer een eclips plaatsvinden, maar nu is de aardschaduw iets dichtter tot knoop genaderd (stand b). Vervolgens stand c, d totdat aan de andere kant van de knoop de eclips weer verdwijnt na verloop van 1200 jaren.

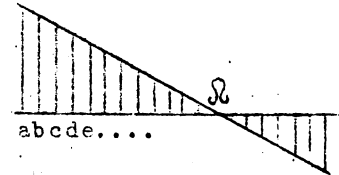


fig.128

Sterbedekkingen (occultaties).

In zijn loop tussen de sterren zal de maan soms tussen de aarde en een bepaalde ster komen te staan. Dit verschijnsel heet occultatie of sterbedekking.

Het is het mooist waar te nemen bij wassende maan. Wanneer de maan zich voor een ster plaatst, is de ster plotseling verdwenen. Ook uittreden van de is wel waar te nemen, maar lang niet zo nauwkeurig, daar men niet weet, waar de ster te voorschijn komt.

Vroeger gebruikte men de occultaties als tijdseinen, maar dat is tegenwoordig niet meer nodig vanwege de radiuitzendingen.

Toch neemt men nog wel sterbedekkingen waar. Men kan hieruit nauwkeurig de maansbeweging bepalen en tevens heeft men ermee ontdekt dat de aardbeweging (rotatie) niet regelmatig is.

Welke sterren worden bedekt?

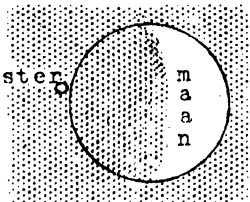


fig.129

Vanzelfsprekend moeten de sterren in de buurt van de maansbaan staan. De maan heeft een straal van 16', dus aan weerskanten van de baan een strook van 16' breedte. Verder moeten we rekening houden met de parallax van de maan. Het maakt n.l. verschil uit, of men vanuit centrum of van oppervlak (bij B b.v.) naar de maan kijkt. $q = 57'$

Door de rotatie van de aarde lijkt het net of de maan slingeren maakt.

We moeten de strook dus verbreden met aan weerskanten 57'. Om nauwkeurig te bepalen welke sterren het nu zijn, die bedekt worden, moeten we kennen:

- de α en δ van de ster
- de α_1 en δ_1 van de maan.

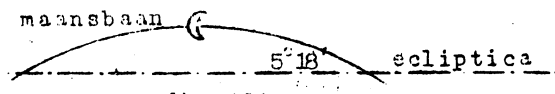


fig.130a

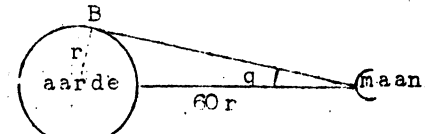


fig.130b

Methode van Bessel.

(Zie fig.131). Het gearceerde vlak staat \perp de richting van de ster. We noemen dit vlak het fundamentele vlak (F.V.) Wanneer de maan zich nu tussen de ster en de aarde plaatst, valt er een schaduw'eilandje' op de aardbol. Dus ook op F.V. een schaduw'eilandje'.

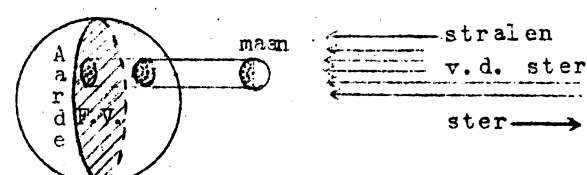


fig.131

We beschrijven een bol met straal $r_1 =$ afstand Aarde-Maan. In de bol brengen we een assenstelsel aan, dd Z-as in de richting naar de ster. Z, V vlak gaat door ster en de pool van de hemel (P). Vgl. fig.132a.

De aarde bevindt zich in O. De aequator is dus een grote cirkel \perp PO. Nu blijkt uit de figuur, dat $\angle cv = \delta_{ster}$ dus: $\angle PC = 90^\circ - \delta$

Stel de maan is in d buurt van C, bijv. in M. Het oppervlakje bij C en M is zo klein dat we het als vlak mogen beschouwen. We zoeken nu naar de Coördinaten van het centrum van de Maan in F.V.

$$x = r_1(\alpha_1 - \alpha) \cos \delta$$

We brengen om dit aan te tonen een cirkel door P en M.

VK is dan $= r_1(\alpha_1 - \alpha) \cos \delta$
 Pas sinusregel toe. Dit geeft: $\frac{\sin x}{\sin(\alpha_1 - \alpha)} = \frac{\sin(90 - \delta)}{\sin 90}$

Dus: $x = r_1(a_1 - a) \cos \delta$
 want $a_1 - a$ is kleine hoek.
 $Y = r_1(\delta_1 - \delta)$

Coördinaten van de waarnemer in het F.V.

De bol, die we nu tekenen, is de aardbol. Hiervan is de straal = 1. Vgl. fig. 132b.

Stel de waarnemer bevindt zich in W. Verbind W met A, B en P en P met A.

A is de pool van de cirkel BPC. Dus $AP = 90^\circ$, hoek $BPA = 90^\circ$. We passen in $\triangle WPA$ de cosinusregel toe.

$$\begin{aligned} \cos WA &= \cos WP \cos PA + \\ &+ \sin WP \sin PA \cos WPA = \\ &= \sin WP \sin h = \\ &= \cos \varphi \sin h \end{aligned}$$

want $WP = 90^\circ - \varphi$

De betekenis van hoek h zal straks blijken.

Dan wordt $\xi = \cos WA = \cos \varphi \sin h$

Nu beschouwen we $\triangle BWP$ en passen weer de cosinusregel toe. Tevens merken we op dat $PC = 90 - \delta$

dus $PB = \delta$

$$\begin{aligned} \cos WB &= \cos WP \cos PB + \sin WP \sin PB \cos WPB = \\ &= \sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos h \end{aligned}$$

Dus is:

$$\eta = \cos WB = \sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos h$$

Stel dat de boog (-----) door P de meridiaan van Greenwich is, dan is $h =$ uurhoek ster te Greenwich - Westerlandte van de waarnemer (λ_w) = G.S.T. - $\alpha_{st} - \lambda_w$

We hebben tot nu toe de bollen van buiten af bekeken. Nu plaatsen we ons in W, dan zien we x in de richting rechts-links i.p.v. links-rechts. We zetten uit tegen elkaar $y-\eta$ en $x-\xi$.

We krijgen dan bv. fig. 133a. De baan geeft aan het verloop van het maancentrum, geprojecteerd op F.V. bij vaste plaats van de waarnemer.

Beschrijven we om W een cirkel met straal 16' (= straal Maan), dan hebben we een bedekking voor alle punten van de kromme binnen de cirkel.

In het punt A begint de occultatie, in punt B eindigt hij. We kunnen uit de figuur bij benadering de tijd aflezen, waarop de sterbedekking begint. (De tijden in de figuur zijn gefingeerd.)

Nauwkeurig kan men dit analytisch doen uit de formule:

$$(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 = m^2$$

als $m = 16'$.

Het eerste lid is afhankelijk van de tijd; in alle coördinaten ξ , η , x en y komt de tijd voor. Door eenvoudige reeksontwikkeling vindt men, voor welk ogenblik aan de vergelijking voldaan is.

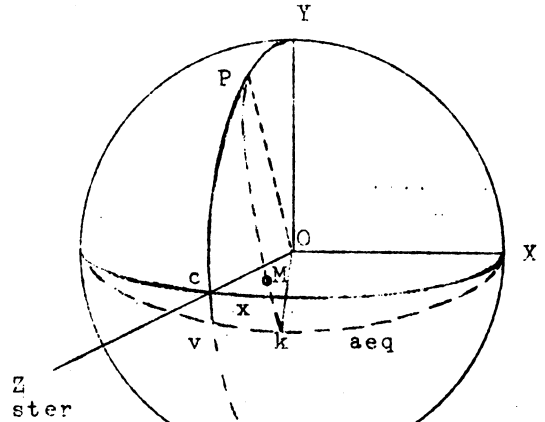


fig. 132a

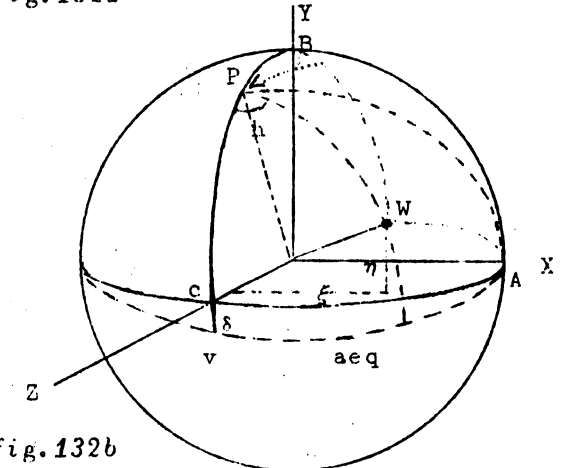


fig. 132b

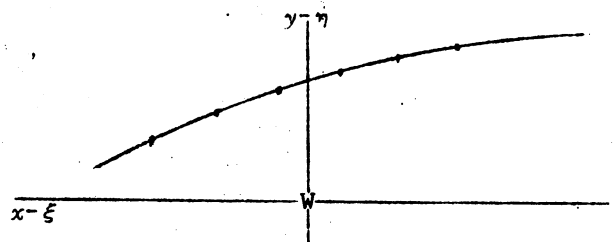


fig. 133a

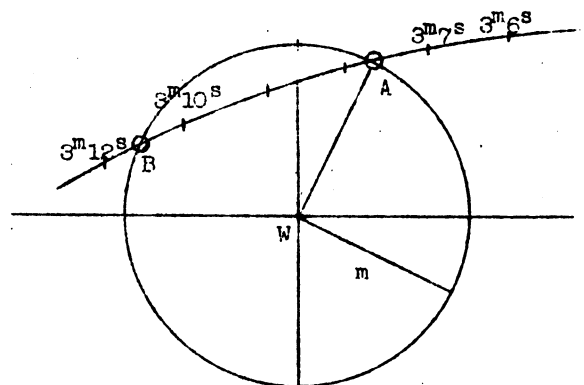


fig. 133b

Maansverduistering.

We beschrijven weer een bol met straal = r_1 = afstand aarde - maan; in het centrum de aarde. De richting Z geeft nu aan de richting van de stralen van de zon.

De coördinaten van het centrum van de maan zijn:

$$x = r_1(\alpha_1 - \alpha) \cos \delta$$

$$y = r_1(\delta_1 - \delta)$$

De aardschaduw bevindt zich rondom de Z-as.

De coördinaten van het centrum van de aardschaduw:

$$x_A = 0 \quad \alpha = \alpha_{\odot} + 12^h$$

$$y_A = 0 \quad \delta = -\delta_{\odot}$$

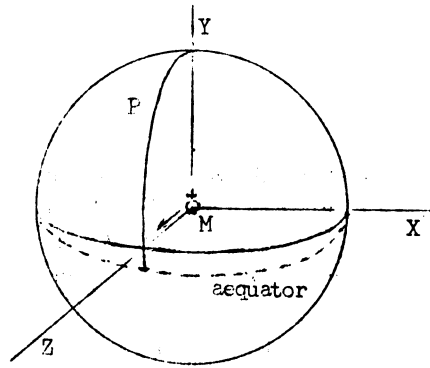


fig. 134

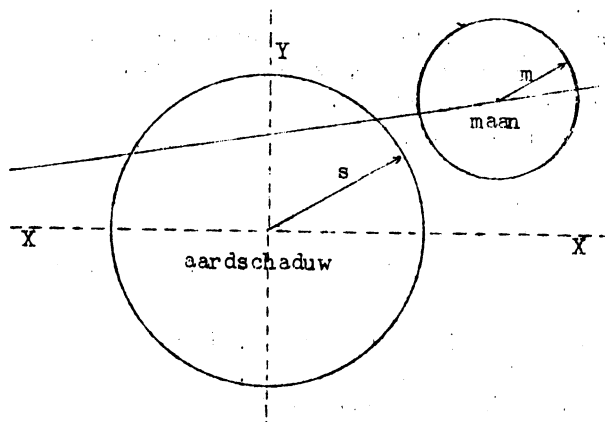


fig. 135

In fig. 135 bezien we de toestand vanuit het centrum der aarde. De x-coördinaat loopt dus weer naar links. De lijn geeft de projectie van het centrum der maan (Straal m) op het F.V. weer. Stel de aardschaduw heeft straal s .

We krijgen dan een eclips als:

$$x^2 + y^2 = (s + m)^2$$

En totale eclips als:

$$x^2 + y^2 = (s - m)^2$$

$$s + m = p + q - \theta + m = 9'' + 57' - 16' + 16' \sim 1^\circ$$

Men zou eigenlijk voor iedere dag moeten nagaan of er een maans- of zonsverduistering is. Dit heeft echter *Oppolzer* reeds gedaan in zijn *Canon der Finsternisse*. Hij heeft daarin de data uitgerekend van alle maans- en zonsverduisteringen tussen 1207 voor Chr. tot 2167 na Chr. Er blijft echter nog rekenwerk over, omdat:

1. α en δ van de maan niet zeer precies zijn;
2. men de waarde van de straal van de zon en van de maan precieser in rekening moet brengen;
3. de rotatie van de aarde niet regelmatig is.

Uit verschillende kronieken kan men soms vrij nauwkeurige gegevens over oude verduisteringen halen. Als men nu narekent met de ons bekende gegevens, dan blijkt, dat de rotatie van de aarde langzaam afneemt.

We hebben tot nu toe zuivere Keplerbewegingen beschouwd. Deze bewegingen worden veel ingewikkelder, als we de aantrekking van de lichamen onderling in rekening brengen.

Voorbeeld: *De beweging van de maan.*



fig. 136

We krijgen een storende beweging van de zon.

Om de effecten te weten, moeten we de storende kracht kennen (zie getijdentheorie).

Men bedenke, dat de figuur een ruimtefiguur is; zij geeft de storende kracht in elk punt van de bol om A.

De kracht, op de maan uitgeoefend, kan ontbonden worden in:

1. een normale componente (\perp bewegingsrichting),
2. een tangentiële componente langs de baan,
3. een orthogonale componente \perp baanvlak.

De Normale componente: In 't grootste deel van de baan werkt deze naar buiten; resultaat: de aantrekking der aarde is schijnbaar geringer; gevolg: de periode is langer (1^h per maand).

's Zomers staat de zon verder van de aarde dan 's winters. 't Gevolg hiervan is, dat het hierboven beschreven effect 's zomers kleiner is: *jaarlijkse ongelijkheid in de lengte van de maand* ($\pm 10'$) (Reeds door Tycho opgemerkt en gemeten, maar niet verklaard).

Seculaire versnelling (ontdekt door Halley).

In zijn tijd was de maand $\frac{1}{2}$ seconde korter dan in de oudheid (2000 jaar geleden). De versnelling is dus: 0,5 per maand per 2000 jaar.

Oorzaak: excentriciteit van de aardbaan neemt af. De halve lange as blijft gelijk. De gemiddelde afstand zon-aarde wordt dus groter, zodat de storing van de zon op de maan in de loop van de tijd geringer wordt.

Over 25000 jaar slaat het effect om en wordt de excentriciteit van de aardbaan weer groter. De toestand is dus stabiel.

De hoeksnelheid van de maan is $\omega = \omega_0 + \omega' t$

De afgelegde weg is $L = L_0 + \omega_0 t + \frac{1}{2} \omega' t^2$

Doordat het effect kwadratisch is ($\frac{1}{2} \omega' t^2$) wordt het merkbaar over een groot tijdsverloop.

De tangentiële componente: Stel de maan beschrijft een cirkel. Uitgaande van Volle Maan wordt de maan eerst vertraagd en dan weer versneld. De snelheid is minimaal bij E.K. en L.K., maximaal in Volle Maan en Nieuwe Maan. Dit heet de *variatie*. De als cirkel gedachte baan wordt vervormd tot ellips met de korte as naar de zon en de aarde in het centrum. Deze vervorming wordt in werkelijkheid gesuperponeerd op de Kepler-ellips van de maan; daardoor wordt de plaats der maan gewijzigd met een bedrag tot $\pm 39'$.

Evection: Door de evectie wordt de maan verplaatst over $\pm 1^\circ 16'$ (reeds beschreven door Ptolemaeus en Hipparchus). De evectie bestaat uit:

- 1e) periodieke verandering van de excentriciteit der maanbaan;
- 2e) verandering van de ligging van het perihelium.

De lange as gaat telkens een eindje vooruit en dan iets minder ver achteruit

De orthogonale componente: De kracht, door de zon op de maan verricht, heeft tot gevolg, dat

de knopen van de maanbaan gaan draaien; en wel tegen de beweging van de maan in. De periode is 18,6 jaar (dit is gemiddeld, want de storing is afhankelijk van de plaats van de zon). Vgl. fig. 139.

In werkelijkheid zijn de storingen nog veel ingewikkelder, omdat:

- 1e) de aarde geen bol is;
- 2e) inwerking van de planeten;
- 3e) geen cirkels maar ellipsen;
- 4e) storingen werken op elkaar in (quadratische effecten).

Brown heeft een zeer volmaakte theorie over de storingen der maan gegeven. Om de lengte van de Maan aan te geven zijn 155 periodieke termen nodig (ieder met amplitudo $> 0,1$). Verder 500 termen, die samen wel eens amplitudo $> 0,1$ kunnen geven. Voor de breedte is het iets eenvoudiger (80 termen). Er blijven toch nog afwijkingen $> 10''$. Deze zijn niet te verklaren met de gravitatie-theorie. We moeten dus wel aannemen, dat er onregelmatigheden in de aard-draaiing zijn, die dus onze tijdbepaling beïnvloeden; daarom schijnen de hemellichamen dus af te wijken van de berekende plaats. De onregelmatigheden van de aardrotatie veroorzaken afwijkingen, niet alleen bij beweging van de maan, ook bij de Zon, Mercurius, Venus en de satellieten van Jupiter.

Toch kunnen de afwijkingen van de Maan niet in die van de andere genoemde hemellichamen omgerekend worden. Ze behoren kennelijk tot twee typen.

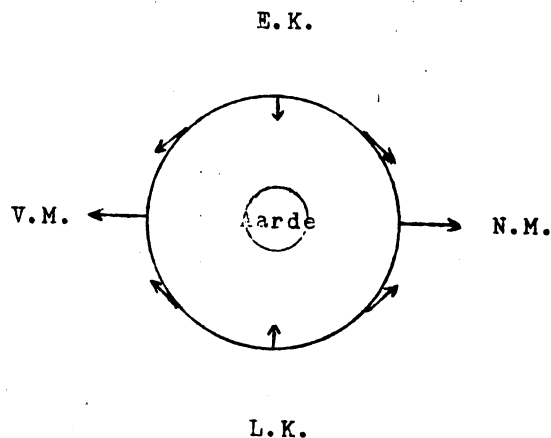


fig.137



fig.138

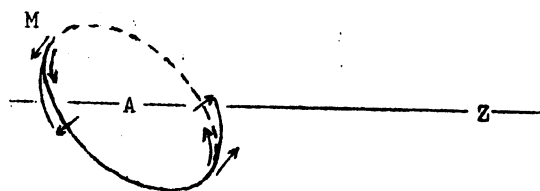


fig.139

Bijv. de Zon.

De lengte van de zon is $AT + 1,00 + 2,97T + 1,23T^2 + 0,0747B$

T = tijd in eeuwen;

AT = lengte van de zon volgens Newcomb;

A = constante;

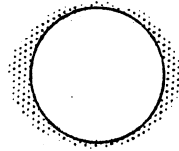
B = onregelmatige fluctuatie.

$1,23T^2$ is een regelmatige verandering.

Er zijn inderdaad twee oorzaken voor de verandering van de aardrotatie.

1e) *Getijdewrijving.*

Door de remmende werking van de watermassa wordt de aardrotatie geleidelijk vertraagd. Gevolg: schijnbare verandering in stand van de hemellichamen. Dit geldt voor alle hemellichamen: Zon, Venus, Mercurius en satellieten van Jupiter. Voor de Maan echter is het effect ingewikkelder, *daar deze zelf versneld wordt* (behoud van impulsmoment!). Dit heeft dus een regelmatige verandering ten gevolge. (Vooraf ondiepe zeeën - bijv. Beringzee - veroorzaken deze getijdenwrijving.) Deze wrijving schijnt in de laatste 200 jaar geringer dan in de vorige 2000.



◦M

fig.140

in de laatste 200 jaar geringer

2e) *Massaverplaatsing in de aarde* (aardbevingen e.d.).

Dit kan zowel vertraging als versnelling ten gevolge hebben. Het is een onregelmatig effect en komt overeen met de eigenschappen van term B . Dit effect is voor alle hemellichamen gelijk, ook voor de maan. We hebben gezien:

$$L_0 = AT + 1,00 + 2,97T + 1,23T^2 + 0,0747B$$

dus:

$$\frac{dL_0}{dt} = A + 2,97 + 2,46T \quad (\text{afgezien van de } B\text{-term})$$

$$\frac{d^2L_0}{dt^2} = 2,46 = 60 \text{ sec/eeuw per eeuw} = 0,6 \text{ sec per jaar per eeuw.}$$

Voortaan is de eenheid van tijd: de sekunde = $\frac{1}{31'556'925,975}$ van het jaar 1900.0

§ 6. *Drielichamenprobleem.*

Drie lichamen in de ruimte. Hoe is hun onderlinge inwerking? Voor elk speciaal geval is het eenvoudig op te lossen door stap voor stap te werk te gaan. Een algemene oplossing echter is zeer moeilijk. Het is gelukt aan Sundman, maar doordat de formule bestaat uit *langzaam* convergerende reeksen, is ze praktisch onbruikbaar.

De storingsrekening, toegepast op planctenbanen, leert: Er blijft niets constant behalve de halve lange as.

Periodieke oplossingen van het problème restreint (Lagrange, Poincaré, enz.)

We beschouwen 3 massa's, m_1, m_2 en m_3 zo, dat $m_1 \gg m_2 \gg m_3$. We nemen aan, dat m_1 en m_2 cirkels om hun gemeenschappelijk zwaartepunt beschrijven; terwijl m_3 in hetzelfde vlak beweegt. Coördinatensysteem *meedraaiend met m_1 en m_2* .

Lagrange heeft gevonden, dat er 5 punten zijn, waar m_3 geplaatst kan worden, zodat de onderlinge stand van m_1, m_2 en m_3 constant blijft: de *libratiepunten* 1 t/m 5. Zetten we m_3 vlak bij bijv. libratiepunt 1, dan zal hij daaromheen schommelen. Evenzo om 2, 3, 4 en 5.

De driehoeken (zie fig.141) (m_1, m_2) en (m_1, m_3) zijn gelijkzijdig.

Vervolgens nemen we de afstand van m_3 tot het libratiepunt steeds groter. Zo kunnen we de banen van m_3 berekenen door reeksontwikkeling.

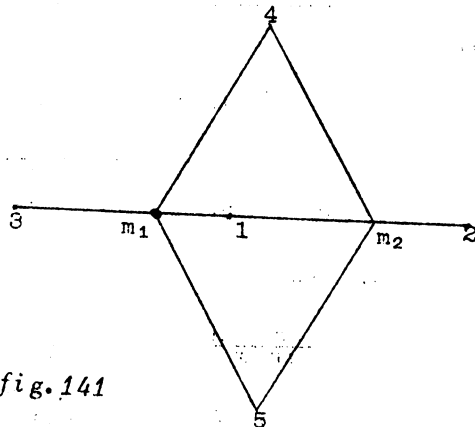


fig.141

Uitgebreid probleem *restreint*:

$m_1 \approx m_2 \gg m_3$. Ongeveer gelijke resultaten.

$m_1 \approx m_2 \approx m_3$. Geen grote verschillen met voorgaande.

We hebben tot nu toe alles in een plat vlak beschouwd. In de ruimte zijn de banen veel minder bekend, de berekeningen zijn ingewikkelder.

§ 7. Het vastleggen van richting en tijd.

Voor het nauwkeurig beschrijven van de standen der hemellichamen maakt de astronoom gebruik van de *hemelbol*, waarvan de waarnemer het middelpunt is, en waarvan we de straal zeer groot nemen en gelijk aan 1 stellen.

In de ruimte:	Op de hemelbol:
richting	punt
vlak	grote cirkel
vlakke hoek	grote cirkelboog
tweevlakshoek	sferische hoek
drievlakshoek	sferische driehoek

Alle redeneringen over de drievlakshoek worden nu "vertaald" en toegepast op de boldriehoek. De oude Grieken stelden de boldriehoek op door hem te splitsen in twee rechthoekige boldriehoeken. De Arabieren ontdekten de formules voor de algemene boldriehoek (Al Battani, ca 900).

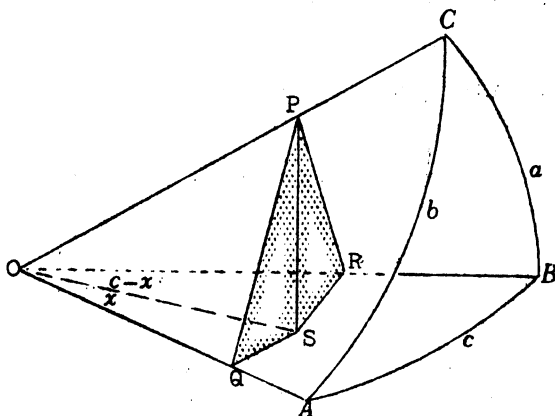


fig. 142

Cosinusformule.

Drievlakshoek OABC, boldriehoek ABC. Neem een punt P; construeer $PS \perp OAB$; $PSQ \perp OA$; $PSR \perp OB$. Trek OS.

$$OS \left\{ \begin{array}{l} \frac{OQ}{\cos x} = \frac{OP \cdot \cos b}{\cos x} \\ \frac{OR}{\cos(c-x)} = \frac{OP \cdot \cos a}{\cos(c-x)} \end{array} \right. \rightarrow$$

$$\rightarrow \cos a \cdot \cos x = \cos b \cdot \cos(c-x)$$

Hieruit volgt :

$$\begin{aligned} \cos a \cdot \cos x &= \cos b (\cos c \cdot \cos x + \sin c \cdot \sin x) \\ \cos a &= \cos b \cdot \cos c + \cos b \cdot \sin c \cdot \operatorname{tg} x. \end{aligned}$$

Nu is $\operatorname{tg} x = \frac{QS}{OQ} = \frac{PQ \cdot \cos A}{OQ} = \cos A \cdot \operatorname{tg} b$. (*)

Dus:

$$\boxed{\cos a = \cos b \cdot \cos c + \sin b \cdot \sin c \cdot \cos A}$$

Sinusformule.

$$PS \left\{ \begin{array}{l} PR \cdot \sin B = OP \cdot \sin a \cdot \sin B \\ PQ \cdot \sin A = OP \cdot \sin b \cdot \sin A \end{array} \right.$$

$$\boxed{\frac{\sin a}{\sin A} = \frac{\sin b}{\sin B} = \frac{\sin c}{\sin C}}$$

Asymmetrische formule.

$$OS \left\{ \begin{array}{l} \frac{QS}{\sin x} = \frac{QP \cdot \cos A}{\sin x} = OP \cdot \frac{\sin b \cdot \cos A}{\sin x} \\ \frac{RS}{\sin(c-x)} = \frac{PR \cdot \cos B}{\sin(c-x)} = OP \cdot \frac{\sin a \cdot \cos B}{\sin(c-x)} \end{array} \right.$$

$$\frac{\sin b \cdot \cos A}{\sin x} = \frac{\sin a \cdot \cos B}{\sin c \cdot \cos x - \sin x \cdot \cos c}$$

of $\sin a \cdot \cos B = \sin b \cdot \cos A (\sin c \cdot \cot x - \cos c)$.

Uit (*) volgt:

$$\sin a \cdot \cos B = \cos b \cdot \sin c - \sin b \cdot \cos c \cdot \cos A$$

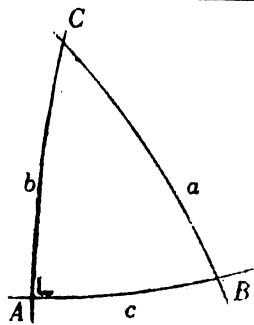


fig. 143

Voor rechthoekige boldriehoeken worden deze formules veel eenvoudiger. Merk inzonderheid de volgende combinatie van formules op:

$$\begin{cases} \sin a \cdot \sin C = \sin c & (\text{sinusformule}) \\ \sin a \cdot \cos C = \cos c \cdot \sin b & (\text{asymm. formule}) \end{cases}$$

$$\rightarrow \text{tg } C = \frac{\text{tg } c}{\sin b}$$

Coördinatenstelsel hoogte en azimuth.

Verticaal CV, zenith V, nadir V', horizon SWN. Verticaalcirkel CVL. Pool P. Verticaalcirkel door P = meridiaan NPVS. Noordpunt N. Verticaalcirkel door W en E = eerste verticaal. Hoogte h; zenithsafstand ζ. Azimuth = ∠SVL = A, gemeten van S over W.

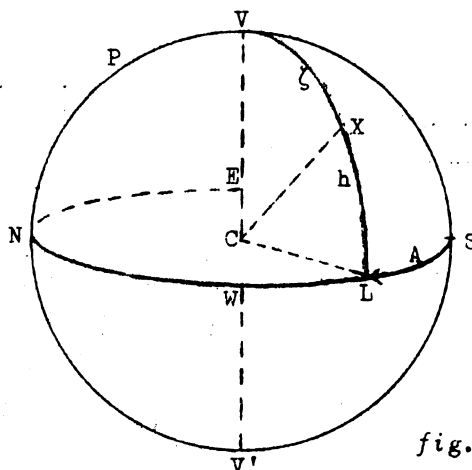


fig. 144

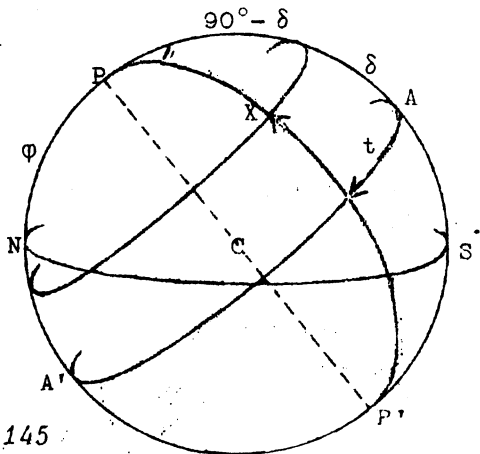


fig. 145

Coördinatenstelsel declinatie en uurhoek.

Hemelpool P, hemelaequator AA', hemelas PP'. Poolshoogte NP = geografische breedte φ; te Utrecht: 52°. Declinatiecirkels = uircirkels. Parallelcirkels. Declinatie δ. Poolafstand = 90° - δ. Uurhoek t (in uren) = ∠APX.

$$\begin{aligned} 360^\circ &= 24^u \\ 15^\circ &= 1^u \\ 15' &= 1^m \end{aligned}$$

Coördinatenstelsel declinatie en rechte klimming.

Lentepunt = punt Aries = lente-aequinoctium. Rechte klimming α = ∠PX (in uren). Declinatie δ.

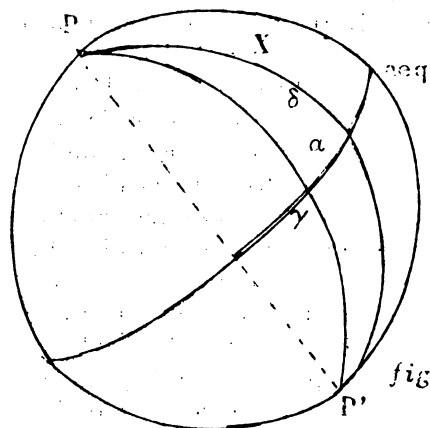


fig. 146

Coördinatenstelsel lengte en breedte.

Breedte β .

Lengte λ (in graden gemeten).

Wordt vooral gebruikt voor de beschrijving der planetenbewegingen.

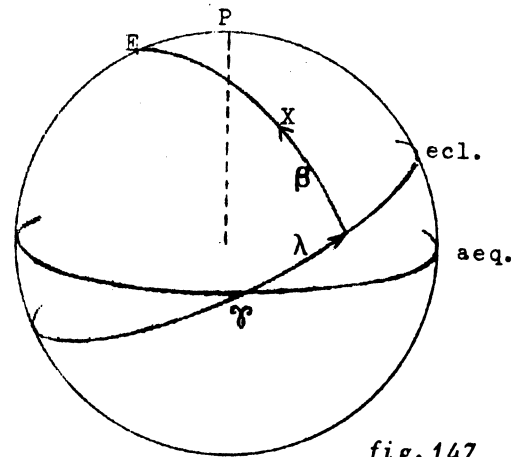


fig. 147

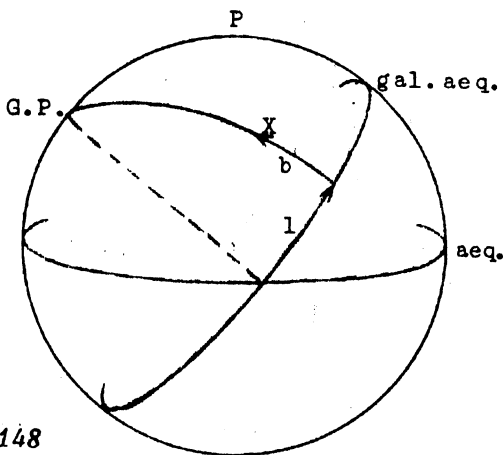


fig. 148

Galactisch coördinatenstelsel.

Galactische aequator. Galactische pool G.P.
Galactische breedte b .

Galactische lengte l , gemeten van de stijgende knoop van de Melkweg t.o.v. de aequator (in Aquila).

Galactische pool in Coma, bij

$$\alpha = 12^{\mu} 40^{\text{m}}; \delta = 28^{\circ}$$

Overgang van een coördinatenstelsel naar het andere.

Men beschouwt hiertoe de *parallactische boldriehoek* met toppunten: ster - pool van het ene stelsel - pool van het andere stelsel.

Voorbeeld 1. Gegeven de breedte φ van de waarnemer. Uit declinatie δ en uurhoek t van een ster, te berekenen de hoogte h en het azimuth A , waar de ster wordt waargenomen.

Men beschouwe de boldriehoek XPV .

Voorbeeld 2. Te berekenen de uurhoek en het azimuth van een ster bij op- of ondergang.

Beschouw dezelfde boldriehoek XPV en stel $h = 0^{\circ}$. Indien de refractie in aanmerking genomen wordt, bedenke men dat een ster nabij de horizon $35'$ hoger gezien wordt dan de ware stand (*horizontale refractie*); men stelle dan $h = -0^{\circ}35'$. Indien het gaat over de zon, bedenke men dat de bovenrand gemiddeld $16'$ hoger ligt dan het middelpunt.

Indien men op een hoogte l_m meter boven de zeespiegel staat, is de kimduiking = hoek tussen astronomische horizon en zeehorizon $= \sqrt{(2l/R)} = 1,92\sqrt{l_m}$. (Hierin is R de straal der Aarde.)

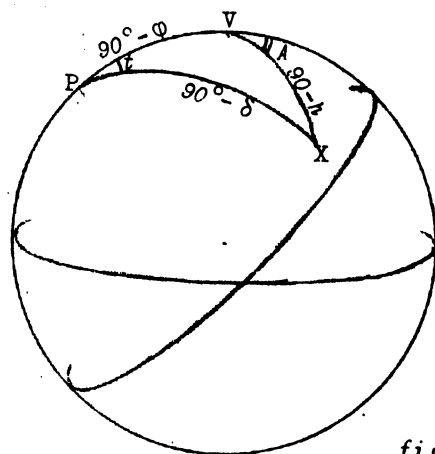


fig. 149

Tijd.

Sterretijd ST wordt gesteund op de ideale gelijkmatigheid der dagelijkse wending van de sterrehemel (eigenlijk draaiing der aarde). De sterretijd is de uurhoek van het punt γ . Als het lentepunt culmineert is het 0^h sterretijd. Een ster met rechte klimming α culmineert te α^h ST . Algemeen geldt:

$$\text{uurhoek} = \text{sterretijd} - \text{rechte klimming} .$$

Ware zonnetijd ZT wordt gemeten door de uurhoek van de ware zon $+12^h$; als de zon culmineert is het 12^h .

Middelbare zonnetijd of middelbare tijd MT wordt gemeten door de uurhoek $+12^h$ van een denkbeeldige 'middelbare zon', die (1.) met eenparige snelheid en (2.) langs de aequator zou bewegen.

$$\text{Tijdsvereffening} = \text{ware tijd} - \text{middelbare tijd}.$$

Op 21 Maart verschillen ST en MT juist 12^h ; op 21 September vallen ze samen. Daarna loopt de ST per dag 4^m voor, want $365^d,2422$ $MT = 366^d,2422$ ST .

Deze tijdschalen worden vooreerst opgesteld voor de nulmeridiaan van Greenwich: GST , GZT , GMT . Op een punt buiten Greenwich spreken we van een plaatselijke tijd: PST , PZT , PMT . De herleiding geschiedt aldus:

$$\begin{aligned} PMT &= GMT - L_w \\ PZT &= GZT - L_w \quad \text{enz.} \end{aligned}$$

In elke lengtestrook van 15° heeft men een eigen standaardtijd ingevoerd; voor twee opvolgende stroken schelen die een vol uur.

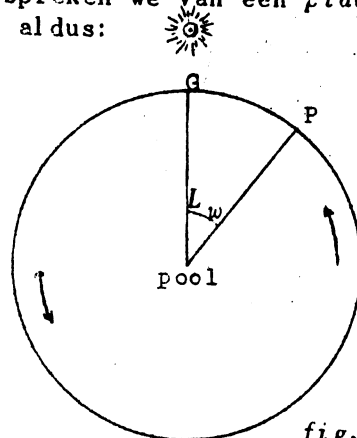


fig. 150

§8. Meetinstrumenten en meetmethoden.

a) De dradenmicrometer.

We stellen ons voor: een raampje, dat in een slede voor- of achteruit beweegbaar is met een schroef. Voorts is het raampje voorzien van een paar kruisdraden, terwijl ook nog een vaste draad (AB) op het raampje is aangebracht. Het geheel is gemonteerd op een cirkel bij het oculair aan het einde van de kijker. De dradenmicrometer is dus draaibaar en kan in iedere gewenste positiehoek worden ingesteld.

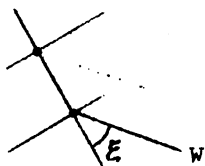


fig. 157

Aldus meten we bv. de afstand van 2 dubbelstercomponenten.

De vaste draad en de daaraan evenwijdige bewegelijke worden op die sterren ingesteld en de afstand wordt met de schroef bepaald. De andere kruisdraad, die er \perp op staat, geeft de richting aan. Doch van waar moeten wij deze richting meten?

We zetten het drijfwerk stil en kunnen nu het instrument zover draaien, dat de sterren precies langs de kruisdraad lopen. We kunnen dan aflezen, dat we bijv. over een E van het Westen afgedraaid zijn. We hebben dan in ieder geval een vaste richting.

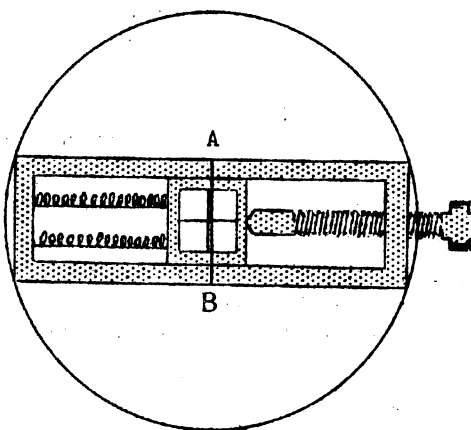


fig. 156

Toepassingen van de dradenmicrometer zijn:

1. het meten van diameters van planeten, enz.
2. bijv. het meten van diameters van kraters, enz. op de maan;
3. afstanden van een komeet, van een planetoïde tot naburige sterren.

IJking. Een drietal eenvoudige methoden:

1.

$$\theta = \frac{a}{F}$$

θ is nu in boogseconden om te rekenen.

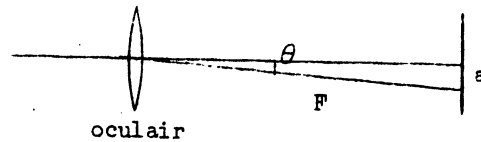


fig. 158

2. Uit de afstanden tussen bekende sterren met goed bepaalde coördinaten.
 3. Tijdsverschil Δt van de doorgang van een ster door de twee draden.
- Er geldt: De afgelegde weg $\Delta s = \Delta t$, zolang de ster op de evenaar loopt. Immers 360° in 24^h . Loopt de ster niet op de evenaar, dan geldt: $\Delta s = \Delta t \cos \theta$.

b) De meridiaankijker.

De meridiaankijker is het meest fundamentele instrument van de sterrekunde. In beginsel is het instrument zeer eenvoudig opgesteld. De kijker kan alleen maar waarnemen in de N-Z-richting, zoals uit de tekening blijkt. We zijn dus verplicht te wachten tot de sterren door het meridiaanvlak gaan en dan kunnen we pas waarnemingen verrichten. We zien dus, dat hier zeer veel opgeofferd is aan beweeglijkheid, doch aan de andere kant is zeer veel aan stabiliteit gewonnen. Het instrument is dan ook zeer betrouwbaar.

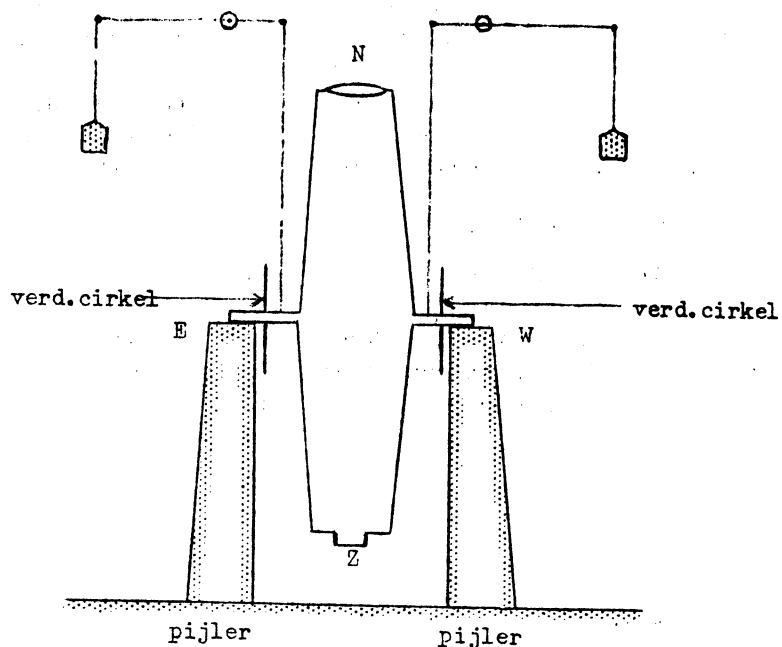


fig. 159

1. De verdeelde cirkels zijn uit de beste materialen vervaardigd en met de grootste zorg verdeeld;
2. de aflezing geschiedt met meetmicroscopen (nauwkeurigheid: 1μ);
3. de pijlers zijn in de grond verankerd;
4. tevens is er een inrichting om het instrument te ontlasten;
5. de kijker kan omgelegd worden. De betekenis hiervan is, dat fouten gecompenseerd worden.

Toch zijn de objectieven van de meridiaankijkers niet zo groot (diameters tussen 10 en 20 cm).

Tevens zit in de kijker een dradenkruis, dat zeer belangrijk is.

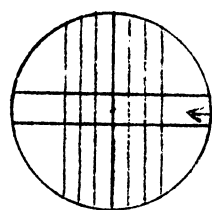


fig. 160

Men kan er uit afleiden:

1. De culminatiehoogte.

Nauwkeurigheid: $1''$ (absoluut); enkele $0,01$ (relatief).

Instellen van nulpunt. - Het nulpunt van het instrument wordt ingesteld op het nadir met een kwikbak door autocollimatie.

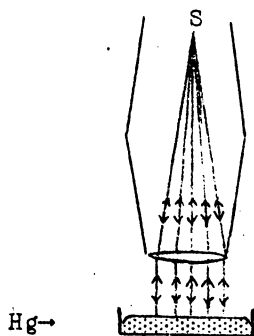


fig. 161

De lichtstralen, die van de lichtbron komen, worden teruggekaatst door het kwik. We draaien de kijker, tot het beeld S met het voorwerp samenvalt. Is dit het geval, dan staat de kijker precies verticaal.

2. Bepaling van de culminatietijd.

Precisie zo groot mogelijk ($0,01$).

Er zijn verschillende methoden om de culminatietijd te bepalen.

a) Oog-en-oor-methode.

De waarnemer telt met de klok mee. Tussen bv. de 7e en 8e tel passeert de ster de kruisdraad. De waarnemer let op de plaats van de ster op de tikken 7 en 8. Hij besluit: doorgang bij 7,5 sec.

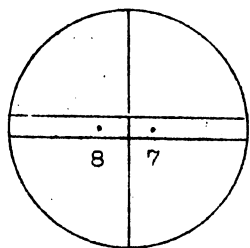


fig. 162

b) Gebruik van morsesleutel.

Deze sleutel staat in verbinding met een telegraaf-toestel. Bij het doorgaan van een ster door de kruisdraad drukt de waarnemer de sleutel neer; er wordt dan contact gemaakt.

De 60 wordt op de strook weggelaten met het oog op het identificeren van de stippen.

Bij bovengenoemde metingen komt de 'persoonlijke fout' naar voren. Men moet immers

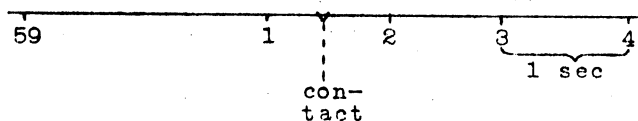


fig. 163

waarnemen en tellen of morsesleutel neerdrücken. Deze fout is voor iedere waarnemer verschillend en blijkt op den duur min of meer standvastig te worden.

c) Onpersoonlijke micrometer.

Dit is een bijzonder vernuftig instrument.

We hebben hier te doen met een draad, die kan meelopen met de ster door het veld. De waarnemer heeft slechts de motor, die de draad in beweging brengt, zo te regelen, dat de draad even snel als de ster loopt. Passeert nu de ster de middenstand dan wordt er automatisch contact gemaakt.

Voordeel: de waarnemer heeft alle tijd om de draad op de ster in te stellen. Nauwkeurigheid: $0,01$.

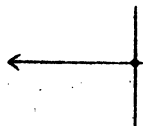


fig. 164

d) Registreren van dergelijke doorgangen met fotocel.

Dit gaat echter alleen goed met zeer heldere sterren.

Zo'n meridiaankijker is natuurlijk niet volmaakt. De meest essentiële fouten zijn:

1) de azimuthfout.

De as van de kijker moet nl. precies E-W gericht staan, en daar hapert altijd iets aan.

2) niveaufout.

Deze bestaat daarin, dat de E-W-as netjes horizontaal moet zijn. Ook hier zijn afwijkingen.

3) De as van de kijker moet \perp de draaiingsas staan. Immers, als de as niet \perp staat, dan beschrijft de kijker geen grote doch kleine cirkel (= collimatiefout).

Dit zijn dan de drie klassieke fouten, die bij de meridiaankijker optreden. Hun bedrag verandert volgens de hoogte, waarop de sterren culminereren. Door waarnemen van vele sterren kunnen de drie afwijkingen gescheiden worden. We verkrijgen dan immers vele vergelijkingen met slechts drie onbekenden. Zoals we echter reeds eerder gezien hebben, kunnen we fouten ten dele compenseren door de kijker om te leggen.

Uit de culminatiehoogte kunnen afgeleid worden:

1) De breedte (φ) van de waarnemer en de declinatie (δ).

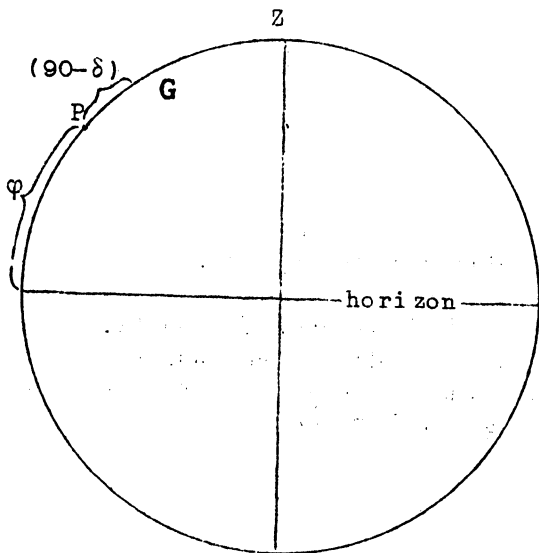


fig. 165

Dit blijkt direct uit nevenstaande tekening en berekening.

We beschouwen een circumpolaire ster. (Waarneming van boven- en onderculminatie.)

Afstand ster-pool (P) = $(90^\circ - \delta)$

Bovenste culminatie:

$$h_1 = \varphi + (90 - \delta)$$

Benedenste culminatie:

$$h_2 = \varphi - (90 - \delta)$$

$$\therefore \frac{h_1 + h_2}{2} = \varphi \quad \frac{h_1 - h_2}{2} = 90 - \delta$$

Uit het meten van de twee hoogten kunnen we dus vinden φ en δ . Er is hier echter één tamelijk onbekend element, dat moeilijkheden geeft, n.l. de refractie.

De refractie bij $h_1 \neq$ de refractie bij h_2 .

We kunnen natuurlijk wel onze refrac-

tiecorrectie in rekening brengen, n.l.

$$\zeta = z + 58'' \text{tg } z + \dots$$

Komt het echter op de hoogte precisie aan, dan hapert er nog altijd iets ondanks deze correctie. We kunnen n.l. niet dan eenvoudig bovenstaande formule gebruiken, daar die alleen een gemiddelde correctie aangeeft. De bijzondere atmosferische toestand is nooit geheel in rekening te brengen.

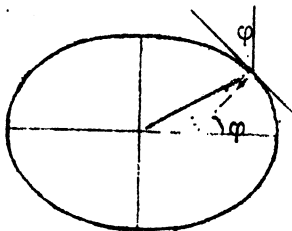


fig. 166

De breedte φ , die wij hier krijgen, is de astronomische breedte, met de volgende betekenis (aarde zeer overdreven afgeplat getekend).

We kunnen dus werkelijk zeggen, dat breedte = hoogte pool. Het gaat hier dan echter over de astronomische breedte en niet over de geocentrische breedte.

Wat kunnen we doen met de culminatietijd?

Uit de culminatietijd kunnen we vooreerst halen: de gang van de Sterretijd-klok. (Let op verschil tussen gang en stand.)

Iedere ster doet er 24 uur sterretijd over om één omloop te volbrengen. Dus moet de klok bij doorgang van de ster dezelfde tijd aanwijzen als bij de doorgang van de vorige dag. Als daar iets aan hapert, dan is de klok fout.

Dus voor twee passages van de ster geldt:

$$\text{juiste culminatietijd vandaag} \quad T_1 + \Delta T_1$$

$$\text{juiste culminatietijd morgen} \quad T_2 + \Delta T_2 \quad (\Delta T = \text{klokcorrectie})$$

ΔT_1 en ΔT_2 zijn klokcorrecties.

We weten, dat:

$$T_1 + \Delta T_1 = T_2 + \Delta T_2$$

Dit betekent dus, dat:

$$T_1 - T_2 = \Delta T_2 - \Delta T_1$$

$\Delta T_2 - \Delta T_1$ stelt nu de gang van de klok voor.

Als de klok goed loopt, geldt:

$$\Delta T_2 - \Delta T_1 = 0$$

Stand van de klok.

Te 0^h S.T. culminatie van φ .

Als we nu bijv. een ster hebben met rechte klimming α , dan culmineert die

ster te $\alpha^h S\Gamma$. We moeten dus α bepalen, en dit vereist weer de bepaling van het lentepunt en van ϵ (helling aeq. op ecliptica). Het lentepunt γ is het punt, waar de zon in de aequator stijgend passeerten 90° van de pool is.

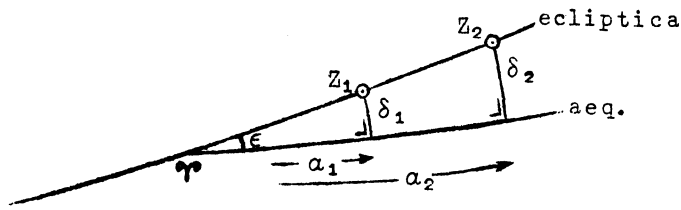


fig.167

We veronderstellen eerst de zon in Z_1 en dan in Z_2 .

We bekijken nu bijv. eerst de kleinste driehoek en passen hierin eerst de sinusregel toe en daarna de asymmetrische formule.

$$\begin{aligned} \sin(\gamma Z_1) \cdot \sin \epsilon &= \sin \delta_1 && \text{(sinusregel)} \\ \sin(\gamma Z_1) \cdot \cos \epsilon &= \cos \delta_1 \cdot \sin \alpha_1 && \text{(asymm. form.)} \end{aligned}$$

Deling van beide formules op elkaar geeft:

$$\text{tg } \epsilon = \frac{\text{tg } \delta_1}{\sin \alpha_1} \quad (\text{Vgl. blz. 67}).$$

Een dergelijke vergelijking geldt ook voor de grote Δ :

$$\text{tg } \epsilon = \frac{\text{tg } \delta_2}{\sin \alpha_2}$$

We hebben nog maar twee vergelijkingen met 3 onbekenden, doch we kennen nu ook nog:

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \text{bekend} = t_1 - t_2$$

(tijdsverschil van twee passages van de zon); immers de gang der klok is bekend.

Uit deze drie vergelijkingen zijn α_1 , α_2 en ϵ op te lossen. We hebben opgetekend, op welke tijden de zon de meridiaan passeert. Op deze ogenblikken is nu de Sterretijd bekend. Dit geeft ons het nulpunt van de tijdmeting en de ligging van het lentepunt aan de hemel. Dit is wel de meest moderne methode. 't Bovenstaande is voor een aantal fundamentele sterren uitgevoerd. Hieruit vonden we een fundamenteel stelsel van α 's. De rest wordt hierbij aangesloten (zgn. kloksterren).

Een tiental sterrewachten houden zich met tijdsbepaling bezig en geven exacte wetenschappelijke tijdseinen door (nauwkeurigheid 1/60 seconde). Dit werk is nu dus gecentraliseerd, terwijl andere sterrewachten aan de hand van de uitgezonden tijdseinen hun klokken kunnen controleren.

b) Zenithkijker.

Deze is bedoeld om van de refractie af te komen. We kunnen er de variaties van de Poolshoogte mee bepalen, d.w.z. breedtevariates.

Principe:

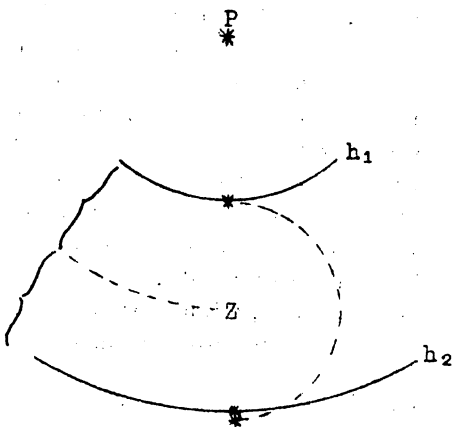


fig.168

Vergelijken van twee sterren, die vrijwel even hoog aan weerskanten van het zenith culmineren (dus de twee sterren behoeven niet op dezelfde tijd door de meridiaan te gaan).

Hiertoe moeten we het verschil van de twee zenithafstanden bepalen. Stel, dat de eerste ster op hoogte h_1 culmineert. De kijker is draaibaar om een verticale as en wordt naar de andere kant van het zenith gedraaid. Nu stellen we in op de tweede ster, als ze culmineert.

(1) en (2) zijn de twee sterren.

$$h_1 = \varphi + (90 - \delta_1) \quad \text{hoogte ene kant}$$

$$h_2 = 180 - \varphi - (90 - \delta_2) \quad \text{hoogte andere kant}$$

$$= 90 - \varphi + \delta_2$$

af trekken

$$\varphi = \frac{h_1 - h_2}{2} = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$$

$\frac{\delta_1 + \delta_2}{2}$ is niet precies bekend, maar constant.

We zien hoe listig de refractie opgeheven wordt (onze veer even ver aan weerskanten van het zenith).

Variatie in φ = variatie in $(h_1 - h_2)$ rijwel onafhankelijk van refractie.

De grootheid $h_1 - h_2$ is gering, en kan uiterst nauwkeurig gemeten worden.

Het bovenstaande ging zo goed, dat er een internationale breedtedienst werd opgericht om uit de kleine breedtevariatiën de verplaatsingen van de pool af te leiden: 't Verschijnsel: Aardas wijst niet altijd naar hetzelfde punt van de aarde. De pool beschrijft een onregelmatige kromme (met diameter < 20 m). De verplaatsingen zijn dus van de orde

0,7 20 meter.

De aarde is geen volkomen omwentelingslichaam, en niet volledig star, daardoor:

- periode 14 maanden (hoofdzaak)
- periode 12 maanden (smelten van sneeuw, enz.)
- onregelmatige schommelingen

e) Sextant.

Dit is het instrument van de zeeman. De bedoeling is hoeken te meten aan de hemel op een bewegend schip met een precisie van 10" à 20".

Samenstelling van het instrument.

Hoofdzaak 2 spiegels; 1 geheel verzilverd, 2 voor de helft verzilverd.

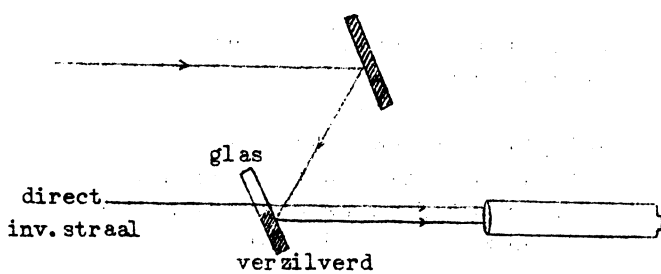


fig. 170

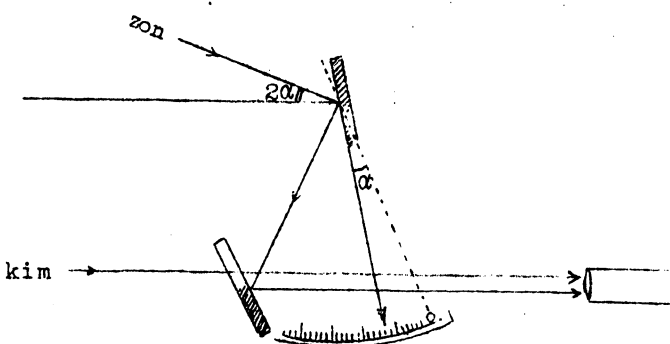


fig. 171

Stel eerst de twee spiegels evenwijdig. De straal, die direct binnenkomt, valt samen met de door dubbele terugkaatsing invallende straal: we zien een voorwerp. Nu draaien we de bovenste spiegel over een hoek α ; de invallende straal draait dan over 2α . We zien weer twee voorwerpen op elkaar gesuperponeerd; doch nu zijn het twee verschillende dingen, bijv. zon en kim (gesuperponeerd).

Meet men α , dan weten we meteen, dat de zon 2α boven de kim staat.

Nut: Van afst. metingen hoogtemetingen: plaatsbepalingen. Het bepalen van de zonshoogte boven de kim gaat goed, als de kim zichtbaar is. Is de kim er niet (bij bewolking), dan wordt een kunsthorizon ingevoerd.

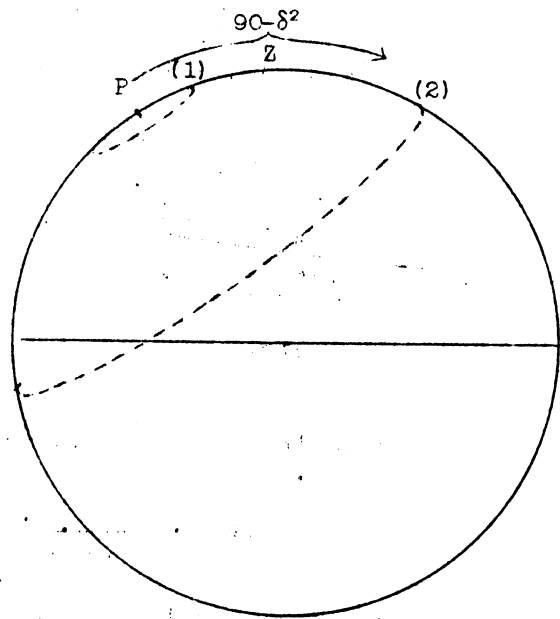


fig. 159

Men meet de hoek $2h$ tussen de zon en haar spiegelbeeld, dus het dubbele van de hoogte der zon boven de kim. Een kwikniveau als spiegel is de kunsthorizon (fig. 172).

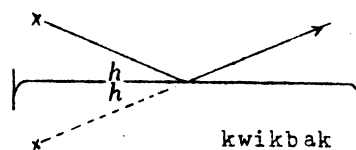


fig. 172

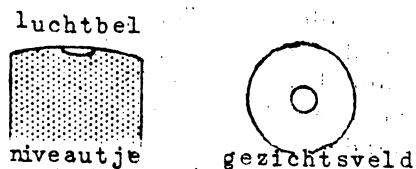


fig. 173

Een nieuwere vorm van de sextant is de luchtbelsextant.

We hebben een niveautje in het instrument. Het belletje moet in het midden van het veld blijven. Aflezingen worden automatisch geregistreerd. Dertig waarnemingen per minuut. Het instrument geeft meteen het gemiddelde

met behulp van een automatisch telwerk. De luchtbelsextant wordt bijv. in vliegtuigen gebruikt.

Plaatsbepaling met behulp van de cirkels van Sumner.

Ieder hemellichaam heeft op ieder ogenblik een aardse projectie.

Stel eerst, dat we de zon in top zien; $h = 90^\circ$. Dan bevinden we ons in de aardse projectie der zon.

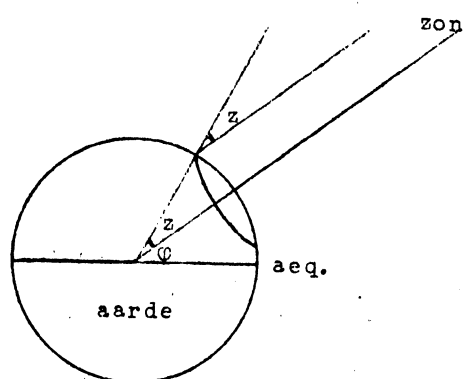


fig. 174

$$\text{in } \begin{cases} \varphi = \delta_{\odot} \\ \lambda_w = GST - \alpha_{\odot} \end{cases}$$

φ = breedte A projectie

λ_w = W.L. t.o.v. Greenwich

Stel nu algemener, dat de zon zich op een hoogte h , dus $90^\circ - h = z^\circ$ verwijderd van het zenith, bevindt.

Alle punten, die zich bevinden op het cirkeltje met straal z om de aardse projectie, zien de zon z° van het zenith.

We moeten echter twee cirkels hebben, uit twee waarnemingen. Het kan de zon zelf zijn op twee tijden, ofwel twee sterren. Resultaat: Twee cirkels op de bol. Ze hebben twee snijpunten; op een van die snijpunten bevindt de waarnemer zich dan. Is er enige twijfel, dan

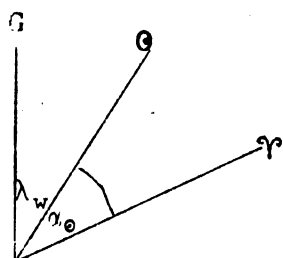


fig. 175

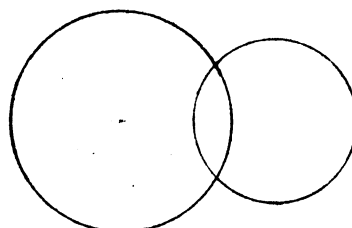


fig. 176

werken we met gegist bestek. Er komen natuurlijk nog vele correcties bij, want de nauwkeurigheid, waarmee men werkt, is vrij groot.

Men voert de constructies uit op een vlakke kaart in plaats van op een bol; men tekent dan op grote schaal het gebied, nabij het snijpunt der Sumnercirkels.

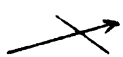


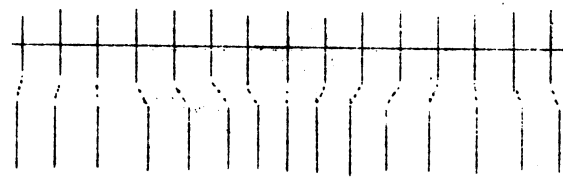
fig. 177

Dit is het beginsel van de astronomische navigatie van vliegtuigen en schepen. Daarnaast gebruikt men ook radioseinen.

f) Reductie van waarnemingen.

Aberratie.

Een verschijnsel samenhangend met de eindige lichtsnelheid en tengevolge waarvan men correcties moet aanbrengen op alle waarnemingen. In 1675 kwam Ole Rømer tot de ontdekking, dat licht niet ∞ snel liep. Hij kwam hiertoe door het waarnemen van Jupiter en zijn satellieten. Plotseling verdwijnt een satelliet in de schaduwkegel achter de planeet.



aarde dichtbij intervallen te groot
 aarde veraf interval te klein
 aarde dichtbij

fig. 178

volg van de eindige voortplantingssnelheid van het licht. Hij vond, dat de sterren ellipsjes beschrijven, anders echter, dan bij parallax te verwachten zou zijn.

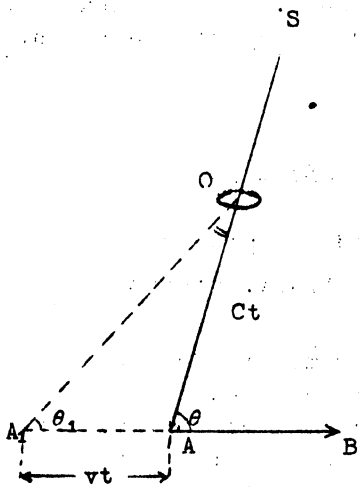


fig. 180

komt, dan is A₁ net in A. Nu zien we de ster onder een hoek θ_1 in de richting A₁O.

We zien hier werkelijk de draaiing van de aarde om de zon. We tekenen in vlak SAB.

In de driehoek passen we de sinusregel toe.

$$\frac{\sin(\theta - \theta_1)}{vt} = \frac{\sin \theta_1}{Ct}$$

$$\theta - \theta_1 = \frac{v}{C} \sin \theta = \frac{30 \sin \theta}{300000} \text{ radialen} =$$

$$= \frac{v}{C} \cdot \sin \theta \cdot 206265'' =$$

$$= k \sin \theta$$

$$= 20''.48 \sin \theta$$

We zien, dat het toch nog de moeite waard is.

Waargenomen: Men vindt 20''.47.

Dit is een zeer waardevol getal.

20''.47 $\rightarrow v$ daar C bekend is; en P = duur van het jaar.

$$v = \frac{2\pi a}{P} \text{ Dus is } a \text{ te bepalen (zonsparallax).}$$

Dagelijkse aberratie

Deze komt overeen met:

$$v = 0''.46 \cos \varphi \text{ km/sec (verwaarloosd).}$$

De werkelijke ogenblikken der verduisteringen verschillen van de berekende. Ze komen toenemend te laat hoe meer de aarde zich van Jupiter verwijderd. fig. 178 en 179.

Hieruit concludeerde Römer, dat de lichtsnelheid eindig was. Römer vond, dat het licht $2 \times 11^{\text{min}}$ doet over de diameter der aardbaan. (De moderne waarde is $2 \times 8^{\text{min}}$.)

De aberratie werd in 1725 - 1728 door Bradley ontdekt. Ook dit is een ge-

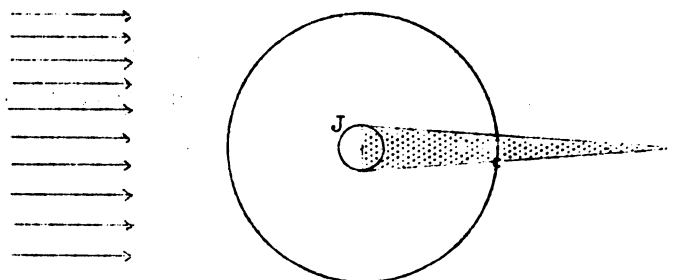


fig. 179

A = punt, waar de ster waargenomen wordt als de aarde in rust is. (fig. 180).

Stel, de waarneming geschiedt op een bewegende aarde.

AB = richting, waarin de kijker loopt.

In de tijd, waarin het licht van objectief naar oculair loopt, wordt de kruisdraad meegesleept: als het licht aankomt, is de kruisdraad er niet meer. Verschuif echter de draad naa A₁: wanneer nu het licht van de ster aan-

komt, dan is A₁ net in A. Nu zien we de ster onder een hoek θ_1 in de richting A₁O.

Seculaire aberratie

Hier hebben we geen last van. Deze is altijd constant en wordt dus niet in rekening gebracht.

Invloed van bovengenoemd verschijnsel op ster-coördinaten.

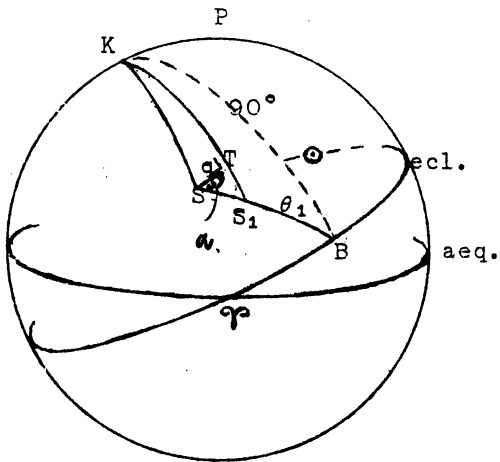


fig. 181

$$\left. \begin{aligned} SB &= \theta \\ S_1B &= \theta_1 \end{aligned} \right\} SS_1 = \theta - \theta_1 = k \sin \theta$$

Dus θ verandert in θ_1 .

In werkelijkheid is ΔSS_1T zeer klein; we kunnen hem dus als vlak beschouwen.

Stel $\angle TSS_1 = q$.

Breedteverandering.

$$\Delta \beta = TS_1 = -SS_1 \sin q = -k \sin \theta \sin q$$

Lengteverandering.

$$\begin{aligned} \Delta \lambda &= \angle (SKS_1) = (\text{sinusregel}) \\ &= \frac{\sin SS_1 \sin (90 + q)}{\sin (90 - \beta)} = \\ &= \frac{\sin SS_1 \cos q}{\cos \beta} = k \frac{\sin \theta \cos q}{\cos \beta} \end{aligned}$$

($KS_1 = 90 - \beta$, in eerste benadering.)

Nu q en θ uitdrukken in bekende grootheden:

In KSB geldt de asymmetrische formule:

$$\begin{aligned} \sin \theta \sin q &= -\sin \theta \cos KSB = \\ &= -\cos 90^\circ \sin (90 - \beta) + \sin 90^\circ \cos (90 - \beta) \cos SKB = \\ &= + \sin \beta \cos (\lambda_0 - 90^\circ - \lambda) = \\ &= \sin \beta \sin (\lambda_0 - \lambda) \end{aligned}$$

Immers: $\angle SKB = \lambda_0 - 90^\circ - \lambda$

$$\begin{aligned} \sin \theta \cos q &= \sin \theta \sin \angle KSB = (\text{toepassing sinusregel}) \\ &= \sin 90 \cdot \sin \angle SKB = \\ &= \sin (\lambda_0 - 90 - \lambda) = \\ &= -\cos (\lambda_0 - \lambda) \end{aligned}$$

We beschouwen vooral de invloed op (β, λ) .

Aberratie verplaatst ster S in het vlak ster-aarde-richting aardbeweging. Dus langs de boog SB van S naar S_1 .

AB is de richting, waarin we ons bewegen in ecliptica; de beweging is gericht naar een punt met lengte $\lambda_0 - 90^\circ$. (fig. 182).

Tengevolge van de aberratie zien we de ster in S_1 .

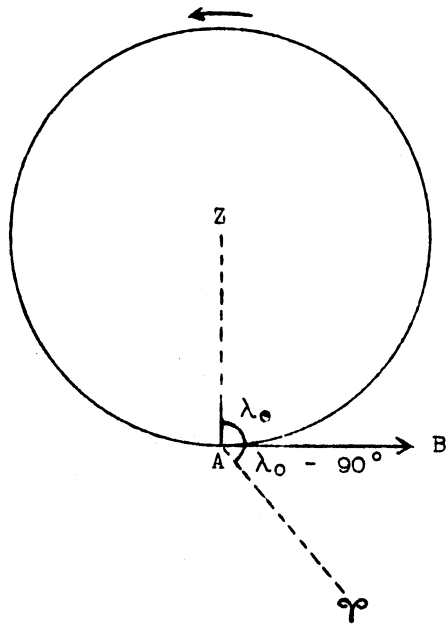


fig. 182

Substitutie levert op:

$$\Delta\beta = -K \sin \beta \sin (\lambda_{\odot} - \lambda)$$

$$\Delta\lambda = -K \frac{\cos (\lambda_{\odot} - \lambda)}{\cos \beta}$$

De breedte der ster gaat dus op en neer in de loop van een jaar, naarmate λ_{\odot} verandert.

Evenzo de lengte.

We gaan nu de baan berekenen:

$$y = \Delta\beta$$

$$x = \cos \beta \Delta\lambda$$

(verplaatsing op hemelbol)

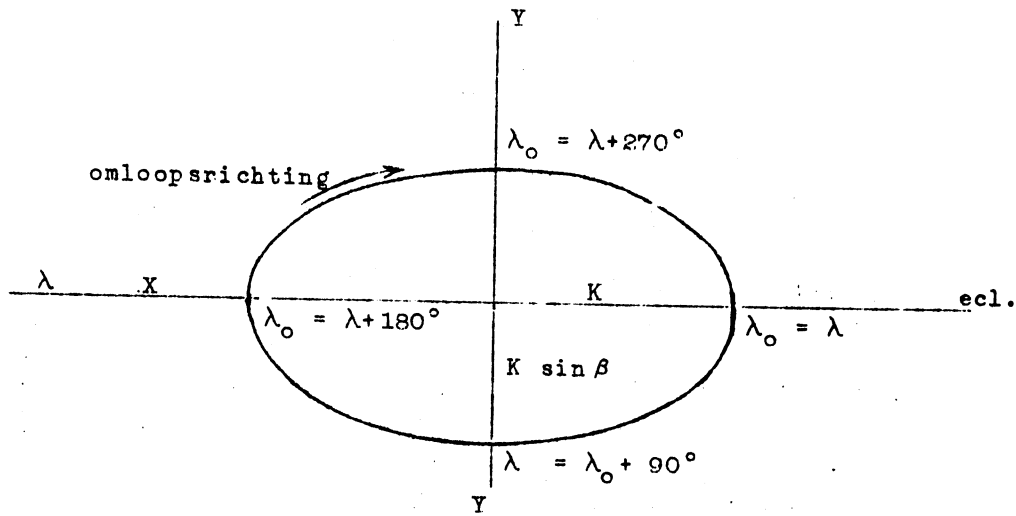


fig. 183

Kijkend van binnen naar buiten.

$$y = \Delta\beta = -K \sin \beta \sin (\lambda_{\odot} - \lambda)$$

Elimineer de tijd,
dus $(\lambda_{\odot} - \lambda)$.

$$x = \cos \beta \Delta\lambda = -K \cos (\lambda_{\odot} - \lambda)$$

Na kwadrateren:

$$\frac{y^2}{K^2 \sin^2 \beta} + \frac{x^2}{K^2} = 1 \quad (\text{baanvergelijking ener ellips})$$

Assen: K en $K \sin \beta$

In wat voor phase wordt de ellips beschreven?

x toenemend in de richting van de Rechte Klimming. Dat betekent, als we alles tekenen, kijkend van binnen de bol naar buiten, loopt de X -as naar links.

In de loop van het jaar is op een gegeven ogenblik:

$$\lambda_{\odot} = \lambda$$

dus is: $x = -K$ en $y = 0$

$\frac{1}{4}$ jaar later: $\lambda_{\odot} = \lambda + 90^\circ$

$x = 0$ en $y = -K \sin \beta$

nog $\frac{1}{4}$ jaar later:

$x = +K$ en $y = 0$

nog $\frac{1}{4}$ jaar later:

$x = 0$ en $y = K \sin \beta$

Nu is de omloopsrichting bekend.

Verschijsel van de parallax.

We bespreken in de eerste plaats de jaarlijkse parallax.

Wanneer de aarde om de zon beweegt, is de richting van de ster anders vanuit de aarde, dan vanuit de zon. Op dezelfde manier als bij de aberratie:

$$\theta - \theta_1 = \frac{r}{R} \sin \theta = P \sin \theta$$

$$\frac{r}{R} = \text{horizontale parallax} = P.$$

Vergelijk:

Aberratie: naar $\beta = 0, \lambda_{\odot} - 90^{\circ}$

Parallaxis: naar $\beta = 0, \lambda_{\odot}$

Dus tengevolge van parallaxis is de ster verplaatst naar de zon toe (in het vlak zon-ster-aarde).

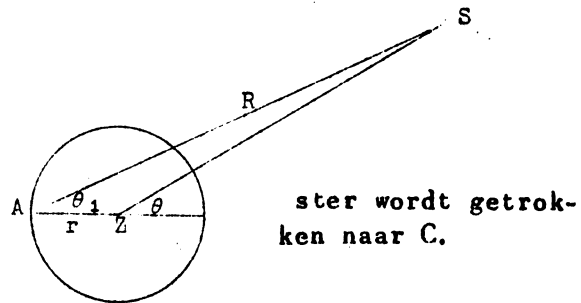


fig. 184

Door de aberratie werd de ster verplaatst naar een punt met lengte $\lambda_{\odot} - 90^{\circ}$

Door parallaxis gaat de ster niet naar B, doch naar de zon zelf.

Als we dus verder de aberratieformules toepassen, maar de zon plaatsen in $\lambda_{\odot} + 90^{\circ}$, krijgen we vanzelf de beschrijving van de parallax.

We krijgen nu:

$$\begin{aligned} \Delta \beta &= -P \sin \beta \cdot \sin (\lambda_{\odot} + 90^{\circ} - \lambda) = \\ &= -P \sin \beta \cos (\lambda_{\odot} - \lambda) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta \lambda &= -P \frac{\cos (\lambda_{\odot} + 90^{\circ} - \lambda)}{\cos \beta} = \\ &= +P \frac{\sin (\lambda_{\odot} - \lambda)}{\cos \beta} \end{aligned}$$

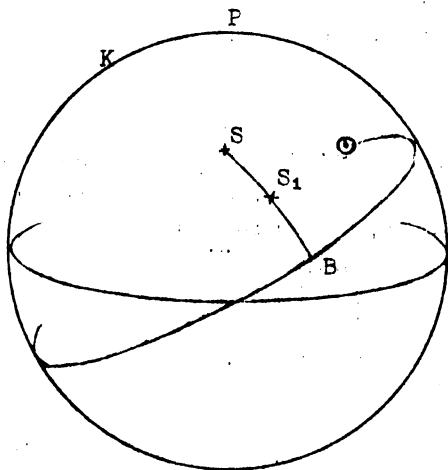


fig. 185

Baan tengevolge van de parallaxis:

$\Delta \beta$ zal overeenkomen met coördinaat y ;

$\cos \beta \Delta \lambda$ zal overeenkomen met coördinaat x .

We voeren de coördinaten in:

$$y = -P \sin \beta \cdot \cos (\lambda_{\odot} - \lambda)$$

$$x = +P \sin (\lambda_{\odot} - \lambda)$$

Door elimineren van $\lambda_{\odot} - \lambda$ vinden we:

$$\frac{y^2}{P^2 \sin^2 \beta} + \frac{x^2}{P^2} = 1, \text{ dus weer een ellips.}$$

Vgl. fig. 186.

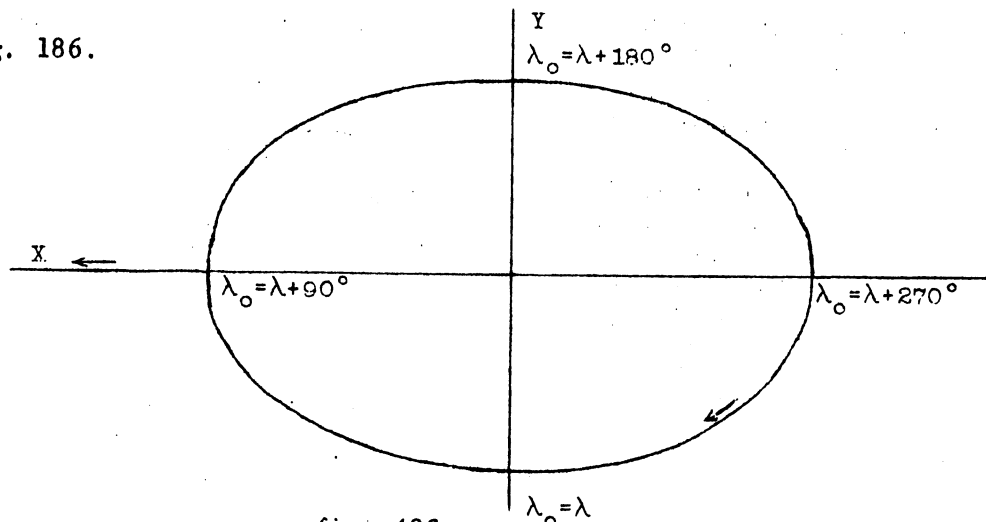
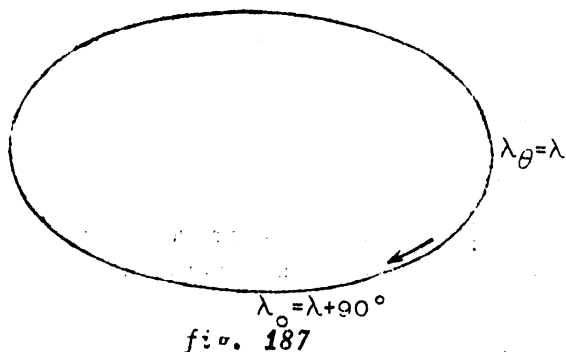


fig. 186

Vergelijk met de aberratie (fig. 187):



Er zijn twee verschillen:

- 1e) Phaseverschil; (Parallax is 90° vóór t.o.v. aberratie.)
- 2e) Bij aberratie is de grootte der ellips dezelfde voor alle sterren, terwijl de ellipsen bij de parallax verschillend zijn ($P = r/R$).

Behalve de jaarlijkse is er ook een dagelijkse parallax, d.w.z. dat de waarnemer zich niet in het centrum van

de aarde bevindt, doch op een zekere afstand ervan. Dit is belangrijk voor:

Afstand Aarde - Zon 8,790

Afstand Aarde - Maan 3422,7

Voor de sterren is de dagelijkse parallax te verwaarlozen.

De Precessie.

Dit is een zeer opvallend verschijnsel.

Het is in de Oudheid reeds ontdekt door Hipparchus (~140). Hij had een sterrencatalogus gemaakt en vond, dat er systematische veranderingen waren in zijn coördinaten der sterren, vergeleken met die van zijn voorgangers.

β : Onveranderd \rightarrow de Ecliptica was dus onveranderd gebleven.

λ : Toegenomen bij alle sterren, ($1^{\circ}20'$) in 150 jaar.

Tegenwoordig weten we, dat de toename $50''$ per jaar bedraagt.

Dus: γ en de aequator moeten veranderd zijn.

Metingen wijzen erop, dat ϵ constant blijft.

Enig mogelijke besluit: De Hemelpool is veranderd. (Verg. Tolbeweging. Bij tol echter is de revolutie gekoppeld aan de precessiebeweging.)

Bij de aarde is de pool rond in $\frac{360^{\circ}}{50''}$ jaar = 26.000 jaar.

Natuurlijk heeft de rotatie der aarde niets met de revolutie te maken.

Dus: De pool beweegt langs de kegelmantel en beschrijft een cirkel om de pool der ecliptica; dit betekent meteen, dat het lentepunt verschuift, en wel teruglopend. De totale verschuiving van γ sinds de Oudheid bedraagt wel 30° . Hierdoor is het lentepunt thans een geheel sterrebeeld verplaatst:

Tweelingen	Stier	Ram	Vissen
		γ \rightarrow γ	
		-1000	+ 2000
		vroeger	nu

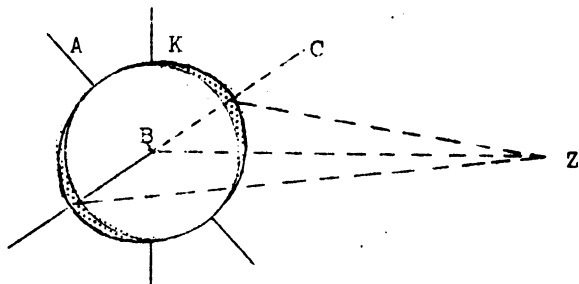
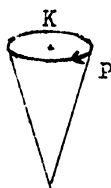
γ zal tenslotte de gehele dierenriem doorlopen.

Verklaring der precessie door Newton.

Draaiende aarde moet als tol beschouwd worden, waarop een koppel werkt.

Verg. getijden:

De storende kracht van de zon (of maan) werkt op de aequatorgordel en tracht hem te kantelen.



Beschouw de gyrostaat fig. 189a.

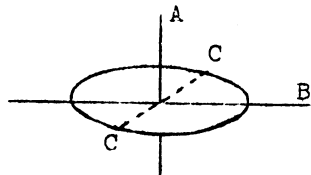


fig. 189a

fig. 188 gyrostaat

As $C \perp A$ en B .

Een rotatie kan men voorstellen door een vector.

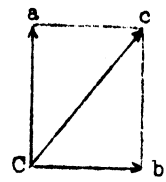


fig. 189b

Stel, dat we hem trachten te kantelen! Voorkant naar beneden, achterkant naar boven. Een rotatie om as B wordt opgedrongen. d.w.z. samenstelling van twee vectoren a en b. Resultaat: de rotatieas wordt c. Dus a is overgegaan in c; d.w.z. er moet om de as C gedraaid zijn. Dus: de zon wil de aarde kantelen om de as B; de aarde doet dit niet, maar draait om as $C \perp A$ en B. M.a.w. A gaat een kegelmantel beschrijven.

Samenhang met andere verschijnselen.

Vergelijk het teruglopen van de knopen van de maansbaan. Bij de precessie echter moet de gehele aarde meegeslept worden. Daardoor is de precessie zeer langzaam, daarentegen verlopen de knopen van de maan zeer snel.

Invloed van de precessie op de stercoördinaten.

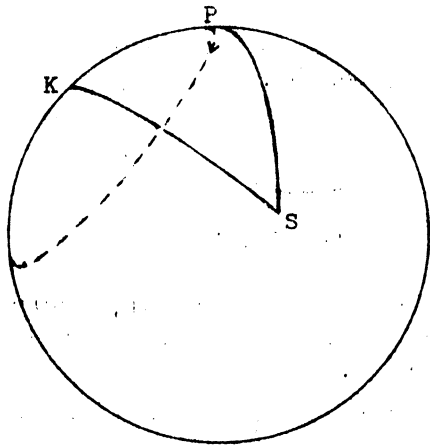


fig. 190

De stercoördinaten zijn bepaald door de driehoek KPS. Alles is dus bepaald, wanneer de boogjes KP en KS bepaald zijn in hun onderlinge ligging. P verplaatst zich naar P'. Doch even goed kunnen we zeggen: de ster verplaatst zich naar S' over dezelfde hoek, doch in tegengestelde zin.

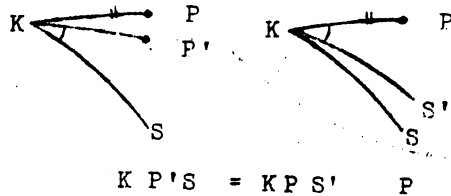


fig. 191

We laten dus nu de ster draaien om de pool der ecliptica en houden P en K vast. We kunnen aldus de invloed van de precessie gemakkelijk overzien. Onderscheid de sterren, die op minder dan $23\frac{1}{2}^\circ$ van K staan, en die, welke verder van K verwijderd zijn.

- S₁ binnen P
- S₂ buiten P

S₁ Eerst rechte klimming α

α schommelt tussen maximum en minimum, om 18^h , in de loop van de duizenden jaren.

δ { afnemend, indien $6^h < \alpha < 18^h$
toenemend, indien $\alpha < 6^h$ en $\alpha > 18^h$

S₂

α onbepaald toenemend voor alle sterren.

δ : als bij S₁.

De verplaatsing door de precessie is in de catalogi kant en klaar aangegeven. Voorbeeld αOri :

$$\alpha = 5^h 49^m 45^s,48 \text{ in } 1900.0$$

$$+ \underbrace{3^s,2474 \times t}_{\text{precessie}} = \text{correctie per jaar maal } t(\text{in jaren})$$

$$\delta = 7^\circ 23' 18",4 + (0",904 t = \text{precessie})$$

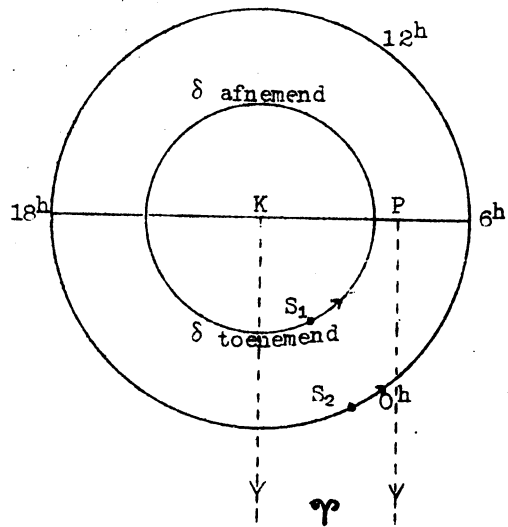


fig. 192

Algemene precessie { *de lunisolaire precessie*
gecombineerde werking van zon en maan; is in het voorgaande besproken.
de planetaire precessie
komt hier nog bij, als een veel kleiner effect.

Zij is te wijten aan de werking der planeten op de ecliptica en is zeer gering. Toch merkt men na lange tijd: *de breedte der sterren verandert een beetje.*
Verandering in λ : $0'',13$ per jaar
 β verandert $0'',5$ per jaar (maximaal)
 δ blijft constant. Het is dus een kleine verplaatsing van de ecliptica.

Nutatie.

'Knikken' van de aardas, ontdekt door Bradley in 1750.
De pool beschrijft een kleine ellips om de gemiddelde pool.

Resultaat:

In werkelijkheid is de weg van de pool voor te stellen door fig. 193b.

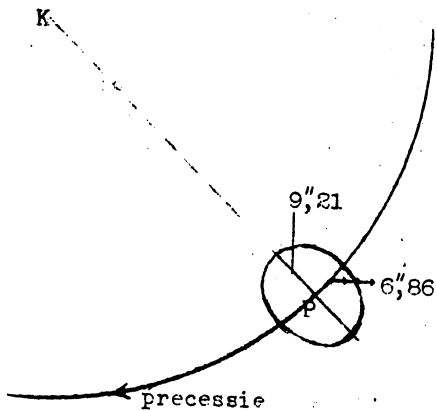


fig. 193a



fig. 193b

De nutatie ontstaat vooreerst, doordat er periodieke termen zijn in de lunisolaire precessie.

Zon: ongelijkheid met een periode van 6 maanden, amplitude $1'',2$

Maan: ongelijkheid met een periode van 14 dagen, amplitude $0'',1$

De periodieke term in de precessie van de zon is dus zeer gering: wegens zeer groot traagheidsmoment der aarde en de

kleine periode (6 maanden).

Bij de maan is er een dergelijk effect, ook deze tracht de aequatoriale gordel van de aarde te doen kantelen. Ook in de krachten, die de maan uitoefent, zal een periode zitten (van 14 dagen). Ook hier kleine verandering op de precessie; nog geringer dan bij de zon, omdat de periode nog zoveel korter is. Doch nu als zon en maan samenwerken.

hier zit het effect, dat de hoofdzaak van de nutatie veroorzaakt.

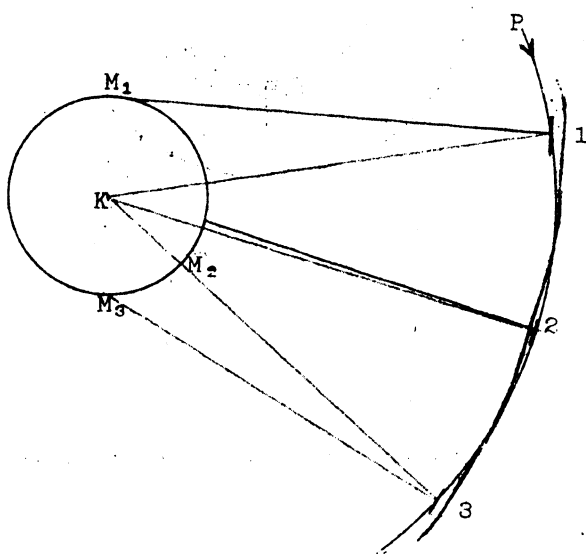


fig. 194

K = pool zonsbaan

M = pool maansbaan

P = pool aardbaan

Op het ogenblik 1 bijvoorbeeld werken de precessie, die van de zon uitgaat, en de precessie, die van de maan uitgaat, op de pool van de aardbaan. Hun effecten stellen zich samen: de resultante gaat door M. M draait om K in 18,6 jaren (teruglopen der knopen!). De pool van de aardbaan gaat dus op de diverse momenten verschillend bewegen.

Resultaat:

Slingerbaan van P.

Invloed van de nutatie op de stercoördinaten.

Tengevolge van de nutatie gaat P heen en weer tussen a en b en tussen c en d, en neemt hierbij de aequator mee.

Gevolg:

nutatie { ϵ periodiek veranderend (tussen a en b)
 λ periodiek veranderend (tussen c en d)

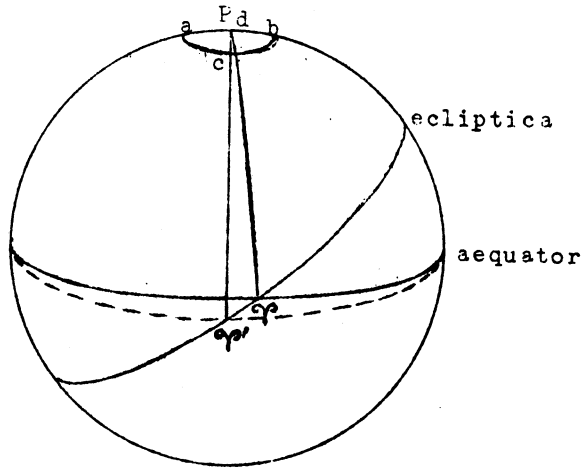


fig. 195

$$N_{\epsilon} = 9",21 \cos \Omega + \dots$$

$$N_{\lambda} = \frac{6",86}{\sin 23\frac{1}{2}^{\circ}} \sin \Omega + \dots = 17",24 \sin \Omega$$

Ω = lengte van de klimmende knoop der maansbaan.

Men heeft dus de veranderingen van de aardpool gesplitst in:

1. gemiddelde (precessie);
2. kleine periodieke storingen er op gesuperponeerd (nutatie).

Reductie van Almanakcoördinaten naar schijnbare coördinaten. (Reductio ad locum apparentem.)

$$\Delta \delta = \sin \epsilon \cdot \cos a \cdot \frac{d\lambda}{dt} \cdot t + \sin \epsilon \cdot \cos a \cdot \frac{d\lambda}{dt} \cdot \left(\tau + \frac{\Delta \lambda_{nut.}}{d\lambda/dt} \right) + \sin a \cdot \Delta \epsilon_{nut.}$$

(tot 1 Januari) (precessie) (t = tijd in jaren)

extra tijd van 1 Januari af (grootheden, die voor iedere dag opgegeven staan).

invloed aberratie { $- K \cos \epsilon \cdot \cos \lambda_{\odot} (\tan \epsilon \cdot \cos \delta - \sin a \cdot \sin \delta)$
 $- K \sin \lambda_{\odot} \cdot \sin \delta \cdot \cos a +$

par { $+ P \sin \epsilon \cdot \cos \lambda_{\odot} \cdot \cos \delta$
 $- P \dots \dots \dots$

Bovengenoemde formule samengevat: $\dots = \sin \epsilon \cdot \cos a \cdot \frac{d\lambda}{dt} \cdot t$

$$+ Aa' + Bb' + Cc' + \dots$$

A, B, C, D, . . . daggetallen (dezelfde voor elke ster)

a' b' c' d' . . . stergetallen (dezelfde voor elke dag).

§ 1. Bepaling afstand Aarde - Maan.

a. Door parallax-bepaling.

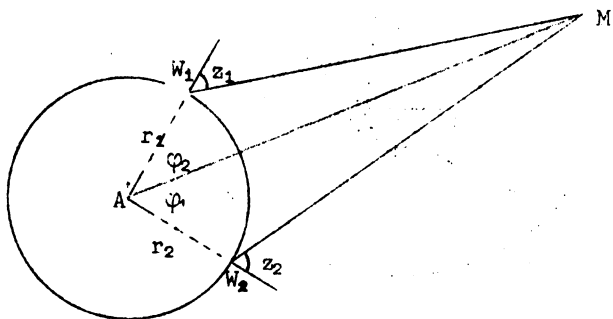


fig. 196

len r_1 en r_2 . De vierhoek AW_1MW_2 is dus bekend. Voor de afstand vindt men (gemiddeld): 384.403 km \approx 60 aardstralen.

b. Afstandsbeplating met radargolven.

(Radiogolven met zeer kleine λ). - Men geeft een kort sein, met een zeer krachtige zender, en bepaalt het tijdsinterval tot de aankomst van de echo, door de maan teruggekaatst; dit interval, van de orde van 2_5 sec, kan vrij precies gemeten worden.

§ 2. De baan van de Maan. Siderische maand = $27^d 7^h$; synofisch $29^d 12^h$.

Dit is een ellips met een helling $i = 5^\circ 9'$ en $e = 0,05$. Bepaling i :

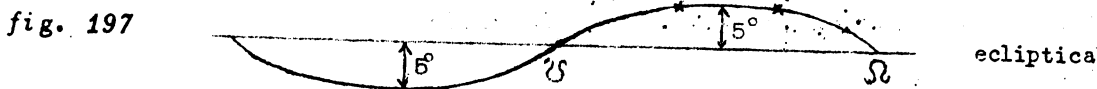


fig. 197

Op verschillende avonden wordt de plaats van de maan tussen de sterren bepaald met de meridiaankijker. e Wordt afgeleid uit de schommelingen in de snelheid der maan en uit de perkenwet van Kepler. Als we de afstand kennen, is dit een uitgangspunt om de afmetingen te bepalen.

Middellijn in hoekmaat: $31' 5''$ (gem.). Nu we de afstand Aarde-Maan kennen, kunnen we de middellijn in lengtemaat berekenen.

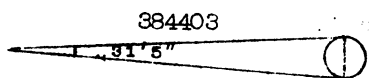


fig. 198

Men vindt: 3476 km.
Vergelijk middellijn aarde (12.730 km).
De verhouding is \approx 1 op 4.

§ 3. De massa van de Maan.

Om de massa te bepalen, moet men onderzoeken, hoe de maan een ander hemellichaam aantrekt: storingen van de maan op de aarde.

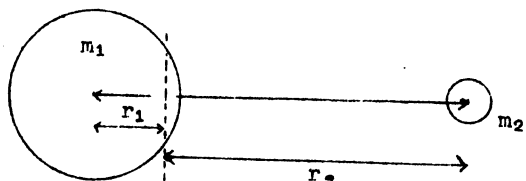


fig. 199

Men zoekt, waar de draaiingsas ligt van het stelsel aarde-maan. Immers de aarde 'waggelt' over een klein bedrag door de invloed van de maan. De waarnemer op de aarde gaat dus een kringetje beschrijven. \therefore Er zal een maandelijks ongelijkmatigheid te zien

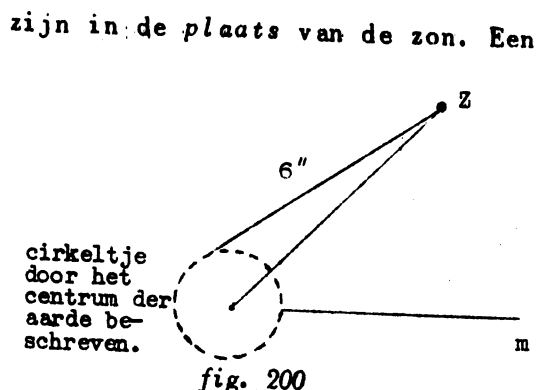


fig. 200

zijn in de plaats van de zon. Een waarnemer op de zon zou het centrum der aarde een cirkeltje zien beschrijven met een straal van $\approx 6''$. Daaruit volgt dus de plaats van de draaiingsas.

Zij ligt op: $\frac{6''}{8,8}$ van de straal der aarde, terwijl de maan 60 aardstralen verwijderd is. Aangezien $m_1 r_1 = m_2 r_2$

$$\frac{r_1}{r_2} = \frac{m_2}{m_1} = \frac{1}{81,5}$$

De massa van de maan is dus $\frac{1}{81,5}$ van de massa van

de aarde. We zien hier weer, hoe wij steeds uitgaan van onze eigen planeet om andere hemellichamen te kunnen onderzoeken.

S.G. Maan = 3,34.

De Maan heeft een geringer S.G. dan de aarde; 3,34 stemt overeen met het s.g. van de buitenste lagen van de aarde.

§ 4. Rotatie.

Onderscheid streng: rotatie en revolutie.

De maan keert steeds ongeveer dezelfde kant naar de aarde. (Rotatie en revolutie hebben hier dezelfde periode).

Aan het oppervlak van de maan zien we donkere vlekken, die als merkteken gebruikt kunnen worden.

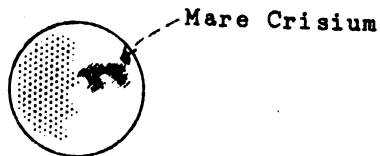


fig. 201

Sommige dezer vlekken ziet men de ene avond iets dichterbij de rand dan de andere keer. Dit is het effect van de libratie (beweging ener weegschaal): de maan voert kleine schommelingen uit in verschillende vlakken.

a) Libratie in lengte (het 'neen' knikken van de maan).

De baan is een ellips: de revolutie geschiedt dan weer langzaam, en dan weer sneller. De rotatie is echter eenparig: In de buurt van het perigeum verloopt de revolutie sneller dan de rotatie. Gevolg: een straal van de maan, die eerst naar de aarde gekeerd was, wijkt nu een beetje af. $\frac{1}{4}$ Maand later is die straal weer precies naar de aarde gericht.

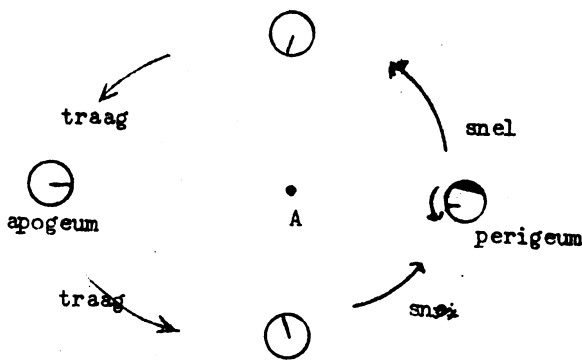


fig. 202

b) Libratie in breedte ('ja' knikken).

De rotatie-as van de maan staat blijkbaar niet precies \perp het baanvlak.

Gevolg: N-pool zien we soms naar ons toe, een andere keer van ons af hellen.

Aldus kan men uitmaken, dat het aequatorvlak van de maan $6^{\circ}44'$ helt t.o.v. het baanvlak. Het aequatorvlak stemt bijna met de ecliptica overeen.

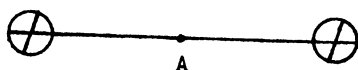


fig. 203

c) Dagelijkse libratie $\pm 1^{\circ}$.

De aardse waarnemer blijft niet op dezelfde plaats wegens de rotatie der aarde. Dit is in zo ver interessant, dat ook hieruit de afstand maan-aarde is te bepalen.

d) *Physische libratie.*

De maan is niet helemaal een bol, de langere as wijst naar de aarde.
 Verschil lange as - korte as ± 2 km.
 De Maan voert daardoor echte schommelingen uit, zodra deze langste as door de andere libraties niet precies meer naar de Aarde wijst. Deze vier effecten bij elkaar noemt men de libratie.

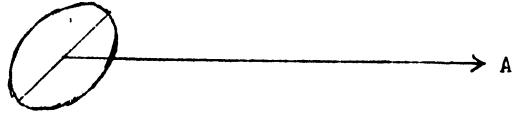


fig. 204

§ 5. *Topografie van de Maan.*

Maankaarten getekend (Galileï, Beer en Mädler,...)
 gefotografeerd (Parijs, Lick)

De kleinste nog waarneembare details hebben een afmeting van tenminste 100 meter.

Vlakten.

Ketengebergten.

Kraters.

Hoogtebepaling van de bergen.

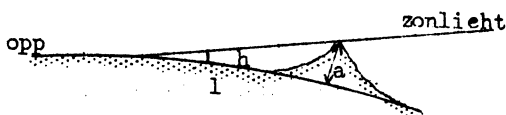
1. *Schaduwmeting.* (reeds door Galileï uitgevoerd.)

fig. 205

Principe: $a = l \operatorname{tg} h$

In werkelijkheid is het onzekerder, omdat men zelden een geïsoleerde piek heeft in vlak terrein.

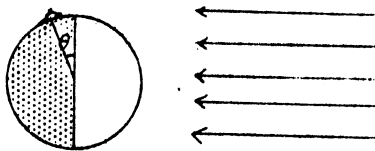
2. *Men zoekt naar bergen, die nog net verlicht zijn, maar toch voorbij de terminator liggen.*

fig. 206

Hoogte berg = $(\sec \theta - 1)$ straal

3. *Rand van de Maan, waarneming van het profiel der bergen.*

Lukt bijzonder goed bij zonsverduisteringen.

Er is veel moeite gedaan om de randprofielen zo nauwkeurig mogelijk te tekenen met het oog op sterbedekkingen, die zeer precies moeten worden gereduceerd.

4. *Uit het bestuderen van de libratie van de maan.*

Uit het fotograferen van een bergland vanuit twee punten, kan men het gehele oppervlak in kaart brengen. Hetzelfde bereikt men bij de maan, waar

de libratie ons het oppervlak vanuit verschillende richtingen vertoont. Men bepaalt aldus de hoogten t.o.v. het massacentrum van de maan. (fig. 208.)

De *Vlakten* zijn gestolde lavazeeën. Deze beslaan meer dan 50% van het maanoppervlak. Ze zijn zeer effen, slechts hier en daar zwakke golvingen (enkele meters hoog).

Bergen. Deze bereiken hoogten tot 8000 m. Geen plooiing en geen erosie hebben plaats gehad.

Circusse. (Ronde vormingen uitgedoofde vulkanen of inslagplaatsen van meteorieten).

Circussen > 100 km (diameter) noemt men *walvlakten*.

Circussen van 100 - 20 km: *ringgebergten*.

Circussen < 20 km: kraters.

± 200.000 van die objecten moeten te zien zijn op het maanoppervlak.

Men vergelijke met de caldeira's op aarde, (grote oude kraters met daarbinnen kleine vulkaankegels). Voorbeelden: Krakatau, Idjen, Batoer, en in Japan (dia-

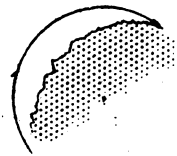


fig. 207

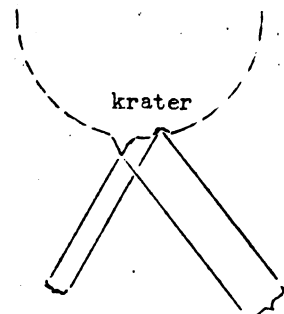


fig. 208

meters maximaal 25 km op aarde).

Op de maan zijn die diameters veel groter; van Clavius zelfs 235 km. De vulkanen moeten dus op de maan veel krachtiger geweest zijn dan op aarde. Inderdaad, de gravitatie op de maan is kleiner:

$$g = \frac{M}{r^2}, \text{ dus } \frac{14}{81} \sim \frac{1}{6} \text{ van de gravitatieversnelling op de aarde.}$$

Nog een factor is, dat er meer gassen zijn geweest in de gesteenten, waaruit de maan bestaat.

Profiel op schaal: zeer ondiep met flauwe hellingen.

grotere kraters:

(kromming maanoppervlak weggedacht)

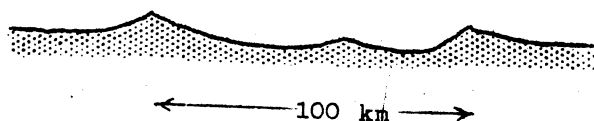


fig. 209

Stel: de wal, tot 1 km boven het oppervlak; de kraterbodem tot 3 km er onder.

Kleinere kraters zijn relatief steiler.

Is het uitgegraven gedeelte even groot als de wal? Bij kleinere kraters komt het aardig uit, doch bij de grotere is er een tekort aan materiaal.



fig. 210

Kraterstralen.

Eenvoudigste interpretatie: Banen, waarlangs materiaal is uitgeworpen.

Ze gaan over alles heen, alsof een lichter gekleurd materiaal daar de oppervlaktevormen had overdekt. Ongeveer 10 km breed.

Kloven.

(Er zijn er duizenden.) Deze zijn te zien met een goede kijker, ze zijn 200 tot 2000 meter breed. Blijkbaar ontstaan door breuken in het gesteente.

Eventuele veranderingen op de maan.

Het is zeer moeilijk om wijzigingen op het oppervlak te zien, omdat het licht telkens vanuit andere richtingen invalt. Behalve in een enkel geval is geen enkele verandering stellig bewezen. In 1958: vulkanische uitbarsting bij krater Alphonsus; spectrum van C₂.

§ 6. Fysisch onderzoek van het maanoppervlak.

a) Fotometrie van het maanoppervlak.

De fotometrie beschrijft de helderheden van de verschillende delen van het oppervlak. We zijn daarbij aangewezen op empirische wetten.

Stel: I = lichtsterkte, uitgezonden door 1 cm² per steradiaal.

Variabelen, waar de lichtsterkte van afhangt:

ϵ = waarnemingshoek;

i = invalshoek;

α = phasehoek.

i en ϵ niet in één vlak.

$$I = f(i, \epsilon, \alpha)$$

De allereenvoudigste regel is de regel van Lambert.

Deze zegt:

$$I \simeq \text{const.} \cos i \cdot \cos \epsilon$$

I is uitgezonden door 1 cm². Doch de helderheid is de hoeveelheid licht, die men krijgt van 1 cm² geprojecteerd oppervlak.

Dus: Helderheid $h = \frac{1}{\cos \epsilon}$; wordt thans genoemd: luminantie.

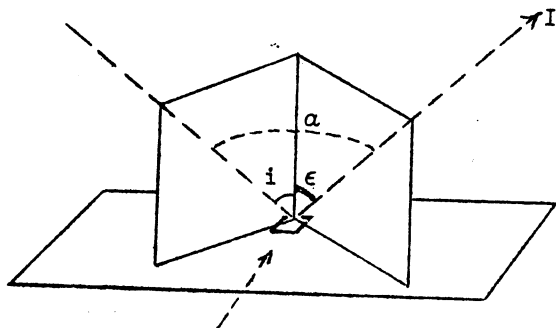


fig. 211

De regel van Lambert wordt:

$h = \text{const.} \cos i$
 Deze regel klopt niet bij de maan.
 Het maanoppervlak is hobbelig. Daardoor spelen de schaduwen een grote rol in de bepaling der helderheid.

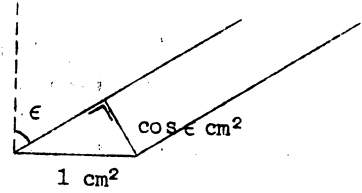


fig. 212

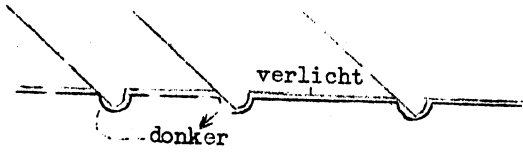


fig. 213

Kuiltjes voor de helft verlicht; andere gedeelte in schaduw.

Fotometrische eigenschappen:

{ Verstrooiende eigenschappen.
 Effecten van *microstructuur*, schaduwen.

Al zijn de kuiltjes nog zo klein, toch oefenen ze dezelfde invloed op de helderheid uit. Uit de fotometrie kan men dus nooit hun absolute grootte afleiden.

Bepaling *albedo* = witheid.

We spreken van de astronomische *albedo*, als we denken aan een *bol*, verlicht door evenwijdig licht.

$$\text{astr. albedo} = \frac{\text{totale verstrooide licht}}{\text{totale invallende licht}}$$

Bepaling *albedo* uit een reeks waarnemingen van de lichtsterkte der maan in verschillende schijn gestalten.

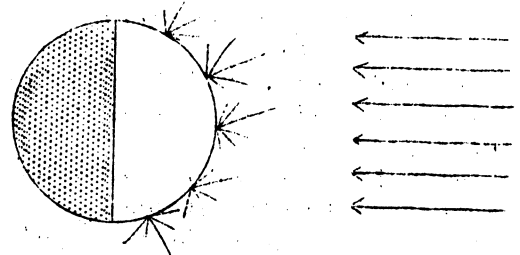


fig. 214

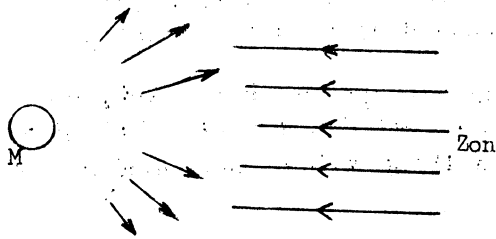


fig. 215

We denken nu de maan, veel kleiner wordend, in het middelpunt van een bol met straal 1 (fig. 216). Om haar straling te integreren, beschrijven we een kegel met tophoek 2α om de lijn Maan - Zon, daarna een kegel met tophoek $2(\alpha + d\alpha)$. We zullen de straling eerst integreren over het ringetje tussen α en $\alpha + d\alpha$. Daarna laten we

dan de tophoek van de kegel steeds groter worden en integreren over de gehele bol.

Verstrooid licht = $I(\alpha)$ per eenheid van ruimtehoek.

$$\begin{aligned} \text{omtrek ringetje} &= 2\pi \sin \alpha \text{ (straal)} \\ \text{breedte ringetje} &= d\alpha \\ \text{oppervlak ringetje} &= 2\pi \sin \alpha d\alpha \end{aligned}$$

Dus: $2\pi \sin \alpha d\alpha = \text{ruimtehoek.}$

Verstrooid licht =

$$= \int_0^\pi 2\pi \sin \alpha d\alpha I(\alpha)$$

Grenzen 0 tot π (Maan verstrooit ook nog licht naar de achterkant!)

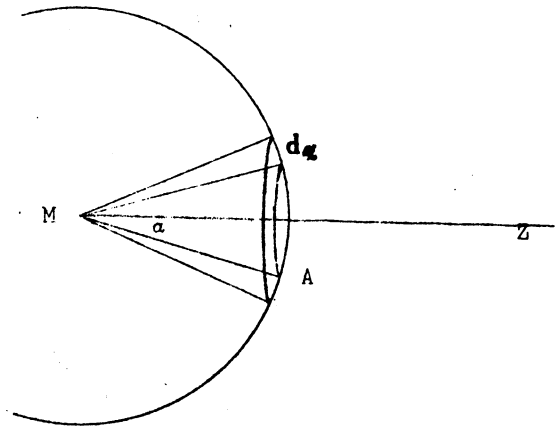


fig. 216

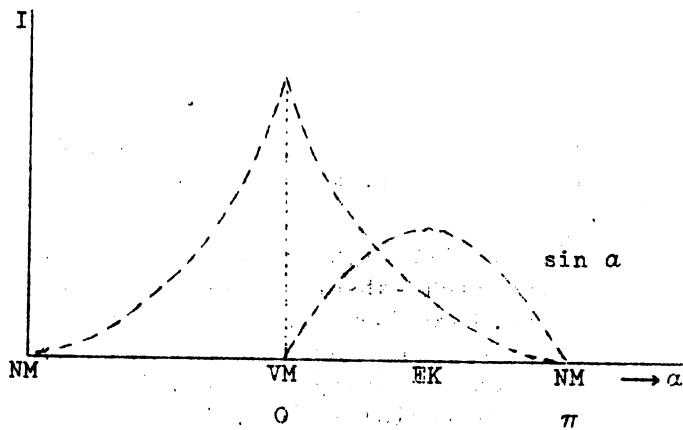
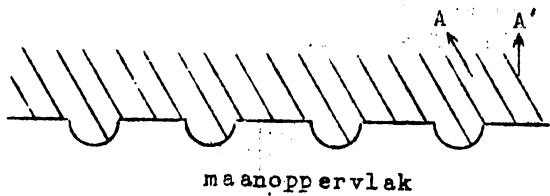


fig. 217

Voor de Albedo vinden we 0,073
 Kan op heldere gedeelten stijgen tot 0.14
 Kan op donkere gedeelten dalen tot 0,04

Deze albedo is buitengewoon laag. De Maan moet wel uit zeer donkere gesteenten samengesteld zijn.

De verandering der helderheid van de Maan met de phase.



maanoppervlak

fig. 219

Bij volle Maan is de helderheid buitengewoon groot; bij E.K. of L.K. slechts $1/10^e$ van de helderheid bij V.M. We zien de volle helderheid, wanneer we kijken vanuit de invalsricting.

Vanuit A is het oppervlak zeer helder: we zien alleen verlichte oppervlakken. Vanuit A' is het oppervlak veel donkerder: een bepaald deel is beschaduwd.

b) Kleuren van het Maanoppervlak. Het spectrum vertoont de fraunh.-lijnen

Spectrofotometrie.

Uitvoering van fotometrie in het spectrum is de exacte manier om kleuren te bestuderen. De kleuren van het maanoppervlak zijn zeer onopvallend; de Maan heeft overal ongeveer dezelfde kleur. Bij nauwkeuriger meting bevindt men: in vergelijking met het zonlicht is het maanlicht iets meer geelachtig.

Energie bij golflengte λ

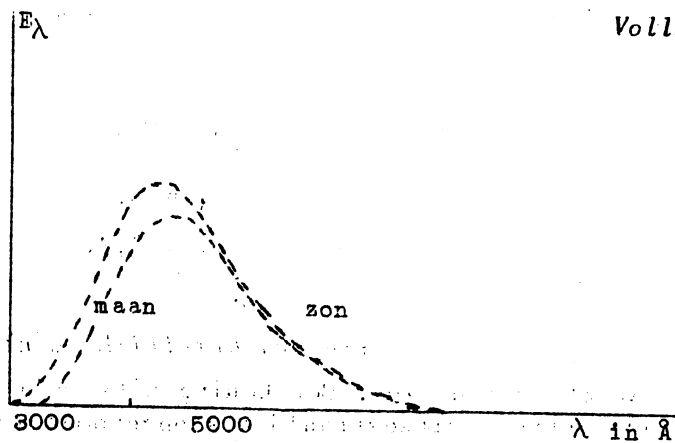


fig. 220

Spectrofotometrische vergelijking:



In de praktijk bepaalt men dikwijls de kleur uit twee opnamen:

blauw-gevoelige plaat
 { geel-gevoelige plaat + filter

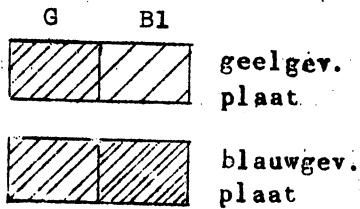


fig. 221

Deze methode geeft geen volledige inlichtingen omtrent de kleur, maar is snel en eenvoudig.

In het ultraviolet zijn er gesteenten, die merkwaardige licht-absorberende eigenschappen vertonen. Deze kan men aldus opsporen. Men fotografeert de maan door een filter, bedekt met een dun laagje zilver. Deze laag laat alleen ultraviolet door. Er is aldus

een donkere plek op de maan ontdekt, die zeer weinig reflectie van ultraviolet licht vertoont; ter verklaring komt zwavel het meest in aanmerking: S kaatst geen ultraviolet terug. Dit zou goed uitkomen met de vulkanische aard der maan.

c) *Bepaling temperatuur van de Maan.*

Deze berust op de wetten van de straling.

Uitgangspunt: 't zwarte lichaam (een lichaam, dat alle stralen absorbeert, die er op vallen).

We kunnen de Maan vergelijken met een zwart lichaam. Een zwart lichaam kan stralen, beter zelfs dan elk ander lichaam.

Wet van Stefan: Totale straling van 1 cm² van een zwart lichaam in alle golflengten = $E = \sigma T^4$, waarbij $\sigma = 5,72 \cdot 10^8 \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ graad}^{-4}$

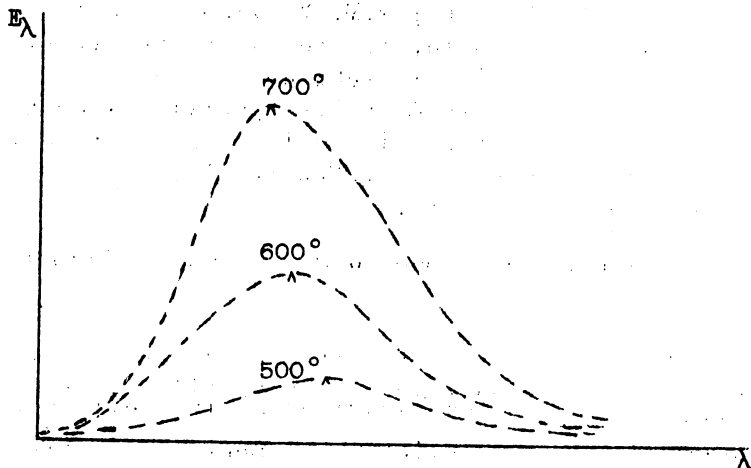


fig. 222a

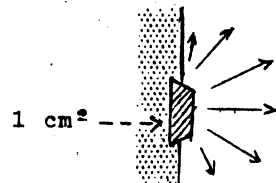


fig. 222b

Deze krommen hebben alle een maximum. Het maximum gaat meer en meer naar het violet, naarmate T groter wordt. De verschuiving van het maximum wordt beschreven door de

wet van Wien: $\lambda_{max} T = 0,289$

Het gehele verloop wordt beschreven door de Wet van Planck, die de vorige ook omvat:

$$E \propto \frac{c_1}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$$

$c_1 = 3,71 \cdot 10^{-5}$
 $c_2 = 1,435$

Berekening a priori van de temperatuur van een hemellichaam nabij de zon.

De Maan ontvangt warmte van de zon. Berekening uitstraling in stationaire toestand, waarbij evenveel uitgestraald als opgenomen wordt.

Straling Zon (als zwart beschouwd):

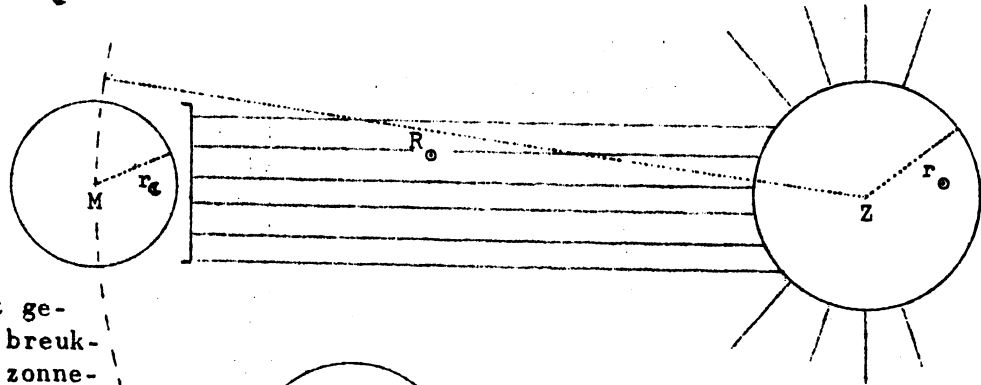
$$\underbrace{\sigma T_o^4}_{\text{straling per cm}^2} \cdot 4\pi r_o^2$$

Door de maan opgenomen:

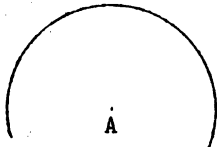
Stel u voor: een bol om de zon met straal R_o . De maan bedekt een klein stukje van die bol.

Dus door de maan opgenomen:

$$(1-a) \frac{\sigma T_{\odot}^4 4\pi r_{\odot}^2}{4\pi R_{\odot}^2} \pi r_{\oplus}^2$$



(1-a) is het ge-absorbeerde breukdeel van de zonne-straling.
Door de maan uitgezonden:



$\sigma T_{\oplus}^4 4\pi r_{\oplus}^2$ (de maan als zwart beschouwend in het I.R.) fig. 223

Voorwaarde van evenwicht:

$$(1-a) T_{\odot}^4 \frac{r_{\odot}^2}{R_{\odot}^2} \pi r_{\oplus}^2 = T_{\oplus}^4 4\pi r_{\oplus}^2$$

$$\therefore T_{\oplus} = T_{\odot} \sqrt{\frac{r_{\odot}}{R_{\odot}}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \quad T_{\odot} = 5713^{\circ}$$

$$= 5713 \sqrt{\frac{1}{216}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} = 274^{\circ}$$

(1-a) niet meegenomen, omdat deze bijna = 1 en zeer weinig invloed heeft.

Bepaling van de temperatuur door waarneming.

De straling van de maan bestaat uit twee gedeelten. Het ene bestanddeel is niets anders dan verstrooid zonlicht; het tweede bestanddeel is straling van de maan zelf.

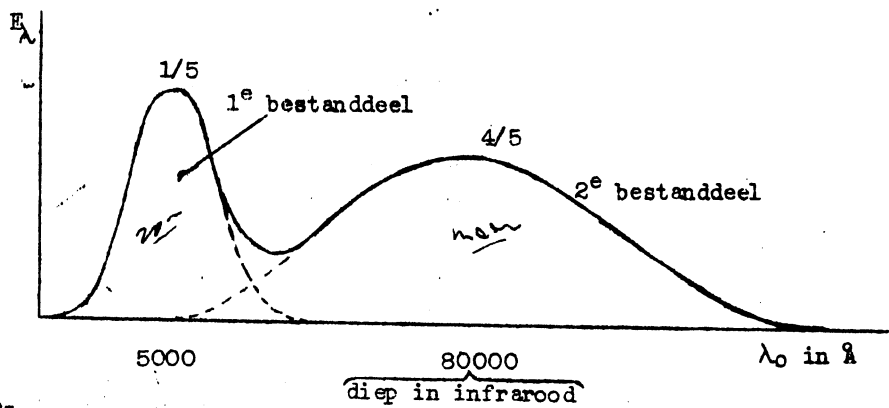


fig. 224

De maan straalt nl. zelf ook, zoals elk lichaam boven het absolute nulpunt.

In het brandpunt van een spiegeltelescoop nemen we waar met een zwartgemaakt thermo-element; we vangen op:

- a) de totale straling van de maan;
- b) de totale straling van de maan, na inschakeling van een glaasje. Glas laat nog door tot 20.000 Å.

Wanneer we dus het glaasje ervoor plaatsen, krijgen we alleen de golflengten < 20.000 Å.

Nu schrijven we de volgende verhouding op:

$$v = \frac{\text{door de maan verstrooid licht}}{\text{thermisch uitgestraalde licht}} = \frac{\sigma T_{\odot}^4 \left(\frac{r_{\odot}}{R_{\odot}}\right)^2 \pi r_{\oplus}^2 a}{\sigma T_{\oplus}^4 4\pi r_{\oplus}^2} = \frac{E(0 \text{ tot } 20000)}{E(20000 \text{ tot } \infty)}$$

$$v = \frac{T_{\odot}^4}{T_{\oplus}^4} \left(\frac{r_{\odot}}{R_{\odot}}\right)^2 \cdot \frac{a}{4}$$

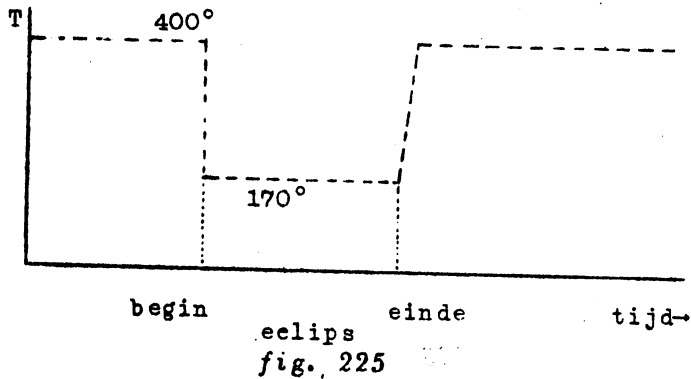
Zo kan dus op ieder ogenblik de infrarode straling van het maanoppervlak bepaald worden, m.a.w. de temperatuur.

Men vindt:

's middags 120° Celsius

's nachts -120° Celsius

Meting temperatuur tijdens een maan-eclips.



De temperatuur van het oppervlak volgt de bestraling zeer snel.

De gesteenten van de maan geleiden de warmte dus uitermate slecht. Het gesteente is blijkbaar zeer poreus. De enige manier om dit na te bootsen is: poeder in vacuum. Dit is in goede overeenstemming met de hypothese van de vulkanische as of van het meteoritische stof.

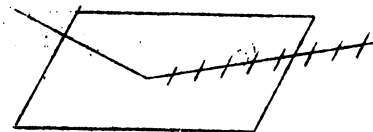
d) Onderzoek van de polarisatie.

Bij verstrooiing van schuin-invallend licht zijn de trillingen in het invalsvlak in het algemeen niet zo sterk als loodrecht daarop.



fig. 226

diëlectricum (bv. glas)



We verstaan onder polarisatiegraad:

$$\frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}} = p \quad (\perp, \parallel \text{ hebben betrekking op de elektrische vector})$$

De polarisatiegraad hangt in hoofdzaak af:

- a) van de aard van het materiaal;
- b) van de phasehoek (α).

Voor een gegeven materiaal wil men onderzoeken de functie $p(\alpha)$



fig. 227

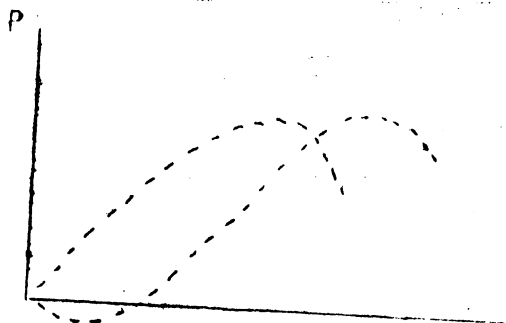


Fig. 228

Dit is empirisch te bepalen kromme, die men op allerlei gesteenten kan meten. Door de Franse astrofysicus Lyot werd de polarisatie van de maan als functie van de phasehoek bepaald. Deze is vrij klein, α moeilijk te bepalen. Lyot maakte nu gebruik van de polariscoop van Savart; het is een dubbelplaatje, dat interferentiebanden vertoont als het licht gepolariseerd is.

Dit toestelletje is zeer gevoelig, doch het is geen meetinstrument. We gebruiken het als 'nul-instrument'. Met een celluloidplaat is men in staat iedere gewenste polarisatie te verkrijgen, door die op geschikte wijze te laten hellen. Men zorgt dat bij de polarisatie van het maanlicht net opheft. De polarisatie door de plaat teweeggebracht, is gemakkelijk te berekenen uit de formules van Fresnel.

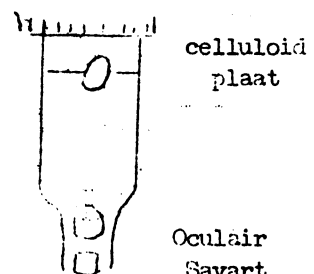
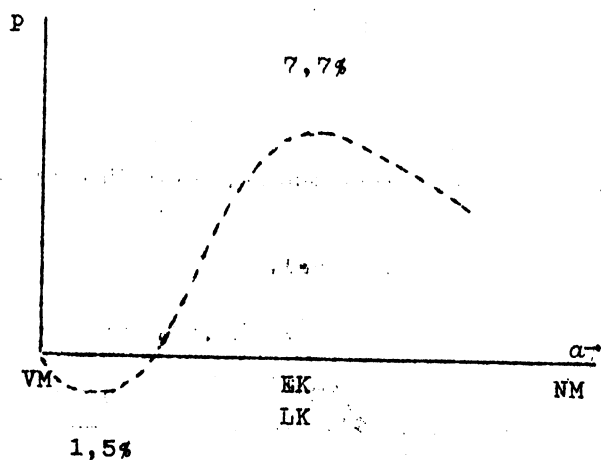


fig. 229



Maximum bij + 7,7% polarisatie
 Minimum bij - 1,5% polarisatie
 De krommen van de aardse vulkanische as leken opvallend veel op die van de maan. Lyot veronderstelt nu:
 Waarschijnlijk is de maan bedekt met vulkanische as.

fig. 230

e) Atmosfeer van de Maan.

1. Theorie van Stoney.

Redenering: Als de temperatuur hoog is, zijn er grote moleculaire snelheden, zodat er deeltjes zijn, die de kritische snelheden overschrijden en wegvliegen de ruimte in. De berekening wijst uit, dat de Maan wegens haar hoge temperatuur en geringe gravitatiepotentiaal geen atmosfeer hebben kan.

2. Bij een sterbedekking of planeetbedekking wordt de ster in de buurt van het maanoppervlak niets waziger; geen spoor van vervorming. Wel een teken, dat er geen dampkring is.

3. Scherpste van de randgebieden.

Geen waarneembare refractie, noch verstrooiing.

4. Geen polarisatie nabij de terminator.

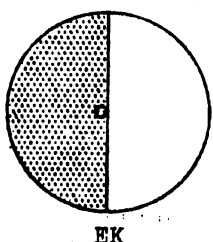


fig. 231

Als er een dampkring was, moest het onder 90° verstrooide licht gepolariseerd zijn. Waarneming van partijen bij het cirkeltje (fig. 231) leert, dat er geen polarisatie is. Ook met deze methode is dus geen dampkring gevonden.

De massa van de dampkring is kleiner dan 10^{-9} van de aardse.

f) Het asgrauwe licht bij maansikkel.

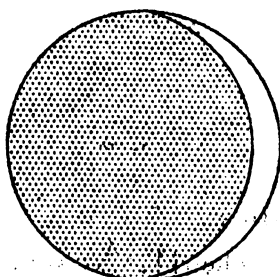


fig. 232

De rest van de maan is flauw verlicht. Het moet licht van de aarde zijn, stralend op de maan, want het is het helderst bij NM, dus bij 'Volle Aarde'.

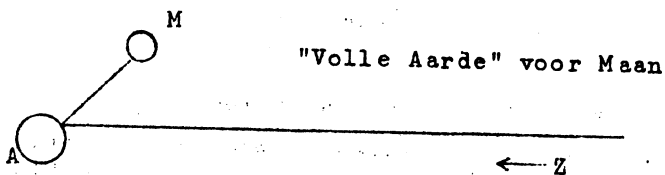


fig. 233

Het onderzoek van het asgrauwe licht is een manier voor ons om de albedo van de aarde te bepalen. We meten aldus hoeveel licht de aarde bij verschillende maanstanden verstrooit, d.w.z. in verschillende richtingen. Men vond voor de albedo van de aarde 0,39. Bij fotografische metingen steeg dit getal tot 0,60. De Aarde is dus blauwachtig van kleur.

HOOFDSTUK IV

MERCURIUS

§ 1. Waarneming.

Betrekkelijk zeer heldere planeet, echter moeilijk waarneembaar, want Mercurius staat dicht bij de Zon.

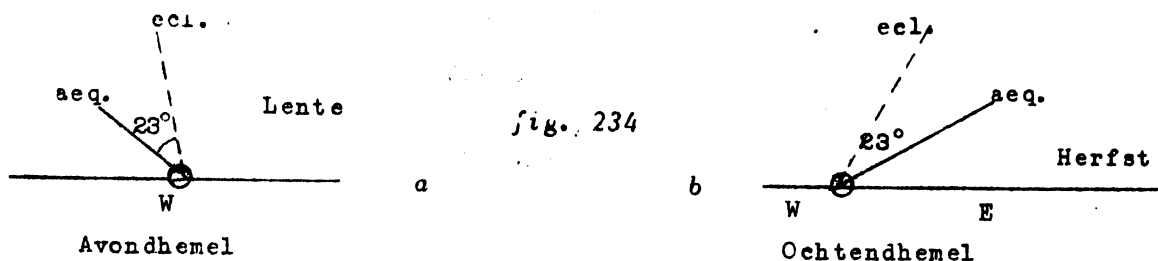


fig. 234

De beste kansen heeft men 's avonds in de lente of 's ochtends in de herfst.

Dit hemellichaam was reeds in de oudheid bekend.

De helderheid bij grootste elongatie kan nog tussen wijde grenzen variëren. Schommeling tussen 1^m en -1^m5 . We zien, dat de planeet helderder dan Sirius kan worden.

Mercurius is een binnenplaneet, vertoont dus schijngestalten.

b) Baan.

Sterk excentrische baan.

$e = 0,206$ (grootste van alle planeten).

Helling: $i = 7^\circ$ (ook de grootste van alle planeten).

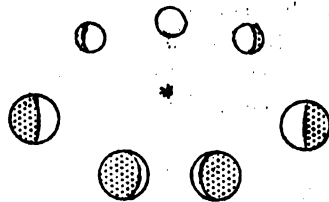
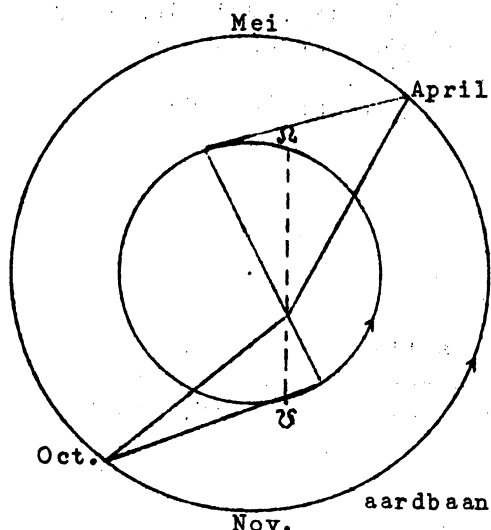


fig. 235



De grootste elongatie in April is gunstig om de planeet te zien; die in October integendeel ongunstig. In ons klimaat echter is de helling der ekliptika belangrijker.

fig. 236

c) Bepaling van de synodische omloopstijd.

Periode, waarin men de planeet weer in dezelfde stand ziet t.o.v. de zon. Wordt bepaald uit de conjuncties. Men vindt hiervoor gemiddeld 116^d .

d) Siderische omloopstijd (P) af te leiden uit de synodische (116^d).

$$\frac{1}{116} + \frac{1}{365} = \frac{1}{P} \quad P = 88^d$$

e) Afmetingen van de planeet.

Door de kijker is een wisseling in afmeting van $5''$ tot $13''$ waar te nemen. Uit de bekende afstand volgt de middellijn: $\phi = 0,38 \text{ diam.}_A = 4850 \text{ km}$.

f) Massa.

Uit storingen, die Mercurius teweeg brengt op de meest naburige planeet, d.i. Venus, bepaalt men de massa.

't Effect is echter gering en de bepaling niet zeer nauwkeurig.

Men maakt ook gebruik van de storing in de baan van de komeet van Encke.

Men vindt: $0,054 \text{ m}^2$ - S.G. 6,1. dus groter dan bij de aarde; dit kan nooit verklaard worden uit de samendrukking.

g) Mercuriusovergangen.

Mercurius gaat soms als een zwart puntje over de zonneschijf heen. Om een overgang te kunnen waarnemen, zal de planeet dicht bij de knoop moeten zijn. De aarde bevindt zich in de goede richting omstreeks Mei en November. De knopen hebben immers min of meer een constante richting in de hemelruimte. Deze overgangen zijn overigens van weinig betekenis voor de astronomie.

h) Periheliumbeweging.

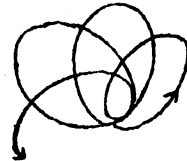
Systematische draaiing van het perihelium (rozetbeweging).

De draaiing van de lange as in de ruimte is $43''$ per eeuw. De algemene relativiteitstheorie verklaart deze beweging kwantitatief, als gevolg van een kleine correctie op de wet van Newton.

i) Rotatie: Men ziet slechts onduidelijke vlekken, steeds in dezelfde stand t.o.v. de terminator.

Antoniadi is er in geslaagd een kaart te maken van Mercurius volg ons waarnemingen van de planeet overdag. Dat de vlekken t.o.v. de terminator steeds dezelfde stand vertonen, wijst er op, dat de planeet steeds dezelfde kant naar de zon keert.

Dit laatste is weer begrijpelijk uit de nabijheid tot de zon en de daaruit volgende sterke getijkrachten (evenals bij de maan). Dus: rotatietijd = revolutieduur.



Rozetbeweging
fig. 237



fig. 238

§ 2. *Physische verschijnselen.*

a)

Albedo: 0,07.

Snel afvallen van de helderheid na volle phase - (poreus oppervlak).

De eigenschappen van Mercurius kijken veel op die van de maan.

Polarisatie: als bij de maan.



fig. 239

b) Spectrum.

Geen kenmerkende lijnen, die ons inlichten over de samenstelling.

c) Temperatuur.

Deze wordt gemeten uit de infraroodstraling. Daar echter het beeld der planeet zo klein is, moet men werken met een uiterst klein thermo-elementje. (0,2 mm).

't Beeld wordt op één van de soldeerpunten gebracht.

620° K Verlichte stuk gloeit nog net niet
0° ? Aan de achterkant zeer koud.

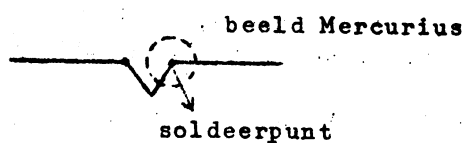


fig. 240

Dit grote T-verschil bevestigt, dat de planeet altijd dezelfde kant naar de zon keert.

d) Atmosfeer.

Theorie van Stoney. Resultaat, dat de meeste gassen verdwenen moeten zijn. Misschien is er in geringe mate nog iets van CO₂. Er is echter niets te merken in het spectrum. De gassen, die eventueel gemakkelijk te ontdekken zijn, zijn O₂, H₂O en CO₂.

Er zijn veranderlijke wolken waargenomen (opwarrelend stof). Er moet dus iets van een atmosfeer zijn, hoewel die spectroscopisch niet aangetoond is kunnen worden. De polarisatiemetingen hebben bewezen dat er een ijle atmosfeer is, ongeveer 3000 maal ijler dan die der aarde.

HOOFDSTUK V

V E N U S

§ 1. *Baan, enz.*

Deze planeet is de helderste aller planeten, en is reeds sedert onheugelijke tijden bekend.

Venus vertoont zich zowel als morgen- als als avondster. Evenals bij Mercurius is er een tijd geweest, waarop de oude volken niet wisten, dat het één hemellichaam was.

Venus is nog te zien als de zon reeds boven de gezichtseinder is wegens haar grote helderheid. Deze planeet is wel het helderste hemelobject na de maan. De helderheid schommelt volgens de afstand van $-3^m.3$ tot $-4^m.3$.

b) *Excentriciteit.*

Deze is de kleinste aller planeten. $e = 0,007$, (dus bijna een cirkelbaan). De helling is: $i = 3^{\circ}24'$.

c) *Omlooptijd.*

We zullen, evenals bij Mercurius, eerst de synodische omlooptijd bepalen.

$$T_{syn} = 584^d \text{ (uit conjuncties te bepalen)}$$

Hieruit:

$$T_{sid} = 225^d. \text{ Deze laatste grootheid is natuurlijk de belangrijkste.}$$

De grootste elongatie, die de planeet bereiken kan, is $47^{\circ} - 48^{\circ}$. Uit deze hoek is het, dat men reeds vroeg de verhouding VZ/AZ heeft kunnen bepalen.

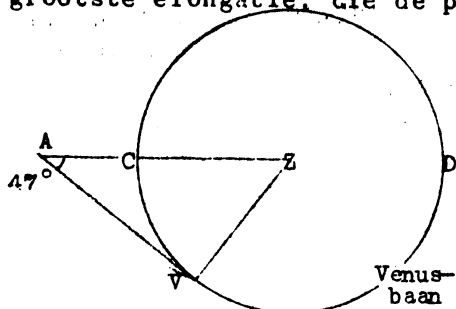


fig. 241

Als de afstanden bekend zijn, dan is de middellijn der planeet te bepalen, uit de hoek waaronder ze zich vertoont. Die hoek blijkt zeer variabel te zijn ($10'' - 64''$). Dit is duidelijk, want uit fig. 241 blijkt direct, dat het zeer groot verschil uitmaakt, of de planeet in C of in D staat.

Ongerekend is de middellijn 12400 km (ongeveer zo groot als de aarde).

$$\text{Massa} = 0,81 m_A; \text{ S.G.} = 5,1$$

d) *Phasen.*

Ook Venus vertoont schijngestalten. De planeet is vol verlicht wanneer hij ver achter de zon staat, en vertoont een sikkels, wanneer de planeet dicht bij ons, vóór de zon staat. De schijngestalten geven aanwijzingen in de richting van de theorie van Copernicus en tegen die van Ptolemaeus.

Volgens Ptolemaeus zou voor een aardse waarnemer de planeet nooit vol verlicht zijn; dus volgens Ptolemaeus zouden de schijngestalten, zoals wij die zien, nooit te begrijpen zijn.

De sikkels van Venus is met het blote oog in zeer uitzonderlijke gevallen waargenomen: scherp gezichtsvermogen en dunne rookwolk.

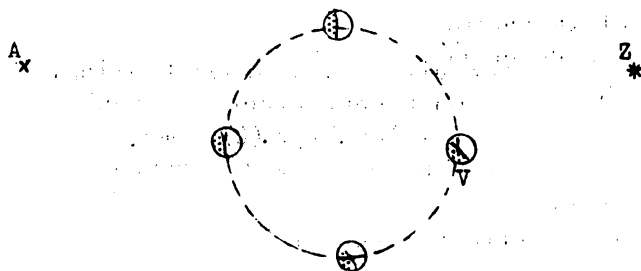


fig. 242

e) *Venusovergangen.*

In tegenstelling tot de Mercuriusovergangen zijn de Venusovergangen zeer belangrijk met het oog op de bepaling van de parallax van de zon. Bij een overgang is er een lichtkrans waar te nemen, die zich om de planeet uitstrekt, zelfs buiten 't zonsoppervlak. Dit betekent, dat er een dampkring moet zijn.

De lichtkrans buiten het zonsoppervlak ontstaat door de breking van het licht door die dampkring.

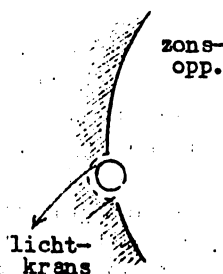


fig. 243

§ 2. *Physische verschijnselen.*

a) *Oppervlakte der planeet.*

Men wil gaarne de oppervlakte dezer planeet bestuderen, om iets van de rotatietijd te weten te kunnen komen. Nu blijkt echter, dat aan het oppervlak niets duidelijk te zien is. Er komen wel details naar voren in ultraviolette opnamen, doch het zijn geen vaste details; het moeten wolken zijn. Het is dus zeer moeilijk iets te zeggen omtrent de rotatieduur. Een tijd lang heeft men getwijfeld tussen twee interpretaties, nl.:

Draaiing om de as in: $\left\{ \begin{array}{l} 24^u \\ \text{of} \\ 225^d \end{array} \right\} ?$

De u.v. opnamen vertonen banden, 32° hellend op de ekliptika.

Als het eventueel 225^d zouden zijn, zou Venus steeds de zon dezelfde kant toekeren.

De methode, die in de eerste plaats beproefd moest worden, is het Dopplereffect

lichtbron } naar violet | naar rood { lichtbron
naar mij toe } | { van mij af

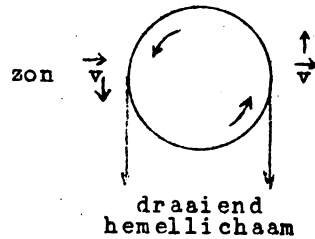


fig. 244

Nu zegt het Dopplereffect, dat:

$$\Delta\lambda = \frac{V}{C}\lambda \text{ voor een bewegende lichtbron.}$$

Wanneer we dit effect willen toepassen op de planeet, dan bedenken we, dat deze werkt als een soort spiegel.

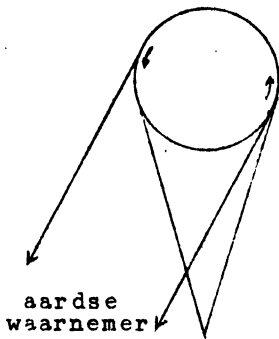


fig. 245a

We krijgen nu het dubbele effect. Immers, dit blijkt direct uit onderstaande tekening:

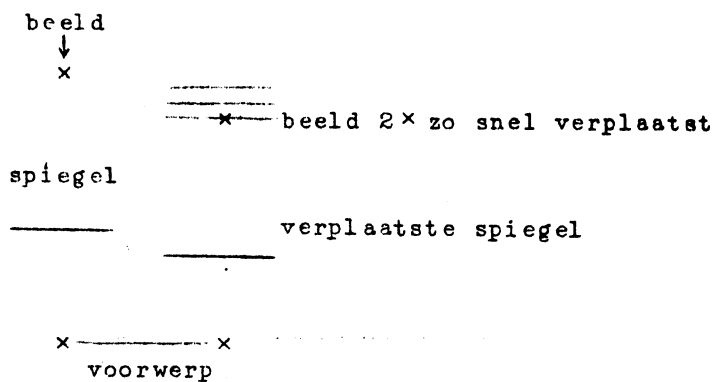


fig. 245b

Dus: $\Delta\lambda = \frac{2V}{C}\lambda$

Wanneer we nu gaan kijken naar de spectraallijnen, dan blijkt het, dat er geen merkbaar Dopplereffect is waar te nemen, d.w.z. dat de rotatiesnelheid zeer gering is. De 24^u is dus uitgesloten. De planeet vertoont geen afplatting; nog een aanwijzing, dat 24^u niet waarschijnlijk is.

We zullen nu aantonen, dat 225^d te lang is, nl. uit de temperatuurbepaling.

b) *Temperatuurbepaling.*

Bepaling uit infrarode straling van de planeet: zie blz. 91.

Men vindt temperaturen, die van $1240^{\circ}K$, zowel op de donkere als op de heldere helft.

Dit is wel heel iets anders dan bij Mercurius, de tegenstellingen zijn veel minder groot. Dit bewijst, dat Venus niet steeds dezelfde kant naar de zon toegekeerd heeft. De rotatie gebeurt dus ook niet in 225^d . Waarschijnlijk is het een periode tussen 24^h en 225^d .

c) *Albedo.*

Venus heeft de grootste albedo, nl. 0,76.

Deze hoge waarde is te begrijpen, omdat de planeet omringd is door een dampkring, waarin wolken zweven.

Opvallend is het langzaam afvallen van de helderheid als functie van de phasehoek, in vergelijking met de maan.

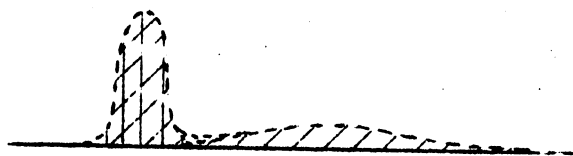


fig. 247

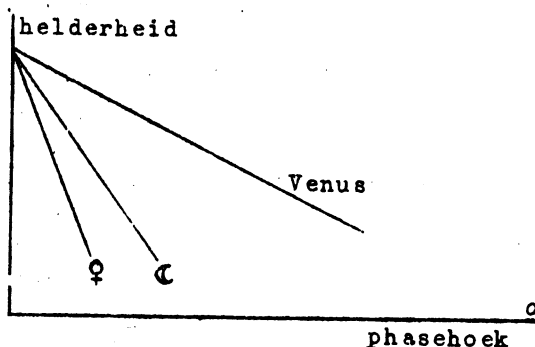


fig. 246

De verhouding tussen het zichtbare licht en het infrarode is heel anders door de hoge albedo: bemerk de verhouding der toppen; ook valt de eigenstraling in het verre infrarood, daar de T aanmerkelijk lager is dan bij Mercurius.

d) Atmosfeer.

- 1e) Veranderlijke oppervlakedetails;
- 2e) Lichtkring bij Venusovergang;
- 3e) Hoge albedo;
- 4e) Het voorkomen van een schemeringsboog.

De punten van de zeer smalle sikkel liggen niet op de diameter, doch lopen nog door. Soms is zelfs de gehele lichtkring te zien, die de eigenlijke sikkel sluit.

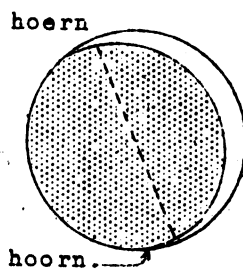


fig. 248

e) Polarisation.

De polarisation als functie van de phasehoek is geheel anders dan bij de Maan of Mercurius.

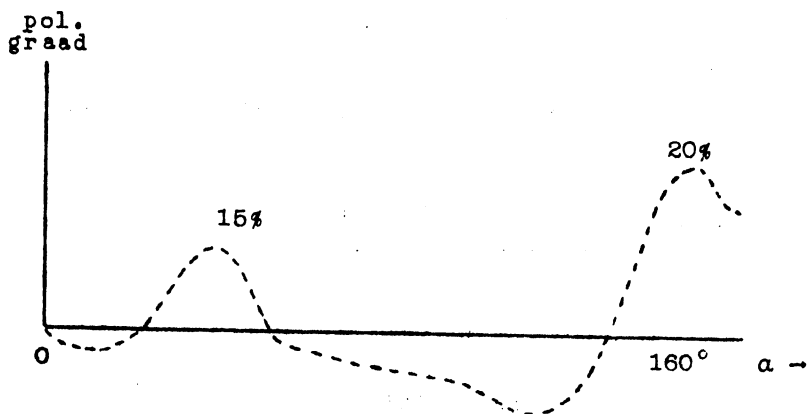


fig. 249

In het laboratorium kunstmatig te verwekken door een nevel van druppeltjes van de orde 2μ .

f) Spectrum.

Stel, men richt de spectroscop op het planeetoppervlak. Wat kan men verwachten waar te nemen?

Spectroscop gericht op vaste stof of vloeistof:

De invallende straal dringt een eindje de vaste stof binnen en stoot daar op kristalletjes, die op hun beurt het licht verstrooien. Naarmate de lichtstraal een langere weg in de stof aflegt, zal hij door de absorptie in de stof sterker gekleurd kunnen worden, bijv. steeds groener worden. Dit is het geval, wanneer de straal dieper in de stof doordringt.

Men ziet dan in het spectrum wazige absorptiegebieden, omdat de moleculen van de stof zo dicht bij elkaar zitten, dat ze elkaar te veel storen en geen scherpe lijnen geven.

Spectroscop gericht op een gas, tegen een heldere achtergrond.

We krijgen dan scherpe, donkere spectraallijnen.

Er zijn nu twee mogelijkheden:

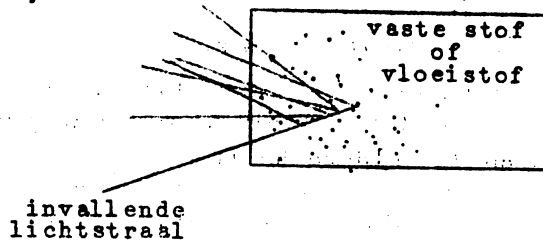


fig. 250

Het gas bestaat uit:

- a) atomen; b) moleculen.
- a) Wanneer het gas uit atomen bestaat, dan zijn in het spectrum afzonderlijke lijnen te zien.
- b) Wanneer het gas uit moleculen bestaat, dan is het spectrum direct veel gecompliceerder. De lijnen zijn dan verenigd tot banden; ze verdichten zich naar de bandenkoppen toe. Dit is een zgn. *bandenspectrum*. Wanneer men nu met de spectroscop Venus onderzoekt, dan zijn er in het spectrum

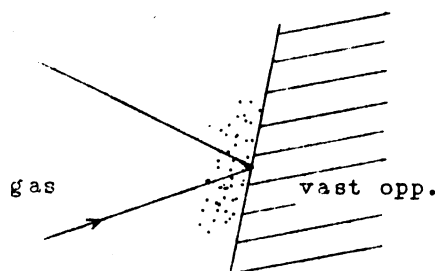


fig. 251

drie bandenkoppen van CO₂ in het verre rood waar te nemen (8000 - 9000 Å).



verdichting

fig. 252

Bepaling hoeveelheid CO₂.

Deze bepaling is wel zeer moeilijk om in het laboratorium te doen. Het lukt pas wanneer men een buis neemt van 40 meter lengte met CO₂ onder 10 atmosferen er in.

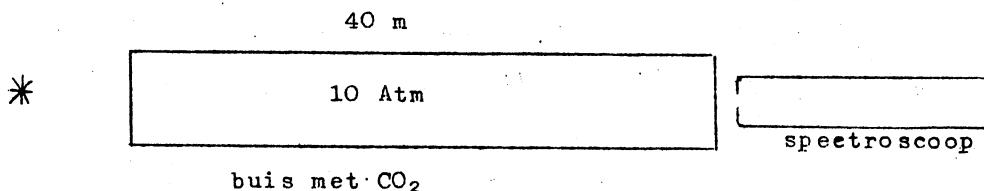


fig. 253

Het is nog moeilijk om te zeggen, hoe dik de laag eigenlijk wel is, daar 40 meter onder een druk van 10 atmosferen niet precies even sterke spectraallijnen hoeven te geven als 400 meter bij 1 atmosfeer.

Er is nog iets, dat men uit het spectrum kan halen. Uit de sterkteverhouding van de lijnen kan men iets over de temperatuur te weten komen. Men vindt 320° K. Deze waarde is dus van dezelfde orde als wat bepaald was uit de infrarode straling.

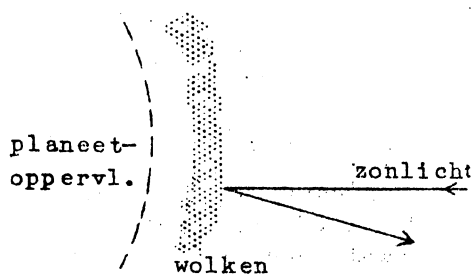
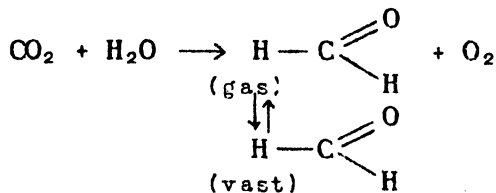


fig. 254

Wanneer we fig. 254 bekijken, dan zien we, dat we alleen maar iets te weten kunnen komen over dat gedeelte van de dampkring, dat boven de wolken ligt. Wat zijn die wolken? Vroeger met men T=330°K en besloot, dat de wolkken geen waterwolken kunnen zijn, anders moesten bij die hoge temperatuur direct waterdamplijnen in het spectrum te zien zijn. Er is nu een hypothese geopperd (die achteraf fout bleek te zij); bij het ontstaan van de

planeet zou een overmaat CO₂ zich verponden hebben met H₂O onder inwerking van de ultraviolette zonnestraling:



De wolken zouden bestaan uit: $H-C=O$ (formaldehyde) gepolymeriseerd tot vast, wit formaldehyde.

Er moet dan een evenwicht tussen vast en gasvormig formaldehyde zijn.

Deze hypothese bleek echter niet waar te zijn, want er zijn geen lijnen van formaldehyde in het spectraalgebied ontdekt.

Tegenwoordig wordt ~~toch weer aan water gedacht~~, nu de nieuwere temperatuurmetingen zoveel lager blijken uit te vallen.

§ 1. Baan, enz.

a) *Paar.*

Mars (corlogsgo) was ook reeds in de oudste tijden bekend. De planeet viel op door zijn rode kleur en de grote snelheid, waarmee hij zich door de sterren beweegt. Het is Kepler, die de baan van Mars bestudeerd heeft. Zoals wij straks zullen zien, is het gelukkig, dat Kepler met Mars begonnen is, daar hij hier, dank zij de grote excentriciteit, de perkenwet heeft kunnen afleiden en later de ellipsvorm

Mars is een buitenplaneet. De helderheid is het sterkst in oppositie. Toch scheelt die helderheid nog in de verschillende opposities, want de baan is sterk excentrisch.

Oppositie in perihelium:

afstand tot de aarde 56 miljoen km;

schijnbare helderheid $-2^m,8$.

Oppositie in aphelium:

afstand tot de aarde 101 miljoen km;

schijnbare helderheid $-1^m,1$.

Zoals we zien, scheelt het wel bijna een factor 2 in de afstand tot de Aarde.

Na Venus is Mars een der helderste hemelobjecten.

De gemiddelde afstand tot de zon is:

$a = 1,52$ A.E.

Excentriciteit: $e = 0,093$

Helling: $i = 1^{\circ}51'$

$T_{sid} = 687^d$

$T_{syn} = 780^d$

Omloopstijd: $T_{sid} = 687^d$

De middellijn in hoekmaat wisselt van $25''$ tot $3'',5$.

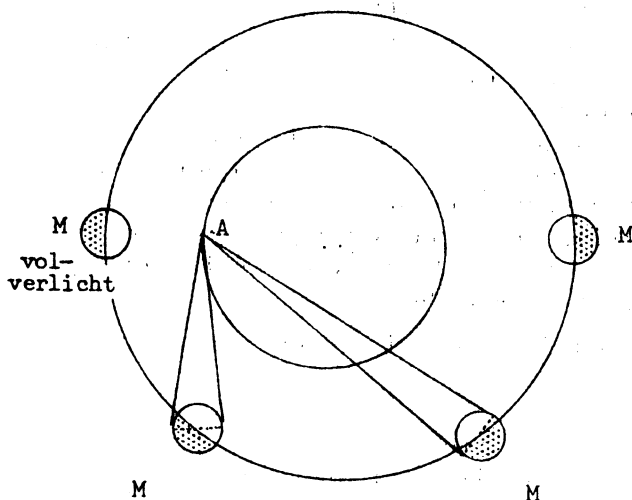
S.G. 4,12.

Men vindt voor de diameter: $\phi = 6770$ km = $0,53 \times \text{diam. A}$. Massa $0,107 m_A$.

Mars is bij oppositie in een kijker van gemiddelde sterkte even groot als de Volle Maan met het ongewapende oog. In de grootste instrumenten is het beeld 5 mm.

b) *Schijn gestalten.*

Bij Mars is slechts weinig van schijn gestalten te zien. Er is geen EK of LK, maar soms is de planeet niet helemaal vol:



De grootste phasehoek bij Mars bedraagt 47° .

De buitenplaneten, die nog veel verder verwijderd zijn dan Mars, vertonen vrijwel geen schijn gestalten meer.

fig. 256

c) *Rotatie.*

Een van de documenten, waarop men steunt, is van Christiaan Huygens (1659), die met zeer primitieve middelen een schetsje van het Marsoppervlak maakte. Sinds 1659 zijn er zeer veel omwentelingen geweest. Met die oude tekening kan men nu de rotatietijd berekenen. Er is gevonden: $24^h 37^m 22^s,58$; dus de dag op Mars duurt slechts weinig langer dan die op aarde.

$\epsilon_{Mars} = 24^{\circ}$, bij de aarde $23\frac{1}{2}^{\circ}$.

d) De planeet vertoont een geringe *afplating*.

$$\text{Afplating} = \frac{a - b}{a} = \frac{1}{190}$$

Die afplating is haast niet te meten. Zij is echter af te leiden uit de storingen in de banen der satellieten. Mars bezit tengevolge van de afplating een aequatoriale gordel, die een storing uitoefent op de satellieten van Mars.

Voor de satellieten geldt nu:

- 1e) De knopen lopen terug;
- 2e) Het perihelium draait geleidelijk vooruit.

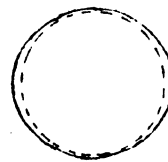


fig. 257

§ 2. *Physische verschijnselen.*

a) *Het oppervlak van de planeet.*

Dit is zeer goed bestudeerd, zowel fotografisch als visueel. De beste tekeningen van het oppervlak zijn gemaakt door *Antoniadi*. Op het oppervlak zijn te zien:

- 1e) Poolkappen;
- 2e) Roodbruine gebieden ($\pm 5/8$ van het opp. der planeet);
- 3e) Donkere, grijsgroene gebieden.

Poolkappen.

Deze breiden zich uit, naarmate het winter wordt. 's Winters heeft zulk een poolkap de grootste uitgebreidheid. Half Maart wordt het gebied weer kleiner om in Mars-Juli ongeveer zijn minimum te bereiken, daarna weer groter wordend in September. De vraag doet zich nu voor, of we nu inderdaad met ijs of sneeuw te maken hebben?

Het blijkt, dat we met ijs te doen hebben. In het nabije infrarood heeft men de absorptiegebieden van ijs gevonden. 't Ijs heeft waarschijnlijk een vrij korrelige structuur (rijp?). Interessant is het, om het geleidelijk wegsmelten van een poolkap te volgen. Het laatste ijs verdwijnt altijd op bepaalde punten op enige afstand van de pool (vergelijk de aarde). Het koudste punt bevindt zich ca 7° van de Marspool. Men noemt dit koudste punt de zgn. 'koude-pool'.

Wanneer men het smelten nauwlettend volgt, dan bemerkt men, dat dit het ene jaar vlugger gaat dan het andere: de winters zijn verschillend streng.

Op de terminator zijn geen onregelmatigheden waargenomen; daaruit kan men concluderen, dat er geen steile hellingen aanwezig zijn. Er zijn vermoedelijk geen hoogteverschillen tot 1000 m.

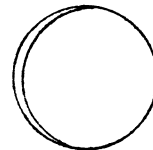


fig. 258

De roodbruine gebieden zijn waarschijnlijk woestijngebieden (bijmenging van ijzeroxyde).

Grijsgroene gebieden.

Oorspronkelijk dacht men met zeeën te doen te hebben, doch er is nooit enige reflex van het zonlicht waargenomen. Bovendien is het bestaan van water op Mars moeilijk aan te nemen, aangezien de dampkringsdruk zo gering is. Men ziet echter wel seizoenvariatiën optreden in de blauwgroene gebieden. Naarmate de poolkap in de lente verdwijnt, verschijnt daaronder een donkerbruine zoom die naar de aequator verschuift met een snelheid van ongeveer 4 km/uur (water?). In de tropische gebieden ziet men de donkere vlekken duidelijker worden. In de loop van de zomer worden de poolgebieden bleker van kleur. De onderstelling is nu, dat de donkere gebieden zouden bedekt zijn met plantengroei. Bovendien wordt die veronderstelling nog versterkt door het feit, dat er veranderingen van het ene op het andere jaar te zien zijn; dit is toch iets, dat men zich heel goed bij een eventuele plantengroei kan voorstellen.

Een andere veronderstelling is, dat er bepaalde soorten gesteenten aanwezig zouden zijn, die bij uitdroging hun kleur verliezen.

Spectrum. Hoe is het spectrum der grijsgroene gebieden?

Men zocht naar de karakteristieke infrarode reflectiegebieden van chlorophyl (bladgroen). Die zijn echter niet gevonden; hetgeen nog niet wil zeggen, dat er geen plantengroei zou zijn. Er zijn immers plantensoorten met andere

kleurstoffen dan chlorophyl, bijv. sommige wieren. Bovendien blijkt dat korstmossen, die chlorophyl bevatten, er in reflectie niets van vertonen, omdat het chlorophyl te diep zit. Waarschijnlijk zijn er dus laag-ontwikkelde planten op Mars, misschien in een laag van slechts enkele mm dikte. Zeer belangrijk is de verhouding van de absorptieband van de organische groep CH of CH₂ bij 3 μ .

De Kanalen.

Schiaparelli, en op zijn voetspoor Lowell, dachten fijne kanalen waargenomen te hebben. Zij zagen wel meer dan 400 rechte lijntjes, juister gezegd, bogen van grote cirkels. Waar de lijntjes elkaar kruisten, zagen zij donkere plekje (± 50 in getal), die zij 'oasen' noemden. Soms verdubbelden zich de kanalen (fig. 259).



fig. 259

Wanneer nu het smelten van de poolkap begon, werden de kanalen duidelijker. Het was net, of er zich een golf door voortplantte met een snelheid van ongeveer 3 km per uur. Deze overschreed uiteindelijk zelfs de aequator. Een half jaar later herhaalde zich de golf, wanneer de Zuid-poolkap begon te smelten. Ook deze golf overschreed nog de aequator. Hieruit concludeerde men, dat er aangelegde kanalen moesten zijn. De verdubbeling van de plantengroei zou de verdubbeling van de kanalen moeten verklaren (vergelijk: de Nijl in Egypte, gezien vanuit een vliegtuig). Om te verklaren dat het water aan de aequator nu eens van Zuid naar Noord, dan van Noord naar Zuid stroomt, moest men aannemen, dat er vernuftige pompinstallaties opgesteld zijn, die er voor zorgden, dat het water tot voorbij de aequator voortgeperst kon worden. De gehele redenering is zeer goed en vernuftig en welkome logisch; en dan te bedenken, dat deze is opgebouwd uit slechts enkele waarnemingen! Het zwakke punt is echter de waarneming zelf van de kanalen.

Naarmate er betere kijkers kwamen, zag men steeds minder van de kanalen, of soms verdwenen ze geheel en al. Vandaar, dat het bestaan van de kanalen langzamerhand meer en meer betwijfeld werd. De waarnemer is altijd geneigd, de beelden te scherp, te geometrisch weer te geven. Hij weet, dat er een correctie op iedere waarneming nodig is, omdat de kijker alles waziger maakt en hij laat er zich toe verleiden de waarnemingen over te corrigeren. Bekijken we een fotografische afbeelding, dan is deze steeds waziger dan een visuele, die veel geometrischer is.

b) Wolken op Mars.

Af en toe verschijnen nabij de terminator heldere wolken of nevels, die verlicht zijn door het zonlicht. Er zijn geelachtige, op een hoogte van 3 - 5 km, en andere, blauwachtige, op een hoogte van 10 - 30 km. Ze verplaatsen zich met een snelheid van 5 à 10 meter per seconde.

c) Albedo van de planeet.

Deze is niet zo goed te bepalen als bij de binnenplaneten. We zien immers de planeet niet van alle richtingen. De phasehoek blijft $< 47^\circ$. Binnen deze hoek kunnen we de straling van Mars opvangen, doch voor de rest moet zo goed mogelijk geëxtrapoleerd worden.

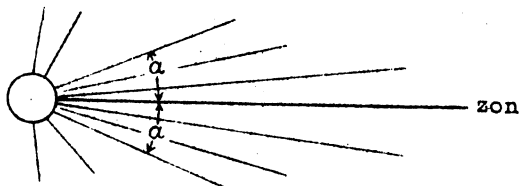


fig. 261

Voor de albedo vindt men:

Visueel	0,154	{ geel groen
Fotografisch	0,090	

Dit verschil is in overeenstemming met roodachtige kleur. De albedo is dus niet zo hoog als bij Venus en bij de Aarde, doch hoger dan bij Mercurius en de Maan (Vaste bol met een ijle dampkring;) het is ongeveer de albedo van woestijnen. Alleen in het I.R. is het terugkaatsend vermogen veel slechter, ongeveer zoals van bepaalde eruptieve gesteenten.

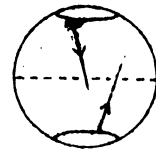
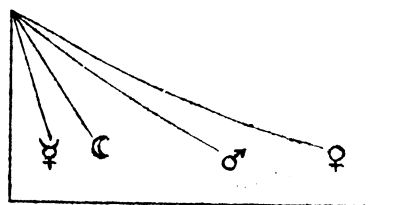


fig. 260

d) Afvallen van de helderheid .



Dit is het bewijs, dat we niet te maken hebben met een poreus lichaam, doch waarschijnlijk met een gladde bol.

fig. 262

e) Polarisatie.

Het gedrag van de polarisatie stemt met Mercurius en de Maan overeen. Dit is enigszins verwonderlijk, gezien het verschil in de fotometrische eigenschappen. Vermoedelijk hebben we hier een geheel ander soort gesteente, dat echter ook het oppervlak als een fijn poeder bedekt en daardoor een analoge polarisatie vertoont, maar er zijn geen kuilen in het oppervlak.

f) Het spectrum.

De gassen, die wij zoeken, zijn O_2 en H_2O . Deze gassen hebben zeer goed zichtbare lijnen in het visuele gebied; doch de moeilijkheid doet zich voor, dat wij dwars door de atmosfeer van de aarde heen moeten kijken, en dat deze ook O_2 en H_2O bevat.

We maken nu gebruik van het feit, dat door de baanbeweging de planeet soms naar ons toe en soms van ons af gaat, zodat de lijnen van de planeet door het Doppler-effect verschoven zijn t.o.v. die der aarde.

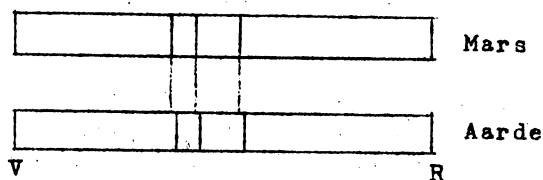


fig. 264

We zouden nu moeten zien dat dezelfde lijnen in het Marsspectrum een beetje naast de overeenkomstige strepen van het aardpectrum vallen. In de praktijk echter kan dit niet zo mooi verwacht worden als het hier voorgesteld is: het Dopplereffect t.o.v. de wazigheid der spectraallijnen is zeer gering. Men kan nu hopen, dat althans het zwaartepunt van de lijn een klein beetje verschoven is. We bepalen dus λ en zien, of de lijnen iets verschoven zijn.

Met bovenstaande methode heeft men nu gevonden, dat de O_2 -hoeveelheid in elk geval $< 1/1000$ van de hoeveelheid op aarde moet zijn. Evenzo voor: $H_2O < 1/100$ van de aardse hoeveelheid.

De waarnemingsmethoden zijn dus nog niet nauwkeurig genoeg om deze gassen aan te tonen; als ze aanwezig zijn, zijn ze zeer ijl.

Daarentegen is CO_2 met stelligheid gevonden in de Mars-atmosfeer (lijnen in infrarood). In dit gebied is fotograferen onmogelijk, maar PbS-cellen zijn daar zeer gevoelig (tot 3μ).

Het maken van foto's in verschillende kleuren.

Eigenlijk is het weer een verkorte manier om iets van het spectrum te weten te komen. Ook op aarde kennen wij deze methode: (fig. 266a-b) We doen nu hetzelfde voor Mars.

In het infrarood is de vaste korst der planeet zelf te zien. In het ultraviolet komen we niet door de dampkring heen wegens de sterke verstrooiing. De ultraviolette beelden zijn veel groter dan de rode; het verschil in grootte bedraagt wel 3 tot 6%, wat onbegrijpelijk veel is en niet geheel betrouwbaar

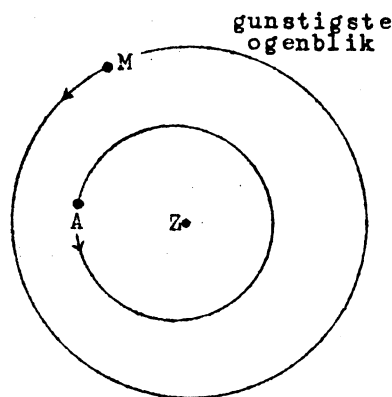


fig. 263

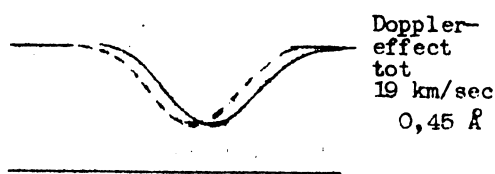


fig. 265

lijkt. (P.S.: nieuwste bepalingen geven 1%).

achtergrond nevelig



ultraviolet

fig. 266a



zelfde landschap
in infrarood

fig. 266b

Wanneer we opnamen van Mars maken, dan zijn er geen details aan de rand te zien; de dampkring verdoezelt alles.

Rekening houdend met wat we weten, heeft men nu wel de overtuiging gekregen, dat de planeet Mars een atmosfeer heeft, zij het ook ijl.

Redenen samengevat:

- 1e) Spectrum CO_2
- 2e) Wolken en nevels
- 3e) Poolkappen, die verschijnen en verdwijnen
- 4e) Schemeringsboog

Hieruit wordt de hoogte van de dampkring op ± 30 km geschat.

- 5e) Verdwijnen van de details aan de rand en op de ultraviolette foto's.

Uit de lichtverstrooiing schat men de dampkringsdruk op 1/10 atmosfeer.

Deze dampkring bestaat vermoedelijk uit N_2 , A, een weinig CO_2 .

g) *Temperatuur.*

Dit doen we weer met ons thermo-elementje. We vinden nu, dat de temperatuur kan oplopen tot 30°C in de tropische gebieden van Mars. Bij de poolkappen daalt de T soms tot -100°C . In de blauwgroene gebieden is T weer iets hoger dan in de roodbruine. De gemiddelde temperatuur is ongeveer -25°C .

Eindbeeld:

De planeet is dus gekenmerkt door zeer weinig H_2O en woestijntoestanden.

§ 3. Satellieten.

2 Satellieten zijn met grote kijkers waar te nemen, wanneer Mars het dichtst bij de aarde is. De satellieten zijn:

- Phobos (de Vrees)
- Deimos (de Schrik)

Phobos.

Deze satelliet is de binnenste. $a = 9380$ km (afstand tot de planeet).

$T_{sid} = 0^d 7^h 39^m$ (d.w.z. dat Phobos vanuit Mars gezien in het Westen opgaat.

Bovendien loopt Phobos veel sneller dan Mars draait).

$T_{syn} = 11^h$

(Uit: $\frac{1}{T_{syn}} = \frac{1}{7} - \frac{1}{24}$) T_{syn} betekent hier: interval tussen 2 culminaties.

Deimos.

$a = 23460$ km

$T_{sid} = 1^d 6^h 17^m$

$T_{syn} = 132^h$

(Uit: $\frac{1}{T_{syn}} = \frac{1}{24} - \frac{1}{30}$).

Diameters.

Deze zijn niet direct meetbaar. Men bepaalt ze uit de lichtsterkte \times oppervlak \times albedo. Omgekeerd als de lichtsterkte en de albedo bekend zijn, dan is het oppervlak bekend, dus de diameter. Uit hetgeen we van andere hemellichamen weten, ligt de albedo tussen 0,15 en 0,60. Neem een gemiddelde waarde en bereken het oppervlak (bv. door vergelijking met Mars).

Resultaat:

Phobos: middellijn 15 km;
Deimos: middellijn 8 km.

HOOFDSTUK VII. PLANETOÏDEN

§ 1. Algemeen.

Reeds lang is er gezocht naar een systeem in het zonnestelsel, in het bijzonder naar een wetmatigheid van de afstanden van de planeten tot de zon. 1772: Titius-Bode geven volgende regel:

4	4	4	4	4	4	4	4
-	3	6	12	24	48	96	192
4	7	10	16	28	52	100	196
Merc.	Venus	Aarde	Mars		Jupiter	Saturnus	Uranus
In wer- 3,9	7,2	10	15,2		52	95,4	192

kelijkh. Ook andere empirische regels zijn voorgesteld, bv. $a = 1,53^n$

Hier moet echter niet al te veel waarde aan gehecht worden. (Zie bijv. bij Mercurius, waar het kunstmatig in orde gemaakt is.) De verklaring van de regel van Titius-Bode zal alleen in de cosmogonie te geven zijn.

Pas in 1782 ontdekte men Uranus en nu bleek, dat deze planeet in het systeem paste (192).

De gaping bij 28 gaf aanleiding tot het zoeken naar een planeet. In 1800 verscheen de dissertatie van Hegel. Deze toonde met 'wijsgerige' beschouwingen aan, dat er niet meer dan 7 planeten konden zijn!

Op 1 Januari 1801 werd door Piazzi de eerste planetoïde ontdekt (Ceres). Hij werd echter ziek en de planetoïde was voor anderen niet meer te vinden.

Gauss werkte toen een systematische methode uit om uit 3 of meer waarnemingen de baanelementen te bepalen. Gelukkig werd met behulp van deze theorie op 2 Januari 1802 de planetoïde Ceres weer teruggevonden, terwijl in de hieronder volgende jaren de volgende planetoïden werden ontdekt:

1802	Pallas	1807	Vesta
1804	Juno	1845	Astraea

Langzamerhand werden er steeds meer ontdekt. Vroeger moest men alle sterren tot een bepaalde holderheid tekenen en dan nauwkeurig nagaan, of er één verplaatst was. Met de fotografie echter neemt men een foto in de ecliptica; een planetoïde is in de tijd van één opname al zover verplaatst, dat hij een streepje geeft. (fig. 267a).

Voor zwakke planetoïden is deze methode niet bruikbaar, daar het licht van de planetoïde over een zeker lichtspoor verdeeld moet worden. Daarom geeft men de kijker een zekere beweging, zó groot, als men verwacht, dat de beweging van de planetoïde zal zijn (fig. 267b).

Er zijn er al meer dan 1700 bekend. Per jaar komen er thans een 300 bij. Men schat, dat er met de grote kijkers een 40.000 te ontdekken zijn. Het berekenen echter van een dergelijk groot aantal banen kost zeer veel tijd.

Men geeft de planetoïden aan met een omcirkeld nummer (123) en met een mythologische of andere naam.

De afstanden tot de zon variëren meestal van 2,3 tot 3,3 AE (halve lange assen). Gemiddeld dus 2,8. Zet men de aantallen, die een zekere periode hebben, uit tegen de periode, dan komen er merkwaardige gapingen te voorschijn.

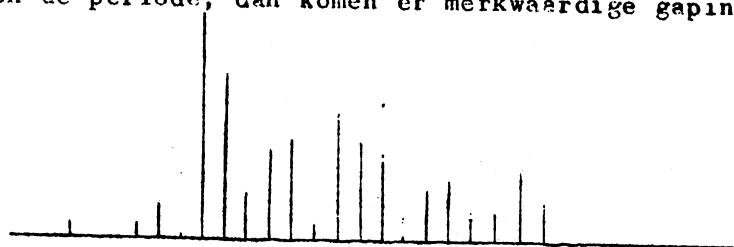


fig. 268



fig. 267a

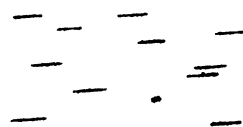
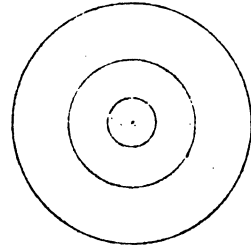


fig. 267b

Er zijn leemten op de plaatsen, waar de periode in eenvoudige verhouding staat tot de periode van Jupiter.

$$\begin{aligned} 1/2 \times P_J &= 6J \\ 1/3 \times P_J &= 4J \\ 2/5 \times P_J &= 4J,9 \end{aligned}$$

fig. 269



In al deze gevallen zal Jupiter steeds op hetzelfde punt van de baan een storing veroorzaken, en daardoor vermoedelijk de planetoïde uit zijn baan werpen.

Er zijn verscheidene planetoïden, die tot zeer dicht bij de zon kunnen komen en ook tot ver buiten de Jupiter-baan, dus merkbaar buiten de planetoïden-gordel. Hier volgen enkele voorbeelden.

	a	Excentriciteit	Kleinst bereikbare afstand tot de Aarde		
			Perihelium Afstand in AE	Kleinste afstand tot Aarde	Aphelium Afst. in AE
Eros	1,46	0,23	20 miljoen km		
Amor			15 miljoen km		
Apollo	1,29	0,57	0,64	10 miljoen km	
Adonis		0,78	0,44	1,8 miljoen km	
Hermes		0,47	0,68	0,6 miljoen km	
Icarus		0,79	0,24	7 miljoen km	1,90
Hidalgo		5,71	0,65		9,6

Trojanen.

Men herinnere zich de libratiepunten bij het drie-lichamen-systeem.

Op de twee hiermee overeenkomende punten bevinden zich een aantal planetoïden: de Trojanen (eigenlijk de Trojanen en de Grieken). Ze voeren kleine schommelingen uit om de libratiepunten. Prachtige verificatie van de hemelmechanica. Het bestaan der libratiepunten was 100 jaar geleden al theoretisch afgeleid door Laplace.

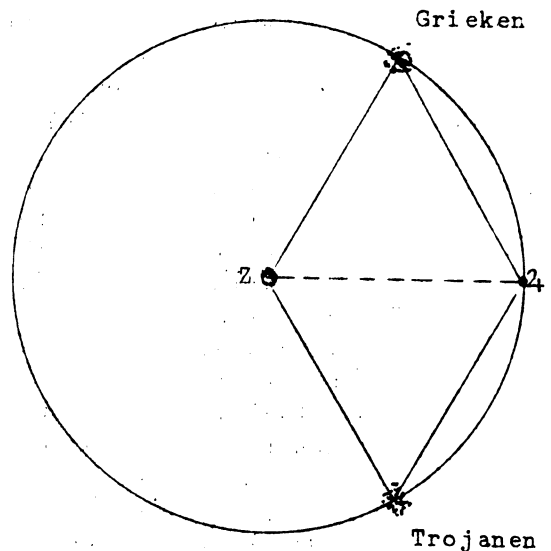


fig. 270

§ 2. Physische eigenschappen.

Het is erg moeilijk om iets over de diameters te weten te komen, daar deze zo klein zijn. Met grote kijkers evenwel is men er in geslaagd van vier planetoïden de middellijn te meten.

Men vond:

Ceres	ø 770 km	Juno	ø 190 km
Pallas	490 km	Vesta	390 km

Bovendien is de diameter van Vesta nog met de interferometer bepaald. Men vond 400 km.

Kent men nu de diameters, dan zijn tevens ook de albedo's te berekenen:

Albedo Ceres	0,06	Albedo Juno	0,12
Pallas	0,07	Vesta	0,26

Door een gemiddelde albedo aan te nemen voor de andere planetoïden, kan men hun diameter schatten.

Voorbeeld: Juno is van schijnbare helderheid $5^m.7$. Nemen we nu een planetoïde van 14^m en vergelijken deze met Juno ($5^m.7$), dan levert dit een verschil in schijnbare helderheid van 8^m , d.w.z. dat de verhouding van de helderheden gelijk is aan:

$$(2,5)^{8,3} \approx 2000.$$

Conclusie: Een planetoïde van de 14^e grootte is $2000 \times$ zwakker dan Juno, d.w.z. dat de diameter $45 \times$ kleiner dan Juno zal zijn, dus zoiets als 4 km. Bij een albedo 0,06 zou men 6 km vinden.

Men is dus in staat de grootte van andere planetoïden te bepalen uit een geschatte albedo. De meeste planetoïden hebben diameters van 15 - 75 km, maar er zijn er ook van 1 à 2 km.

De massa der planetoïden is niet langs directe weg te bepalen, daar hun onderlinge storingen te klein zijn om waargenomen te kunnen worden. Men maakt dus een schatting omtrent het soortelijk gewicht en berekent de massa uit het volume. De totale massa is $< 1/3000$ der aardmassa.

De albedo's van de planetoïden zijn betrekkelijk laag, d.w.z. dat men in het algemeen met gesteenten te maken heeft en er geen atmosfeer aanwezig is.

Bovendien zijn die stukken steen veel te klein om een atmosfeer vast te kunnen houden. Het zijn dus rotsblokken zonder meer.

90% der planetoïden vertonen helderheidsabnormelingen. Daarvoor zijn er twee verklaringen:

- 1e) Onregelmatige vormen;
- 2e) Toch bolvormig, doch plaatselijk verschillend van oppervlakte, en dus van albedo.



Men heeft bovengenoemde mogelijkheden toch goed van elkaar kunnen onderscheiden. Een mooi voorbeeld is: Eros. Hier is een zeer duidelijke helderheidswisseling waar te nemen. In 1931 heeft men de langwerpigheid rechtstreeks door de kijker kunnen waarnemen en zelfs zag men de richting van de rotatie die in de normale zin geschiedde. Hieruit heeft men kunnen opmaken:

lengte 22 km

breedte 6 km

Eros heeft men nodig voor de bepaling van de zonsparallax. Het is dus iets onrustbarends om met zo'n asymmetrische planetoïde als

Eros is, de zonsparallax te gaan bepalen. (Lichtzwaartepunt zou kunnen verschillen van massazwaartepunt.) Gelukkig echter zijn de uitkomsten bevredigend gebleken, al had men liever een bolvormig hemellichaam gehad.

Men heeft bij sommige planetoïden een duidelijke beslissing kunnen krijgen omtrent de oorzaak van de helderheidswisselingen. Stel P = de periode der helderheidswisseling; bij hypothese (1) zou de omloopstijd $2P$ zijn, bij hypothese (2) zou het P zijn. Tussen die twee kan men kiezen, als men opmerkt dat de periode in de buurt van de oppositie verkort lijkt: dit is het gevolg van het feit, dat de Aarde dan een vrij grote hoeksnelheid heeft t.o.v. de draaiende planetoïde; die bekende hoeksnelheid $1/A$ voegt zich bij die van de rotatie en maakt dat wij een periode P' waarnemen in plaats van P . De verhouding $P' : P$ is bekend; verder geldt

$$\text{òf: } \frac{1}{P} + \frac{1}{A} = \frac{1}{P'} \quad (\text{hypothese 2})$$

$$\text{òf } \frac{1}{2P} + \frac{1}{A} = \frac{1}{2P'} \quad (\text{hypothese 1}).$$

Men vindt aldus, welke van de twee hypothesen uitkomt.

De grote fluktuaties blijken altijd te wijten aan onreg. vorm.

Deze is gemeten bij Vesta. De polarisatie gelijkt op die van de Maan en Mercurius. Dus: ruwe, poreuze, onregelmatige oppervlakken.

fig. 271a

fig. 271b

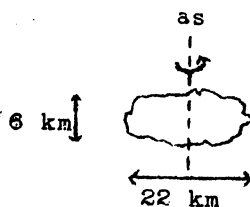
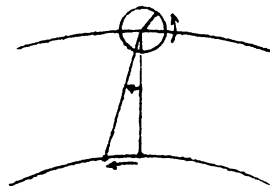


fig. 272

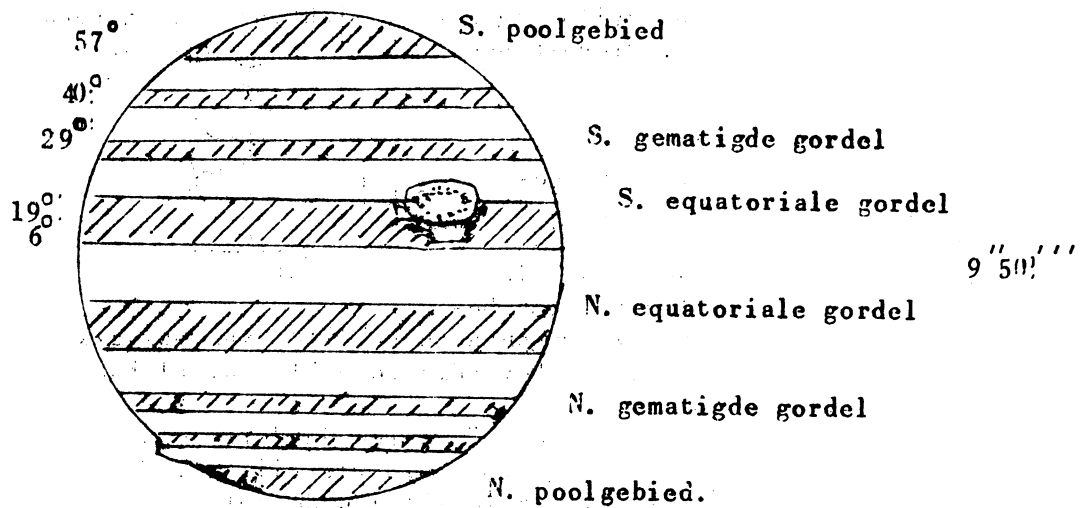


§ 3. *Ontstaan der Planetoïden.*

Voor het ontstaan hiervan bestaan twee theorieën:

- 1e) De planetoïden zouden ontstaan zijn door het kapotspringen van een planeet;
- 2e) De planetoïden zouden nog niet volgroeide planeten zijn.

Voor de eerste theorie pleit de onregelmatige vorm. De banen der fragmenten zouden elkaar alle in eenzelfde punt moeten snijden; maar ze zullen gestoord zijn door Jupiter, wellicht ook door Saturnus. Bij dergelijke storingen echter blijven bepaalde eigenschappen van de banen onveranderd, bv. halve lange as a , de helling op de Jupiterbaan, enz. Inderdaad heeft men 6 groepen planetoïden gevonden, zogenaamde *families* van 16 - 81 leden ekk, die aan deze voorwaarden voldoen. Vermoedelijk waren er oorspronkelijk 5 - 10 planeetjes, die door botsingen tegen elkander stukgesprongen zijn. Ongeveer 15 % der planetoïden behoort tot een der bekende families.



HOOFDSTUK VIII. J U P I T E R 4.

§ 1. Algemeen.

Dit is de grootste planeet van het geheel. Het gewicht van Jupiter is al groter dan dat van alle andere planeten tezamen. Na Venus is Jupiter de helderste planeet. Hij kan (bij oppositie) een helderheid van $-2^m.5$ bereiken. De best waarneembare opposities zijn 's winters, als de planeet hoog staat.

$$a = 5,2 \text{ AE}$$

$$e = 0,05$$

$$T_{sid} = 11,86 \text{ jaar} \quad T_{syn} = 13 \text{ maanden.}$$

$$\text{diameter} = 10,95 \times \text{diameter aarde}$$

$$\text{afplatting} = 1/15$$

De nauwkeurigste waarneming voor de afplatting wordt gehaald uit de satellieten, waarvan de knopenlijn terugloopt tengevolge van de storende aequatoriale gordel.

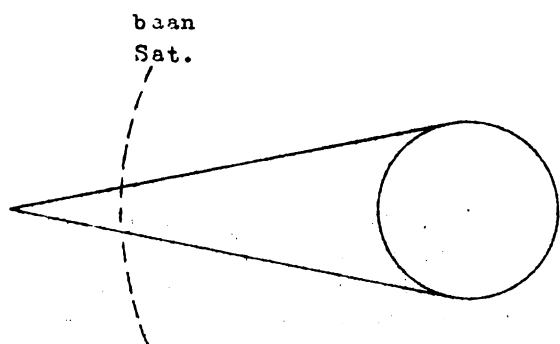


fig. 273

De waarneming der satellieten, die door de schaduwkegel gaan, doet middelen aan de hand om de diameter van Jupiter nauwkeurig te bepalen.

Uit de afplatting kan men iets over de massaconcentratie te weten komen. Men beschouwe: ε/φ , waarin ε = afplatting, en φ = middelpuntvliedende kracht / gravitatie

aan de aequator. We zien direct in, dat de afplatting groot is, naarmate grotere middelpuntvliedende kracht.

Uit de vergelijking van ε met φ zal men een indruk kunnen krijgen over de massaconcentratie.

$$\frac{\varepsilon}{\varphi} = 0,76 \quad (\text{Jupiter}).$$

Voor homogene bol	1,25;
voor een bol met centrale massa	0,50;
voor de aarde	0,97.

De relatieve dichtheidstoename is dus zeer groot.

Albedo: 0,44, dus zeer hoog.

Hoge albedo betekent: wolkenstelsels.

De helderheid is slechts over kleine fasehoek te volgen (tot 12°); binnen die hoek valt zij langzaam af. Ook dit is karakteristiek voor een planeet met wolkendek.

Rotatie.

Twee voornaamste omwenteltijden: 9^u50^m

9^u55^m in andere gordels.

Het hangt er van af, waar men meet; d.w.z. dat het hemellichaam niet als een vaste bol draait. In het algemeen vindt men de grootste snelheid bij de aequator. De aequator helt slechts 3° op het baanvlak, dus geen seizoenen.

Aan de grenzen van de gordels vindt men uitbochtungen. Deze ontstaan doordat twee lagen met verschillende snelheid langs elkaar schuiven. Bij deze discontinuïteitsoppervlakken ve springt de snelheid en ontstaan 'golven van Helmholtz'.

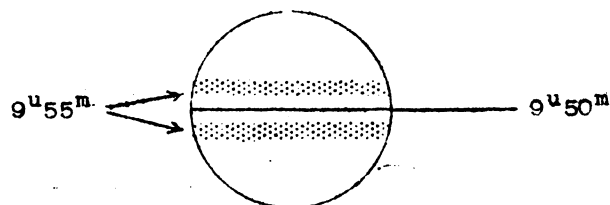
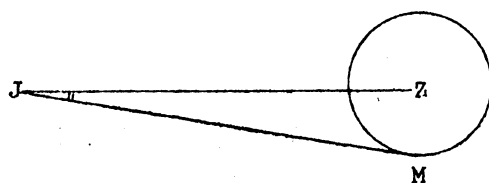


fig. 275.



ZJA is fasehoek

fig. 274

§ 2. *Physische toestand.*

Temperatuur.

Vroeger dacht men, dat Jupiter roodgloeiend was, doch tegenwoordig is thermo-electrisch uitgemaakt, dat hier geen sprake van is. Men vindt: $T = -140^{\circ} \text{C}$.

Spectrum.

We vinden het spectrum van twee gassen, nl. CH_4 en NH_3 . Ze zijn zeer duidelijk te herkennen aan hun spectraallijnen, gegroepeerd tot molecuulbanden in het oranje, rood en infrarood.



fig. 276

We mogen aannemen, dat er een atmosfeer van gas is. In die atmosfeer drijven wolken, bestaande uit kleine kristalletjes vast CH_4 en NH_3 . Een invallende lichtstraal wordt door de wolkenlaag verstrooid en teruggekaatst. Dit is van waarnemersoogpunt uit gezien.

Tevens merken wij op, dat in de beide gassen CH_4 en NH_3 waterstof

voorkomt. Iets van de waterstof, die er was, heeft zich verbonden tot CH_4 en NH_3 . Zeer plausibel is, dat er veel H over is. H-atomen-absorptielijnen zijn niet waarneembaar. Ze zouden liggen in het uiterste violet, hetgeen voor ons niet waarneembaar is in verband met het ozon van de aardse dampkring.

Tevens is het denkbaar, dat er He is. Jupiter bezit voldoende gravitatie en lage temperatuur om die gassen te binden.

Hoe staat het met O_2 ? Is O_2 aanwezig, dan is deze O_2 blijkbaar verbonden met H_2 tot $\text{H}_2\text{O} \rightarrow$ ijs. Vroeger dacht men, dat de planeet onder de wolkenlaag met een dikke ijskorst van duizenden km bedekt was. Tegenwoordig zijn we geneigd aan te nemen, dat ze in hoofdzaak uit waterstof bestaat, gemengd met wat helium; bij 700.000 atm. gaat deze over in een metallische toestand.

Kleuren der wolken.

Men heeft gevonden, dat metallisch Na en NH_3 zich verbinden en verschillende kleuren kunnen vertonen naar gelang de verhouding van de twee stoffen. Misschien zijn zo de kleuren van de wolken te verklaren.

De aequivalente dikten van de gassen bedraagt voor:

CH_4	150 m
NH_3	7 m.

'Rode Vlek'.

Lang geleden (1859) opgemerkt. Langzamerhand verbleekte de vlek en was toen nog te zien als een inbochting van de zuidelijke gordel. In 1879-82 werd de rode vlek weer duidelijker. Men heeft nu waargenomen, dat de Zuid-tropische storing en de vlek niet met dezelfde snelheid lopen. We zijn geneigd te denken, dat die vlek een bewegend ding is, een soort 'bel', die tamelijk hoog in de atmosfeer drijft. Men moet dus een of ander ding zoeken, dat kan drijven in H^+ en He; men bedenke dat die gassen onder een hoge druk staan. Radius op 15 m, met periode $9^{\text{h}}55^{\text{m}}13^{\text{s}}$.

§ 3. *Satellieten.*

Die satellieten vormen wel een van de grote ontdekkingen van Galileï in 1610. De eerste vier (I, II, III, IV) zijn gemakkelijk al met een kleine kijner te zien. Ook het volgen van de satellieten is reeds door Galileï gedaan. Tevens vormen ze een klassiek probleem voor de hemelmechanica. Ze worden aantrokken door Jupiter, door de Zon, en door elkaar. Hierbij komt nog de aantrekking door de aequatoriale gordel van de sterk afgeplatte planeet, waardoor het baanvlak der satellieten een precessie gaat vertonen.

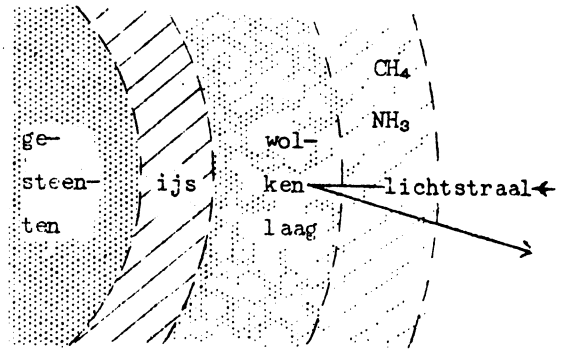


fig. 277

Diameters.

Deze worden het beste bepaald door het volgen van de eclipsen achter de planeet. Men kan die verduisteringen fotoëlectrisch volgen.

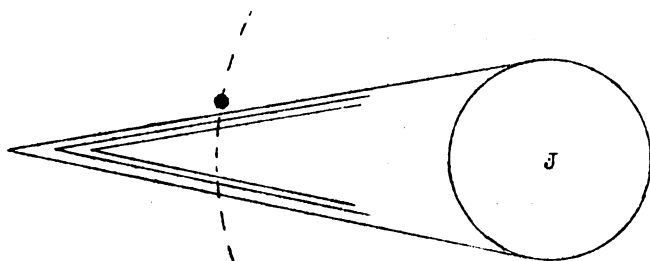


fig. 278

Interessant is de structuur van de schaduwkegel. Op een gegeven ogenblik is de helderheid nog normaal, valt dan af, totdat de satelliet geheel verduisterd is; dit duurt enige minuten.

Dit alles kan nauwkeurig bepaald worden om de preciese vorm van de lichtkromme te vinden. Door de Harvard Sterrewacht zijn hieromtrent vele gegevens verzameld in de loop van 25 jaar. Men heeft hier

precies de variaties in de lichtkromme bepaald. Uit dit alles wordt afgeleid:

lichtkromme

1e) de diameter der satelliet;

2e) de bouw van de Jupiter-atmosfeer, waarvan de refractie ongeveer 1' bedraagt.

Resultaten:

	diameters	albedo	S. Gewicht
V	160 km ?		
I	3730 km	0,44	2,7
II	3150 km	0,53	2,9
III	5150 km	0,35	2,2
IV	5180 km	0,12	1,3
VI	120 ?	merkwaardige banen; sterk excentrisch, grote hellingen (28° - 29°).	
VII	50 ?		
X	20 ?		
VIII	50 ?	teruglopend	
IX	22 ?		
XI	25 ?		
XII			

met kleine kijker waarneembaar

Kortgeleden is satelliet XII ontdekt.

We zien dus, dat de diameters van I, II, III en IV zeer groot zijn. Sommige groter dan de maan. We zien tevens de verrassend hoge albedo. Men zou geneigd zijn te denken, dat de hoge albedo van de heldere satellieten er op wijst, dat ze met een ijskorst bedekt zijn. Er is geen atmosfeer waargenomen.

Het S.G. 1,3 wijst er op, dat deze satelliet IV hoofdzakelijk uit ijs moet bestaan. Bij sommige satellieten zijn er nog details waargenomen. Uitgemaakt is, dat III steeds dezelfde kant naar Jupiter keert.

Bijzonderheden bij de waarneming.

- 1) Er vinden occultaties plaats van de satelliet door de planeet;
- 2) Het gebeurt ook wel een enkele keer, dat een satelliet bedekt wordt door een andere;
- 3) Voorbijgang van een satelliet over Jupiter;
- 4) Schaduw van de satelliet op Jupiter;
- 5) Eclipsen van de satelliet door de schaduw van Jupiter.

Daarnaast heeft men nog vele andere satellieten ontdekt, buiten de eerste vier met grote kijkers. De satelliet V bevindt zich het dichtst bij de planeet, en is zeer moeilijk waar te nemen. De satellieten VI, VII, X hebben banen die 28° - 29° hellen. De drie buitenste zijn teruglopend.

§ 1. Algemeen.

Veronder volgen eerst enkele gegevens over de baan.

$$\begin{aligned} a &= 9,5 \text{ AE} & T_{sid} &= 29,5 \text{ jaar} \\ e &= 0,056 & i &= 2,5 \end{aligned}$$

Voorts zullen we de verdere gegevens met Jupiter vergelijken.

Jupiter		Saturnus	
Diameter:	11 x Aarde	Diameter:	9 x Aarde
Afplatting:	1/15	Afplatting:	1/9,2
S.G.:	1,34	S.G.:	0,71
Rotatietijd:	9 ^h 55 ^m	Rotatietijd:	10 ^h 14 - 10 ^h 38
ϵ/φ	0,76	ϵ/φ	0,62
Temperatuur:	135° K	Temperatuur:	120° K

Het is interessant deze gegevens aan een nadere beschouwing te onderwerpen.

- 1c) Saturnus is de meest afgeplatte planeet van het gehele zonnestelsel. Dit hangt samen met de snelle rotatie en de sterke massaconcentratie.
- 2e) Evenals bij Jupiter vinden we voor de rotatietijd weer een variatie naar de breedte.

Normaliter bepaalt men de rotatietijd uit kleine oppervlakedetails. Dit is bij Saturnus zeer moeilijk, daar hier praktisch geen details te bespeuren zijn. Gelukkig verschijnt er af en toe een *witte vlek* in de aequatoriale gordel, waarmee men toch een bepaling krijgt van de rotatietijd. Daarenboven bepaalt men hier de rotatietijd ook met de spectroscopie.

De helling van de evenaar op het baanvlak bedraagt bij Saturnus 26°45'.

Gordels.

De planeet vertoont een streping van geelachtige en groenachtige gordels. De *witte vlek* is zichtbaar geweest in 1794, 1876, 1903 en in 1933. Men schatte de afmetingen bij het begin (1933) op ± 20.000 km; daarna vervormde zich de vlek en verdween.

Randverzwakking, afhankelijk van λ : effect van de verstrooiing in de dampkring.

§ 2. Fysische toestand.

a) Het spectrum vertoont gelijkenis met dat van Jupiter. Ook hier weer CH_4 en NH_3 , maar CH_4 overheerst. Dit hangt samen met het feit, dat de temperatuur hier lager is ($T = -150^\circ$). De minst vluchtige component NH_3 is tot kristalletjes gecondenseerd. Wegens de lagere dampdruk zijn er bijna geen absorptielijnen van NH_3 meer te zien. De atmosfeer is nog wat doorzichtiger geworden, vandaar dat de CH_4 -banden nog versterkt worden waargenomen. (1 km bij N.T.P.).

b) Helderheid. Wanneer men de helderheid van Saturnus meet, speelt tevens de helderheid van het ringensysteem een rol. Dit blijkt wel uit het feit, dat de helderheid van de planeet anders is naarmate van de helling der ringen. Ringen op hun kant: helderheid planeet 0^m9.

Ringen zo sterk mogelijk hellend: helderheid planeet -0^m4.

We zien dus direct de enorme invloed van de ringen op de helderheid.

De *albedo* is bepaald, toen de ringen weinig zichtbaar waren, op 0,42. Dus weer karakteristiek voor een planeet, die volkomen met wolken omringd is. De fasehoek heeft weinig invloed op de helderheid; hij wordt nooit groter dan $6\frac{0}{5}$.

§ 3. Het Ringensysteem.

Eerst verschenen er alle mogelijke vreemde tekeningen van Saturnus, daar de kijkers nog zeer slecht waren ten tijde van Galileï.

Christiaan Huygens heeft in 1656 het probleem opgelost, hoewel met een zeer

onvolmaakte lens; Huygens construeerde de ring vrijwel goed door geometrische intuïtie.

In het algemeen kijken we naar het verlichte gedeelte van de ringen. Het is ook soms mogelijk de 'nachtkant' te zien. We zullen hiervan een verklaring geven met behulp van het begrip 'knopenlijn' (doorsnijding vlak ring met

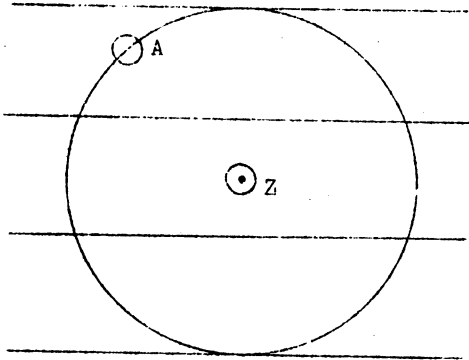


fig. 279

Structuur:

Er is geen sprake van een ring, doch van een ringenstelsel.

De voornaamste drie ringen:

- | | |
|---|------------------------------|
| A | Gemiddeld helder (buitenste) |
| B | Helder (middelste) |
| C | Floersring (binnenste) |

Het ringensysteem is zuiver *concentrisch*. De dikte is uitermate gering (20 km). (Verg.: een ring van 1,70 m diameter met een dikte van 0,1 mm).

De ringen A en B zijn ondoorzichtig en laten dus weinig licht door. Doch de tussenruimte is ijler. Deze laat wel licht door en verstrooit het. (Verg. bij zonsondergang: geen licht bij zware bewolking, wel licht bij cirrusbewolking). Vgl. fig. 280.

Argumenten, dat de ring geen samenhangend geheel is, doch uit kleine stukjes bestaat:

1e) Ring is doorschijnend.

Ring A is doorzichtig; soms is een ster dwars door de ring waar te nemen. Ring C, de floersring, laat 88% - 98% van het licht door. Ring B is ondoorzichtig.

2e) Mechanisch argument.

Een samenhangende vaste ring zou labiel zijn.

3e) De kwestie van de Limiet van Roche.

Roche bewees, dat een satelliet binnen een bepaalde afstand van een planeet door de getijkrachten verbrijzeld zou worden, terwijl daarbuiten de satelliet zou blijven bestaan.

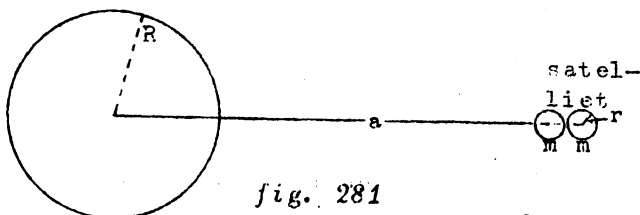


fig. 281

a) de aantrekkingskracht = $G \frac{m^2}{4r^2}$

ecliptica).

Als de planeet om de zon gaat, neemt hij als het ware de knopenlijn met zich mee. De knopenlijn strijkt over de ecliptica heen. De aarde is echter sneller dan de knopenlijn; op een gegeven moment wordt de knopenlijn door de aarde ingehaald.

De stand van de knopenlijn t.o.v. A en Z bepaalt of men de *achterkant* dan wel de *voórkant* van het ringensysteem ziet.

Gedurende het ogenblik, dat de knopenlijn zich tussen de Aarde en de Zon bevindt, ziet men de nachtkant. De tijd, dat dit duurt, is slechts kort.

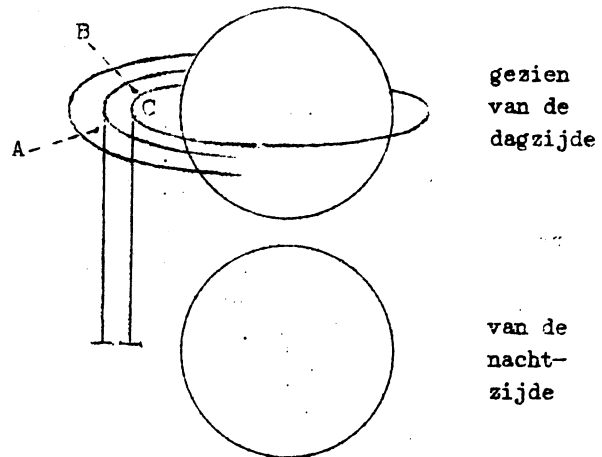


fig. 280

Afleiding: Beschouw de satelliet als bestaande uit twee bolletjes. De vraag is nu, of die twee bolletjes bij elkaar blijven of van elkaar afgerukt worden. De kracht, die op elk der twee satellieten werkt, is:

β) getijkrachten, daar de satellieten om de planeet draaien: $-2G \frac{mM}{a^3} r$ (blz. 18).

Er is nu evenwicht, indien bovengenoemde krachten elkaar net in evenwicht houden.

$$G \frac{m^2}{4r^2} = 2G \frac{mMr}{a^3_{lim}}$$

Hier dus is a_{lim} de speciale a , die met de limiet van Roche overeenkomt.

$$m = \frac{8Mr^3}{a^3_{lim}}$$

Stel: M en m hebben dezelfde dichtheid. Dit betekent, dat

$$\frac{M}{m} = \frac{R^3}{r^3}$$

Substitutie geeft:

$$r^3 = \frac{8R^3 r^3}{a^3_{lim}}$$

Hieruit volgt:

$$a_{lim} = 2R$$

Bovengenoemde afleiding is weliswaar in elementaire vorm gegeven; de juiste vóórfactor is 2,45. Nu gaan wij over tot onze ring. We zullen nu zien, dat de ring binnen de limiet van Roche ligt, dus dat hij niet stabiel kan blijven bestaan.

a

buitenkant A 138.000 km

binnenkant B 90.000 km

punt op aequator 60.000 km van middelpunt planeet.

Hieruit volgt, dat de Limiet van Roche 150.000 km ongeveer bedraagt, zodat de ring onmogelijk een samenhangend ding kan zijn.

4e) De leemten in de ringen komen overeen met omloopstijden, die in resonantie zijn met de omloopstijden P der satellieten. De gaping tussen A en B komt overeen met

$1/2 P$ van sat. I

$1/3 P$ van sat. II

$1/4 P$ van sat. III

De grens tussen B en C komt overeen met $1/3 P$ van sat. I.

5e) Ieder van de blokjes, waaruit de ring bestaat, heeft zijn eigen omlooptijd. Dit geeft een mooie manier om spectroscopisch te zien of de ring één geheel vormt of niet.

Stel de spectrograaf spleet op de aequator van de planeet. De spectraallijnen van de draaiende planeet hellen. De spectraallijnen van de ring hellen echter in tegengestelde richting: de binnenste kant gaat sneller dan de buitenste.

$$v \sim \frac{1}{\sqrt{a}}$$

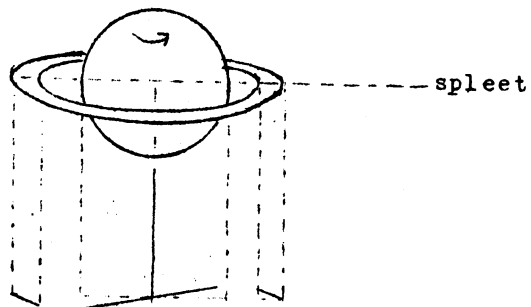
zoals men verwachten kan bij een zwerm

lichaampjes die om een centraal lichaam draaien.

Bovenstaande waarneming geeft een directe controle dat de ring uit aparte korreltjes bestaat.

6e) Fotometrie.

De invloed van de fasehoek is slechts over 6° te volgen. Toch verandert de helderheid van de ring in dit interval al sterk, de helderheid valt snel af



spectraal-
lijn helt violet

fig. 282

met de fasehoek. Dit verschijnsel zijn wij ook al bij de Maan tegengekomen, maar hier is het sterk sprekend.

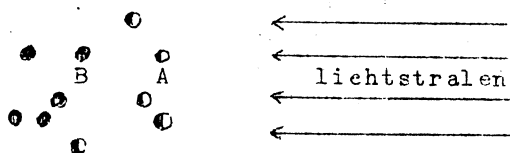


fig. 283

Korreltje A wordt belicht, doch belet, dat B verlicht wordt. Zolang we kijken vanuit de richting waarin het licht invalt, zien we alleen de verlichte vlakjes. Kijken we achter van opzij, dan zien we inplaats van de verlichte kanten een aantal donkere kanten. De helderheid moet dus snel afnemen. We hebben dus wéér een argument, dat de ring uit blokjes bestaat.

Waarom is de ring zo dun? De planeet is sterk afgeplat. We stellen ons voor een losgerukt blokje in de nabijheid van de planeet. Het blokje gaat nu een soort precessie uitoefenen en wordt telkens naar het aequatoriale vlak toe getrokken. Gedurende de slingering botst het tegen andere, energie wordt in warmte omgezet; dit duurt net zo lang, tot alle blokjes in het aequatoriale vlak gekomen zijn.

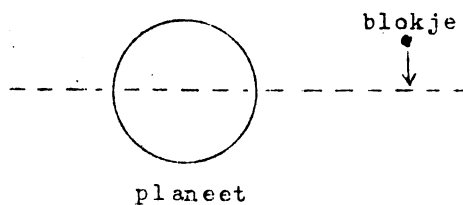


fig. 284

7e) In het spectrum van de ring is noch CH_4 noch NH_3 aangetroffen; dus geen atmosfeer. Die lichaampjes hebben geen atmosfeer, daar ze veel te klein zijn om het gas vast te houden. Merkwaaardigerwijze heeft men in het spectrum wel de banden van ijs aangetroffen in het infrarood. Het grootste gedeelte van de blokjes schijnt met ijs bedekt te zijn. Bij deze uiterst lage temperatuur verdampt het ijs vrijwel niet.

Polarisatie van ring B als van gesteenten en niet als van stofjes.

§ 4. Satellieten.

De eerste satelliet, nl. Titan, is reeds in 1665 door Huygens ontdekt. Later volgden er nog meer, tot een totaal van 9. De satellieten bevinden zich alle een eindje buiten het ringensysteem. Om hiervan een indruk te geven, laten we hieronder enige afstanden volgen:

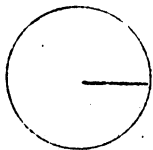


fig. 285

De straal van de planeet bedraagt 60.000 km.
 Het ringensysteem bevindt zich tot een afstand van 138.000 km.
 Van de satellieten liggen de acht binnenste tussen de 186.000 km en de 3.558.000 km, terwijl de 9e zich op 12.950.000 km bevindt.
 Van sommige satellieten zijn nog net de middel-lijnen te merken, terwijl andere de kleinste van het gehele zonnestelsel zijn.

Er zijn er enkele bij met een S.G. = 1 en een albedo van 0,8. Het S.G. 1 suggereert, dat ze uit ijs bestaan.

Aan Titan is een atmosfeer ontdekt, d.w.z. in het spectrum zijn C_2H_2 en NH_3 banden aangetroffen; NH_3 is zeer zwak. Titan is wel de enige satelliet van het zonnestelsel, die een atmosfeer bezit. Hoe kan die atmosfeer zich gevormd hebben?

Titan bezit een geringe gravitatie, veel kleiner dan Saturnus. Men kan berekenen, dat die gassen bij $t = 0^\circ$ verdwijnen en bij $t = -150^\circ$ bewaard blijven. Nu is de temperatuur van Titan -150° . Vermoedelijk was de temperatuur, toen Titan zich vormde, wel zo hoog dat de gassen verdwenen; daarna is hij afgekoeld tot -150° , en heeft blijkbaar later bij -150° een atmosfeer gekregen. De gelijkenis met Saturnus brengt ons op het idee, dat er een genetisch verband bestaat tussen de atmosferen van Saturnus en Titan.

Japetus vertoont sterke helderheidswisselingen, die wel een factor 5 kunnen bedragen. Hij moet een zeer onregelmatige vorm hebben of eenzijdig met ijsaanslag bedekt zijn. Ook andere satellieten van Saturnus vertonen helderheidswisselingen.

De ontdekking van deze planeet door William Herschel valt in 1781. Hij ontdekte met zijn kijker een merkbaar schijfje; bovendien verplaatste het zich tussen de sterren. Het bleek toen, dat Uranus reeds verscheidene malen tevoren was opgetekend, doch niemand had er toen aan gedacht dat het een planeet kon zijn.

Gegevens over de baan: $a = 19 \text{ AE}$
 $i = 0^{\circ}46'$
 $e = 0,047$

Gegevens over de planeet:

diameter $3,72 \times$ diameter aarde
 afplatting = $1/14$
 Soort. Gew. = 1,56 (wijst weer op een ijle buitenlaag, naar binnen sterker geconcentreerd)
 Albedo = 0,66 (wijst weer op wolken); de kleur is groenachtig.

In het spectrum vindt men sterke CH_4 -banden. Hierbij is NH_3 niet te zien; de dampdruk van dit gas is practisch nul bij deze zeer lage T . Laagdikte $\text{CH}_4 = 7 \text{ km}$ bij NTP
 $T = -185^{\circ}$ Onlangs is een band van H_2 ontdekt.

Rotatie:

Deze is niet zo gemakkelijk waar te nemen, daar er geen details zijn. Doch gelukkig zijn er nog twee andere manieren:

1e) De planeet blijkt af en toe helderheidswisselingen te vertonen met een periode van $10^{\text{h}}49^{\text{m}}$. Dit suggereert wel, dat er dan een 'witte vlek' verschijnt met afwijkende albedo.

2e) Spectroscopisch. Deze methode gaf een bevestiging van het vorige getal, nl. $10^{\text{h}}49^{\text{m}}$. Door de spectroscopische waarneming kan men de helling van de aequator van de planeet t.c.v. de ecliptica aangeven. Bij Uranus blijkt het heel anders te zijn dan gewoonlijk. Hij helt:

$\epsilon = 82^{\circ}2$ Bijvoegen, hij is teruglopend

of, anders uitgedrukt:

$\epsilon = 97^{\circ}8$ (rechtlopend).

De 5 satellieten draaien in hetzelfde vlak als dat van de aequator.

Gevolg: Af en toe kijken we recht op de planeet en we zien de satellieten volledige cirkels om de planeet beschrijven; andere malen bewegen ze langs een

rechte lijn, ongeveer \perp ecliptica. Spectroscopische meting van de rotatiesnelheid (fig. 286):

Alleen geval II is geschikt voor de spectroscopische waarneming.

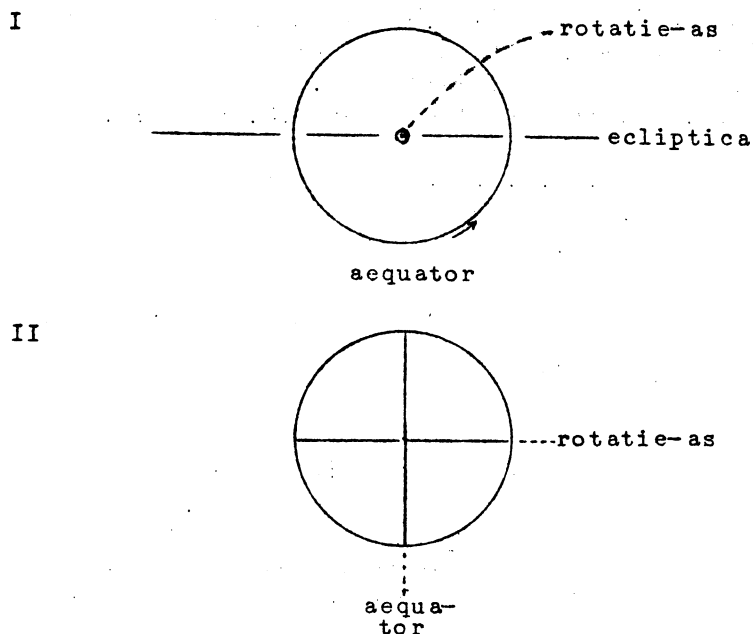


fig. 286

HOOFDSTUK XI

NEPTUNUS

In de jaren na 1840 ontdekte men, dat Uranus bepaalde storingen vertoonde, waarvan de oorsprong niet bekend was.

In 1845 was de afwijking al opgelopen tot 2'. Men dacht nu, dat de elementen, waarmee men werkte, fouten bezaten. Daarom ging men toen met gecorrigeerde elementen aan het werk, maar ook daarna bleven er nog fouten over tot wel 20". De onderstelling van een onbekende, storende planeet werd geopperd. *Leverrier* is toen aan het rekenen gegaan. Hij nam de afstand uit de regel van Titius-Bode, dus hij werkte met een hypothetische afstand van 30 AE

Op 18-9-1846 schreef hij aan *Galle* te Berlijn, waar zijn hypothetisch planeet moest staan. Deze laatste zocht het door *Leverrier* aangegeven stuk van de hemel af met behulp van een pas-verschenen sterrenkaart; hij vond daar, nog dezelfde avond, een hemellichaam met duidelijk schijfje, dat zich de volgende dagen tussen de sterren bleek te verplaatsen. De ontdekking van de nieuwe planeet verwekte grote geestdrift.

Tegelijkertijd echter kwam er uit Engeland bericht, dat *Adams* de plaats, waar Neptunus zich moest bevinden, ook al uitgerekend had, en dat *Challis* op verzoek van *Adams* Neptunus had gezocht. Er bleek nu, dat de planeet al voorkwam op de lijst der door hem opgetekende sterren; hij had echter de gegevens der waarnemingen nog niet uitgewerkt.

De baanbepalingen waren inderdaad slechts voorlopig, omdat de afstand slechts hypothetisch was aangenomen. Het eindresultaat is nu:

$a = 30 \text{ AE}$, belangrijk afwijkend van hetgeen uit de regel van Bode voorspeld was;

diameter = $3,38 \times$ de diameter der Aarde;

$e = 0,0086$

S.G. = 2,46

$T = 165$ jaar (omloopstijd)

albedo = 0,62

$i = 1^{\circ}47'$

In het spectrum komen CH_4 -banden voor met grote intensiteit.

De rotatie, spectroscopisch bepaald, blijkt $15^{\text{h}}8$ te bedragen; ze geschiedt in de directe zin. De evenaar helt 29° op de ecliptica.

De planeet heeft 2 satellieten, die zeer klein en moeilijk waarneembaar zijn. De 1e, Triton, is teruglopend; de knopenlijn draait éénmaal in 585 jaar rond; dit is blijkbaar veroorzaakt door de aequatoriale gordel van de planeet, die afgeplat moet zijn. Maak een onderstelling omtrent de waarde van ε/φ voor Neptunus; we kunnen φ als bekend beschouwen en berekenen dus ε . De afplatting moet $1/40$ bedragen. De massa van Triton is voldoende om de planeet periodiek te doen schommelen om het gemeenschappelijke zwaartepunt; hieruit vindt men de massa van Triton (1,9 maal die van de Maan), en schat men zijn diameter (4000 km).

De 2e satelliet, Nereid, ziet er uit als een sterretje van de grootte 19^{m}_5 en loopt ongeveer in de ecliptica, 20 maal verder van de planeet verwijderd dan Triton. De excentriciteit is 0,76, de diameter slechts 300 km.

Uranus en Neptunus vertonen een opvallende gelijkenis.

Het is zeer moeilijk geweest om Pluto te vinden. We hebben bij Neptunus gezien, hoe deze planeet ontdekt werd door storingen in de baan van Uranus; we vonden toen afwijkingen van ruim 2'. In de baan van Uranus bleven er nu nog afwijkingen van 2", die dus toegeschreven werden aan de invloed van een onbekende planeet. De storingen, uitgeoefend op Neptunus, leenden zich om verschillende redenen niet tot de opsporing.

Aan de Lowell-Sterrewacht in Arizona heeft men een systematisch onderzoek naar de onbekende planeet ingesteld. Tombaugh heeft de planeet Pluto in 1930 ontdekt.

De planeet bleek zich verrassend dicht bij de voorspelde plaats te bevinden. Men is later nog op oude platen (van 1914 af) gaan kijken. Het bleek nu, dat Pluto er reeds op stond, zonder ooit opgemerkt te zijn.

Gegevens:

$$a = 39,5 \text{ AE}$$

$$e = 0,249 \text{ (zeer groot)}$$

De baan van Pluto kruist werkelijk de baan van Neptunus.

$$i = 17^\circ$$

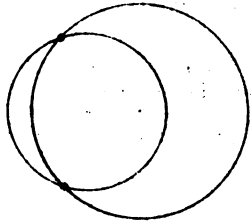


fig. 287

Uit de combinatie van de grote excentriciteit en de grote hellingshoek kunnen we al concluderen, dat we met een abnormaal hemellichaam te doen hebben.

$$T = 248 \text{ jaar.}$$

Gemiddelde helderheid: 15^m .

Omtrent de grootte van de planeet kan men moeilijk iets met zekerheid zeggen, daar dit hemellichaam zo van volkomen andere aard is dan de andere.

Pluto heeft wellicht een atmosfeer, te oordelen naar zijn kleur.

Omtrent de aard van deze planeet verkeert men in grote onzekerheid. Uit de storingen van Uranus was een massa afgeleid, gelijk aan 0,99 maal die der Aarde. Anderzijds is de diameter bepaald met de Palomar-kijker: $0,24''$. Daaruit zou dan een s.g. van 50 volgen; hetgeen onmogelijk is. Men moet dus aannemen, dat of de massa, of de middellijn onjuist bepaald zijn, en men heeft te kiezen tussen de volgende mogelijkheden:

diam.	$0,24''$	$0,24''$	$0,5''$
	$0,36 D_A$	$0,36 D_A$	$0,72 D_A$
massa	$0,99 m_A$	$0,1 m_A$	$0,99 m_A$
s.g.	50	5	6
albedo	0,27	0,27	0,06

Wellicht is Pluto oorspronkelijk een satelliet van Neptunus geweest, die later door een of andere storing vrijgekomen is.

Behalve de planeten bevolken nog andere hemellichamen ons zonnestelsel, nl. de kometen en meteorieten.

§ 1. Kometen.

a) Algemeen.

Deze hebben in de loop der eeuwen algemeen de aandacht getrokken. Ze beschrijven een schijnbaar grillige baan aan de hemel. In de verte is er eerst een wazig vlekje, geleidelijk een staart vormend met steeds toenemende helderheid. Na perihelium afnemend, daarna verdwijnend. De gehele passage duurt meestal enige weken. Men ziet bij volle ontwikkeling van de komeet een beeld als fig. 288.

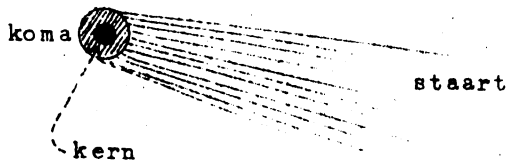


fig. 288

Men noemt kern + koma de kop van de komeet. De staart is steeds van de zon afgericht.

± 1/5 van de kometen zijn met het blote oog waar te nemen. Sommige zijn zelfs zo helder geweest, dat ze bij dag te zien waren. Alleen die kometen zijn te zien, die zich dicht bij de zon bevinden. Waarschijnlijk zijn er dus nog veel meer, die men nooit ziet.

Men ontdekt gemiddeld 6 kometen per jaar, waarvan er 4 'nieuw' zijn. Totaal zijn er thans 600 kometenbanen bekend.

b) Banen.

Uit de schijnbare banen zijn de werkelijke banen af te leiden. Men vindt, dat de banen kegel'sneden zijn, nl.

ellipsen 19 banen
parabolen 274 banen
+ 52 zwak-hyperbolische banen.

Wat is een parabolische baan? Wanneer een ellips steeds meer langwerpiger wordt en we bezien slechts een klein gedeelte van de baan, dan is het zeer moeilijk, dit van een stuk paraboolbaan te onderscheiden.

Er zal dus altijd twijfel tussen een ellips en een parabool blijven bestaan. Gaan we de baan uitrekenen, dan komt er nooit precies een parabool uit.

Het feit, dat er geen uit-

gesproken hyperbolische banen zijn, geeft te denken. Waarschijnlijk zijn dus alle banen elliptisch.

Gedeelte van de baan, dat waargenomen wordt.

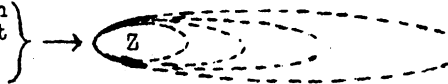


fig. 289

Hyperbolische banen.

Voor de enkele zeer zwak hyperbolische banen heeft men de loop der komeet, terugrekenend, onderzocht. Nu bleek: de banen worden hyperbolisch door storing van een naburige planeet; de hyperbolische banen zijn oorspronkelijk alle elliptisch geweest.

Van de baanvorm hangt af, of we de kometen als vaste bewoners van ons zonnestelsel moeten beschouwen. Is de baan elliptisch, dan hoort de komeet bij ons zonnestelsel; is de baan een parabool of hyperbool, dan verdwijnt hij in het heelal.

Het resultaat is wel, dat de kometen vaste bewoners zijn van het planetenstelsel. Slechts een enkele verdwijnt af en toe door een storing; zo gaan er kometen weg, die nooit weer terugkomen.

De kometen met omloopstijden beneden de 100 jaar vormen de groep der duidelijk elliptische, periodieke banen (circa 100 kometen). Hiervan zijn er 49 kort-periodieke banen, die de kortste periode hebben (< 9 jaar), en het best op de planeten lijken. Hun banen hebben betrekkelijk kleine hellingen (< 30°) en zijn alle rechtlopend. Twee hunner zijn bijna cirkelvormig.

De kometen met langere omloopstijd hebben allerlei hellingen, zijn ook teruglopend. Belangrijk is het 'vangen' door Jupiter. De Jupiter-familie is zeer duidelijk: een aantal kometen, die hun aphelium bij de Jupiter-baan hebben.

In enkele gevallen is bekend, dat verscheidene kometen langs dezelfde baan lopen. Het bestaan van zulke groepen is ontdekt door Hoek te Utrecht. De kometen van 1668, 1843, 1880, 1882, 1887 vormen een dergelijke groep; het zijn waarschijnlijk fragmenten van één oorspronkelijke komeet, waarvan het perihelium vlak bij de zon lag. hiertoe behoort ook de komeet van 1945.

De komeet van Halley.

Niemand had in vroeger tijden de gedachte geopperd, dat kometen wel eens periodiek konden zijn. Halley, tijdgenoot van Newton, berekende de banen van 24 bijna-parabolische kometen. Hij toonde aan, dat het één en dezelfde komeet was, die in 1531, 1607 en 1632 met tijdsintervallen van resp. 76 jaar en 75 jaar was verschenen. Halley voorspelde, dat de komeet in 1750 zou terugkomen, en inderdaad verscheen ze in dat jaar. Men is daarna aan het zoeken gegaan naar andere verschijningen van diezelfde komeet. Men heeft aantekeningen daaromtrent kunnen terugvinden tot het jaar -87. Het laatst is de komeet in 1909-1911 gezien. Een van de merkwaardigste verschijningen is wel in 1066 geweest, toen Willem van Normandië naar Engeland overstak; men vindt een afbeelding op het tapijtwerk van Bayeux, waarin de overtocht werd afgebeeld.

De Komeet van Encke.

Ze heeft de allerkortste omloopstijd, nl. $P = 3\frac{1}{3}$. Ze komt zelfs binnen de baan van Mercurius. Ze is zeer zwak: heeft haar gas grotendeels verloren door de sterke hitte. Haar omloopstijd vermindert met $2\frac{1}{2}$ dag per eeuw.

De Komeet van Biela.

$P = 6\frac{1}{5}$.

Deze komeet is ontdekt in het begin van de 19e eeuw. In 1846 verdeelde zich de komeet in twee dochterkometen voor de ogen der sterrekundigen. In 1852 verschenen de twee delen weer, doch nu verder van elkaar verwijderd. Nu bleek, dat het ene deel iets helderder was dan het andere. In 1872 verwachtte men ze weer, doch in plaats hiervan kreeg men een sterrenregen te zien. De massa dezer komeet was $4 \cdot 10^{-7}$ aardmassa (uit de onderlinge storingen).

Het zich verdelen van een komeet is geen unicum. De komeet van 1882 heeft het ook gedaan. Hier bleken vier stukken aanwezig te zijn, die later verschillende perioden hadden, variërende tussen de 700 en 900 jaar.

Hoewel de kometen in hun baan sterk gestoord worden, kunnen we daaruit niets omtrent hun massa te weten komen. Immers, we hebben vroeger gezien, dat dit alleen kan, wanneer ze zelf een ander hemellichaam storen.

De kometen moeten wel een uiterst geringe massa hebben: een bepaalde komeet oefende hoegenaamd geen invloed uit op de satellieten van Jupiter, toen ze door het Jupiter-stelsel ging. Anderzijds kan de kop van een komeet wel 100.000 km groot zijn en de staart 100 miljoen km. Zulk een hemellichaam moet wel uiterst ijl zijn; haar massa was kleiner dan $1/13000$ der aardmassa.

Wat is een komeet?

We proberen ons een model voor te stellen en zoeken verwantschap met vallende sterren. Nu stelt men zich een komeet voor als een zwerm **krokket** gesteente, verbonden door "ijs" (H_2O , CO_2 , NH_3 , CH_4 , C_2N_2). Door barsten en poriën is het oppervlak vrij groot en de hoeveelheid gas aanzienlijk.

Die ijsmassa nu wordt verhit door het zonlicht. De kanten, die aan het zonlicht blootgesteld zijn, worden verwarmd.

Gevolg: Er ontsnapt gas aan de door het zonlicht verwarmde kant. De gassen zijn blootgesteld aan een stralingsdruk en de gravitatie. Gevolg: Er zal zich een staart vormen achter de kern, die van de

zon af gericht is.

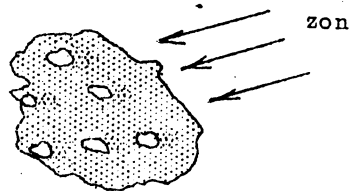


fig. 290

Elk lichtquantum $h\nu$ geeft bij absorptie een impuls $\frac{h\nu}{c}$; een molecuul met massa m krijgt de snelheid: $\frac{h\nu}{mc}$.

Men kan dikwijls de beweging van de gassen zien, wanneer men opnamen maakt van de komeet: de knobbels en bochten in de staart verplaatsen zich. Als uitstromings-snelheden zijn 18 - 52 km/sec gemeten.

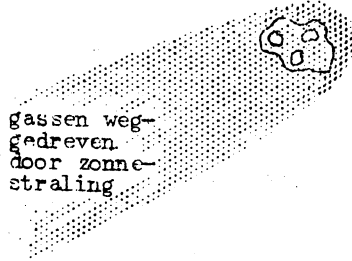


fig. 291a

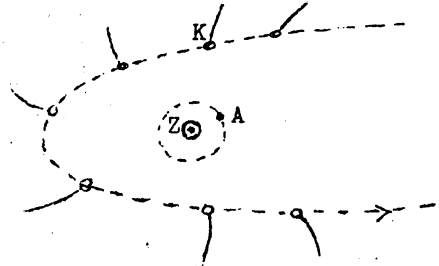


fig. 291b

Hoe sterker de stralingsdruk is, hoe rechter de staart. Overweegt daarentegen de gravitatie, t.o.v. de stralingsdruk, dan is de staart gekromd.

Daarnaast worden de gassen ook meegesleept door de stromen geladen deeltjes die de zon uitzendt.

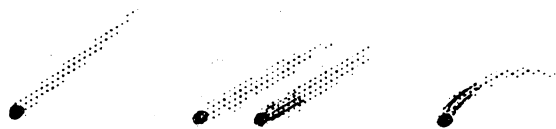


fig. 292a

fig. 292b

fig. 292c

Helderheid.

Als de komeet een vast lichaam was, zou de helderheid evenredig zijn met:

$$\frac{1}{R^2 \Delta^2}$$

$R = KZ =$ Komeet - Zon

$\Delta = KA =$ Komeet - Aarde

Nu blijkt het bovenstaande niet uit te komen. De helderheid blijkt omgekeerd evenredig te zijn met een veel hogere macht van R , ongeveer R^4 . Dit bewijst wel, dat de komeet niet een vast lichaam is, doch dat het vooral het uit de kern verdampte gas is, dat licht geeft. Als de komeet dicht bij de zon komt, wordt de gaswolk groter. In die hogere macht van R zit dus nog de snelheid van de gasontwikkeling. De hoeveelheid gas die vrijkomt van een verdampend oppervlak is evenredig met $e^{(-L/kT)}$, waarin L de verdampingswarmte voorstelt. De temperatuur van het oppervlak is ongeveer c/\sqrt{R} (vgl. hoofdstuk Maan). Dus wordt de helderheid der komeet evenredig met:

$$\frac{1}{R^2 \Delta^2} \cdot e^{-\frac{L\sqrt{R}}{k c}}$$

Een bepaling van het helderheidsverloop als functie van R geeft ons dus de waarde van L . Men vindt verdampingswarmten van de orde van die welke in 't laboratorium bepaald zijn.

Bij bepaalde kometen verandert de helderheid onregelmatig en plotseling. Dit zijn gevallen waarin zich scheuren in de ijsmassa vormen.

Spectrum.

1e) Met spleetspectrograaf.

De spleet moet in het beeld van de komeet gebracht worden.

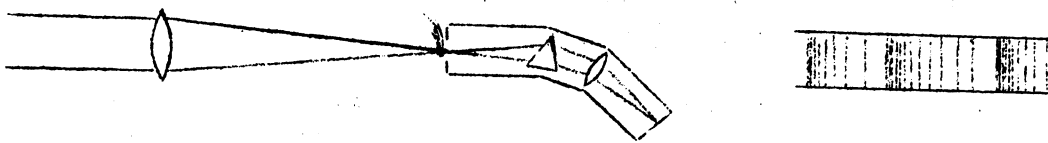


fig. 293

2e) Prisma-camera. (fig. 294).

Men krijgt hier allemaal beeldjes naast elkaar. Deze geven de verdeling van de verschillende emissies over de komeet. Sommige emissies blijken alleen

in de coma voor te komen, andere alleen in de staart. Bij de prismacamera speelt de komeet eigenlijk de rol van spleet.

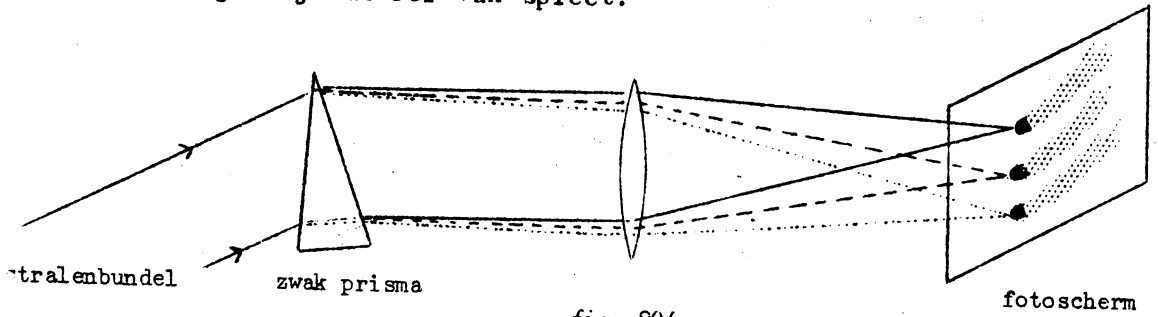


fig. 294

- a) De kern vertoont een continu spektrum met fraunhofer-lijnen (zonlicht!)
- b) Sommige kometen vertonen een algemeen continu spektrum (vertrooiing door stofjes).

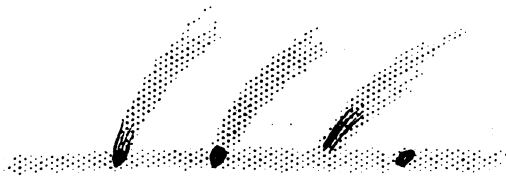


fig. 295

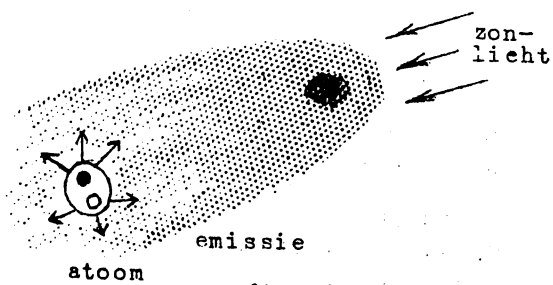


fig. 296

c) Overigens zien we hoofdzakelijk molecuulbanden. Een enkele keer komen er wel een paar atoomlijnen te voorschijn.

Het uitzenden daarvan is te wijten aan resonantie-~~verschijnselen~~ verstrooiing in het licht van de zon. De trilling van het

gas-molecuul of atoom wordt opgewekt door het invallende licht; het deeltje gaat meetrillen met die stralingen die het zelf kan uitzenden (verg. een snaarinstrument, dat door gerucht tot meetrillen gebracht wordt in de eigen frequenties).

Hoofdzakelijk zijn de molecuulbanden.

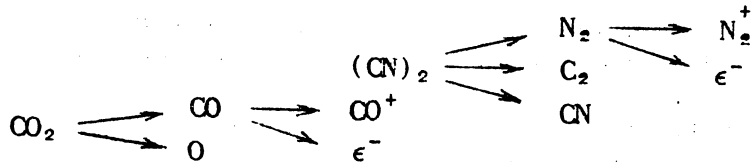
De voornaamste waargenomen moleculen zijn:

in de coma: CN en C₂

in de staart: CO⁺ en N₂⁺ (mol., dat electron verloren heeft)

De ijlheid is zo groot, dat er vrije radicalen kunnen bestaan; hier op aarde bestaat alleen (CN)₂, CN is in het laboratorium niet te maken maar komt tijdelijk in ontladingen voor.

Hoe komt het dat de gassen in coma en staart verschillend zijn? De gassen, blootgesteld aan het ultraviolet van de zon, worden 'gebleekt' tijdens hun reis van de coma naar de staart. Er treedt ontleding op en daarna ionisatie:



§ . Meteoren.

Let op de terminologie:

- 1e) Vallende sterren (kleine korreltjes, die in onze dampkring komen);
- 2e) Boliden = heldere en grotere vuurbollen.

De vallende sterren en de boliden behoeven niet tot dezelfde categorie te behoren.

Heeft men het over het lichtverschijnsel, dan spreekt men van meteor.

Spreekt men over het lichaampje, dat het licht veroorzaakt, dan zegt men: meteoriet.

Dus de meteoriet veroorzaakt het meteorverschijnsel.

Waarneming:

- 1e) Visueel. Op sterkaarten precies de baan van de meteor weergeven met helling, enz.



fig. 297

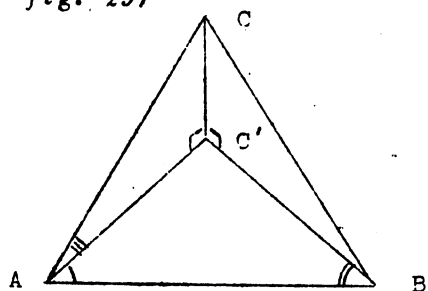


fig. 298

en moet een bevestiging vinden. Een kleine correctie voor de kromming van het aardoppervlak is nodig. Voor de hoogte, waarop vallende sterren oplichten, vindt men 85 km tot 110 km.

2e) Fotografisch. Het instrument, dat hiervoor geschikt is, is de Schmidt-camera (groot veld, grote lichtsterkte). Hiermede is ook zeer goed de snel-

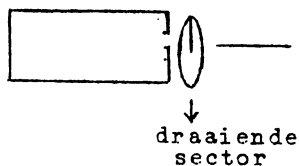


fig. 299

heid van de meteor te bepalen, hetgeen visueel niet goed gaat. Een draaiende sector onderbreekt de belichting een twintig maal per seconde. Resultaat (zie figuur).

Zodoende heeft men kunnen bepalen, na reduc-

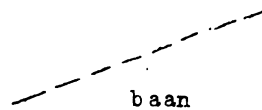


fig. 300

tie voor de aardbeweging, dat alle snelheden < 42 km/sec zijn (parabolische snelheid). Uit deze snelheden kan men inderdaad concluderen, dat de meteoren tot ons zonnestelsel behoren. De vroegere visuele waarnemingen, die deels afwijkende resultaten gaven, zijn onbetrouwbaar.

3e) Radar-waarneming van meteoren.

Beginsel: er wordt met zeer korte radiogolven een flits uitgezonden en men wacht op de terugkaatsing. De lucht langs het spoor van de meteor blijft geïoniseerd gedurende 1 - 3 seconden; deze ionen zijn in staat radargolven terug te kaatsen. De waarneming kan ook bij bewolkte lucht geschieden, ze is precies en betrouwbaar. Ook de snelheid kan gemeten worden; zij blijkt < 42 km/sec. Met de radarmethode zijn vroeger onbekende dag-zwermen gevonden. *Meteorzwermen.*

85% der meteoren zijn *sporadische meteoren*; 15% zijn *zwermmeteoren*, waardoor tijdelijk de waargenomen aantallen toenemen. Zijn deze zwermen zeer rijk, dan spreekt men van een 'sterrenregen'. De meteoren van een zwerm komen uit een 'radiant', d.w.z. met een zekere spreiding schijnen de sporen uit één punt te komen. Dit is echter een perspectief-kwestie: de banen zijn feitelijk evenwijdig in de ruimte.

Interessant is het, dat een aantal radianten dezelfde richting hebben als van waar een bepaalde komeet kwam. Blijkbaar heeft een deel van de komeetkern zich langs de baan uitgespreid als gruis of stof; na zeer lange tijd is dit stof gelijkmatig over de gehele baan verdeeld.

Een beroemd geval is dat van de *Perseïden* (radiant in de buurt van Perseus). Deze volgt dezelfde baan als de komeet 1886 III. Elk jaar wordt deze zwerm

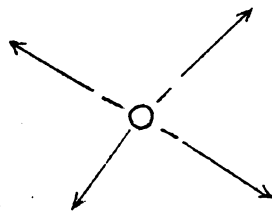


fig. 301

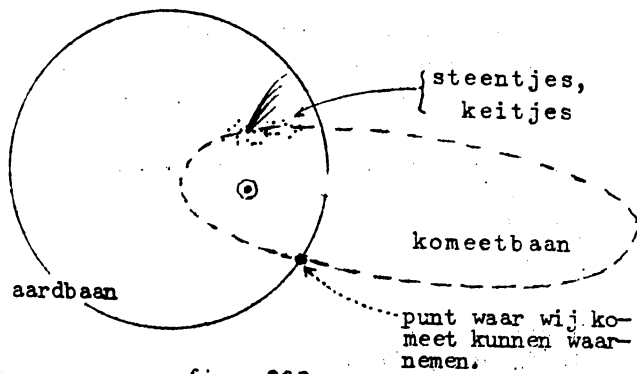


fig. 302

waargenomen in Augustus; besluit: overal bevinden zich meteoren langs de kometenbaan. Telkens na 122 jaar komt de komeet terug. Doordat de baan sterk op de ecliptica helt, zijn er weinig storingen; deze zwerm is dan ook al sedert 1200 jaar bekend.

De *Leoniden* (November): baan komeet 1866 I (Tempel). Hier bevinden zich stofjes enz. op een klein gedeelte van de kometenbaan. Want telkens na 33 jaar, omstreeks het

ogenblik waarop de komeet terugkeert, zijn er mooie sterrenregens gedurende 3 à 4 jaar, telkens in de maand November (fig. 302); thans veel zwakker geworden.

De *October-Draconiden* volgen de baan van de komeet Giacobini-Zinner 1900, die een periode heeft van $6\frac{1}{2}$ jaar. Zeer rijke sterrenregens zijn waargenomen in 1933 en 1946, toen de Aarde zeer dicht bij de komeet passeerde; in jaren waarin de komeet bij de passage iets verder van de aarde verwijderd was, werd weinig of niets waargenomen. De meteorieten bevinden zich dus alleen in de directe nabijheid der komeet.

De *Tauriden* hangen samen met de komeet van Encke. Hun banen vertonen een belangrijke spreiding om de kometenbaan, blijkbaar omdat de zwerm al lang bestaat en dicht bij de zon komt.

De afstand tussen de korrels van een zwerm is van de orde van 50 km. Vergelijken met de afstand van 500 km tussen de sporadische meteoren betekent dit dus een 1000 maal groter dichtheid.

De Meteorieten en hun samenstelling.

Wanneer de sterren blijken zeer kleine stukjes gesteente te zijn, (speldekropjes-grootte). Hun spectra behoren tot twee typen: 1e) met Fe-lijnen, 2e) zonder Fe-lijnen.

De grotere gesteenten, die we in handen krijgen, zijn aldus onder te verdelen:

- Steenmeteorieten; ze bestaan meestal uit ronde korrels (chondren);
- FeNi-meteorieten; ze vertonen de etsfiguren van Widmannstätten;
- Tectieten (glasachtig, donker gekleurd).

Wanneer men de chemische samenstelling gaat onderzoeken, vindt men in grote trekken overeenstemming met de aardkorst. Ook blijkt, wat het preciese atoomgewicht betreft, overeenstemming met de aarde te bestaan; de isotopensamenstelling is dezelfde. Wel komen er in meteorieten sommige mineralen voor, die we op aarde niet kennen. Ze bevatten geen stoffen die uit water gekristalliseerd zijn, geen mica, geen kwarts.

Het neervallen van een meteoriet brengt interessante verschijnselen met zich mee. Na de val van een meteoriet in Siberië in 1908 realiseerde men zich eigenlijk pas in 1927 wat er gebeurd was. Toen werd besloten tot nader onderzoek. Drie Russische expedities naar de Toengoeska hebben het gehele verloop van deze meteorietinslag kunnen reconstitueren. Ze hebben 200 grote en kleine kraters ontdekt; daaromheen is het woud verbrand, tot 10 km afstand zijn de bomen van hun kruin beroofd; tot 20 km zijn ze schuin omgelegd. De inslag is geregistreerd op seismografen en barografen tot in midden-Europa.

Een dergelijke inslag moet hebben plaats gehad in Arizona: Cañon Diablo. De krater heeft een middellijn van 1200 meter en een diepte van 175 meter. Er is veel meteorietzwerf in de buurt gevonden.

De grote meteorieten zelf zijn nooit gevonden. Naarmate het blok groter wordt, is het minder onderhevig aan remming door de lucht en komt het met een grotere snelheid op de grond. De kinetische energie wordt dan voldoende om het geheel te verdampen:

$r = 0,1$ m	$v = 23$ m/sec	$\frac{1}{2}v^2 = 2,7 \cdot 10^9$ erg
1 m	700 m/sec	$2,5 \cdot 10^9$ erg
10 m	2600 m/sec	$3,4 \cdot 10^{10}$ erg
100 m	8300 m/sec	$3,4 \cdot 10^{11}$ erg

De hoeveelheid calorieën, nodig om 1 gram ijzer te doen verdampen, is equivalent met $7,9 \cdot 10^{10}$ erg. Meteorieten met een straal groter dan ca. 20 me-

ter moeten dus verdwijnen.

De onregelmatige vormen der meteorieten en hun samenstelling maken waarschijnlijk, dat zij brokstukken zijn van een vroegere planeet, die op een gegeven ogenblik stuk gegaan is.

Met de U-1e methode en met de ^{238}U -Ar methode zijn leeftijden bepaald van

§ 3. *Het Zodiakale Licht.* 4 tot $5 \cdot 10^9$ jaar.

Na het eind van de schemering ziet men, langs de ecliptica, een wazige lichtkegel die zich van de horizon schuin omhoog verheft. Deze lichtschijn ontstaat door terugkaatsing van het zonlicht tegen de stofdeeltjes die in de interplanetaire ruimte zweven. Blijkbaar vormen ze samen een grote, lensvormige zwerm om het eclipticavlak. Uit de helderheid van deze lichtschijn kan men besluiten dat er zeer veel van die stofjes moeten zijn. Wat men weet van het aantal metoorstofjes is op verre na niet voldoende om het zodiakale licht te verklaren. Blijkbaar zijn er zeer veel heel kleine meteorieten, die in onze dampkring niet oplichten omdat ze hun warmte intijds uitstralen (micrometeorieten); ook is plausibel dat vele meteorieten in cirkelbanen om de zon lopen en met te geringe snelheid door onze dampkring gaan om licht te geven.

Het interplanetaire stof ontstaat door de uiteenvallende kometen. Geleidelijk worden de korreltjes naar de zon gezogen door het effect van Poynting-Robertson: de korreltjes, bewegend in het stralingsveld van de zon, ondervinden een remming, hetgeen neerkomt op energieverlies en nadering tot de zon.

De sterke polarisatie, die het zodiakale licht vertoont, bewijst dat de verstrooiing ook voor een gedeelte te wijten is aan interplanetair gas in sterk geïoniseerde toestand. Het zijn vooral de vrije elektronen die tot de verstrooiing bijdragen. Dit gas vormt een ellipsoïde, met als symmetrievlak de ekliptika, en is te beschouwen als de verste uitlopers der zonnecorona; aanhoudend stroomt het uit de zon naar buiten.

Tenslotte dan nog een beschouwing over de cosmogonie, d.w.z. *de geschiedenis van het planetenstelsel*. Wij willen het dus hebben over het ontstaan en de evolutie van dit stelsel, en niet over de evolutie van 'het heelal'.

Het probleem is in beginsel oplosbaar. Door met de bewegingsvergelijkingen terug te rekenen, kan men vinden, hoe het vroeger geweest is. Meestal gaat men anders te werk. Men gaat uit van een hypothetisch model en vraagt zich af, hoe dit zich verder zou ontwikkelen. Daarna kan men het met een ander model beproeven, tot men een model vindt, dat leidt tot de huidige toestand.

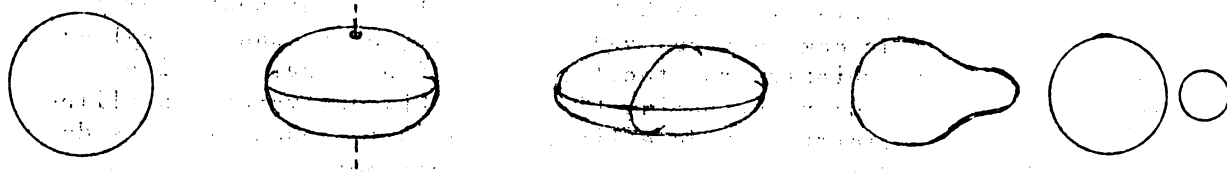
model (1) nu (1)
model (2) nu (2)

De evolutie van een bepaald model wordt in de populaire werken geschilderd met een 'verhaal'. De wetenschappelijke astronoom verlangt echter een *berekening* met behulp van de hemelmechanica; een dergelijke berekening is meestal moeilijk en omvangrijk.

Als voorbeeld bespreken we de evolutie van 2 extreme modellen.

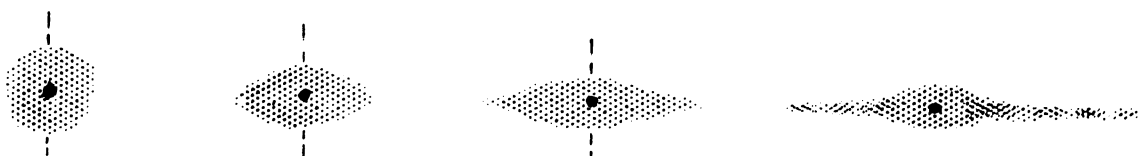
a) Een roterende, homogene gas- of vloeistofmassa.

Naarmate dit lichaam afkoelt en samentrekt, versnelt de rotatie. Eerst is het een bol; deze plat zich af tot een omwentelingsellipsoïde, die daarna overgaat in een 3-assig ellipsoïde; daaruit ontstaat een peërvorm; vermoedelijk splitst zich tenslotte het lichaam in een grote en een kleine bol. Aan de berekening zijn de namen verbonden van Jacobi, Poincaré en Jeans.



b) Het model van Roche.

Een vaste kern, omgeven door een draaiende gasmassa waarvan de massa te verwaarlozen is t.o.v. die van de kern. In dit geval plat het gas-omhulsel eerst af, aan de aequator eindigt het in een scherpe rand, waaruit meer en meer gas ontsnapt in de wereldruimte.



In het planetenstelsel is er een opvallende regelmaat te ontdekken. Denk aan:

a) de planetenbanen:

kleine helling op ecliptica,
rechtlopend,
bijna cirkelvormig,
regel van Titius-Bode.

b) de satellieten:

het vlak, waarin de satellieten draaien, stemt ongeveer overeen met het aequatorvlak der planeet;
in het algemeen zijn ze rechtlopend, afgezien van enkele der buitenste der satellieten;
de banen hebben kleine e ;
ook hier de regel van Titius-Bode of dergelijke.

Uit bovengenoemde voorbeelden ziet men direct de grote regelmaat. Deze regelmaat is geen gevolg van de wet van Newton, zoals Keppler's 3e wet het was. Ze is het gevolg van de beginvoorwaarden, toen het stelsel werd gevormd, en van latere invloeden die op de banen inwerkten.

De theorieën voor het ontstaan van het planetenstelsel zijn te splitsen in twee groepen:

- 1e) dualistische hypothesen;
- 2e) monistische hypothesen.

Dualistische hypothesen.

Voor de vorming is een tweede hemellichaam nodig, in de evolutie is de zon te beschouwen als een 'open stelsel'.

De meest bekende van deze theorieën is de hypothese van Jeans. We nemen aan,

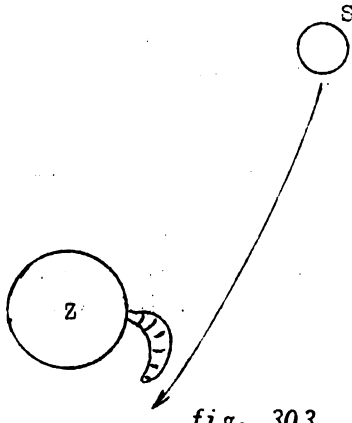


fig. 303

dat toevallig een of andere ster dicht langs de zon voorbij is gekomen. De ster en de zon oefenen wederzijdse krachten op elkaar uit. Door deze getijkrachten rukt de ster bij het passeren een vloedgolf uit de zon weg. De hoofdzaak van de sliert blijft in de nabijheid van de zon; hij valt in stukken uiteen. Dit alles gebeurt binnen de limiet van Roche.

De verschillende fragmenten zullen om de zon gaan wentelen en zullen de planeten vormen. Reeds bij de eerste periheliumdoorgang ontstaan vloedgolven op de planeten en daaruit vormen zich de satellieten

In den beginne zullen de banen sterk excentrisch zijn, doch langzamerhand zullen ze meer en meer cirkelvormig worden, tengevolge van wrijving tegen het interplanetaire stof.

Het komt er nu op aan, deze theorie aannemelijk te maken. En dit is wel zeer moeilijk. 1) Als de massa van de ster kleiner is dan die der zon, vormen zich zowel teruglopende als rechtlopende planeten; als die massa groter is, neemt de ster de meeste planeten met zich mee. 2) Ook is de cirkelvorm van de banen moeilijk te verklaren. 3) En het is zeer onwaarschijnlijk, dat de losgerukte sliert zal condenseren; vermoedelijk verspreidt zich het zeer hete gas direct in het heelal. 4) Een grote moeilijkheid is ook, dat de ster zeer dicht langs de zon moet gaan om er een sliert uit weg te trekken; maar dan bestaat de kans, dat de ster in het geheel niet meer los komt. Dit laatste zou alleen op te lossen zijn door de ster een zeer grote snelheid te geven; doch zo'n grote snelheid is op zichzelf al een zeldzaamheid. Bovendien komt een dergelijke nabije ontmoeting tussen twee sterren ook zeer zelden voor. In 10^{10} jaar is de kans 1 : 20.000.000.

Het ontstaan van een planetenstelsel zou dus wel iets uitzonderlijks worden, dat op de 10^{11} sterren van het Melkwegstelsel maar een klein aantal malen gebeurd kan zijn.

Monistische hypothesen.

We beschouwen nu de ontwikkeling van de zon en het planetenstelsel als gesloten systeem. Hier is het ingrijpen van een ander hemellichaam niet nodig. Tot deze groepen behoren de klassieke theorieën van Kant en Laplace.

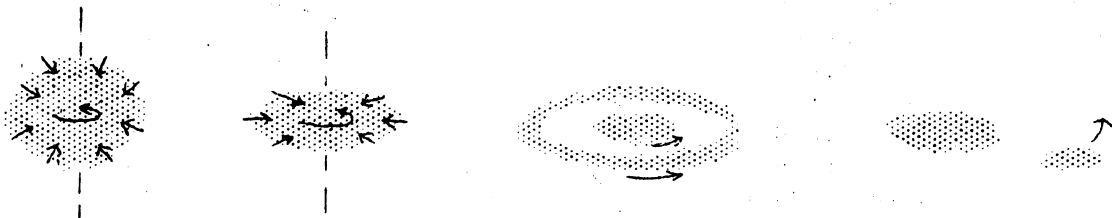


fig. 304

Model volgens Laplace:

Een draaiende oernevel, die zich samentrekt. Gevolg: sneller draaien, afplating tengevolge van middelpuntvliedende kracht. Op een gegeven moment zal zich een aequatoriale ring afscheiden. Deze ring is niet stabiel en valt uiteen in stukken, die dan de planeten vormen. Vervolgens trekt de nevel weer verder samen en dan begint het proces weer van voor af aan. Een voor een komen er nieuwe planeten.

Bezwaren.

1) Er is geen enkele reden aanwezig, waarom het afsnoeren der ringen *discontinu* moet gebeuren. 2) Als men tegenwoordig bij het zonnestelsel kijkt naar het rotatiemoment Σmvr (over alle deeltjes van het systeem), dan ziet men, dat het overgrote gedeelte van de 'mvr' zich in de planeten bevindt (voor 27/28). Het is helemaal niet in te zien, hoe het impulsmoment zich zo ongelijk verdeeld zou hebben tussen zon en planeten, dat de planeten, met 1/1000 van de totale massa, 27/28 van het hoekmoment zouden bezitten.

Theorie van Von Weiszäcker, gewijzigd door Kuiper.

De toestand waarvan men uitgaat is hier: een nevel met in het midden de zon; de zon is reeds in een toestand, die op de huidige gelijkt. De verschillende deeltjes van die nevel zullen elk een cirkelbaan beschrijven om de zon volgens Kepler. Die deeltjes zullen dus verschillende snelheden hebben, met het resultaat, dat er ontstaan: wervels en turbulentie. Het blijkt uit hydrodynamische beschouwingen, dat de kleine wervels zich gemiddeld in de buurt van de zon bevinden, de grotere op groter afstand. Men kan nu laten zien, dat de grote wervels de kleine opslokken bij een eventuele ontmoeting; zo krijgt men langzamerhand op elke gegeven afstand van de zon slechts één wervel. Die wervels condenseren dan tot planeten.



fig. 305

Slechts de eerste stappen zijn gedaan, om het ontstaan van het planetenstelsel te verklaren; er blijven nog vele onopgeloste problemen over. We hebben immers gezien, hoeveel moeilijkheden er reeds opdoemden, wanneer we uitgingen van de allereenvoudigste modellen, alleen maar om te berekenen hoe ze zullen evolueren. Er zijn echter, juist daardoor, nog allerlei onontgonnen mogelijkheden.

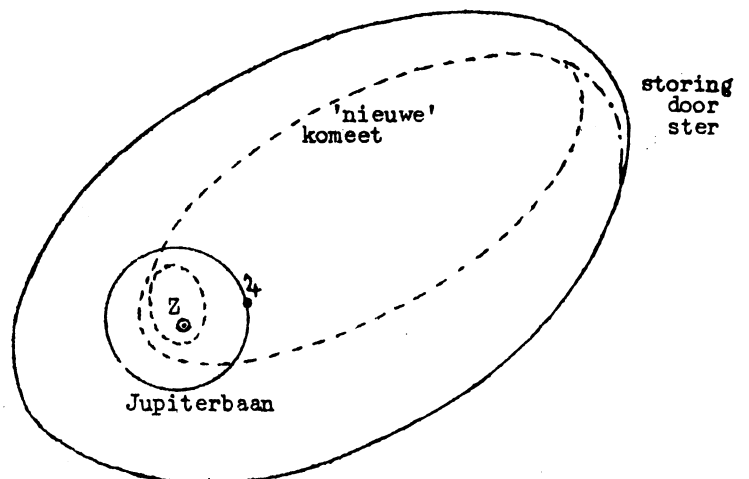
Bijzondere problemen.

De kwestie der Kometen.

Een mooie verklaring van het ontstaan der kometen is gegeven door Professor Oort. Er moet een of andere bron zijn, waaruit ze ontstaan. Immers, aangezien er steeds kometen verdwijnen door storingen of door uitputting van het gas, moet er een of ander 'reservoir' zijn; er moeten er veel meer zijn, dan wij zien. De kometen met 'parabolische' baan zijn afkomstig van 50.000 à 150.000 AE. Op deze afstanden behoren ze nog steeds bij ons zonnestelsel.

Men neemt nu aan, dat er een ontzaglijke wolk kometen bestaat, met alle mogelijke snelheden en excentriciteiten. Enkele ervan komen in de buurt van de aarde en worden waargenomen. De storingen door Jupiter zullen enerzijds sommige van die kometen 'vangen' en in kortperiodieke kometen veranderen; anderzijds werpen zij een zeker aantal kometen op hyperbolische banen, welke kometen dan verloren gaan.

Af en toe echter wordt die wolk van kometen gestoord door sterren, die in de verte voorbij gaan. In het aphelium van zo'n kometenbaan is de beweging zeer langzaam.



oorspronkelijke baan; komeet onzichtbaar.

fig. 306

In het aphelium van zo'n kometenbaan is de beweging zeer langzaam.

De geringste storing, die daar optreedt, is reeds voldoende om de komeet een geheel andere richting te doen kiezen, m.a.w. een heel andere baan te laten volgen. De wolk wordt dus eigenlijk 'door elkaar geroerd door de sterren'. Sommige kometen krijgen een zodanige storing, dat ze de zon naderen en voor ons zichtbaar worden.

Naar schatting zijn er 10^{11} kometen in die wolk. De massa van dit alles is naar schatting: 0,1 - 0,01 van de massa der aarde.

Het geheel begint dus al te lijken op een kleine planeet. Misschien behoren de planetoiden en meteorieten ook wel tot dezelfde groep. We zijn dus niet zo ver meer af van het idee van de stukgesprongen planeet, die zich bevonden zou hebben tussen Mars en Jupiter. De fragmenten met grote snelheid komen dan in het gebied der kometen. Zij, die kleine snelheden hebben, blijven binnen de Jupiter-baan, en worden misschien de planetoiden.

In 10^9 jaar zou er van de kometenwolk 13% door storing verloren gaan in de wereldruimte. We zien dus, dat we ons niet ongerust behoeven te maken over het uitgeput zijn van de kometenvoorraad, want er blijft immers nog steeds een flink gedeelte over.

Ontstaan stelsel Maan - Aarde.

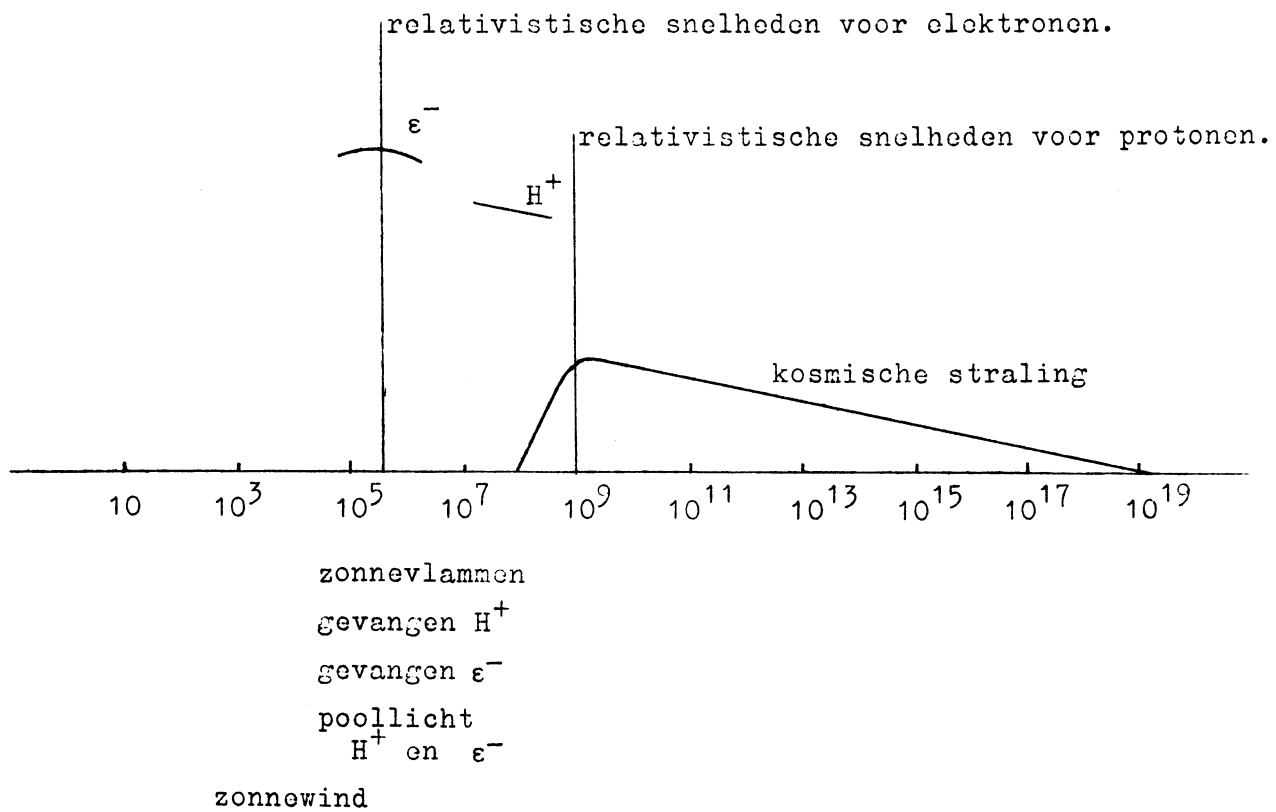
Men kan aannemelijk maken, dat de Maan uit de Aarde ontstaan is. - De aarde draait voortdurend langzamer door getijdenwrijving. In het verleden draaide de aarde dus veel sneller en er moet een tijd geweest zijn, dat de rotatieduur 4 uur bedroeg. Maar men berekent, dat een vloeibare bol van de grootte der aarde een eigen trillingstijd heeft van 2^u . Stel dat door een kleine, toevallige storing de aarde deze trilling begint uit te voeren, waarbij zij afwisselend langwerpig en afgeplat wordt. Er werken dan getijkrachten van de zon, en als de rotatieduur 4 uur bedraagt zullen die krachten in de juiste phase werken om de trilling te versterken. Men krijgt resonantieverschijnselen. Op een gegeven ogenblik kan dan een splitsing plaatsvinden: de maan scheidt zich af van de aarde.

In de laatste tijd zijn verschillende argumenten gegeven, waardoor deze fraaie theorie toch aan het wankelen is gebracht.

Overzicht.

We hebben gezien, hoe we een algemeen beeld van het ontstaan der planeten konden opbouwen met de werveltheorie. Voor de *detailproblemen* keken we naar de kometen en meteorieten, die redelijk opgelost bleken. Indien werkelijk het planetenstelsel door een natuurlijke ontwikkeling is ontstaan, volgens een monistische hypothese, zijn er vermoedelijk *veel* sterren met dergelijke planetenstelsels. In dezelfde richting wijst de volgende beschouwing. - Wanneer we de dubbelsterren bekijken, dan vinden we, dat de massaverhouding van de twee componenten varieert van het ene tot het andere paar. Extrapolleert men de frequentiekromme tot massaverhoudingen zoals Jupiter / Zon, dan blijkt, dat er nog *een zeer groot aantal* van dergelijke planetenstelsels moet voorkomen. Dit is intussen niets meer dan een voorlopige aanwijzing.

Overzicht van de energierijke deeltjes
in het planetenstelsel.



RUIMTE-ONDERZOEK

Deze ietwat wonderlijke uitdrukking wordt gebruikt voor het astronomisch onderzoek met hoge ballons, raketten, kunstmanen en ruimtevoertuigen. Deze nieuwe hulpmiddelen bieden de volgende voordelen.

1. Buiten de dampkring vervalt de absorptie van de lucht. Men kan dus het heelal onderzoeken in allerlei golflengtegebieden, ook in het röntgengebied, het verre UV, het verre IR, de radiogolven met A. D.
2. Buiten de dampkring vervalt de scintillatie. Men kan dus scherper beelden verwachten. Dit is reeds toegepast voor het onderzoek van granulatie der zon.
3. Het verstrooide licht van de nachthemel vervalt, men kan dus tot veel zwakker objecten doordringen.
4. Men kan de hoogste dampkring en de interplanetaire ruimte ter plaatse onderzoeken en aldaar experimenteren.

De raket bestaat uit een sterk en vuurvast, gestroomlijnd omhulsel waarin zich de verbrandingskamer bevindt. Daarin wordt een vaste brandstof tot ontbranding gebracht (nitroglycerine, enz.), ofwel men pompt en verstuift vloeibare brandstof (alkohol) en vloeibare zuurstof in de verbrandingskamer. De verbrandingsgassen stromen aan de onderzijde uit, terwijl de raket door reactie opstijgt (fig. R01). De raket zet zich dus niet af tegen de omgevende lucht, maar tegen de massa van de met constante snelheid c uitgestoten gassen. Dan geldt:

$$m \frac{dv}{dt} = -c \frac{dm}{dt}$$

waaruit volgt: eindsnelheid $v_{\max} = c \ln \frac{M_{\text{begin}}}{M_{\text{eind}}}$

De uitstroomsnelheid is van de orde 2,5 km/sec., v_{\max} moet opgevoerd worden tot 8 km/sec. voor een kunstmaan, tot 11 km/sec. voor een ruimteschip. (Vgl. blz. 35 en 50). Slechts door gebruik te maken van meertapsraketten is dit te halen.

Wanneer de raket, na een korte verticale stijging, horizontaal wordt weggeschoten in een luchtledige omgeving en met $v = 8 \text{ km/sec.}$, kan hij praktisch onbepaald lang blijven rondcirkelen om de aarde. Baanvlak en baanvorm blijven in eerste benadering onveranderlijk t.o.v. de sterren, terwijl de aarde daar onderdoor draait. In hogere benadering echter treden twee storingen op: 1. omdat de aarde afgeplat is, ontstaat een langzame precessie van het baanvlak (blz.80 en 101) 2. tengevolge van de wrijving van de lucht, hoe ijl die ook zij, verliest de kunstmaan geleidelijk energie, nadert dichtert tot de aarde, terwijl de baan ronder wordt; hij beschrijft een soort spiraal en verliest aan snelheid!

De waarnemingen geschieden door visuele plaatsbepalingen of door fotografie van de baan (in de schemering); het moeilijkst is de tijdsbepaling, die op een klein onderdeel van een sekunde nauwkeurig moet zijn. Men kan ook de radioseinen van de kunstmaan opvangen, en uit het Doppler-effekt de radiële snelheid en de baan afleiden.-Reeds uit de

kennis van de baan kunnen belangrijke resultaten verkregen worden. In de kop van de raket zijn er allerlei instrumenten geplaatst, die automatisch werken. Hun waarnemingen worden met een kleine radiozender in codevorm uitgezonden en tijdens de vlucht opgevangen (telemeter-techniek). Men weet zo goed als zeker dat men de raket niet meer in handen krijgt.

De vorm van de aarde.

Hiervoor moet men de plaats van een kunstmaan op een bepaalde tijd uiterst nauwkeurig bepalen, hetzij fotografisch of met radiogolven. Men gebruikt hem dus als geodetisch merkteken, om de netten van twee gescheiden vastelanden aan elkaar te verbinden.

Daarnaast heeft een precieze baanbepaling de vorm der aarde beter leren kennen. Ontwikkel die vorm in zonale bolfuncties; voor de term P_2 (de afplatting) vond men $1/298,2$, die belangrijk afwijkt van de geodetisch bepaalde. Zelfs heeft men het bestaan van een P_3 term aangetoond (+17 meter aan de Noordpool).

De meteorologie.

Met kunstmanen kan de verdeling van de wolken over de aarde ineens overzien en gefotografeerd worden. Aldus is het ontstaan van stormen waarneembaar en zal het voorspellen vergemakkelijkt worden.

De ionosfeer.

Men heeft nu rechtstreeks de dichtheid op verschillende hoogten kunnen meten tot voorbij 250 km. Door automatisch werkende massaspectrograafjes is de lucht op die hoogte geanalyseerd: de samenstelling verandert belangrijk boven de 100 km. De electronendichtheid kon nu rechtstreeks gemeten worden: het blijkt dat deze dichtheid voortdurend toeneemt tot de ruim 300 km. en dan geleidelijk afneemt; de "geleidende lagen" zijn slechts plotselinge aangroeiingen (fig. RO 2).

De hoogte waarop het nachthemellicht ontstaat is nu nauwkeurig bepaald op 100-110 km.

Nauwkeurige waarnemingen van de beweging der kunstmanen heeft geleerd, dat zij alle tegelijk kleine vertragingen en versnellingen ondergaan met een periode van 27 dagen (= de rotatieduur van de zon). Nog preciezer is de correlatie met de radiogolven van de zon, die een goede index van de zonsactiviteit zijn. Men moet wel besluiten, dat de deeltjes die de zon uitzendt de dampkring verwarmen, die dan uitzet, zodat de kunstmaan in dichtere lagen terechtkomt. Een dag na sterke zonnevlammen onderging de kunstmaan een plotselinge sterke vertraging. Deze effecten waren bijzonder uitgesproken bij Echo I, een ballon van nylon, bedekt met aluminium, die 30 m. middellijn had en slechts 90 kg. woog.

Raketten, voorzien van fotonentellers, hebben aangetoond dat reeds op 100 km. hoogte de gehele hemel Ly_{α} -licht verstrooit door resonantie

van de van de zon afkomstige straling. Blijkbaar komt er dus waterstof voor in de hoge lagen van de dampkring en stellig in de interplanetaire ruimte. Door het uitwerpen van wolken Na of Cs door een raket in de schemering, kan men het spoor zien oplichten in het avondzonlicht. Uit opeenvolgende foto's bepaalt men de diffusie, de turbulentie, de windstromingen, tot hoogten van 400 km.

De kosmische straling die we met ballons op 35 km. waarnemen is reeds merkbaar gewijzigd door de 6 gram/cm^2 lucht die daarboven nog voorkomt. Pas op grotere hoogte kan de echte primaire straling met raketten waargenomen worden.

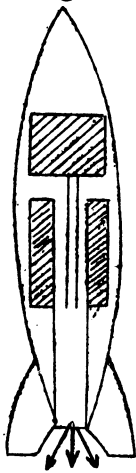


Fig. RO - 1

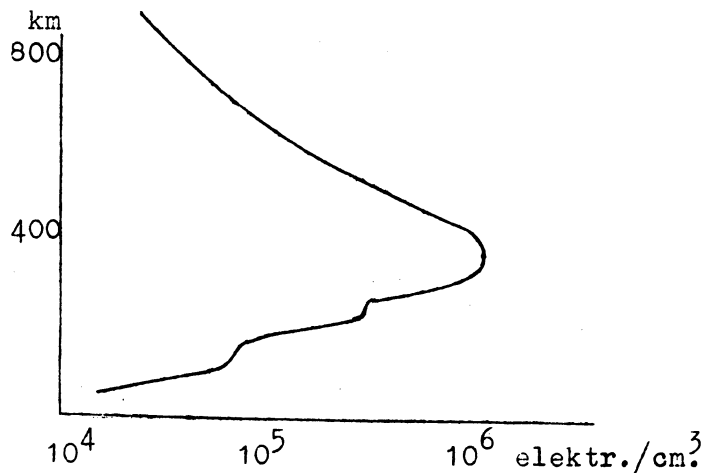


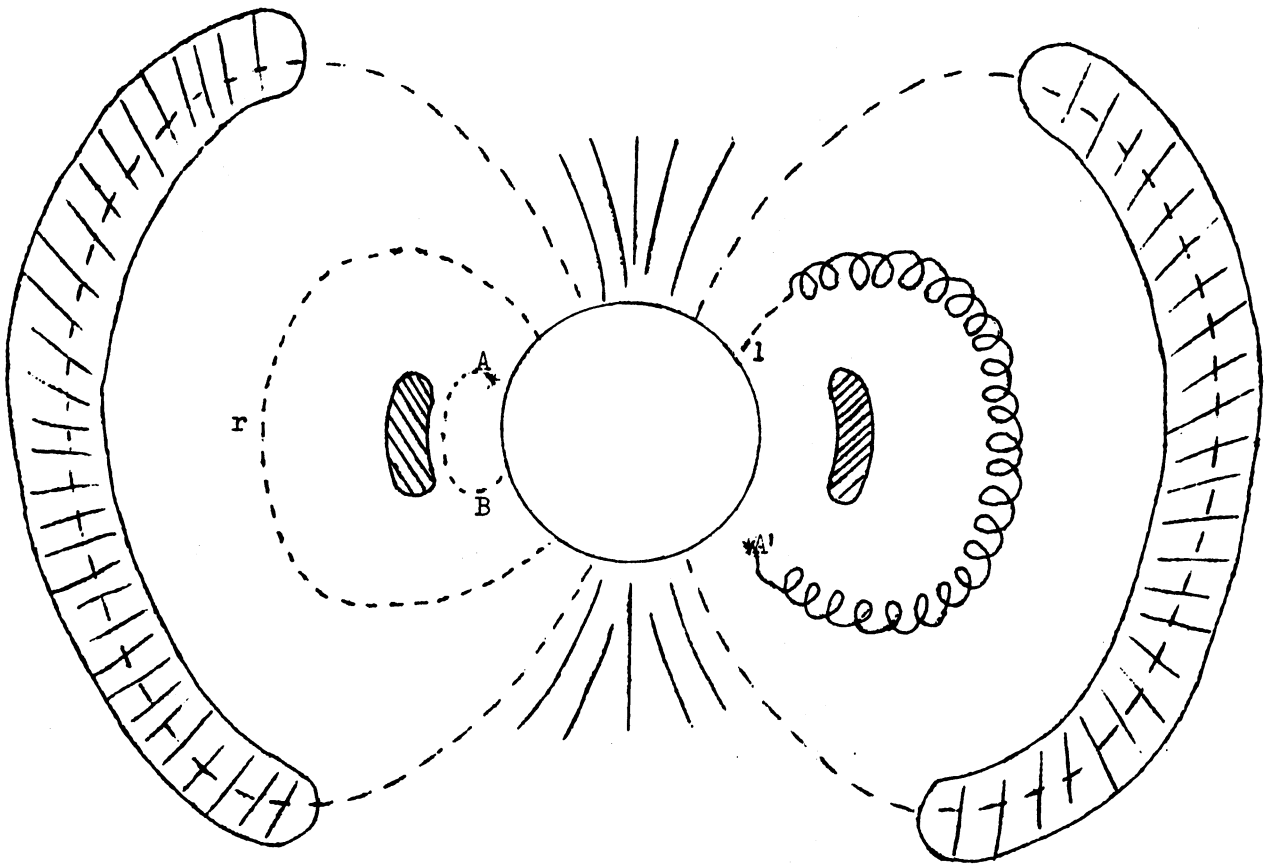
Fig. RO - 2

De nabije omgeving der aarde.

De ruimtevoertuigen, uitgerust met Geigertellers, hebben aangetoond dat de aarde omgeven is met twee, wellicht drie concentrische ringen van hoog-energetische elektronen en protonen (Van Allen gordels; Fig. RO-3). De oppervlakken van grootste dichtheid bevinden zich gemiddeld op 4000 en op 16000 km. boven het aardoppervlak, maar men merkt de aanwezigheid der gordels tot op 60000 km. De geladen deeltjes zijn gevangen door het magnetische veld der aarde, spiraleren om de krachtlijnen, en bewegen in lange schroeflijnen afwisselend N-waarts en S-waarts. De deeltjes van de binnenste gordel ontstaan vermoedelijk doordat de kosmische straling de dampkring treft en daar neutronen losmaakt, die dan in protonen en elektronen uiteenvallen. De buitenste wordt door de deeltjes gevormd die van de zon komen.

Bij een sterke zonnevlam worden wolken geladen deeltjes door de zon uitgezonden, die het magnetische veld der aarde storen, zodat de elektronen en ionen van de buitenste stralingsgordel kunnen wegstromen en de aarde bereiken nabij een geomagnetische breedte van $\pm 70^\circ$. Tevens wordt de voorraad elektronen en ionen in de stralingsgordel aangevuld.

In 1958 werden drie kleine kernbommen tot ontploffing gebracht op grote hoogte (Fig.RO-3,A en A'). De elektronen, in de ontploffing ontstaan, vormden een kunstmatige stralingsgordel die door raketten en kunstmanen aangetoond kon worden. Er ontstond poollicht op de magne-



Figuur R0-3

tisch toegevoegde punten B en B' ("Argus experiment").

Onze radiotoestellen vangen soms merkwaardige, korte fluittonen op, zgn. "whistlers". Deze golven ontstaan als er een bliksem inslaat; zij planten zich voort langs de ionenslierten, die de magnetische krachtlijnen omhullen en lopen verscheidene malen heen en weer van het noordelijk naar het zuidelijk halfrond.

Uit dergelijke onderzoeken zijn de elektronendichtheid en het magneetveld in de gehele ruimte om de aarde af te leiden.

Een interessant onderzoek betreft de direkte meting van het magnetische veld op grote afstand van de aarde. Hiertoe gebruikt men speciale magnetometers, zonder magneetnaalden (protonen-precessie).

Tot 5 aardstralen stemt het veld ongeveer overeen met het berekende dipoolveld. Daarbuiten zijn er afwijkingen, wijzend op het bestaan van een ringstroom op een afstand van 10 aardstralen. Tussen 12 en 15 aardstralen vermengen zich de aardse krachtlijnen met die van de interplanetaire velden (enkele γ).

De interplanetaire ruimte.

De ruimte tussen de zon en de aarde is gevuld met uiterst ijl gas, in hoofdzaak waterstof; dit is te beschouwen als het buitenste deel van de corona. Door deze ruimte schieten de deeltjes van de kosmische straling, de gasstromen die de zon af en toe wegblaast, de meteorstofjes.

Het interplanetaire gas moet vrijwel geheel geïoniseerd zijn, het is een echt plasma. Dichtheid: ongeveer 10^2 elektronen/cm³; de wolken die van de zon komen hebben soms 10^5 elektronen/cm³. Er is een voortdurende "zonnwind", die nabij de aarde een snelheid van 500km/sec. zou hebben en die tot de staartvorming van kometen bijdraagt.

Mikrometeorieten tot 10^{-10} gram kunnen individueel geteld worden door mikrofoontjes in de raket of in het ruimtevoertuig. Het is gebleken dat er zeer veel stofjes dichtbij de aarde voorkomen; het maximum bevindt zich bij 140 km, dan neemt de dichtheid af tot 10^5 km, waar de normale dichtheid van de zodiakale wolk bereikt is.

De interplanetaire magneetvelden zijn van de orde van 1γ maar ze nemen toe tot 10γ na zonnevlammen.

De Maan.

Lunik I is op een afstand van minder dan 7500km aan de maan voorbijgegaan. Lunik II kwam op de maan terecht en leerde dat het magneetveld van de maan in elk geval kleiner is dan 100γ . Lunik III fotografeerde de achterkant van de maan en seinde het automatisch ontwikkelde fotografische beeld per televisie naar de aarde over. De achterkant van de maan blijkt weinig donkere vlakken te vertonen. Het merkwaardigste object zijn de Sovjetbergen, die geheel anders dan de overige bergketens op de maan gevormd moeten zijn.

De zonsparallax.

Evenals men planetoiden gebruikt voor de meting van de afstand Aarde-Maan, kan men ook gebruik maken van ruimtevoertuigen, waarvan de baan uit hun radioseinen afgeleid wordt (Dopplereffekt, snelheid in de gezichtslijn). Hieruit vond men voor de zonsparallax $8''7974$
 te vergelijken met de bepalingen uit Eros $\left\{ \begin{array}{l} 8''803 \\ 8''7984 \end{array} \right.$
 en met die van de radarwaarneming van Venus $8''8021$

De planeten.

Het voornaamste tot nu toe bereikte resultaat is wel, dat men waterdamp op Venus heeft kunnen aantonen, gebruik makend van de sterke absorptieband bij $\lambda 11300 \text{ \AA}$, die buiten onze dampkring storingsvrij waar te nemen is.

Het onderzoek van de zon, de sterren, de nevels met behulp van raketten.

Zal in het 2^o deel van het college behandeld worden (Sterrenstelsels).

Praktisch toepassingen.

Kunstmanen kunnen de mogelijkheden van draadloze verbindingen op grote afstand geweldig verhogen; het aantal beschikbare kanalen, dat nu reeds te gering is, zou wel met een faktor 10 000 kunnen stijgen. Internationale televisie wordt mogelijk. Daarnaast de weer-en stormvoorspelling.

Tenslotte de nauwkeurige geodetische plaatsbepaling, ook voor schepen en vliegtuigen.

Andere belangrijke, zuiver-wetenschappelijke onderzoekingen.

Toetsing van de algemene relativiteitstheorie.

Het verschaffen van oppervlaktemateriaal van planeten.

Het leven op andere werelden.

Vestiging van een sterrewacht op de maan.

Litteratuur.

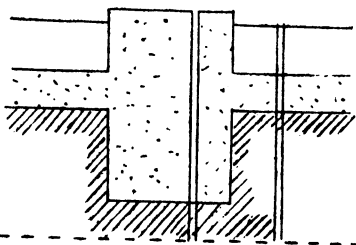
Berkner and Odishaw: Science in Space.

Vertregt: Grondbeginselen van de Ruimtevaart (II N 27).

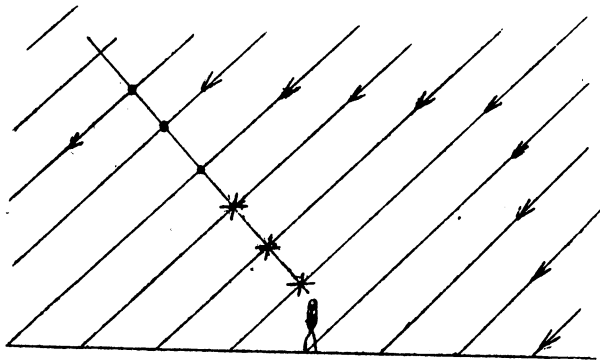
Liller: Space Astrophysics (II N 50).

Verbeteringen en aanvullingen bij het dictaat
 Algemene Astronomie
 deel A
 Het Planetenstelsel
 van Prof. Dr. M. G. J. Minnaert
 1959

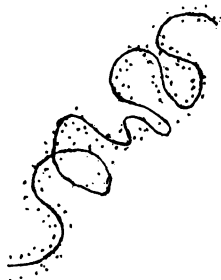
pag.	regel.	is	moet zijn
3	13 v.o.	1 op 20 (millioen)	1 op 20 miljoen bij meting door interferentie)
6	17 v.o.	$g = \frac{g_p - g_a}{g_a} =$	$g = \frac{g_p - g_a}{g_a} =$
7	6 v.o.	van Sial is 2,7, die van Sima is 3,0.	van Sial is 2,8, die van Sima 3,3
7	1 t/m 3 v.o.		vallen weg.
7		fig. 17 valt weg; fig 16 wordt als volgt	



13	6 v.o.	Tussen de regel: "Wanneer nu het atoom geïoniseerd", en de regel: "(*) Wel is echter gebleken, i.v.v." moet een streep over de gehele breedte van de bladzijde getrokken worden	
15	26 v.o.	(Lorentzkracht)	(Lorentzkracht). Men zorgt ervoor, deeltjes van gelijke bewegingsnelheid te vergelijken.
16	13 v.b.	C^{14} is radioactief	C^{14} is radioactief: $C^{14} = N^{14} + e^-$
18	4 v.l.	$\frac{1}{(R+r)^2} = \frac{1}{R(1+\frac{r}{R})^2}$	$\frac{1}{(R+r)^2} = \frac{1}{R^2(1+\frac{r}{R})^2}$
22	15 v.o.	De druk verandert in de verhouding....	Toevoegen: $e = 2,716 \dots$ $x = \text{schaalhoogte}$
25		Fig. 53 vervalt. Hiervoor in de plaats komt de volgende figuur:	

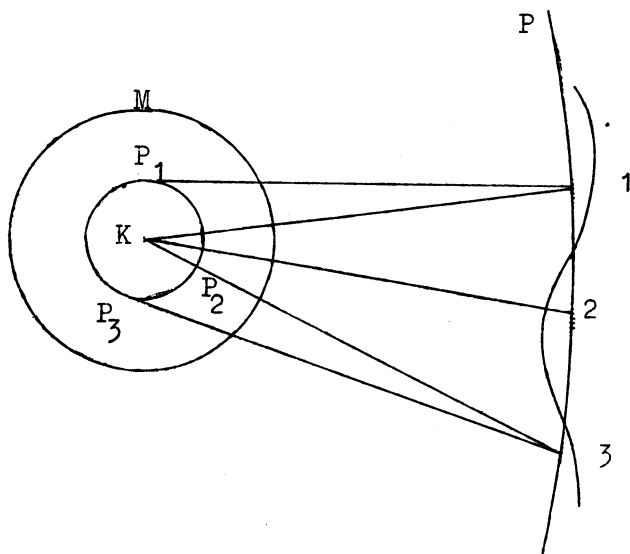


30 Fig. 65 Toevoegen Fig. 65 d als volgt:



31 23 v.b. , de N₂ banden en de Na-lijn , de OH-banden en de Na-lijn

pag.	regel	is	moet zijn
31	30 v.b.	door de zonnestralen	door de zonnestralen; dan ver- schijnen ook N ₂ banden
31	43 v.b.	We kennen lagen op...	We kennen lagen op 300 km FII 200 km FI 110 km E
36a en 36b vervallen. Deze bladzijden worden vervangen door een nieuw hoofdstuk.			
40	Fig. 86	langs de horizontale as moet staan: 360° ← lengte 180° 0°	
42	7 v.o.	deferens) om de aarde	deferent) om de aarde
43		Op deze pagina moet overal het woord „deferens“ vervangen worden door „deferent“	
43	7 v.o.	De waarde van sin CAP =	De waarde van (fig. 95) sin CAP =
47	23 v.b.	2. Ellipsbanen.	2. Ellipsbanen, met de zon in het brandpunt.
51	12 v.b.	Dus: $\frac{R^3}{p^2} = \text{const.} \times (m_1 + m_2)$	Toevoegen: De constante be- draagt: $\frac{G}{4\pi^2} (m_1 + m_2)$
52	9 v.b.	$P_\odot = 8,790$	Toevoegen: latere bewerking: 8,7964
52	16 v.o.	De zin: We vergelijken de baansnelheden... t/m ... a ₁ en a ₂ . Dan zijn moet doorgestreept worden. De nieuwe tekst wordt verder als volgt: De snelheden (voor cirkelbanen) zijn te vinden uit:	
		$\frac{Gm_z}{a^2} = \frac{v^2}{a}$ dus $v = \frac{Gm_z}{a}$	
57	4 v.o.	(middelbare Zon) α	(middelbare Zon) α_m
59	fig. 125b	Bij de top van de kernschaduw-kegel moet een T bijgeschreven worden	
63	fig. 136	De figuur wordt als volgt:	
67	2 v.o.	Rechte klimming $\alpha = L PX$	Rechte klimming $\alpha = L \gamma PX$
68	13 v.b.	$\delta = 26^\circ$	$\delta = 26^\circ$ (oude afspraak) Nieuwe afspraak: 12h 49m; 27,4; Oorsprong van l in centrum Melkwegstelsel.
70	fig. 158	oculair	objectief
72	21 v.o.	geocentrische breedte	geocentrische breedte.
73	14 v.b.	geldt ook voor de grote Δ	$\text{tg } \varphi - \text{tg } \varphi = e^2 \text{tg } \varphi$ geldt ook voor δ^2
74	32 v.o.	onregelmatige schommelingen.	Toevoegen: De richting van de as t.o.v. de sterren verandert hierdoor niet
76	fig. 163	$\lambda = \lambda_0 + 90^\circ$	$\lambda_0 = \lambda + 90^\circ$
82	8 v.b.	Verandering in λ	Verandering in α
82	9 v.b.	β verandert	ε verandert
82	fig. 194	De figuur wordt als volgt:	



pag.	regel	is	moet zijn
67	27 v.b.	spectrum van C ₂	spectrum van C ₂ -mogelijk insl van meteorieten.
92	3 v.b.	Toevoegen: In radiospectrum is de T-schommeling veel geringer (diepere laag)	
93	11 v.o.	10 ⁻⁹ van de aardse	10 ⁻¹³ van de aardse
94	6 v.o.	∅ = 0,36 diam. A = 4650 km.	∅ = 0,40 diam. A = 5140 km.
95	12 v.o.	0° Aan de achterkant	26° Aan de achterkant
96	8 v.b.	de afstand van -3 ^m 3 tot	de afstand van -3 ^m 0 tot
97	9 v.o.	op de heldere helft	Toevoegen: Uit de radiostraling: 315°- 600°K (oppervl.)
98	15 v.b.	Toevoegen: Waarneming van	nachthemellicht (N ₂)
99	22 v.b.	400 meter bij 1 atm.	Toevoegen: -Betere waarde: 1000
99	25 v.b.	320° K	265° K
101	20 v.o.	Grijsgroene gebieden	Donkere gebieden
101	16 v.o.	in de blauwgroene gebieden	in de donkere gebieden.
101	13 v.o.	4 km/uur	2 km/uur
101	4 v.o.	grijsgroene gebieden?	donkere gebieden?
104	18 v.b.	blauwgroene gebieden	donkere gebieden.
105	22 v.b.	op 2 Januari 1602	op 1 januari 1602
110	23 v.b.	gassen te binden	Toevoegen: H ₂ is waargenomen in IR
110	11 v.o.	periode 9 ^h 55 ^m 13 ^s	Toevoegen: Jupiter heeft een ionosfeer.
111	1 v.o.	De drie buitenste	De vier buitenste
121	9 v.o.	laboratorium bepaald zijn	Toevoegen: (5000 cal./mol.)
122	fig. 296A	(CN) ₂ CO ⁺ ε-	(CN)₂ CO ⁺ ε-
125	1 v.o.	Toevoegen: Men spreekt van de zonnewind en schrijft de vorming der kometenstaarten daar voor een belangrijke mate aan toe (blz.121)	