

Wprowadzenie do astronomii

(wydanie czwarte)

Bogdan Wszolek



Obserwatorium Astronomiczne Królowej Jadwigi

Rzepiennik Biskupi 2018

Redakcja
Bogdan Wszółek

Projekt okładki
Bogdan Wszółek

© Copyright by Obserwatorium Astronomiczne Królowej Jadwigi
w Rzepienniku Biskupim

ISBN 978-83-949305-4-7

**Książka wydana w formie tradycyjnej oraz w wersji elektronicznej,
dostępnej na stronie: www.astronomianova.org**

Ryciny gwiazdozbiorów zodiakalnych zaczerpnięto z atlasu nieba opracowanego przez Jana Heweliusza (1611-1687) w dziele *PRODROMUS ASTRONOMIAE CUM CATALOGO FIXARUM ET FIRMAMENTUM SOBIESCIANUM ...*
Gdańsk 1690

Drukarnia i wydawnictwo POLIGRAM
ul. Pułaskiego 21/2
42-217 Częstochowa
Tel. 34 324 32 39, 793 867 032
e-mail: biuro@poligram.pl

Spis treści

Od autora	5
1. Sfera niebieska i układy współrzędnych w astronomii	7
1.1. Współrzędne horyzontalne	10
1.2. Współrzędne równikowe godzinne	12
1.3. Współrzędne równikowe równonocne	13
1.4. Układ współrzędnych ekliptycznych	16
1.5. Układ współrzędnych galaktycznych	17
1.6. Transformacje współrzędnych przy przejściach z układu do układu	18
2. Zjawiska związane z ruchem dziennym nieba	27
2.1. Wschody i zachody ciał niebieskich	27
2.2. Przejścia obiektów niebieskich przez południk	32
2.3. Zjawisko dnia i nocy w zależności od miejsca na Ziemi i od pory roku	35
2.4. Pojęcie czasu w astronomii	38
2.5. Kalendarzowa rachuba czasu	43
3. Przykłady wykorzystania prostych obserwacji astronomicznych	47
3.1. Wyznaczanie kierunków świata	48
3.2. Wyznaczanie szerokości geograficznej miejsca obserwacji	49
3.3. Wyznaczanie kąta nachylenia ekliptyki do równika niebieskiego (ϵ)	50
3.4. Wyznaczanie prawdziwego południa	50
3.5. Wyznaczanie lokalnego czasu gwiazdowego	51
3.6. Wyznaczanie długości geograficznej miejsca obserwacji	52
4. Podstawowe wiadomości o obserwacjach astronomicznych	55
4.1. Obserwacje w dziedzinie optycznej	56
4.1.1. Elementy skupiające światło	56
4.1.2. Detektory promieniowania	59
4.1.3. Obserwacje spektroskopowe	62
4.2. Obserwacje w dziedzinie radiowej	66
4.3. Obserwacje w podczerwieni	69
4.4. Obserwacje w ultrafiolecie	72
4.5. Obserwacje promieniowania rentgenowskiego i γ	73
4.6. Obserwacje kosmicznego promieniowania korpuskularnego	74
5. Planeta Ziemia	77
5.1. Kształt, rozmiary i masa Ziemi	77
5.2. Ruch wirowy Ziemi	77
5.3. Ruch orbitalny Ziemi dookoła Słońca	80

5.4. Ruchy okrężno-translacyjne Ziemi	82
5.5. Precesja i nutacja	85
5.6. Księżyc, naturalny satelita Ziemi	88
6. Planety	97
6.1. Prawa ruchu planet	98
6.2. Elementy orbity eliptycznej	100
6.3. Charakterystyka planet i drobnych ciał w Układzie Słonecznym	106
7. Słońce	127
7.1. Źródło energii Słońca i temperatura jego powierzchni	127
7.2. Obfitości pierwiastków chemicznych w materii Słońca	129
7.3. Aktywność Słońca	130
8. Gwiazdy	139
8.1. Jasności gwiazd	139
8.2. Widma gwiazd	143
8.3. Diagram Hertzsprunga-Russella (H-R)	145
8.4. Ewolucja gwiazd	147
8.5. Układy wielokrotne gwiazd	150
8.6. Gwiazdy zmienne	153
8.7. Rozmiary i gęstości gwiazd	155
8.8. Gromady gwiazd	156
9. Materia międzygwiazdowa	159
9.1. Ekstynkcja międzygwiazdowa	162
9.2. Krzywa ekstynkcji	165
9.3. Międzygwiazdowe linie absorpcyjne	166
9.4. Wodór międzygwiazdowy	168
9.5. Pole magnetyczne w ośrodku międzygwiazdowym	170
10. Nasza Galaktyka	173
11. Inne galaktyki	175
11.1. Odległości galaktyk	177
11.2. Prawo Hubble'a	178
12. Wszechświat	183
Skorowidz	185
Dodatek A. Tabele	188
Dodatek B. Bryk	198

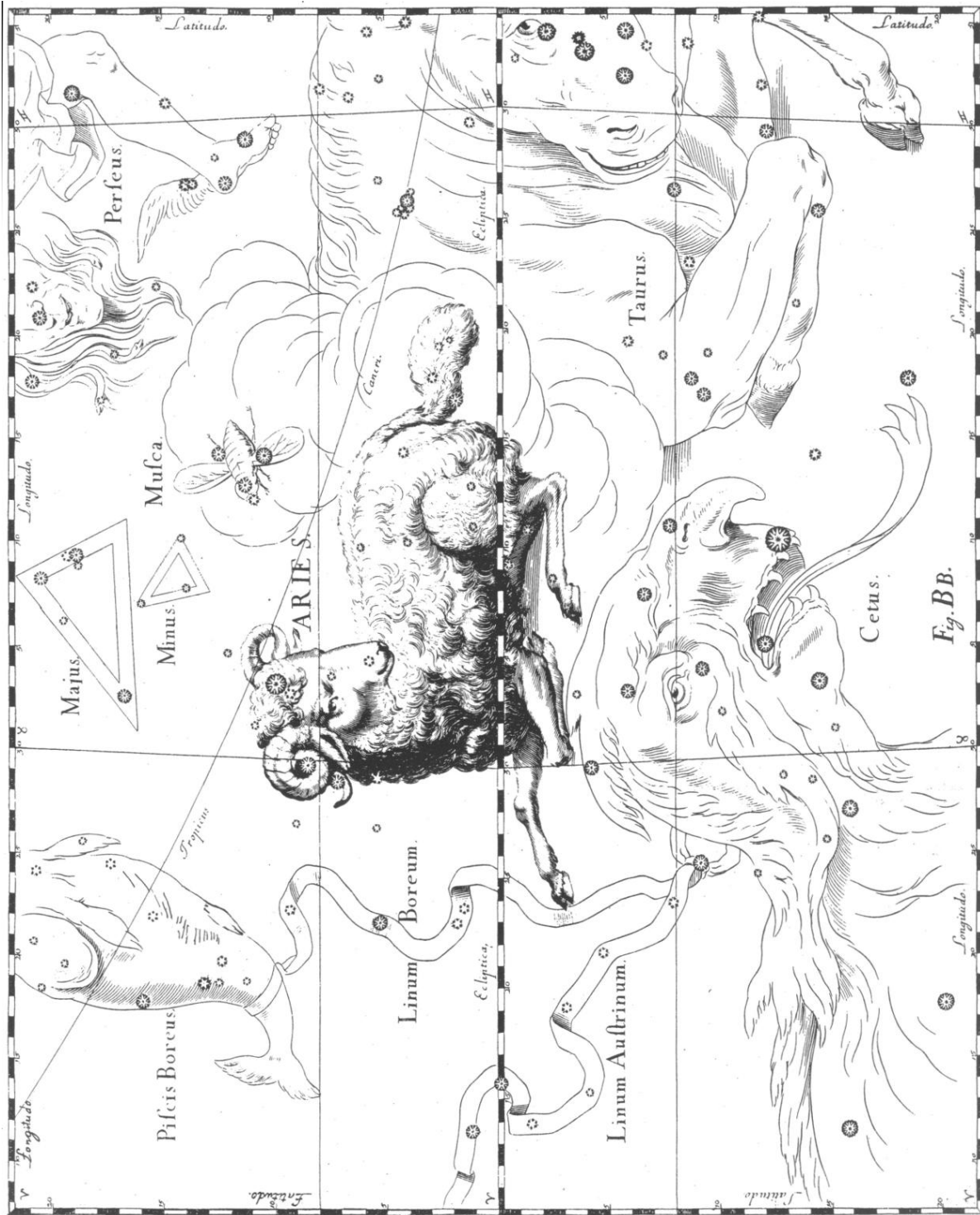
Od autora

Astronomia jest nauką, której zadaniem jest poznawanie jestestw i zjawisk występujących we Wszechświecie, a także zgłębianie praw, jakim one podlegają. Kluczowe znaczenie dla rozważań astronomicznych mają obserwacje. Polegają one na pomiarach natężenia i składu promieniowania docierającego od ciał niebieskich oraz na pomiarach kierunków ku tym ciałom. Astronomia powstała zarówno z czysto poznawczych jak też i realnych, życiowych potrzeb człowieka. Najświatlejsze umysły wszystkich epok zgłębiały wiedzę astronomiczną w świadomości, że człowiek jest nierozzerwalnie powiązany z całym Wszechświatem. Nie dziwi zatem fakt, że astronomia i w czasach obecnych cieszy się ogromnym zainteresowaniem i jest najszybciej rozwijającą się nauką przyrodniczą.

Wielorakie bywają sposoby zdobywania wiedzy astronomicznej i różne są stopnie wtajemniczenia jeśli chodzi o znajomość przedmiotu. Można studiować astronomię powierzchownie, starając się tylko zapamiętać możliwie dużo ciekawych faktów i nie troszcząc się zbytnio o dogłębne ich rozumienie. Można z kolei ograniczyć się do określonej, zwykle wąskiej, dziedziny astronomii i zgłębiać ją aż do chwili całkowitego zrozumienia. Choć na rynku wydawniczym istnieje sporo popularnych pozycji o treściach astronomicznych to najczęściej są one przygotowane dla czytelnika, który zadowolony będzie wiedzą powierzchowną. Szczegółowe monografie z różnych działów astronomii są trudniej dostępne gdyż, będąc lekturą wymagającą od czytelnika głębokiego zaangażowania się w studiowanie zawartych treści, nie cieszą się powszechnym zainteresowaniem. Kto chce rzeczy lepiej rozumieć, chociażby dlatego, że studiuje elementy astronomii albo ma określonych treści nauczać, spotyka się bardzo często z problemem doboru odpowiednich prac.

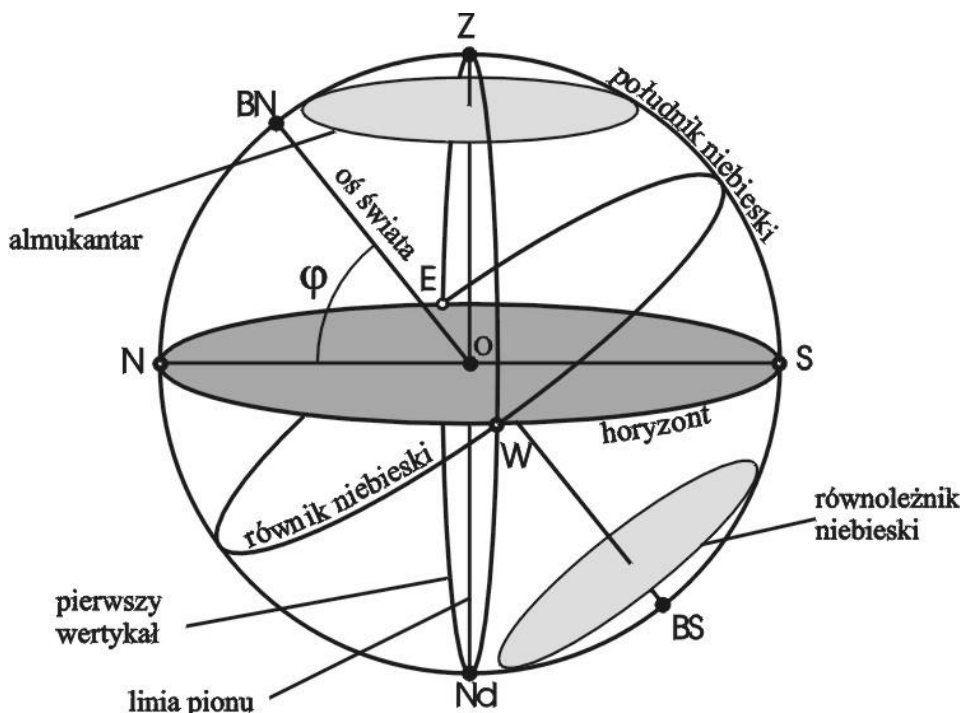
Z opracowaniem niniejszym pragnę wyjść naprzeciw potrzebom tych wszystkich, którzy swoją wiedzę popularną z astronomii chcą poszerzyć o głębsze zrozumienie, choćby tylko niektórych treści. Napisałem je nie tylko dla studentów astronomii ale również z myślą o studentach fizyki, geografii oraz innych kierunków przyrodniczych gdzie uczą się astronomii. Żywię też nadzieję, że pozycja niniejsza okaże się również przydatną lekturą dla nauczycieli przedmiotów przyrodniczych i dla samych uczniów szkół średnich interesujących się astronomią. Duża ilość zamieszczonych zadań ma służyć dogłębnemu opanowaniu wykładanych treści teoretycznych. Zadania rachunkowe zostały pomyślane tak, by bez większego trudu można je było rozwiązać do końca, czyli do otrzymania wyniku liczbowego.

W tym wydaniu książki wprowadzono **ujednoliconą definicję azymutu astronomicznego**. Zgodnie z tą definicją azymut liczymy od kierunku północy w prawo, tj. zgodnie z kierunkiem wskazówek zegara, jednakowo dla obu półkul globu ziemskiego. W ślad za tą zmianą, dokonano odpowiednich korekt i uzupełnień we wszelkich treściach, rysunkach i formułach matematycznych odnoszących się do azymutu.



1. Sfera niebieska i układy współrzędnych w astronomii

Sferą niebieską nazwiemy sferę o zadanym środku i o dowolnym promieniu, na której powierzchnię rzutuje się położenia ciał niebieskich. Bardzo często rysuje się sferę niebieską dla obserwatora umieszczonego na powierzchni Ziemi na jakiejś ustalonej szerokości geograficznej. Wtedy środek sfery niebieskiej umieszczony jest w oku obserwatora. Na takiej sferze wygodnie jest wyróżnić pewne linie i punkty nawiązujące do bezpośrednich doświadczeń obserwatora. Te wyróżnione elementy sfery niebieskiej można sobie przyswoić analizując rys. 1.1.

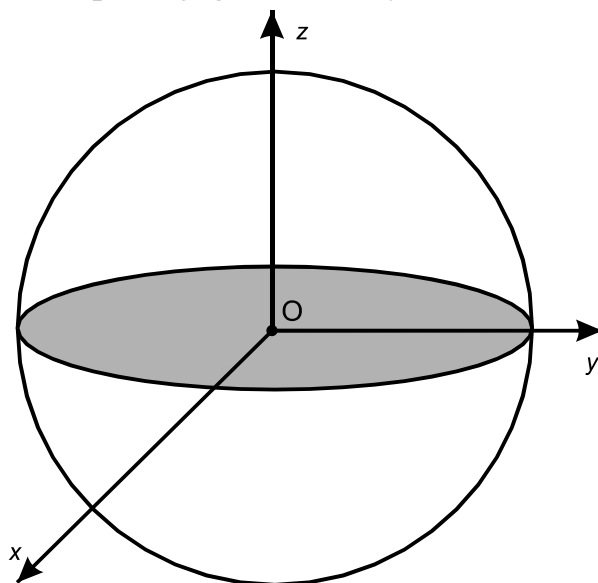


Rys. 1.1. Sfera niebieska dla obserwatora w miejscu o dodatniej szerokości geograficznej φ .

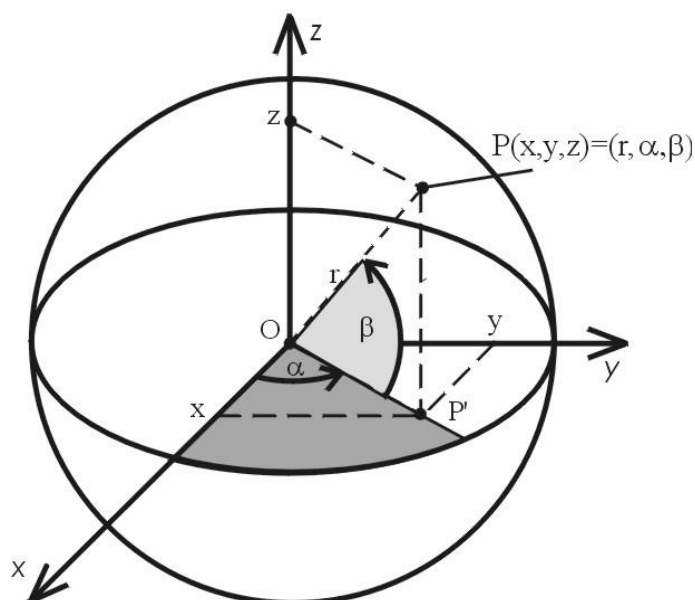
Prosta pionowa przechodząca przez punkt O przecina sferę niebieską w dwóch punktach, w *zenicie* (Z) i *nadirze* (Nd). Płaszczyzna pozioma przechodząca przez punkt O przecina sferę wzdłuż okręgu zwanego *horyzontem*. Prosta równoległa do osi obrotu Ziemi, a przechodząca przez środek sfery niebieskiej dla obserwatora na szerokości geograficznej φ , nazywa się *osią świata* dla tegoż obserwatora. Przecina ona sferę w punktach BN i BS nazywanych odpowiednio *północnym* i *południowym biegunem świata*. Płaszczyzna przechodząca przez punkt O i prostopadła do osi świata przecina sferę wzdłuż okręgu nazywanego *równikiem niebieskim*. Okrąg przechodzący przez punkty Z , BS , Nd i BN , nazywany *południkiem niebieskim*, w przecięciu z horyzontem wyznacza *południowy* (S) i *północny* (N) *kierunek świata*. *Kierunki: wschodni* (E) i *zachodni* (W) leżą na przecięciach horyzontu z równikiem niebieskim. Okrąg wyznaczony przez punkty Z , W , Nd i E nazywany jest *pierwszym wertykałem*. Punkty S , W , N i E nazywają się *kardynalnymi punktami horyzontu*. Okręgi wielkie sfery zbiegające się w punktach zenitu i nadiru noszą nazwę *okręgów wierzchołko-*

wych lub *wertykalnych*. **Okręgami wielkimi** na sferze nazywamy współśrodkowe z nią okręgi, czyli ślady przecięć sfery płaszczyznami przechodzącymi przez jej środek. Okręgi na sferze, które nie są współśrodkowe z nią, noszą nazwę **okręgów małych**. Małe okręgi w płaszczyznach równoległych do płaszczyzny horyzontu noszą nazwę **almukantarów**.

Jeśli chce się opisywać położenia ciał niebieskich na sferze, należy z nią sztywno związać układ odniesienia. Zwyczajowo wyróżnia się jakiś okrąg wielki, tj. posiadający ten sam środek co sfera, oraz prostą prostopadłą do płaszczyzny tego okręgu i przechodzącą przez jego środek, rys. 1.2.



Rys. 1.2. Kartezjański (prawoskrętny) układ współrzędnych sprzężony ze sferą.



Rys. 1.3. Układ współrzędnych sferycznych.

W płaszczyźnie wyznaczonej przez okrąg wyróżnia się dwie proste przecinające się pod kątem prostym w środku sfery. Te dwie proste, uzupełnione o wcześniej wspomnianą prostą prostopadłą do płaszczyzny okręgu, dają podstawę do defi-

niowania układów odniesienia. Taki zespół trzech wzajemnie prostopadłych prostych można traktować jako przestrzenny, kartezjański układ współrzędnych, jeśli punkt przecięcia się prostych uznać za początek, a osiom nadać nazwy i przypisać jednostki.

Mając już zdefiniowany układ współrzędnych, możemy w sposób jednoznaczny określać położenie dowolnego punktu P na sferze podając trójkę liczb (x, y, z) . Można to położenie określić również inaczej, sprzęgając z układem kartezjańskim układ współrzędnych sferycznych (rys. 1.3).

Wtedy położenie punktu P określa jednoznacznie trójka liczb r, α, β . Przy opisie położenia punktów na sferze nie jest istotny promień sfery r i wystarczy operować kątami α, β lub tzw. **cosinusami kierunkowymi**, czyli cosinusami kątów, jakie promień wodzący punktu P tworzy z poszczególnymi osiami układu. Cosinusy kierunkowe (X, Y, Z) definiuje się odpowiednio jako:

$$(X, Y, Z) = \left(\frac{x}{r}, \frac{y}{r}, \frac{z}{r} \right)$$

lub

$$(X, Y, Z) = (\cos\beta\cos\alpha, \cos\beta\sin\alpha, \sin\beta)$$

Położenie ciał niebieskich przyjęło się opisywać, podając współrzędne katowe ich rzutów na sferę. W astronomii mają zastosowanie różne układy współrzędnych sferycznych. W dalszej części zostaną omówione te najważniejsze. Dla wszystkich z nich cosinusy kierunkowe wybranego punktu na sferze będą miały postać identyczną z wyżej zdefiniowaną, z tą tylko zmianą, że w miejsce kątów α i β wstawimy odpowiednio typowe dla wyróżnionego układu kąty długości i szerokości.

Ćwiczenia

1. Narysować sferę, wyróżnić płaszczyznę podstawową i oś główną, narysować osie układu xyz , a następnie oznaczyć położenie dowolnie obranego punktu A zarówno w układzie kartezjańskim, jak i w sprzężonym z nim układzie sferycznym.
2. Wykazać, że pomiędzy współrzędnymi x, y, z układu kartezjańskiego i współrzędnymi r, α, β sprzężonego z nim układu sferycznego zachodzą następujące związki:

$$x = r\cos\beta\cos\alpha, \quad y = r\cos\beta\sin\alpha, \quad z = r\sin\beta$$

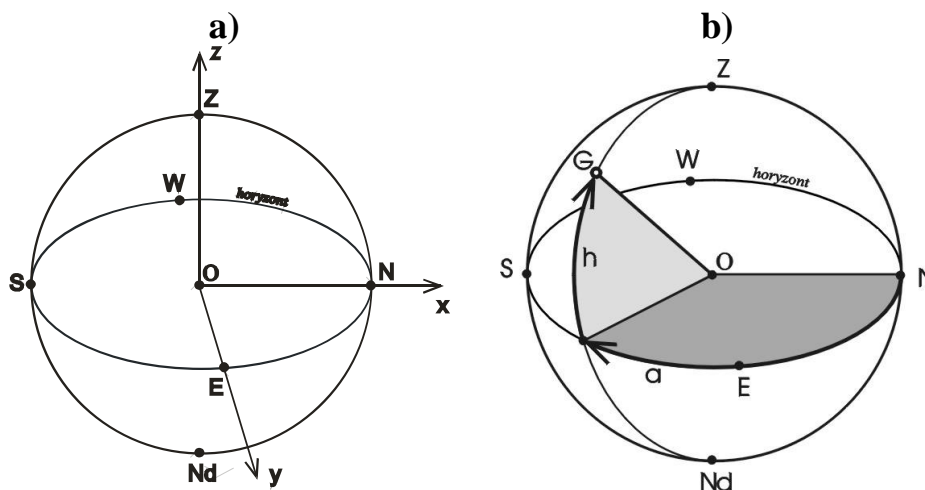
$$r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}, \quad \operatorname{tg}\alpha = \frac{y}{x}, \quad \operatorname{tg}\beta = \frac{z}{\sqrt{x^2 + y^2}}$$

3. Wyrazić cosinusy kierunkowe punktu $A(x, y, z)$ poprzez kąty α, β układu sferycznego.

4. Dla punktu $A(2, 5, 10)$ obliczyć wartości współrzędnych sferycznych i wartości cosinusów kierunkowych. (Rozw.: $r = 11.35781669$, $\alpha = 68^\circ.19859$, $\beta = 61^\circ.6968$, $X = 0.17609018$, $Y = 0.44022545$, $Z = 0.88045091$)
5. Co można powiedzieć o zmianach wyglądu sfery niebieskiej dla obserwatora poruszającego się wzdłuż południka ziemskiego?
6. Narysować sferę niebieską i zaznaczyć na niej wszystkie istotne linie i punkty dla szerokości geograficznej: a) 50° , b) -50° .
7. Czy są miejsca na Ziemi, dla których równik niebieski pokrywa się z pierwszym wertykałem?
8. Pod jakim kątem równik niebieski przecina horyzont dla obserwatora znajdującego się na szerokości geograficznej: a) 50° , b) 20° , c) -30° ?
9. Znaleźć na niebie gwiazdozbiór Wielkiej Niedźwiedzicy i Małej Niedźwiedzicy. Wskazać Gwiazdę Polarną i ustalić kierunki świata. W godzinnych odstępach czasu określać położenie południka niebieskiego wśród widocznych gwiazd. Określić tempo i kierunek ruchu wirowego Ziemi.
10. Na rozgwieżdżonym niebie wybrać 5 jasnych gwiazd, a następnie odszukać je na mapie nieba, określając przynależność do gwiazdozbioru oraz starając się odnaleźć nazwę własną gwiazdy.

1.1. Współrzędne horyzontalne

Układ horyzontalny uzyskuje się wyróżniając dla danej sfery niebieskiej płaszczyznę horyzontu i kierunek pionu. Osie x , y leżące w płaszczyźnie horyzontu skierowuje się odpowiednio na północ i na wschód, natomiast oś z skierowuje się do góry (rys. 1.4a).



Rys. 1.4. Współrzędne horyzontalne: a) sprzężenie układu kartezjańskiego ze sferą, b) zaznaczenie azymutu i wysokości obiektu na sferze niebieskiej.

Układ horyzontalny jest zatem układem lewoskrętnym. Położenie punktu na sferze niebieskiej w układzie horyzontalnym określa się poprzez podanie dwóch współrzędnych: azymutu a i wysokości h . **Azymutem** obiektu na sferze niebieskiej nazywa się kąt dwuścienny między półpłaszczyzną wyznaczoną przez linię

pionu i przez punkt N , a półpłaszczyzną wyznaczoną przez linię pionu i ten obiekt. Azymut liczony jest w kierunku wschodnim i może przyjmować wartości w przedziale od 0 do 360 stopni. **Wysokością** obiektu na sferze niebieskiej nazywamy kąt między płaszczyzną horyzontu a kierunkiem na obiekt. Wysokość może przyjmować wartości z przedziału od -90 do 90 stopni i jest dodatnia nad, a ujemna pod horyzontem. Czasem zamiast wysokości h używa się tzw. **odległości zenitalnej**, zdefiniowanej jako $z = 90^\circ - h$.

Ćwiczenia

11. Gdzie należy umieścić obserwatora, aby w jego lokalnym układzie horyzontalnym wysokość bieguna północnego wynosiła:
 - a) 90° ,
 - b) 0° ,
 - c) -90° ?
12. Narysować sferę niebieską z naniesionym układem horyzontalnym i zaznaczyć położenia punktów o współrzędnych horyzontalnych (a, h) :

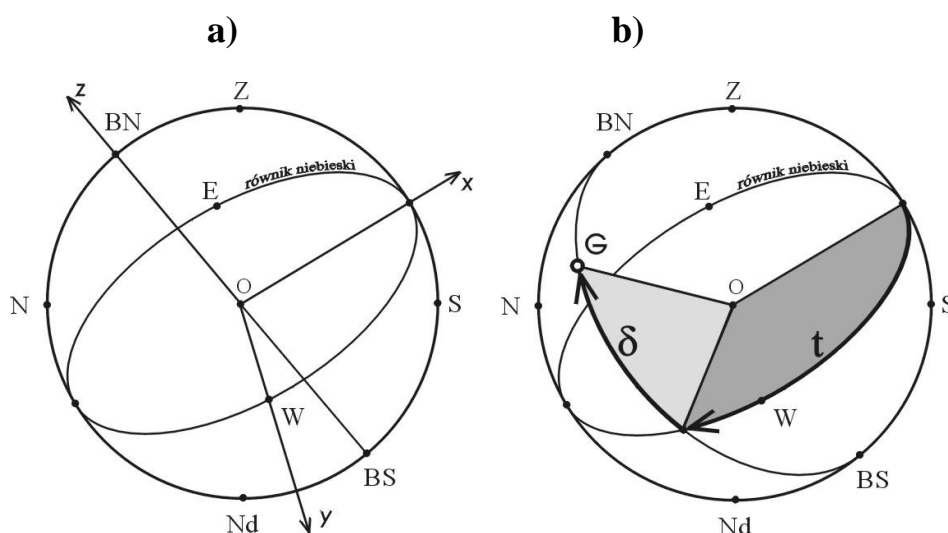
$$(0^\circ, 0^\circ), \quad (275^\circ, 0^\circ), \quad (180^\circ, 45^\circ), \quad (135^\circ, 45^\circ)$$
13. Podać współrzędne horyzontalne biegunów świata i kardynalnych punktów horyzontu.
14. Cień słupa gnomonu (gnomon to ustawiony idealnie w pionie słup, u podnóża którego rozciąga się płaska i idealnie pozioma powierzchnia) leży dokładnie między kierunkami W i N horyzontu, a jego długość równa się wysokości słupa. Jaki jest azymut i wysokość Słońca? Wykonać odpowiedni do warunków zadania rysunek układu horyzontalnego z zaznaczeniem gnomonu i jego cienia.
15. Jaka jest wysokość wschodzącego i zachodzącego Słońca w układzie horyzontalnym zaczepionym: a) na równiku, b) na biegunie północnym? Opisać jak odbywa się zjawisko wschodu i zachodu Słońca na biegunach.
16. Pokazać, że cosinusy kierunkowe punktu w układzie horyzontalnym wyrażają się wzorami:

$$X = \cosh \cos a \quad Y = \cosh \sin a \quad Z = \sinh$$
17. Na jakiej wysokości h znajduje się północny biegun świata, a na jakiej biegun południowy w układzie horyzontalnym zaczepionym w miejscu o szerokości geograficznej $\varphi = 50^\circ$?
18. Punkt A na sferze ma w układzie horyzontalnym współrzędne $a = 230^\circ$, $h = 30^\circ$. Jakie współrzędne horyzontalne będzie miał punkt A' symetryczny do A względem: a) płaszczyzny horyzontu, b) poszczególnych osi układu, c) środka sfery?
19. Zaprojektować obserwacje z użyciem gnomonu pozwalające wyznaczyć kierunki świata oraz moment południa prawdziwego (południe prawdziwe ma miejsce, w momencie gdy w czasie dnia środek tarczy słonecznej przechodzi przez południk lokalny).
20. Opisać, jak zmieniają się współrzędne horyzontalne ciał niebieskich w związku z ruchem wirowym Ziemi.

21. Wskazać ręką na niebie przybliżone położenie punktu o współrzędnych horyzontalnych: $a = 225^\circ$, $h = 45^\circ$.
22. W jakich częściach nieba, dla ustalonej szerokości geograficznej, najszybciej zmienia się azymut, a w jakich wysokość ciał niebieskich?

1.2. Współrzędne równikowe godzinne

Za płaszczyznę podstawową dla układu godzinnego przyjmuje się płaszczyznę równika niebieskiego, a za oś główną oś świata (rys. 1.5). Posiłkując się rysunkiem 1.5 łatwo zauważyć, że układ równikowy godzinny jest lewoskrętny. Okręgi wielkie sfery niebieskiej przechodzące przez bieguny świata BN i BS noszą nazwę **okręgów godzinnych**. Małe okręgi sfery, leżące w płaszczyznach równoległych do płaszczyzny równika niebieskiego, noszą nazwę **równoleżników niebieskich**.



Rys. 1.5. Współrzędne równikowe godzinne dla sfery zaczepionej na północnej półkuli Ziemi: a) sprężenie układu kartezjańskiego ze sferą, b) zaznaczenie kąta godzinnego i deklinacji obiektu na sferze niebieskiej.

Położenie punktu na sferze określa się w układzie godzinnym podając dwa kąty: kąt godzinny t oraz deklinację δ . **Kątem godzinnym** obiektu na sferze niebieskiej nazywamy kąt dwuścienny między półpłaszczyzną wyznaczoną przez oś świata i zenit, a półpłaszczyzną wyznaczoną przez oś świata i obiekt. **Deklinacja** obiektu na sferze jest kątem między płaszczyzną równika niebieskiego i kierunkiem na obiekt. Kąt godzinny zmienia się w granicach od 0 do 24 godzin i wzrasta w kierunku zachodnim. Deklinacja może przyjmować wartości z przedziału od -90° (dla bieguna południowego) do 90° (dla północnego bieguna świata).

Ćwiczenia

23. Zapisać cosinusy kierunkowe punktu na sferze niebieskiej w układzie równikowym godzinnym.

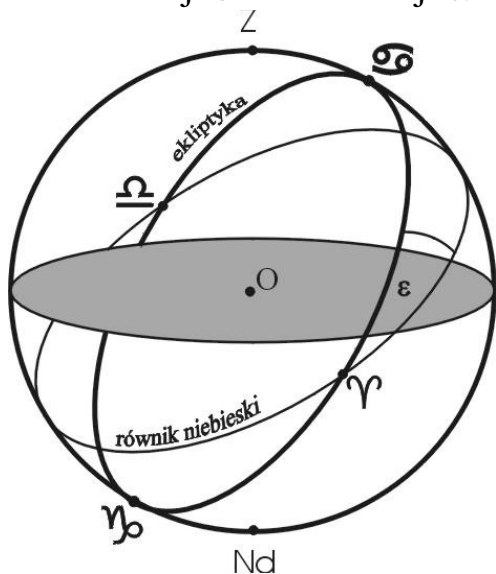
24. Opisać jak zmieniają się współrzędne ciał niebieskich w układzie godzinowym w związku z ruchem wirowym Ziemi.
25. Czy są na Ziemi takie miejsca, w których byłby problem ze zdefiniowaniem układu godzinowego? Jak miałyby się rzecz z układem horyzontalnym?
26. Gdzie na powierzchni Ziemi należy zaczepić układ godzinny aby deklinacja zenitu wynosiła:
 a) 90° , b) 45° , c) -90°
27. Podać kąt godzinny i deklinację dla zenitu, nadiru i punktów kardynalnych horyzontu w układzie zaczepionym na szerokości geograficznej φ równej:
 a) -50° , b) 0° , c) 90°
28. Jaką deklinację ma gwiazda oddalona od bieguna południowego o kąt $2^\circ 15' 25''$? (Rozw.: $-87^\circ 44' 35''$)
29. Następujące kąty podane w mierze czasowej wyrazić w stopniach, minutach i sekundach łuku: $3^h 12^m$, $11^h 40^m$, $21^h 35^m 42^s.5$.
30. Następujące kąty wyrazić w jednostkach systemu czasowego:
 15° , 105° , $132^\circ 13'$, $1378'$, $256^\circ 39' 42''.3$, 2233°
31. Narysować sferę niebieską, nanieść układ współrzędnych równikowych godzinnych i zaznaczyć punkty o współrzędnych (t, δ) :
 a) $(3^h, 45^\circ)$, b) $(12^h, 60^\circ)$, c) $(6^h, 30^\circ)$, d) $(21^h, -60^\circ)$.

1.3. Współrzędne równikowe równonocne

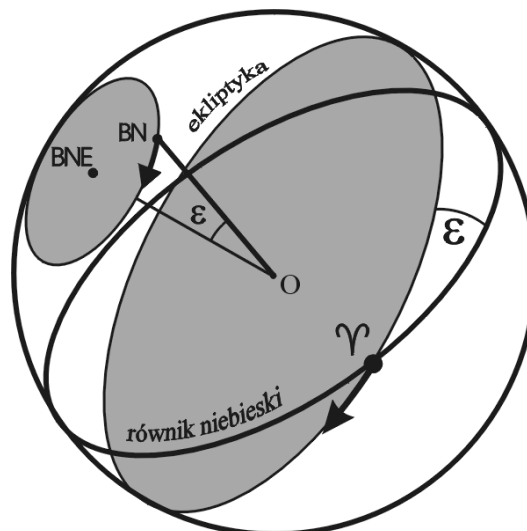
Naturalną konsekwencją ruchu obiegowego Ziemi dookoła Słońca jest fakt, że dla obserwatora ziemskiego Słońce w różnych okresach roku znajduje się na tle coraz to innych gwiazd. Jednemu obiegowi Ziemi dookoła Słońca odpowiada przesunięcie się Słońca na tle gwiazd o kąt 360° . Droga Słońca na tle gwiazd, po rzutowaniu na sferę, odbywa się po okręgu wielkim zwanym **ekliptyką** (rys. 1.6). Wobec faktu, że płaszczyzna równika ziemskiego jest nachylona do płaszczyzny orbity Ziemi w ruchu dookoła Słońca pod kątem ε (równym w przybliżeniu $23^\circ 26'$), płaszczyzna ekliptyki jest również nachylona do płaszczyzny równika niebieskiego pod tym samym kątem. Ekliptyka przecina równik w dwóch punktach nazywanych **punktami równonocy**. Punkt ekliptyki, w którym Słońce w swej wędrówce po ekliptyce przechodzi z obszaru ujemnych deklinacji w obszar dodatnich przecinając równik, nazywa się punktem **równonocy wiosennej** lub **punktem Barana** Υ . Punkt na ekliptyce w przecięciu z równikiem niebieskim, przez który Słońce przechodzi z obszaru dodatnich deklinacji w obszar ujemnych, nazywany jest punktem **równonocy jesiennej** albo **punktem Wagi** Ω . Punkty na ekliptyce, w których Słońce osiąga maksymalną i minimalną z możliwych wartości deklinacji, nazywają się **punktami przesilen letniego i zimowego** lub **punktami Raka** Σ i **Koziorożca** Υ .

Układ współrzędnych równikowych równonocnych (rys. 1.8) różni się od układu równikowego godzinowego skrętnością oraz definicją jednej ze współrzędnych przy zachowaniu płaszczyzny równika oraz osi świata jako elementów zasadni-

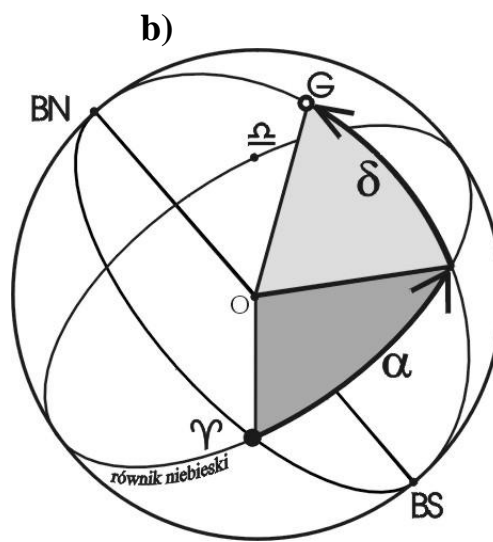
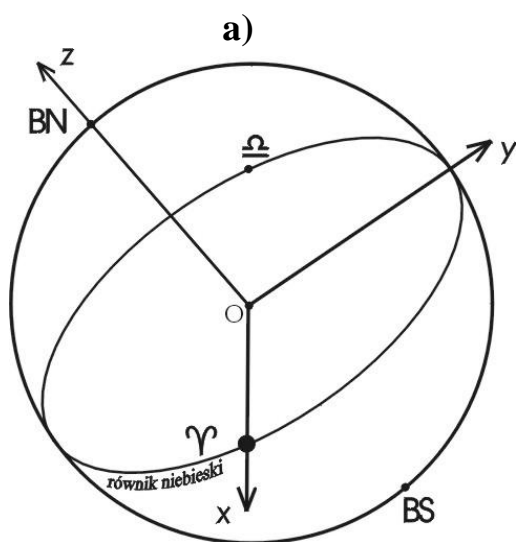
czym układu. Położenie obiektu określane jest przy pomocy dwóch współrzędnych: deklinacji δ i rektascensji α . Deklinację zdefiniowano już w rozdziale 1.2.



Rys. 1.6. Ekliptyka i równik niebieski na sferze.



Rys. 1.7. Ruch punktów równonocy na sferze niebieskiej w związku z precesyjnym ruchem Ziemi (punkt BNE oznacza północny biegun ekliptyki).



Rys. 1.8. Współrzędne równikowe równonocne: a) sprzężenie układu kartezjańskiego ze sferą, b) zaznaczenie rektascensji i deklinacji obiektu na sferze niebieskiej.

Rektascensją obiektu nazywamy kąt dwuścienny między płaszczyzną wyznaczoną przez oś świata i punkt Barana, a płaszczyzną wyznaczoną przez oś świata i obiekt. Rektascensja podawana jest w mierze czasowej, przyjmuje wartości z przedziału od 0 do 24 godzin i wzrasta w kierunku wschodnim, czyli w kierunku zgodnym z rocznym ruchem Słońca na tle gwiazd. Początek liczenia rektascensji w układzie równonocnym nie jest sztywno związany z wirującą Ziemią, ale jest związany z punktem, który uczestniczy w ruchu dziennym gwiazd. W związku z tym współrzędne obiektów w układzie równikowym równonocnym nie zmieniają się wskutek ruchu wirowego Ziemi. Gdyby nie fakt, że

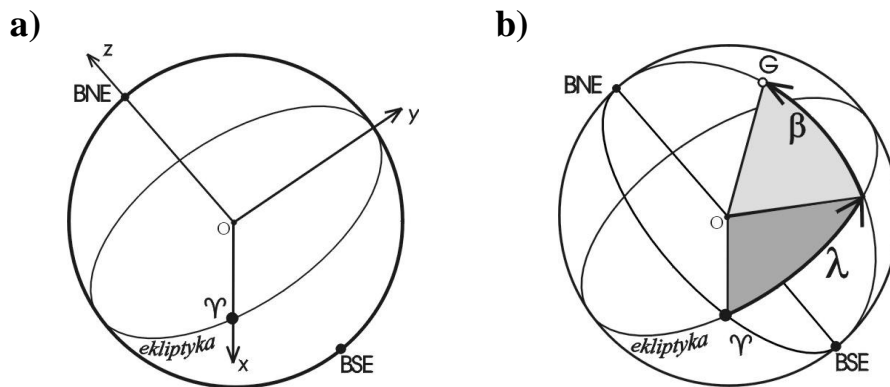
punkty równonocy powoli przemieszczają się na tle gwiazd wskutek precesyjnego ruchu Ziemi (rys. 1.7) (w kierunku zachodnim i w tempie ok. $50''.3$ na rok czyli 360° w ciągu ok. 25800 lat), to w układzie współrzędnych równikowych równonocnych położenia obiektów byłyby niezmiennie w czasie (jeśli zapomnieć o powolnych ruchach własnych obiektów). Dlatego współrzędne te są wykorzystywane do sporządzania katalogów, map, atlasów i globusów nieba.

Ćwiczenia

32. Dlaczego oś obrotu zwykłego globusa Ziemi (takiego jakiego się używa na lekcjach geografii) jest odchyłona od pionu. O jaki kąt jest ona odchyłona?
33. Ile wynosi deklinacja i rektascensja punktów równonocy (wiosennej i jesiennej), punktów przesilen (letniego i zimowego)? Co można powiedzieć o współrzędnych równonocnych dla zenitu, nadiru i kardynalnych punktów horyzontu?
34. Określić cosinusy kierunkowe punktu na sferze w układzie równikowym równonocnym.
35. Ile razy w ciągu doby kąt godzinny obiektu na sferze niebieskiej równy jest rektascensji tego obiektu?
36. Wykazać, że w ustalonej chwili suma rektascensji i kąta godzinnego jest taka sama dla wszystkich obiektów i równa się kątowi godzinnemu punktu równonocy wiosennej.
37. Kąt godzinny punktu Barana w danym układzie w pewnej chwili wynosi $t_\gamma = 3^h 15^m$. Jaki kąt godzinny będzie miała w tym samym układzie i w tej samej chwili gwiazda o rektascensji $\alpha = 7^h 43^m$? (Rozw.: $19^h 32^m$)
38. Dla gwiazdy A o rektascensji $\alpha = 3^h 47^m 22^s$ pomierzono kąt godzinny $t = 2^h 15^m$. Jaki kąt godzinny ma w czasie tego pomiaru gwiazda B o rektascensji $\alpha = 15^h 35^m 15^s$? (Rozw.: $14^h 27^m 07^s$)
39. Po jakim czasie licząc od momentu przejścia gwiazdy A z poprzedniego zadania przez południk lokalny gwiazda B znajdzie się w południku?
(Rozw.: $11^h 47^m 53^s$)
40. Ekliptyka przecina równik niebieski w dwóch punktach. Jak rozpoznać który z nich jest punktem równonocy wiosennej, a który jesiennej?
41. Zaznaczyć na sferze niebieskiej, z naniesionym układem współrzędnych równikowych równonocnych, punkty o następujących współrzędnych (α, δ) :
a) $(0^h, 30^\circ)$, b) $(12^h, 0^\circ)$, c) $(6^h, 45^\circ)$, d) $(18^h, -45^\circ)$.
42. Ile stopni kwadratowych zajmuje na sferze niebieskiej obszar dla którego współrzędne (α, δ) spełniają warunki: $\delta \in \langle 30^\circ, 60^\circ \rangle$, $\alpha \in \langle 3^h, 7^h \rangle$?
(Rozw.: 1258.3 stopni kwadratowych)
43. Korzystając z definicji iloczynu skalarnego wektorów obliczyć odległość kątową punktów na sferze niebieskiej o współrzędnych (α, δ) : $A(3^h, 30^\circ)$, $B(6^h, 45^\circ)$. (Rozw.: $38^\circ 8' 3''.28$)

1.4. Układ współrzędnych ekliptycznych

Płaszczyzna podstawowa w układzie ekliptycznym to ta, w której leży ekliptyka. Ośią główną układu jest natomiast prosta przechodząca przez bieguny ekliptyki. Oś x układu przechodzi przez punkt równonocy wiosennej (punkt Barana). Okręgi wielkie przechodzące przez bieguny ekliptyki nazywamy okręgami szerokości ekliptycznej. **Szerokością ekliptyczną** β obiektu na sferze niebieskiej nazywamy kąt pomiędzy płaszczyzną ekliptyki a kierunkiem na obiekt. Szerokość zmienia się w granicach od -90° do $+90^\circ$ i jest dodatnia dla tej półsfery, na której znajduje się północny biegun świata. Drugą współrzędną jest **długość ekliptyczna** oznaczana literą λ . Dla ustalonego punktu G na sferze niebieskiej (rys. 1.9) będzie to kąt dwuścienny zawarty pomiędzy półpłaszczyzną wyznaczoną przez oś główną układu i punkt Barana a półpłaszczyzną wyznaczoną przez tę oś i punkt G .



Rys. 1.9. Współrzędne ekliptyczne: a) sprzężenie układu kartezjańskiego ze sferą, b) zaznaczenie długości i szerokości ekliptycznej punktu na sferze niebieskiej.

Długość ekliptyczna przyjmuje wartości w przedziale od 0° do 360° i narasta w kierunku zgodnym z ruchem rocznym Słońca na tle gwiazd, czyli ku wschodowi. Oznacza to, że układ współrzędnych ekliptycznych jest prawoskrętny. Układ współrzędnych ekliptycznych jest wygodny dla opisu położenia i ruchów Słońca, Księżyca i planet. Jest to układ wykorzystywany do sporządzania horoskopów. **Horoskop** jest graficznym przedstawieniem położenia planet, Słońca i Księżyca dla ustalonego miejsca i czasu, przy czym położenie określone jest przez samą długość ekliptyczną obiektu. Przykładowo, zapis $15Ari28$ w konwencji horoskopowej oznacza, że $\lambda = 15^\circ 28'$, a zapis $28Leo15$ należy rozumieć, że $\lambda = 4 \times 30^\circ + 28^\circ 15' = 148^\circ 15'$. Skróty *Ari* i *Leo* oznaczają znaki zodiaku Aries i Leo (Baran i Lew). Człon $4 \times 30^\circ$ uwzględnia przedział długości ekliptycznej dzielący początek astrologicznego Lwa od punktu Barana.

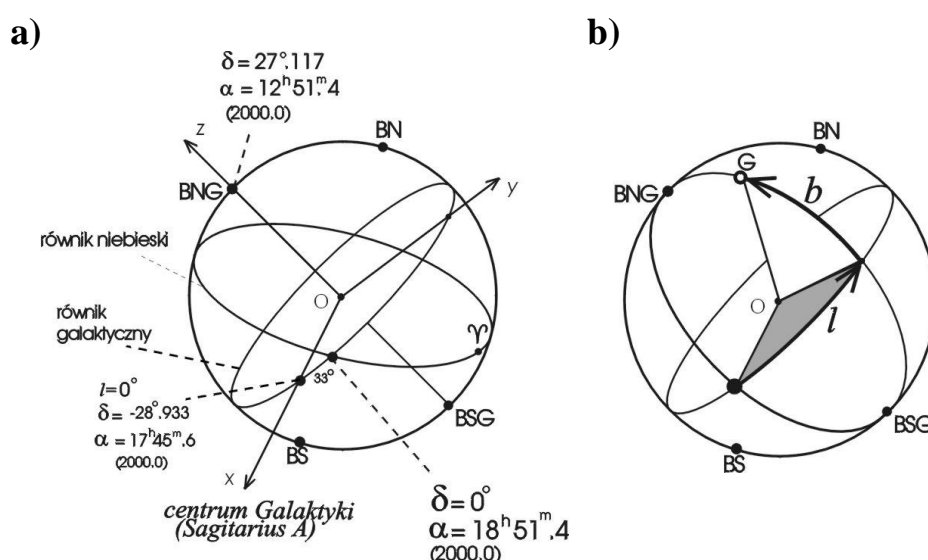
Ćwiczenia

44. Narysować sferę niebieską z naniesionym układem ekliptycznym i zaznaczyć punkty (β, λ) : $A(0^\circ, 0^\circ)$, $B(0^\circ, 180^\circ)$, $C(45^\circ, 90^\circ)$, $D(45^\circ, 180^\circ)$,

$E(-60^\circ, 45^\circ)$, $F(-45^\circ, 315^\circ)$. Obliczyć cosinusy kierunkowe punktów w tym układzie.

45. Jak zachowują się współrzędne ekliptyczne Słońca w jego ruchu rocznym?
46. Jak położona jest ekliptyka względem horyzontu w układzie obserwatora umieszczonego na szerokości geograficznej $\varphi = 90^\circ$?
47. Jaki najmniejszy i największy kąt tworzy ekliptyka z horyzontem w Częstochowie ($\varphi = 50^\circ 49'$)? (Rozw.: $12^\circ 44'$, $65^\circ 38'$)
48. W jakich warunkach biegun ekliptyki pokrywa się z zenitem obserwatora?
49. Podać współrzędne ekliptyczne biegunów świata, punktów równonocy i punktów przesilen.

1.5. Układ współrzędnych galaktycznych



Rys. 1.10. Współrzędne galaktyczne: a) sprzężenie układu kartezjańskiego ze sferą, b) zaznaczenie długości i szerokości galaktycznej punktu na sferze niebieskiej.

Płaszczyzna podstawowa układu galaktycznego zawiera równik galaktyczny, który przebiega wzdłuż Drogi Mlecznej, a jego dokładne położenie jest zdefiniowane w odniesieniu do układu równikowego równonocnego (rys. 1.10). Oś główna układu przechodzi przez środek sfery, jest prostopadła do płaszczyzny równika galaktycznego i przecina sferę w punktach nazywanych biegunami galaktycznymi. Północny biegun galaktyczny na epokę 2000.0 ma współrzędne równikowe: $\alpha = 12^h 51^m.4$, $\delta = 27^\circ.117$. Oś x układu galaktycznego mierzy w centrum Galaktyki. **Długość galaktyczną l** punktu na sferze liczy się w granicach od 0° do 360° w kierunku wschodnim, podobnie jak rektascensję i długość ekliptyczną. Jest ona kątem dwuściennym zawartym między półpłaszczyzną wyznaczoną przez oś układu i centrum Galaktyki a półpłaszczyzną wyznaczoną przez tę oś i rozważany punkt. **Szerokość galaktyczną b** obiektu definiuje się jako kąt zawarty między płaszczyzną równika galaktycznego, a kierunkiem na obiekt. Liczymy ją w granicach od -90° do 90° , przy czym wartości dodatnie przyjmuje szerokość na tej półsferze, na której znajduje się północny biegun

świata. Współrzędne $l = 0^\circ$ i $b = 0^\circ$ odpowiadają, wyznaczonemu w oparciu o badania rozkładu wodoru, położeniu centrum Galaktyki. Układ współrzędnych galaktycznych jest prawoskrętny. Inne szczegóły definiujące omawiany układ przedstawia rysunek 1.10.

Ćwiczenia

50. Jaka jest odległość kątowa północnego bieguna galaktyki od północnego bieguna świata?
51. Zapisać cosinusy kierunkowe punktu na sferze niebieskiej w układzie współrzędnych galaktycznych.
52. Określić współrzędne galaktyczne biegunów świata na epokę 2000.0.

1.6. Transformacje współrzędnych przy przejściach z układu do układu

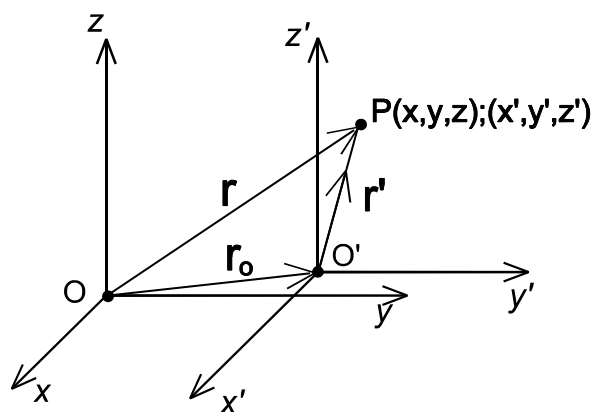
Dwa układy współrzędnych astronomicznych mogą różnić się między sobą:

- punktem zaczepienia, z zachowaniem rodzaju układu (np. dwa układy współrzędnych horyzontalnych lecz zaczepione w dwóch różnych miejscach),
- rodzajem, przy zachowaniu punktu zaczepienia i skrętności (np. układ współrzędnych horyzontalnych i równikowych godzinnych, zaczepione w tym samym punkcie),
- rodzajem, przy zachowaniu punktu zaczepienia i bez zachowania skrętności (np. układ współrzędnych równikowych godzinnych i układ współrzędnych równikowych równonocnych, zaczepione w tym samym punkcie),
- zarówno rodzajem jak i punktem zaczepienia.

Dowolne przejście od układu do układu, w najogólniejszym przypadku, daje się złożyć z jednej translacji (czyli przesunięcia), trzech obrotów, wokół różnych osi układu oraz z jednej operacji symetrycznego odbicia względem płaszczyzny wyznaczonej przez dwie osie układu. Należy tylko znać wektor translacji oraz kąty obrotu wokół poszczególnych osi.

Rozważmy najpierw czystą (bez obrotów) translację układu xyz o wektor r_0 (rys. 1.11). Współrzędne x' , y' , z' dowolnego punktu P otrzymamy ze wzorów:

$$x' = x - x_0, \quad y' = y - y_0, \quad z' = z - z_0$$



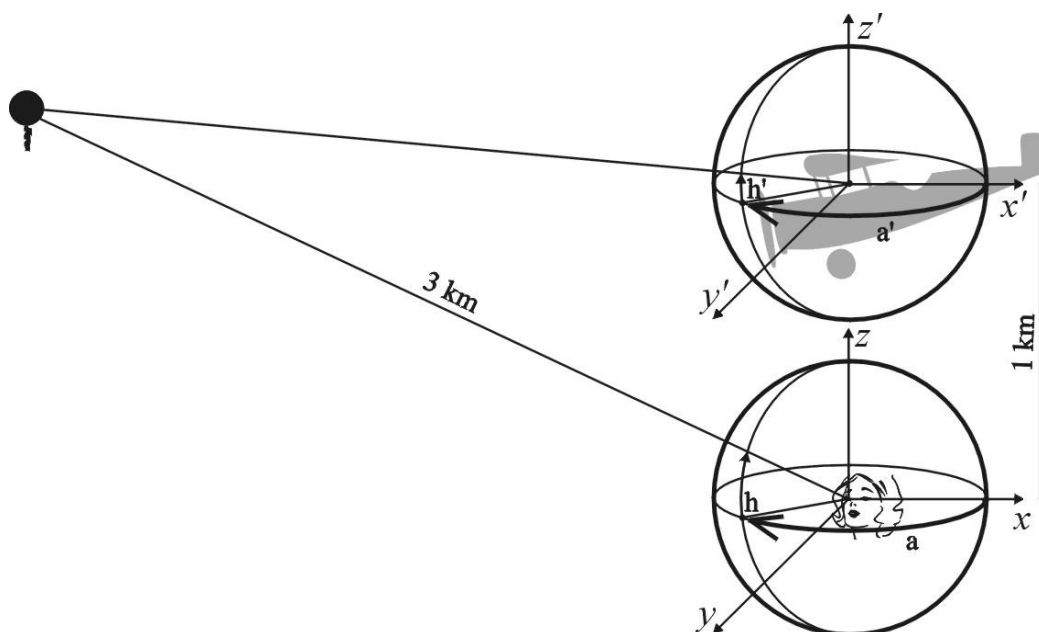
Rys. 1.11. Translacja układu współrzędnych.

co można zapisać wektorowo jako: $\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$, lub macierzowo:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} x - x_0 \\ y - y_0 \\ z - z_0 \end{pmatrix}$$

Przykład 1.1

W odległości $r = 3$ km od obserwatora znajduje się balon meteorologiczny. Pomierzone przez obserwatora azymut i wysokość balonu wynoszą: $a = 150^\circ$, $h = 30^\circ$. Jakie współrzędne a' i h' miałyby ten balon obserwowany z samolotu znajdującego się w zenicie obserwatora na wysokości 1000 m?



Rys. 1.12. Rysunek pomocniczy do przykładu 1.1.

Rozwiązanie

Współrzędne balonu w układzie obserwatora wyrażą się wzorami:

$$x = r \cosh \cos a, \quad y = r \cosh \sin a, \quad z = r \sinh$$

a w układzie związanym z samolotem:

$$x' = r' \cosh' \cos a', \quad y' = r' \cosh' \sin a', \quad z' = r' \sinh'$$

Wektor \mathbf{r}_0 przesunięcia układu jest równy: $\mathbf{r}_0 = (0, 0, 1)$ [km]

Możemy zapisać:

$$(x', y', z') = (x, y, z) - (0, 0, 1)$$

Po uwzględnieniu wcześniej napisanych wzorów na współrzędne (x, y, z) i po podstawieniu danych wartości liczbowych na r , a , h otrzymamy:

$$(r' \cosh' \cos a', \quad r' \cosh' \sin a', \quad r' \sinh') = (-2.25, \quad 1.2990381, \quad 0.5),$$

czyli

$$x' = -2.25, \quad y' = 1.2990381, \quad z' = 0.5.$$

Zauważamy również, że $\cos a'$ jest ujemny, a $\sin a'$ jest dodatni (człon $r' \cosh'$ jest bowiem zawsze dodatni). Stąd:

$$\operatorname{tg} a' = y'/x' = -0.5773502666667,$$

więc

$$a' = -30^\circ + 180^\circ = \underline{150^\circ}$$

(bo a' należy do II ćwiartki gdyż tam: $\cos a' < 0$, $\sin a' > 0$)

Kąt h' wyliczymy ze wzoru:

$$\sin h' = z'/r'$$

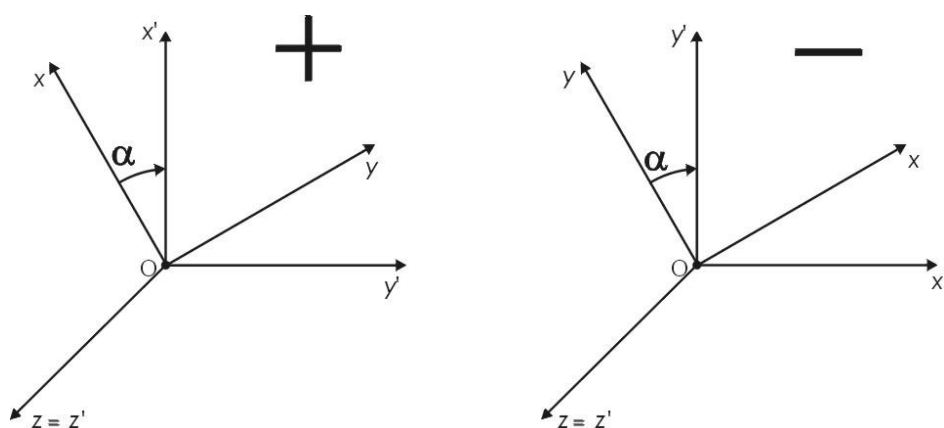
Skoro zaś

$$z' = 0.5, \text{ a } r' = (x'^2 + y'^2 + z'^2)^{1/2} = 0.3779644734$$

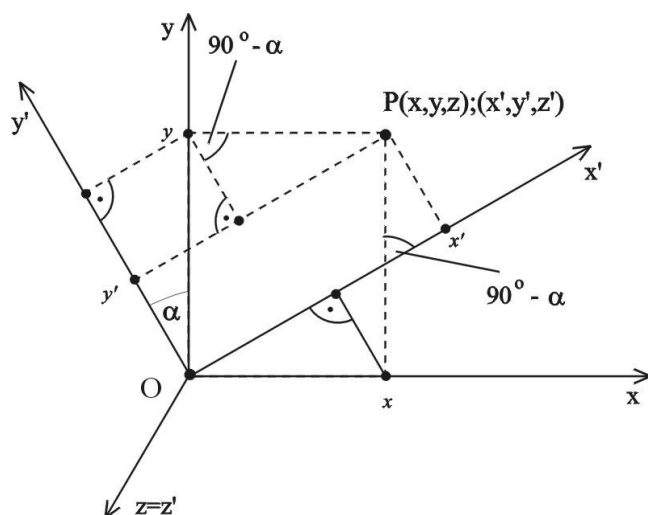
Będzie więc:

$$\sin h' = 0.188982237, \text{ skąd } h' = \underline{10^\circ 53'.6}$$

Odpowiedź: $h' = 10^\circ 53'.6$, $a' = 150^\circ$



Rys. 1.13. Obrót dodatni i ujemny.



Rys. 1.14. Obrót dodatni układu o kąt α wokół osi z .

Rozważmy teraz czysty obrót układu współrzędnych wokół osi z o kąt α . Zauważmy, że obrotu takiego można dokonać w lewo lub prawo. Odróżnia się obroty dodatnie wokół zadanej osi takie, że pozostałe osie poruszają się z zachowaniem porządku alfabetyczno-cyklicznego $xyzxy$, od ujemnych, kiedy ten porządek jest złamany. W przypadku gdy dokonujemy obrotu wokół osi z w taką stro-

nę, że x podąża za y (rys. 1.13), mamy do czynienia z obrotem dodatnim. Gdyby przy obrocie wokół osi z oś y podążała za osią x , to, niezależnie od skrętności układu, mielibyśmy obrót ujemny.

Posiłkując się rysunkiem 1.14, możemy się przekonać, że współrzędne punktu P w nowym układzie współrzędnych wyrażą się poprzez współrzędne w układzie wyjściowym w sposób następujący:

$$\begin{aligned}x' &= x \cos \alpha + y \sin \alpha \\y' &= -x \sin \alpha + y \cos \alpha \\z' &= z\end{aligned}$$

Lub w zapisie macierzowym:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = Z_\alpha \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}$$

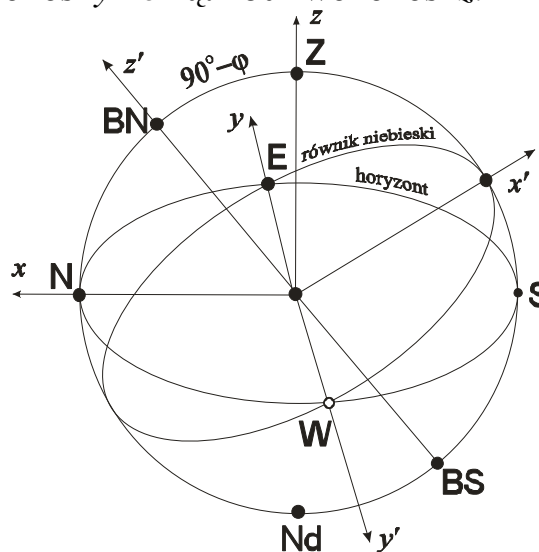
gdzie Z_α oznacza macierz obrotu układu wokół osi z o kąt α .

Gdybyśmy mieli obrót ujemny, wtedy wszędzie w miejsce α w powyższych wzorach powinniśmy wstawić wartość $-\alpha$.

Rozważając dodatnie obroty wokół osi x i y , w podobny sposób otrzymalibyśmy wyrażenia na odpowiednie macierze obrotu X_α i Y_α :

$$X_\alpha = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha & \sin \alpha \\ 0 & -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad Y_\alpha = \begin{pmatrix} \cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{pmatrix}$$

Chcąc teraz znaleźć związki pomiędzy współrzędnymi w układach horyzontalnym i równikowym godzinowym, zaczepionych w tym samym punkcie, zauważmy, że dla otrzymania układu godzinowego należy układ horyzontalny obrócić najpierw wokół osi y o kąt $(90^\circ - \varphi)$ (rys. 1.15) (obróć dodatni), a potem o kąt -180° wokół osi z . Układ horyzontalny otrzymamy obracając układ godzinny kolejno o kąt $90^\circ - \varphi$ wokół osi y i o kąt 180° wokół osi z .



Rys. 1.15. Układ horyzontalny i równikowy godzinny.

Relacje transformacyjne dla współrzędnych x, y, z wyglądają tak samo jak dla cosinusów kierunkowych X, Y, Z . Można się o tym łatwo przekonać chociażby używając definicji cosinusów kierunkowych i ogólnej formuły na transformację współrzędnych przy obrocie układu o kąt α wokół osi z :

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = r \cdot \begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} = Z_\alpha \cdot \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix} = Z_\alpha \cdot r \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}$$

skąd po podzieleniu przez r otrzymujemy:

$$\begin{pmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{pmatrix} = Z_\alpha \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}$$

Dla przejścia z układu horyzontalnego (H) do układu równikowego godzinowego (G), zaczepionych w tym samym punkcie, otrzymamy:

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}_G = Z_{-180} Y_{90-\varphi} \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}_H$$

Przy przejściu w drugą stronę będzie:

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}_H = Z_{180} Y_{90-\varphi} \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}_G$$

Przywołując wzory na cosinusy kierunkowe w układzie godzinnym i horyzontalnym możemy powyższe równania zapisać w sposób jawny:

$$\begin{pmatrix} \cos\delta\cos\tau \\ \cos\delta\sin\tau \\ \sin\delta \end{pmatrix} = Z_{-180} \begin{pmatrix} \cos(90-\varphi) & 0 & -\sin(90-\varphi) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(90-\varphi) & 0 & \cos(90-\varphi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cosh\cos\alpha \\ \cosh\sin\alpha \\ \sinh \end{pmatrix}$$

gdzie

$$Z_{-180} = Z_{180} = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

oraz

$$\begin{pmatrix} \cosh\cos\alpha \\ \cosh\sin\alpha \\ \sinh \end{pmatrix} = Z_{180} \begin{pmatrix} \cos(90-\varphi) & 0 & -\sin(90-\varphi) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(90-\varphi) & 0 & \cos(90-\varphi) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\delta\cos\tau \\ \cos\delta\sin\tau \\ \sin\delta \end{pmatrix}$$

Po wymnożeniu macierzy otrzymamy układ równań transformacyjnych:

$$\begin{cases} \cos\delta\cos\tau = \sinh\cos\varphi - \cosh\sin\varphi\cos\alpha \\ \cos\delta\sin\tau = -\cosh\sin\alpha \\ \sin\delta = \sinh\sin\varphi + \cosh\cos\varphi\cos\alpha \end{cases}$$

oraz

$$\begin{cases} \cosh \cos a = \sin \delta \cos \varphi - \cos \delta \sin \varphi \cos t \\ \cosh \sin a = -\cos \delta \sin t \\ \sinh = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t \end{cases}$$

Układy równań tego rodzaju (a przy przejściach między układami współrzędnych stosowanych w astronomii zwykle mamy do czynienia właśnie z takimi) rozwiązuje się wygodnie w sposób zilustrowany na poniższym przykładzie.

Przykład 1.2

Współrzędne horyzontalne obiektu wynoszą $a = 60^\circ$, $h = 45^\circ$. Ile wynoszą dla szerokości geograficznej $\varphi = 60^\circ$ współrzędne godzinne t , δ tego obiektu, jeśli układ godzinny jest zaczepiony w tym samym punkcie co i układ horyzontalny?

Rozwiązanie

$$\begin{aligned} \cos \delta \cos t &= \sin 45^\circ \cos 60^\circ - \cos 45^\circ \sin 60^\circ \cos 60^\circ &= 0.047367173 & (> 0) \\ \cos \delta \sin t &= -\cos 45^\circ \sin 60^\circ &= -0.612372435 & (< 0) \\ \sin \delta &= \sin 45^\circ \sin 60^\circ + \cos 45^\circ \cos 60^\circ \cos 60^\circ &= 0.789149131 \end{aligned}$$

Kąt t zawiera się w przedziale $[0^h, 24^h]$ czemu odpowiada $[0^\circ, 360^\circ]$, zatem może przyjmować wartości w dowolnej spośród czterech ćwiartek tego przedziału. Kąt δ zawiera się w przedziale $[-90^\circ, 90^\circ]$. Oznacza to, że $\cos \delta$ jest zawsze dodatni. Aby ustalić, w której ćwiartce znajduje się szukany kąt t , zauważamy, że w naszym przypadku $\sin t < 0$ i $\cos t > 0$ (znaki $\sin t$ i $\cos t$ są takie same jak znaki prawych stron odpowiednio wzorów drugiego i pierwszego, gdyż $\cos \delta$, będąc zawsze dodatni, nie ma wpływu na znak lewej strony równania). Wynika stąd, że kąt godzinny t , którego szukamy, będzie się zawierał w ćwiartce czwartej, bo w tej właśnie ćwiartce funkcja sinus przyjmuje wartości ujemne, podczas gdy funkcja cosinus — wartości dodatnie.

Dzieląc stronami równanie drugie przez pierwsze otrzymamy:

$$\operatorname{tg} t = -12.928203315, \quad \text{skąd} \quad t = -85^\circ.796963077$$

Aby otrzymać szukaną wartość kąta godzinnego, do otrzymanej wartości należy dodać całkowitą wielokrotność okresu funkcji tangens, tak aby otrzymać kąt w drugiej ćwiartce. Tak więc szukany kąt godzinny wynosi

$$t = -85^\circ.796963077 + 2 \cdot 180^\circ = 274^\circ.203036923 = \underline{\underline{18^h 17^m 41^s.53}}$$

Kąt δ otrzymamy wprost jako

$$\delta = \arcsin(0.789149131) = 52^\circ.106067417 = \underline{\underline{52^\circ 06' 21''.843}}$$

Odpowiedź: $t = 18^h 17^m 41^s.53$, $\delta = 52^\circ 06' 21''.843$

Przejsć pomiędzy układem równikowym godzinnym a równikowym równonocnym dokonuje się łatwiej, bo transformacja dotyczy tylko jednej współrzędnej. Dla przejścia pomiędzy kątem godzinnym t a rektascensją α stosuje się wzór na czas gwiazdowy T_* (czas ten zostanie zdefiniowany w rozdziale 2.4)

$$T_* = t + \alpha$$

Aby móc dokonać transformacji między układami równikowymi, musimy zatem znać czas gwiazdowy.

Przykład 1.3

Jakie współrzędne równikowe godzinne będzie miało o godzinie 2:56 czasu gwiazdowego ciało niebieskie, którego współrzędne równikowe równonocne odczytane z mapy nieba wynoszą: $\alpha = 3^{\text{h}}15^{\text{m}}$, $\delta = 30^\circ$?

Rozwiązanie

Wysokość ciała ponad równik, czyli deklinacja jest w obu układach taka sama i wynosi: $\delta = 30^\circ$.

Z przekształcenia wzoru na czas gwiazdowy otrzymamy wzór na kąt godzinny:

$$t = T_* - \alpha$$

skąd po podstawieniu wartości liczbowych:

$$t = 2^{\text{h}}56^{\text{m}} - 3^{\text{h}}15^{\text{m}} = 2^{\text{h}}56^{\text{m}} - 2^{\text{h}}75^{\text{m}} = -0^{\text{h}}19^{\text{m}}.$$

Wiemy, że kąt godzinny przyjmuje wartości dodatnie z przedziału od 0^{h} do 24^{h} , więc szukany kąt otrzymamy dodając do powyższej wartości 24^{h} . Będzie więc:

$$t = 24^{\text{h}} - 0^{\text{h}}19^{\text{m}} = 23^{\text{h}}60^{\text{m}} - 0^{\text{h}}19^{\text{m}} = \mathbf{23^{\text{h}}41^{\text{m}}}.$$

Odpowiedź: $t = 23^{\text{h}}41^{\text{m}}$, $\delta = 30^\circ$.

Transformacje współrzędnych między układem ekliptycznym i równikowym równonocnym, zaczepionych w tym samym punkcie, otrzymujemy zauważając, że przejście między tymi układami polega na obrocie o kąt ε (nachylenie ekliptyki do równika niebieskiego) wokół osi x . Podobnie jak uczyniliśmy to wcześniej, zapiszemy transformacje pomiędzy cosinusami kierunkowymi w układzie ekliptycznym (E) i równikowym równonocnym (R):

$$\begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}_E = X_\varepsilon \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}_R \quad \text{oraz} \quad \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}_R = X_{-\varepsilon} \cdot \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix}_E$$

Stąd

$$\begin{pmatrix} \cos\beta\cos\lambda \\ \cos\beta\sin\lambda \\ \sin\beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & \sin\varepsilon \\ 0 & -\sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\delta\cos\alpha \\ \cos\delta\sin\alpha \\ \sin\delta \end{pmatrix}$$

oraz

$$\begin{pmatrix} \cos\delta\cos\alpha \\ \cos\delta\sin\alpha \\ \sin\delta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & -\sin\varepsilon \\ 0 & \sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos\beta\cos\lambda \\ \cos\beta\sin\lambda \\ \sin\beta \end{pmatrix}$$

Po wymnożeniu otrzymamy:

$$\begin{cases} \cos\beta\cos\lambda = \cos\delta\cos\alpha \\ \cos\beta\sin\lambda = \cos\varepsilon\cos\delta\sin\alpha + \sin\varepsilon\sin\delta \\ \sin\beta = -\sin\varepsilon\cos\delta\sin\alpha + \cos\varepsilon\sin\delta \end{cases} \quad \begin{cases} \cos\delta\cos\alpha = \cos\beta\cos\lambda \\ \cos\delta\sin\alpha = \cos\varepsilon\cos\beta\sin\lambda - \sin\varepsilon\sin\beta \\ \sin\delta = \sin\varepsilon\cos\beta\sin\lambda + \cos\varepsilon\sin\beta \end{cases}$$

Przy przejściach między układem równikowym równonocnym, a układem galaktycznym korzystamy z zestawów równań, które tu podajemy bez wyprowa-

dzenia (formuły te są słuszne dla współrzędnych na epokę 2000.0; występujące we wzorach stałe liczbowe ulegają powolnym zmianom wobec ruchu punktów równonocy na tle gwiazd wskutek precesyjnego ruchu Ziemi):

$$\begin{cases} \cos b \cos(l - 33^\circ) = \cos \delta \cos(\alpha - 282^\circ.85) \\ \cos b \sin(l - 33^\circ) = \cos \delta \sin(\alpha - 282^\circ.85) \cos 62^\circ.883 + \sin \delta \sin 62^\circ.883 \\ \sin b = \sin \delta \sin 62^\circ.883 - \cos \delta \sin(\alpha - 282^\circ.85) \sin 62^\circ.883 \end{cases}$$

$$\begin{cases} \cos \delta \cos(\alpha - 282^\circ.85) = \cos b \cos(l - 33^\circ) \\ \cos \delta \sin(\alpha - 282^\circ.85) = \cos b \sin(l - 33^\circ) \cos 62^\circ.883 - \sin b \sin 62^\circ.883 \\ \sin \delta = \cos b \sin(l - 33^\circ) \sin 62^\circ.883 + \sin b \cos 62^\circ.883 \end{cases}$$

Ćwiczenia

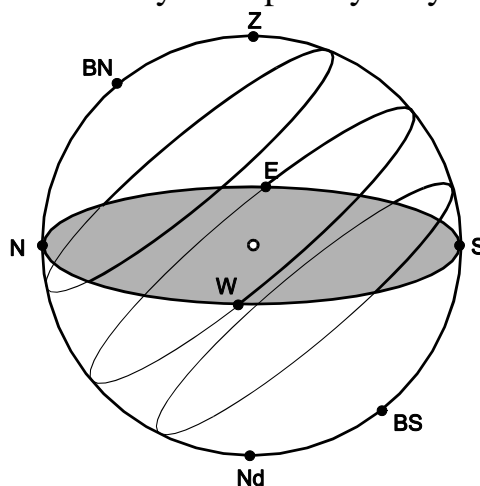
53. Współrzędne godzinne obiektu dla obserwatora na szerokości geograficznej $\varphi = 49^\circ 15'$ wynoszą $\delta = 25^\circ 19'$ i $t = 17^h 18^m$. Jakie są współrzędne horyzontalne tego obiektu? (Rozw.: $a = 65^\circ 33' 37''.1$, $h = 12^\circ 29' 55''.7$)
54. Współrzędne równikowe godzinne obiektu dla obserwatora na szerokości geograficznej $\varphi = -50^\circ$ wynoszą $\delta = 30^\circ 6'$ i $t = 15^h 28^m$. Jakie są współrzędne horyzontalne tego obiektu? (Rozw.: $a = 97^\circ 9' 42''.1$, $h = -46^\circ 35' 53''.8$)
55. Współrzędne horyzontalne obiektu dla obserwatora na szerokości geograficznej $\varphi = 40^\circ$ wynoszą $h = 27^\circ 31' 13''.18$ i $a = 279^\circ 17' 10''.63$. Jakie są współrzędne równikowe godzinne tego obiektu? (Rozw.: $t = 4^h 53^m 20^s.8$, $\delta = 23^\circ 59' 36''.6$)
56. Współrzędne horyzontalne obiektu dla obserwatora na szerokości geograficznej $\varphi = 80^\circ$ wynoszą $h = 26^\circ 44' 30''$ i $a = 112^\circ 6' 51''$. Jakie są współrzędne równikowe godzinne tego obiektu? (Rozw.: $t = 19^h 45^m 16^s.24$, $\delta = 22^\circ 37' 42''.6$)
57. O godzinie 13:30 lokalnego czasu gwiazdowego współrzędne horyzontalne gwiazdy wynosiły dla obserwatora w Częstochowie ($\varphi = 50^\circ 49'$) $a = 25^\circ 17'$, $h = 63^\circ 15'$. Obliczyć współrzędne równikowe równonocne gwiazdy. (Rozw.: $\alpha = 16^h 0^m 47^s.9$, $\delta = 71^\circ 40' 42''.1$)
58. Współrzędne ekliptyczne obiektu wynoszą: $\beta = 30^\circ$, $\lambda = 120^\circ$. Przyjmując, że $\varepsilon = 23^\circ 27'$ obliczyć współrzędne równikowe równonocne obiektu. (Rozw.: $\alpha = 8^h 46^m 4^s.9$, $\delta = 49^\circ 12' 53''.8$)
59. Jakie są współrzędne równikowe równonocne obiektu dla którego współrzędne galaktyczne wynoszą $l = 187^\circ 15'$, $b = 13^\circ 30'$? Obliczenia wykonać dla epoki 2000.0. (Rozw.: $\alpha = 6^h 52^m$, $\delta = 28^\circ 50'$)
60. Napisać w dowolnym języku, uruchomić i przetestować program komputerowy pozwalający w sposób interakcyjny przechodzić między astronomicznymi układami współrzędnych.



2. Zjawiska związane z ruchem dziennym nieba

2.1. Wschody i zachody ciał niebieskich

Ruchowi wirowemu Ziemi zawdzięczamy zjawisko wschodów i zachodów ciał niebieskich. Wschody występują na półłuku *NES* horyzontu (rys.2.1) a zachody na półłuku *SWN* (*N, E, S, W* — kardynalne punkty horyzontu).

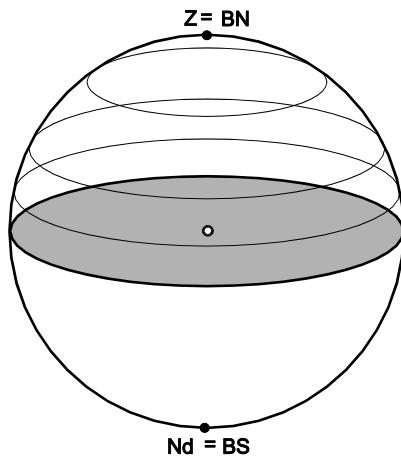


Rys. 2.1. Wędrówki dobowe obiektów na sferze niebieskiej.

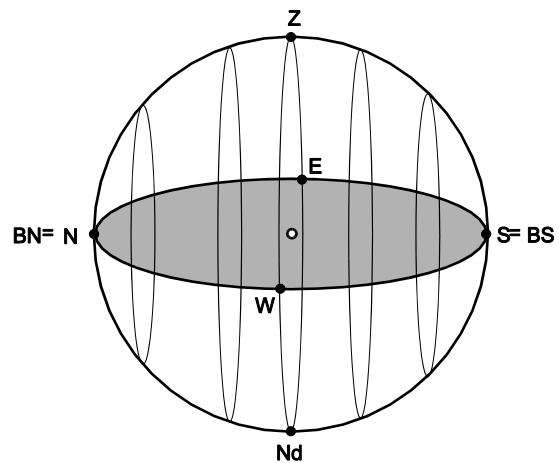
Ze zjawiskiem *wschodu* mamy do czynienia wtedy, gdy ciało niebieskie wynurza się spod horyzontu. Po wschodzie ciało zwiększa swoją obserwowaną wysokość nad horyzontem aż do pewnej maksymalnej wartości, którą osiąga w momencie tzw. *górowania*. Po górowaniu wysokość ciała maleje i w chwili gdy osiąga ona wartość zero, dochodzi do zjawiska *zachodu*. Po zachodzie ciało nadal zmniejsza (teraz po wartościach ujemnych) swoją wysokość aż do pewnej wartości minimalnej osiągananej w momencie *dołowania*. Po dołowaniu wysokość ciała znowu zaczyna wzrastać i gdy wzrośnie do wartości zero, mamy do czynienia z kolejnym wschodem. Wędrówki dobowe ciał niebieskich obserwowane na pośrednich szerokościach geograficznych obrazuje rysunek 2.1.

Sytuacja dla bieguna i dla równika jest pokazana na rysunkach 2.2 i 2.3. Dla obserwatora na biegunie (bez znaczenia, czy jest to biegun północny czy południowy) zjawisko wschodów i zachodów, w zwyczajnym sensie, nie występuje. Jedne gwiazdy zawsze znajdują się ponad, a inne zawsze pod horyzontem.

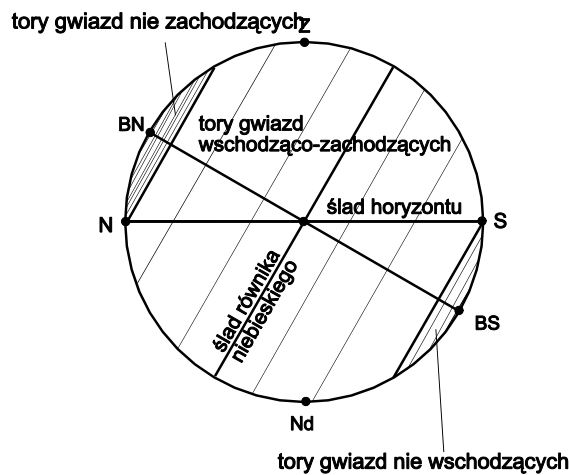
Dla obserwatora na równiku praktycznie wszystkie ciała niebieskie wschodzą i zachodzą (jeśli zapomnieć o tych ciałach, które znajdują się w biegunach świata lub w bardzo małym ich otoczeniu). Dla pośrednich szerokości geograficznych ciała niebieskie można rozdzielić na trzy grupy; *nigdy niewschodzące*, *nigdy niezachodzące* i *wschodząco-zachodzące* (rys. 2.4). Dla tej ostatniej grupy obiektów czas przebywania nad horyzontem jest na ogół różny od czasu przebywania pod nim.



Rys. 2.2. Wędrówki dobowe obiektów na sferze niebieskiej dla obserwatora umieszczonego na biegunie północnym.



Rys. 2.3. Wędrówki dobowe obiektów na sferze niebieskiej dla obserwatora umieszczonego na równiku.



Rys. 2.4. Podział obiektów na sferze niebieskiej ze względu na zjawisko wschodów i zachodów.

Zjawisko wschodu i zachodu danego ciała niebieskiego odbywa się w określonym miejscu na horyzoncie oraz w określonym czasie. Miejsce zjawiska można określić przy pomocy azymutu, a czas, pośrednio, przy pomocy kąta godzinnego. Azymut odpowiadający zjawisku można wyliczyć posiłkując się trzecim wzorem transformacyjnym z układu horyzontalnego do godzinnego:

$$\sin\delta = \cosh\cos\alpha\cos\varphi + \sinh\sin\varphi$$

Przekształcając ten wzór otrzymujemy wyrażenie na azymut:

$$\cos\alpha = \frac{\sin\delta - \sinh\sin\varphi}{\cosh\cos\varphi}$$

Wyrażenie na kąt godzinny obiektu w chwili zjawiska wschodu czy zachodu otrzymamy z trzeciego wzoru transformacyjnego z układu godzinnego do horyzontalnego:

$$\sinh = \cos\delta\cos\varphi\cos t + \sin\delta\sin\varphi$$

Po przekształceniu tego wzoru otrzymamy:

$$\cos t = \frac{\sin h - \sin \delta \sin \varphi}{\cos \delta \cos \varphi}$$

Gdyby można było zaniedbać *refrakcję światła* (ugięcie promieni świetlnych przy przekraczaniu granicy ośrodków o różnych gęstościach, np. przy przechodzeniu światła z powietrza do wody; w naszym przypadku chodzi o ugięcie promieni świetlnych przy przejściu z bardzo rzadkiego ośrodka pozaatmosferycznego do coraz gęstszych warstw atmosfery), to wartości azymutu i kąta godzinowego odpowiadające zjawiskom wschodu i zachodu otrzymalibyśmy wstawiając do powyższych wzorów za wysokość h wartość zero. Wobec zjawiska refrakcji, które nieznacznie podnosi obiekty (przyspieszając wschody i opóźniając zachody), w miejsce h w powyższych wzorach wstawia się dla obiektów punktowych wartość $(-0^{\circ}35')$, gdyż różnica między wysokością obserwowaną a rzeczywistą wynosi dla horyzontu średnio $35'$. Refrakcja (ugięcie promieni świetlnych w atmosferze ziemskiej) sprawia, że zjawisko wschodu i zachodu obserwujemy wtedy, gdy ciało znajduje się pod horyzontem. Dla obiektów o znacznych rozmiarach, jak np. Słońce czy Księżyc, należy uwzględnić dodatkowo rozmiar ich tarczy. Wschód czy też zachód takiego ciała mamy wtedy, gdy górny brzeg tarczy przetnie horyzont. Średni rozmiar tarczy Słońca jest w przybliżeniu równy średniemu rozmiarowi tarczy Księżyca i wynosi w przybliżeniu $0^{\circ}32'$.

Szukane wartości azymutu i kąta godzinowego wschodu czy zachodu ciała niebieskiego otrzymamy dla danej szerokości geograficznej φ i dla ustalonej deklinacji δ ciała, jeśli do otrzymanych wyżej wzorów na $\cos a$ i $\cos t$ wstawimy odpowiednią wartość za wysokość h . [Używając funkcji odwrotnej do cosinusa przy obliczaniu azymutu otrzymamy wartość a_w odnoszącą się do zjawiska wschodu — I i II ćwiartka. Wartość odnoszącą się do zjawiska zachodu (III i IV ćwiartka) otrzymamy używając relacji: $a_z = 360^{\circ} - a_w$. Podobnie, przy obliczaniu kąta godzinowego otrzymamy wartość z I lub II ćwiartki, ale tym razem będzie to wartość t_z odnosząca się do zjawiska zachodu. Wartość dla kąta godzinowego wschodu policzymy ze wzoru $t_w = 24^h - t_z$].

Gdyby wartości prawych stron wyrażeń na $\cos a$ i $\cos t$ okazały się wykraczać poza zakres $(-1, 1)$, to znaczy, że mamy do czynienia z obiektem, który dla danej szerokości geograficznej nie jest obiektem wschodząco-zachodzącym.

Przykład 2.1

Ile wynoszą azymuty i kąty godzinne wschodu i zachodu Słońca w Częstochowie ($\varphi = 50^{\circ}49'$) w dniu przesilenia letniego?

Rozwiązanie:

Posłużymy się wzorami:

$$\cos a = \frac{\sin \delta - \sin h \sin \varphi}{\cos h \cos \varphi} \quad \cos t = \frac{\sin h - \sin \delta \sin \varphi}{\cos \delta \cos \varphi}$$

W miejsce h w powyższych wzorach wstawimy wartość $-0^\circ 51'$ ($-0^\circ 35'$ z tytułu refrakcji w horyzoncie oraz $-0^\circ 16'$ jako średni promień tarczy Słońca; $-0^\circ 35' - 0^\circ 16' = -0^\circ 51'$).

Deklinacja Słońca w tym przypadku wynosi w przybliżeniu $\delta = \varepsilon = 23^\circ 27' = 23^\circ.45$. Po wstawieniu do powyższych wzorów otrzymamy:

$$\cos a = \frac{\sin 23^\circ.45 - \sin(-0^\circ.85) \sin 50^\circ.81667}{\cos(-0^\circ.85) \cos(50^\circ.81667)}$$

$$\cos t = \frac{\sin(-0^\circ.85) - \sin 23^\circ.45 \sin 50^\circ.81667}{\cos 23^\circ.45 \cos 50^\circ.81667}$$

skąd

$$a = 49^\circ 35' 56''.62 \quad t = 8^{\text{h}} 15^{\text{m}} 36^{\text{s}}.42$$

Rozpoznajemy po otrzymanych wartościach, że są to azymut wschodu (przy konwencji liczenia azymutu od kierunku północy na wschód) i kąt godzinny zachodu. Azymut zachodu otrzymamy odejmując od 360° otrzymaną wyżej wartość. Będzie on zatem wynosił:

$$a = 310^\circ 24' 3''.38$$

Kąt godzinny wschodu otrzymamy w podobny sposób, tyle że odejmując kąt godzinny zachodu od 24 godzin. Otrzymamy wtedy:

$$t = 15^{\text{h}} 44^{\text{m}} 23^{\text{s}}.58$$

Ostatecznie będzie zatem:

$$\begin{aligned} a_w &= 49^\circ 35' 56''.62, & a_z &= 310^\circ 24' 3''.38 \\ t_w &= 15^{\text{h}} 44^{\text{m}} 23^{\text{s}}.58, & t_z &= 8^{\text{h}} 15^{\text{m}} 36^{\text{s}}.42. \end{aligned}$$

Przykład 2.2

Ile wynosiły kąty godzinne wschodu i zachodu Słońca w Częstochowie ($\varphi = 50^\circ 49'$) 30 sierpnia 2000 roku?

Rozwiązanie:

Aby znaleźć deklinację Słońca w dniu 30 sierpnia 2000 roku postępujemy w sposób następujący:

— Zakładamy, że nie popełnimy dużego błędu przy odczycie deklinacji Słońca przyjmując, że wschód Słońca ma miejsce o godzinie 6:00 a zachód o godzinie 18:00 czasu środkowo europejskiego, czyli o godzinie 5:00 i 17:00 czasu uniwersalnego.

- W tabeli Ia (tabele Ia i Ib są zamieszczone w Dodatku A) sprawdzamy jakim ułamkowi doby odpowiadają współrzędne Słońca zawarte w tabeli Ib. Dla roku 2000 znajdujemy w ostatniej kolumnie tabeli Ia wartość $0^d.30$. Oznacza to, że współrzędne w tabeli Ib w roku 2000 (po 28 lutego) odnoszą się do godziny $0^h + 0.3 \cdot 24^h = 7^h.2 = 7^h 12^m$ czasu uniwersalnego (bliżej o czasie uniwersalnym, UT, w rozdziale 2.4).
- Z tabeli Ib odczytujemy dla daty 30 sierpnia wartość deklinacji Słońca $\delta = 8^\circ 52'$
- Aby otrzymać wartość deklinacji Słońca dla godziny 5:00 i 17:00 czasu uniwersalnego, musimy dokonać interpolacji. Zadowolimy się tu interpolacją liniową, czyli czyniąc założenie, że deklinacja Słońca zmienia się liniowo w rozważanym przedziale czasowym. Dla potrzeb interpolacji musimy odczytać jeszcze wartości deklinacji Słońca w dniach 29 i 31 sierpnia. Mamy zatem:

29 sierpnia, godzina 7:12 UT, $\delta = 9^\circ 13'$

30 sierpnia, godzina 7:12 UT, $\delta = 8^\circ 52'$

31 sierpnia, godzina 7:12 UT, $\delta = 8^\circ 30'$

- Wartość deklinacji Słońca dla godziny 5:00 i 17:00 otrzymamy korzystając ze wzoru na interpolację liniową $\delta_x = \delta_1 + (\delta_2 - \delta_1)(T_x - T_1)/(T_2 - T_1)$. Będzie więc:

$$\delta_{5:00} = 9^\circ 13' + (8^\circ 52' - 9^\circ 13')(24^h - 2^h 12^m)/24^h = 9^\circ 13' - 19' = \underline{\underline{8^\circ 54'}}$$

oraz

$$\delta_{17:00} = 8^\circ 52' + (8^\circ 30' - 8^\circ 52')(17^h - 7^h 12^m)/24^h = 9^\circ 13' - 9' = \underline{\underline{8^\circ 43'}}$$

Dla wschodu Słońca będzie więc:

$$\cos t = \frac{\sin(-0^\circ.85) - \sin 8^\circ.9 \sin 50^\circ.81667}{\cos 8^\circ.9 \cos 50^\circ.81667}$$

Skąd otrzymamy:

$$t = 102^\circ.4674927$$

a stąd,

$$t_w = 24^h - t = 17^h 10^m 7^s.8$$

Podobnie dla zachodu Słońca będzie:

$$\cos t = \frac{\sin(-0^\circ.85) - \sin 8^\circ.71667 \sin 50^\circ.81667}{\cos 8^\circ.71667 \cos 50^\circ.81667}$$

skąd

$$t_z = 6^h 48^m 55^s.45$$

Odpowiedź:

$$t_w = 17^h 10^m 7^s.8, \quad t_z = 6^h 48^m 55^s.45$$

Uwaga: W celu otrzymania dokładniejszych wyników w części b) należałoby odstąpić od poczynionego założenia odnośnie momentu wschodu i zachodu Słońca. W drugim etapie obliczeń należałoby z otrzymanych kątów godzinnych Słońca przejść do czasu strefowego (rozdział 2.4) i ustalić faktyczny moment wschodu i zachodu, po czym powtórzyć procedurę interpolacyjną dla otrzymania dokładniejszych wartości deklinacji Słońca i od nowa policzyć kąty godzinne wschodu i zachodu.

Ćwiczenia

61. Policzyć, ile wynoszą azymuty i kąty godzinne wschodu i zachodu Słońca w Częstochowie ($\varphi = 50^\circ 49'$) w dniu przesilenia zimowego. Policzyć również długość trwania dnia. (Rozw.: $a_w = 127^\circ 21' 49''$, $a_z = 232^\circ 38' 11''$, $t_w = 20^h 1^m 38^s.05$, $t_z = 3^h 58^m 21^s.95$, $\Delta t = 7^h 56^m 43^s.9$)
62. Obliczyć azymut i kąt godzinny wschodu i zachodu Syriusza ($\delta = -16^\circ 43'$) w Częstochowie ($\varphi = 50^\circ 49'$) i w Melbourne ($\varphi = -37^\circ 50'$).
(Rozw.: Częstochowa: $a_w = 116^\circ 16' 57''$, $a_z = 243^\circ 43' 03''$, $t_w = 19^h 22^m 20^s.99$, $t_z = 4^h 37^m 39^s.01$ Melbourne: $a_w = 111^\circ 50' 47''$, $a_z = 248^\circ 9' 13''$, $t_w = 17^h 2^m 52^s.24$, $t_z = 6^h 57^m 7^s.76$)
63. Obliczyć azymut i kąt godzinny wschodu i zachodu Wegi ($\delta = 38^\circ 47'$):
a) w Częstochowie, b) w La Paz ($\varphi = -16^\circ 30'$). (Rozw.: w Częstochowie Wega jest gwiazdą nigdy nie zachodzącą, dla La Paz: $a_w = 49^\circ 26' 9''.5$, $a_z = 310^\circ 33' 50''.5$, $t_w = 18^h 51^m 52^s.2$, $t_z = 5^h 8^m 7^s.8$)
64. Obliczyć refrakcyjne wydłużenie dnia 22 czerwca dla $\varphi = 60^\circ$.
(Rozw.: $23^m 8^s.2$)

2.2. Przejścia obiektów niebieskich przez południk

Konsekwencją ruchu wirowego Ziemi jest to, że ciała niebieskie dwa razy na dobę przecinają w swej wędrówce po niebie płaszczyznę południka lokalnego. Położenie ciała na południku można określić podając wartość wysokości h w układzie horyzontalnym związanym z obserwatorem. Dla obserwatora umiejscowionego poza biegunami ziemskimi wysokości ciał niebieskich zmieniają się w czasie. Maksymalna i minimalna wartość wysokości odpowiada górowaniu i dołowaniu ciała, czyli momentom, w których ciało przechodzi przez południk. Górowanie obiektu może nastąpić na północ lub na południe od zenitu, a także w samym zenicie. Dołowanie natomiast na północ lub na południe od nadiru, bądź też i w samym nadirze. Rysunki 2.5, 2.6, 2.7 i 2.8 wykorzystamy dla ustalenia wzorów na wysokości górowania i dołowania. Wysokości te wyrazimy jako funkcje szerokości geograficznej miejsca obserwacji φ oraz deklinacji obiektu δ .

Dla poszczególnych przypadków mamy:

a) wysokość górowania północnego (łuk NG) (rys. 2.5):

$$\text{HGN} = \varphi + 90^\circ - \delta \quad (\text{jako suma kątów } \text{NOB}_N \text{ i } \text{B}_N\text{OG})$$

b) wysokość górowania południowego (łuk SG) (rys. 2.6):

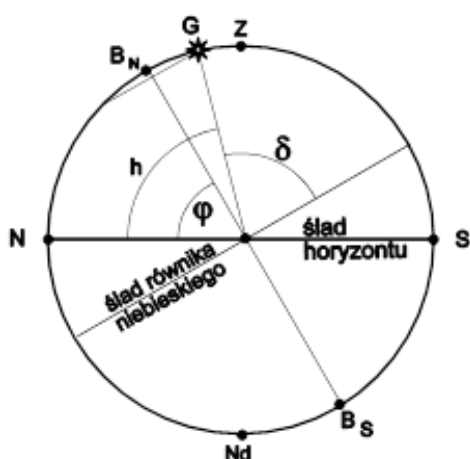
$$\text{HGS} = 90^\circ - \varphi + \delta \quad (\text{jako suma kątów } \text{SOR} \text{ i } \text{ROG})$$

c) wysokość dołowania północnego (łuk NG) (rys. 2.7):

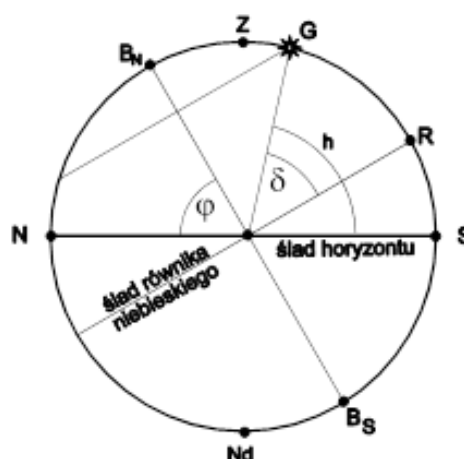
$$\text{HDN} = \delta + \varphi - 90^\circ \quad (\text{jako różnica kątów } \text{R}'\text{OG} \text{ i } \text{R}'\text{ON})$$

d) wysokość dołowania południowego (łuk SG) (rys. 2.8)

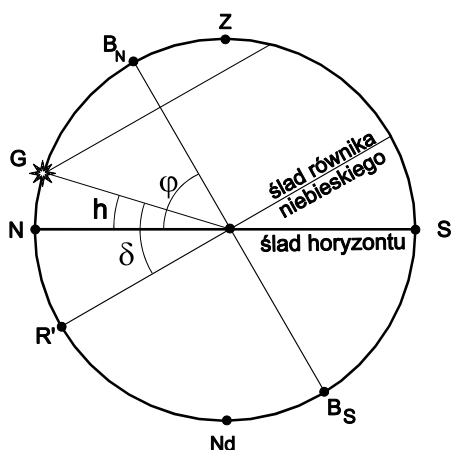
$$\text{HDS} = -\varphi - 90^\circ - \delta \quad (\text{jako wzięta ze znakiem ujemnym suma kątów } \text{SOB}_S \text{ i } \text{B}_S\text{OG})$$



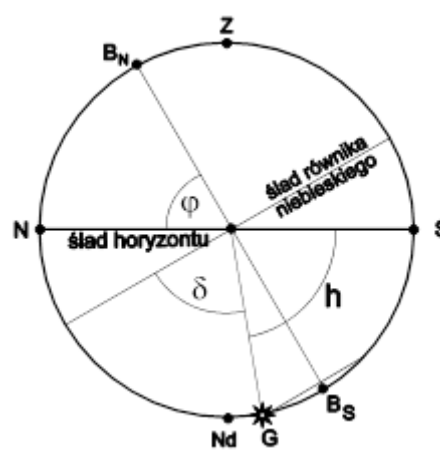
Rys. 2.5. Górowanie obiektu na północ od zenitu.



Rys. 2.6. Górowanie obiektu na południe od zenitu.



Rys. 2.7. Dołowanie obiektu na północ od nadiru.



Rys. 2.8. Dołowanie obiektu na południe od nadiru.

Jeśli obiekt góruje w zenicie, to naturalnie wysokość jego górowania wynosi 90° i wtedy deklinacja obiektu równa jest szerokości geograficznej miejsca obserwacji ($\varphi = \delta$). Jeśli obiekt dołuje w nadirze, to $\delta = -\varphi$, a wysokość dołowania wynosi -90° . Dla danej szerokości geograficznej oraz dla określonej deklinacji obiektu wysokości górowania i dołowania dostaniemy posiłkując się dwoma

spośród czterech wyżej zapisanych wzorów. W przypadku wątpliwości, które dwa wzory wybrać, warto zauważyć, że górowanie jest północne, gdy $HGN < 90^\circ$, czyli gdy $\delta > \varphi$. Gdy mamy relację $\delta < \varphi$, górowanie jest południowe. Podobnie, dołowanie jest północne, gdy $HDS > -90^\circ$, czyli gdy $\delta > -\varphi$. Dla $\delta < -\varphi$ dołowanie jest południowe.

Przykład 2.3

Jaka jest wysokość górowania i dołowania Wega ($\delta = 38^\circ 47'$) w miejscu położonym dokładnie na antypodach Częstochowy?

Rozwiązanie:

Szerokość geograficzna miejsca wynosi $\varphi = -50^\circ 49'$. Wega góruje tam na północ od zenitu gdyż $\delta > \varphi$ a dołuje na południe od nadiru bo $\delta < -\varphi$. Szukane wysokości górowania i dołowania otrzymamy ze wzorów:

$$HGN = \varphi + 90^\circ - \delta \quad \text{i} \quad HDS = -\varphi - 90^\circ - \delta$$

Zatem po podstawieniu wartości liczbowych otrzymamy:

$$\mathbf{HGN = 0^\circ 24' , \quad \mathbf{HDS = -77^\circ 58'}}$$

Odpowiedź: Na antypodach Częstochowy Wega góruje na wysokości $0^\circ 24'$, a dołuje na wysokości $-77^\circ 58'$.

Uwaga: Rachunek przeprowadziliśmy tu bez uwzględniania refrakcji. W czasie górowania Wega znajduje się tuż nad horyzontem. Refrakcja, która w horyzoncie wynosi około $0^\circ 35'$, spowoduje podniesienie gwiazdy tak, że w rzeczywistości widać by ją było w czasie górowania na wysokości $HGN + 0^\circ 35' = 0^\circ 59'$.

Ćwiczenia

65. Jaką deklinację mają gwiazdy, które dla obserwatora na szerokości geograficznej $\varphi = 49^\circ$ w czasie swej wędrówki po niebie przechodzą przez zenit? Sporządzić odpowiedni rysunek. Zaprojektować obserwacje pozwalające wyznaczać deklinacje gwiazd i szerokość geograficzną miejsca obserwacji.
66. Podczas przejścia gwiazdy przez almukantar jej kąt godzinny wynosił $3^h 15^m 25^s$. Jaki będzie kąt godzinny tej gwiazdy podczas jej przejścia przez ten sam almukantar, lecz po drugiej stronie południka? Sporządzić odpowiedni rysunek. (Rozw.: $20^h 44^m 35^s$)
67. Dla gwiazdy α Lyr (Wega) ($\delta = 38^\circ 47'$ [2000.0]) podać wysokość kulminacji dolnej i górnej (zaniedbując refrakcję) dla:
 - a) $\varphi = 60^\circ$,
 - b) $\varphi = 0^\circ$,
 - c) $\varphi = -60^\circ$.
 (Rozw.: a) $8^\circ 47'$, $68^\circ 47'$, b) $-51^\circ 13'$, $51^\circ 13'$, c) $-68^\circ 47'$, $-8^\circ 47'$)

68. Dla jakiej szerokości geograficznej można zaobserwować Syriusza ($\delta = -16^\circ 43'$) w zenicie? Jaka jest wysokość dołowania Syriusza dla tej szerokości? (Rozw.: $\varphi = -16^\circ 43'$, $HDS = -56^\circ 34'$)
69. W oparciu o atlas lub mapę nieba podać kilka jasnych gwiazd, które w Częstochowie ($\varphi = 50^\circ 49'$) górują nie dalej niż 5° od zenitu.
70. Napisać program komputerowy, który pozwoli wyliczać wysokości kulminacji dla zadanej szerokości geograficznej miejsca obserwacji φ oraz deklinacji δ obiektu.

2.3. Zjawiska dnia i nocy w zależności od miejsca na Ziemi i od pory roku

Długość dnia (odstęp czasu od wschodu Słońca do jego zachodu) oraz nocy (odstęp czasu dzielący zachód Słońca od jego najbliższego wschodu) zależy od szerokości geograficznej miejsca obserwacji, a także od deklinacji Słońca w rozważanym okresie. Wobec nachylenia płaszczyzny równika niebieskiego do płaszczyzny ekliptyki pod kątem ε (ok. $23^\circ 27'$) deklinacja Słońca ulega w ciągu roku ciągłej, choć nie jednostajnej, zmianie w granicach od $-\varepsilon$ (przesilenie zimowe na półkuli północnej) do $+\varepsilon$ (przesilenie letnie na półkuli północnej). Długość danego dnia czy nocy dla ustalonej szerokości geograficznej ustala się z pomocą znanego już wzoru (rozdział 2.1) na kąt godzinny obiektu na sferze niebieskiej

$$\cos t = \frac{\sin h - \sin \delta \sin \varphi}{\cos \delta \cos \varphi}$$

Interwał czasu dzielący moment wschodu Słońca określony poprzez kąt godzinny t_w oraz moment zachodu określony przez kąt godzinny t_z nazywamy dniem. Długość dnia można wyrazić jako $T_D = 24^h - t_w + t_z$ a nocy jako $T_N = t_w - t_z$. Same t_w i t_z otrzymamy z powyższego wzoru wstawiając za h wziętą ze znakiem minus sumę refrakcji w horyzoncie oraz promienia kąтового tarczy słonecznej. W większości obliczeń wystarczy za h wstawić wartość $-0^\circ 51'$ (z czego $35'$ przypada na refrakcję w horyzoncie, a $16'$ na promień tarczy). Używając równania należy pamiętać, że kąt godzinny t po przeliczeniu na stopnie zawiera się w przedziale od 0° do 360° . Nadto trzeba pamiętać, że kąt godzinny wschodu należy do III lub IV, a kąt godzinny zachodu do I lub II ćwiartki. Wartość deklinacji Słońca na daną datę można odczytać z odpowiednich tablic. Posiłkując się powyższym wzorem możemy również określić czasy trwania świtów i zmierzchów. **Zmierzch** rozpoczyna się w momencie zachodu Słońca i trwa do czasu, gdy wysokość Słońca przyjmie określoną, umowną, wartość. Dla zmierzchu astronomicznego wartość ta wynosi $h_\circ = -18^\circ$. **Świt** to okres poprzedzający wschód Słońca. Świt astronomiczny rozpoczyna się również, gdy $h_\circ = -18^\circ$

i kończy się o wschodzie Słońca. Wstawiając do wzoru zamiast h wartość -18° otrzymamy kąty godzinne odpowiadające końcowi zmierzchu i początkowi świtu astronomicznego. [Dla świtu/zmierzchu cywilnego i żeglarskiego zamiast wartości -18° ustalono odpowiednio wartości -6° i -12°]. Kąty godzinne odpowiadające początkowi zmierzchu i końcowi świtu to po prostu t_z i t_w .

Może się zdarzyć, że dla danej szerokości geograficznej i dla określonej daty Słońce nie zagłębia się pod horyzont na tyle, aby nastąpiła głęboka noc. Wtedy zmierzch przechodzi bezpośrednio w świt i mamy do czynienia z tzw. **białą nocą**. Warunki na zaistnienie białej nocy zapiszemy używając wzorów na wysokość dołowania. Dla półkuli północnej otrzymamy:

$$-18^\circ < \text{HDN}_\circ < -0^\circ 51'$$

a dla półkuli południowej

$$-18^\circ < \text{HDS}_\circ < -0^\circ 51'$$

co w zapisie jawnym daje

$$-18^\circ < \varphi - 90^\circ + \delta_\circ < -0^\circ 51'$$

oraz

$$-18^\circ < -\varphi - 90^\circ - \delta_\circ < -0^\circ 51'$$

Powyższe układy nierówności możemy rozwiązać ze względu na φ , otrzymując warunki na miejsce występowania zjawiska w danym dniu, albo ze względu na δ_\circ i otrzymać warunki na okres występowania zjawiska białych nocy dla ustalonego miejsca (mając warunek na deklinację Słońca δ_\circ to poprzez odpowiednią tabelę podającą deklinację Słońca na każdy dzień roku mamy równocześnie warunek na okres występowania zjawiska białych nocy). Warunki zaistnienia białych nocy w sensie astronomicznym dla półkuli północnej będą więc

$$72^\circ - \delta_\circ < \varphi < 89^\circ 09' - \delta_\circ$$

$$72^\circ - \varphi < \delta_\circ < 89^\circ 09' - \varphi$$

a dla półkuli południowej

$$-72^\circ - \delta_\circ > \varphi > -89^\circ 09' - \delta_\circ$$

$$-72^\circ - \varphi > \delta_\circ > -89^\circ 09' - \varphi$$

W podobny sposób można podać warunki na **dni i noce polarne**. Na półkuli północnej będziemy mieć dzień polarny wtedy, gdy wysokość dołowania północnego Słońca $\text{HDN}_\circ > -0^\circ 51'$, czyli gdy

$$\varphi - 90^\circ + \delta_\circ > -0^\circ 51'$$

Noc polarna na półkuli północnej wystąpi natomiast, gdy $HGS_{\odot} < -0^{\circ}51'$, czyli gdy

$$-\varphi + 90^{\circ} + \delta_{\odot} < -0^{\circ}51'$$

Dla półkuli południowej podobne warunki będą:

dla dnia polarnego $HDS_{\odot} > -0^{\circ}51'$ czyli

$$-\varphi - 90^{\circ} - \delta_{\odot} > -0^{\circ}51'$$

dla nocy polarnej $HGN_{\odot} < -0^{\circ}51'$, czyli

$$\varphi + 90^{\circ} - \delta_{\odot} < -0^{\circ}51'$$

Rozwiązując powyższe nierówności ze względu na φ lub δ_{\odot} otrzymamy znowu warunki na miejsce występowania (φ) zjawiska dnia i nocy polarnych lub warunki na deklinację Słońca, czyli na terminarz występowania zjawiska (sprawdzamy w odpowiedniej tabeli, np. w tabeli Ib zawartej w dodatku A niniejszej książki, jaki zakres dat odpowiada otrzymanemu zakresowi deklinacji Słońca).

Ćwiczenia

71. Czy dla $\varphi = 80^{\circ}$ zdarzają się: a) dni polarne, b) dni zwyczajne?
72. Obliczyć dla Częstochowy ($\varphi = 50^{\circ}49'$) długość pierwszego dnia (pierwszej nocy) wiosny, lata, jesieni i zimy.
(Rozw.: wiosna i jesień: dzień $12^h 10^m 45^s.8$, noc $11^h 49^m 14^s.2$, lato: dzień $16^h 31^m 12^s.8$, noc $7^h 28^m 47^s.2$, zima: dzień $7^h 56^m 30^s.5$, noc $16^h 3^m 29^s.5$)
73. Czy jest możliwe, aby na obydwu biegunach jednocześnie trwały:
a) dni polarne, b) noce polarne?
74. Posługując się tabelą I (Dodatek A) podać terminarz białych nocy astronomicznych dla Częstochowy i dla Helsinek ($\varphi = 60^{\circ}10'$). (Rozw.: dla Częstochowy od 26 maja do 16 lipca, dla Helsinek od 21 kwietnia do 21 sierpnia)
75. Jaka jest różnica pomiędzy najkrótszymi w roku dniami dla Częstochowy i dla Rzymu ($\varphi = 41^{\circ}54'$)? (Rozw.: w Rzymie dłuższy o $1^h 11^m$)
76. Napisać, uruchomić i przetestować program komputerowy pozwalający policzyć długość trwania dnia w dowolnym miejscu na Ziemi poza strefami polarnymi. Deklinację Słońca i szerokość geograficzną miejsca obserwacji zadawać w sposób interakcyjny.
77. Podać minimalną wartość kąta nachylenia równika niebieskiego do ekliptyki dla której w Częstochowie występowałyby: a) dni polarne, b) noce polarne.
(Rozw.: a) $38^{\circ} 20'$, b) $40^{\circ} 02'$)

2.4. Pojęcie czasu w astronomii

Czas definiujemy w astronomii jako kąt godzinny określonego obiektu. Obiektem takim może być ustalone ciało niebieskie lub jakiś wybrany punkt na niebie uczestniczący w ruchu dobowym. Kąt godzinny obiektu jest wielkością lokalną, czyli zależną od położenia obserwatora, toteż i czas zawsze odnosi się do określonego miejsca. Rozróżnia się w astronomii trzy podstawowe czasy miejscowe: czas gwiazdowy, czas prawdziwy słoneczny i czas średni słoneczny. Lokalny **czas gwiazdowy** definiujemy jako kąt godzinny punktu równonocy wiosennej

$$T_* = t_{\gamma}$$

Wobec tego, że punkt równonocy wiosennej (punkt Barana) niczym się nie wyróżnia na niebie i trudno go obserwować, wprowadza się definicję równoważną powyższej, mianowicie

$$T_* = t_* + \alpha_*$$

gdzie t_* i α_* są to kąt godzinny i rektascensja dowolnej gwiazdy na niebie. Równoważność tej definicji czasu gwiazdowego z poprzednią obrazuje rysunek 2.9, z którego wprost wynika, że $t_{\gamma} = t_* + \alpha_*$. Z ostatniej definicji widać, że czas gwiazdowy najprościej się wyraża dla gwiazd górujących.

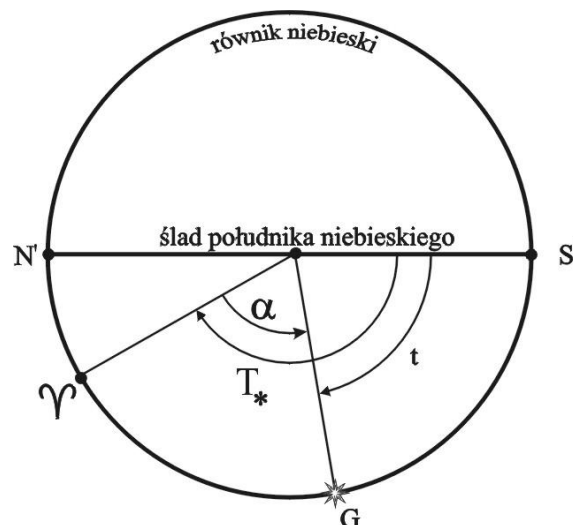
Dla tych gwiazd, które w danej chwili właśnie górują kąt godzinny $t_* = 0$, zatem

$$T_* = \alpha_{* \text{ górujących}}$$

Czas gwiazdowy odmierzany jest w latach, miesiącach, dobach, godzinach, minutach i sekundach gwiazdowych. Doba gwiazdowa podzielona jest na 24 godziny gwiazdowe i jest zdefiniowana jako przedział czasu pomiędzy dwoma kolejnymi górowaniami punktu Barana.

Lokalny **czas prawdziwy słoneczny** definiuje się jako kąt godzinny środka tarczy Słońca powiększony o 12 godzin prawdziwych słonecznych

$$T_{\odot} = t_{\odot} + 12^h$$



Rys. 2.9. Związek pomiędzy czasem gwiazdowym a rektascensją i kątem godzinnym obiektu na sferze niebieskiej.

Z takiej definicji wynika, że czas prawdziwy słoneczny w czasie górowania Słońca (czyli gdy $t_{\odot} = 0$) wynosi 12 godzin. Przedział czasu między dwoma kolejnymi dołowaniami Słońca nazywamy dobą prawdziwą słoneczną. Dzieli się ona z kolei na godziny, minuty i sekundy czasu prawdziwego słonecznego.

Słońce w swoim ruchu rocznym (będącym następstwem ruchu obiegowego Ziemi dookoła Słońca) na tle gwiazd przesuwa się zwiększając każdego dnia swoją rektascensję o około 4 minuty (jako równoważność 1° zgodnie z zasadą, że 360° odpowiada 24 godziny). Dobowy przyrost rektascensji Słońca nie jest jednak stały. Wynika to po pierwsze z tego, że ruch orbitalny Ziemi odbywając się po elipsie, w jednym z ognisk której znajduje się Słońce, nie jest jednostajny. Ruch ten jest szybszy, gdy Ziemia znajduje się w okolicy peryhelium, a wolniejszy dla Ziemi będącej w pobliżu aphelium. Drugi powód niejednostajnego narastania rektascensji Słońca w jego ruchu rocznym wynika z tego, że nawet jednakowe (a nie są jednakowe jak dopiero co zostało pokazane) przyrosty długości ekliptycznej Słońca nie pozostaną jednakowe po zrzutowaniu na równik niebieski, wzdłuż którego liczona jest rektascensja. Niejednostajność w narastaniu rektascensji Słońca spowoduje w naturalny sposób zmienne w ciągu roku tempo narastania jego kąta godzinowego. W rezultacie będziemy mieć do czynienia z różnymi długościami doby (mierzonymi czasem jednostajnie upływającym, np. wskazywanym przez zegar atomowy) w zależności od pory roku. Zegary słoneczne, które odmierzają lokalny czas prawdziwy słoneczny, nie wskazują czasu jednostajnie upływającego. Doba prawdziwa słoneczna (a zatem i godzina i minuta i sekunda) nie jest stała.

W związku z niejednostajnym upływem czasu prawdziwego słonecznego wprowadzono lokalny *czas średni słoneczny*. Czas ten odmierzany jest powiększonym o 12 godzin średnich słonecznych (odpowiednik 180°) kątem godzinowym tzw. słońca średniego

$$T_{\ominus} = t_{\odot} + 12^h$$

Słońcem średnim (\ominus) nazywamy fikcyjny punkt przesuwany się na tle gwiazd ze stałą prędkością kątową równą średniej prędkości kątowej Słońca na sferze niebieskiej, przy czym przesuwanie odbywa się nie po ekliptyce (jak to jest w przypadku prawdziwego Słońca), ale po równiku niebieskim. Gdyby Ziemia wirowała z niezmienną prędkością kątową, to czas średni słoneczny upływałby jednostajnie i nie zachodziłaby potrzeba definiowania jeszcze innych czasów.

Doba średnia słoneczna jest to odstęp czasu dzielący momenty kolejnych dołowań słońca średniego. Dzieli się na 24 godziny średnie słoneczne.

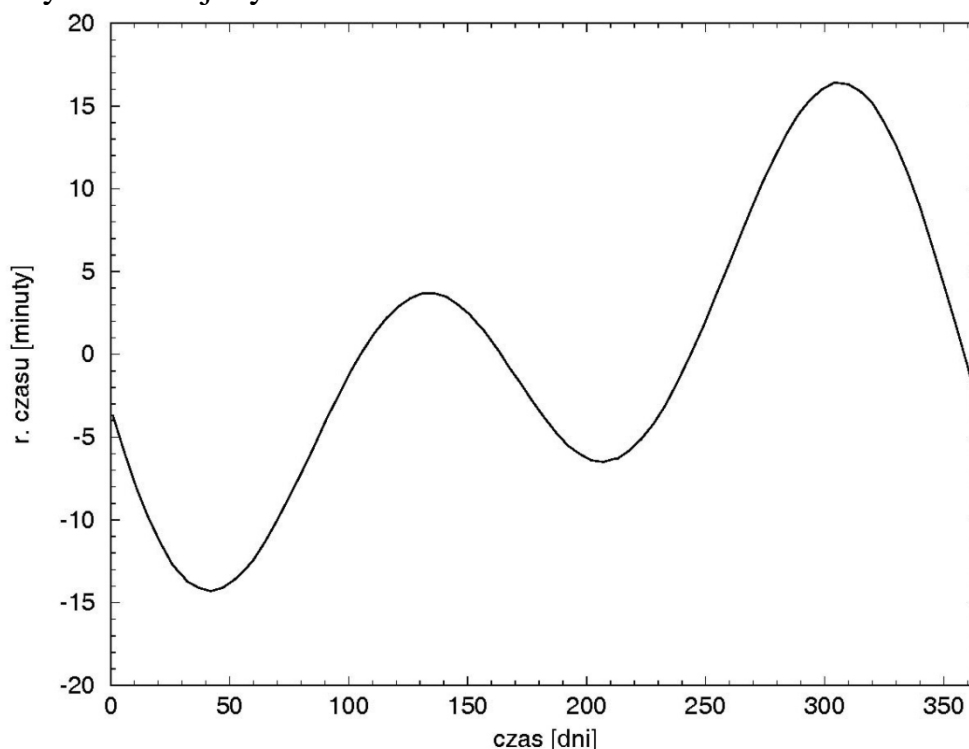
Korzystając z definicji czasu gwiazdowego można wyprowadzić relację wiążącą czas prawdziwy słoneczny i średni słoneczny. Możemy zapisać czas gwiazdowy na dwa sposoby

$$T_* = t_{\odot} + \alpha_{\odot} \quad \text{oraz} \quad T_* = t_{\ominus} + \alpha_{\ominus}$$

W oparciu o definicje czasów prawdziwego i średniego słonecznego oraz w oparciu o powyższe wyrażenia na czas gwiazdowy możemy zapisać

$$T_{\odot} - T_{\ominus} = t_{\odot} - t_{\ominus} = \alpha_{\ominus} - \alpha_{\odot} = \Delta\alpha$$

gdzie $\Delta\alpha$ nazywamy **równaniem czasu** (tradycyjny w astronomii termin „równanie czasu” nie jest używany w sensie równania matematycznego, lecz w sensie pewnej wartości liczbowej; taka nazwa bierze się stąd, że odjęcie $\Delta\alpha$ od nierówno wpływającego czasu prawdziwego słonecznego sprawia, że otrzymujemy równo płynący czas średni słoneczny). Równanie czasu jest parametrem zmieniającym się w czasie. Zmiany te obrazuje rysunek 2.10.



Rys. 2.10. Roczny przebieg równania czasu.

Czas średni słoneczny południka zerowego (przechodzącego przez Greenwich koło Londynu) nazywa się **czasem uniwersalnym** UT (ang. Universal Time).

Posługiwanie się czasem lokalnym w życiu codziennym byłoby bardzo uciążliwe, gdyż przy małych nawet przemieszczeniach wzdłuż ziemskich równoleżników należałoby przestawiać zegarki. Dla złagodzenia tego problemu ustanowiono tzw. **strefy czasowe**. Oprócz południka zerowego, dla którego odmierzany jest czas uniwersalny, wyróżniono też inne południki strefowe odległe od siebie po 15° w długości geograficznej. Cały glob ziemski został podzielony na 24 15-stopniowe strefy w taki sposób, że południki strefowe przebiegają przez środki odpowiadających im stref. Południk zerowy reprezentuje strefę czasową obejmującą obszary o długości geograficznej λ należącej do przedziału od $-7^\circ.5$ do $7^\circ.5$. Strefa czasu środkowoeuropejskiego (południk $\lambda = -15^\circ$) obejmuje obszary o długościach geograficznych z przedziału od $-22^\circ.5$ do $-7^\circ.5$. W całym

obszarze strefy przyjmuje się jako obowiązujący ujednolicony czas równy czasowi lokalnemu dla południka strefowego. Podział na 24 strefy oznacza, że czasy strefowe różnią się między sobą o całkowitą ilość godzin, a minuty i sekundy pozostają we wszystkich strefach takie same. Od przytoczonego idealnego podziału globu ziemskiego na strefy czasowe czyni się z reguły odstępstwa usprawiedliwione względami praktycznymi, zwykle w związku z takim a nie innym podziałem administracyjnym czy ukształtowaniem terenu. Poza tym, w wielu krajach (w tym również i w Polsce), stosuje się sezonowo tzw. czasy letnie, które różnią się od przysługujących typowo czasów strefowych na ogół o jedną godzinę. *Czas letni* stosowany w Polsce jest to czas wschodnioeuropejski, czyli czas odpowiadający strefie długości geograficznych w zakresie od $-37^{\circ}.5$ do $-22^{\circ}.5$. Przy przejściach z czasu letniego na typowy dla Polski czas środkowoeuropejski (nazywany potocznie „zimowym”) należy zegarki cofnąć o jedną godzinę (zyskujemy na czasie, „śpimy dłużej”). Przy przejściu na czas letni musimy wskazówki zegarów przesunąć o jedną godzinę do przodu (tracimy na czasie, „śpimy krócej”).

Pomiędzy zdefiniowanymi wcześniej czasami lokalnymi istnieje możliwość dokonywania przejść, przy wykorzystaniu definicji równania czasu oraz definicji samych czasów lokalnych. Mając np. pomierzony miejscowy czas gwiazdowy T_* , dwa pozostałe czasy otrzymamy z następujących wzorów, których samodzielne wyprowadzenie zalecamy czytelnikowi (ćwiczenie 81):

$$T_{\circ} = 12^h + T_* - \alpha_{\circ}$$

$$T_{\ominus} = 12^h + T_* - \alpha_{\circ} - \Delta\alpha$$

Podobnie, gdy mamy miejscowy czas prawdziwy słoneczny T_{\circ} , to pozostałe czasy wyliczymy używając poniższych wzorów:

$$T_* = T_{\circ} - 12^h + \alpha_{\circ}$$

$$T_{\ominus} = T_{\circ} - \Delta\alpha$$

Znając czas średni słoneczny T_{\ominus} w danym miejscu możemy przejść na pozostałe czasy używając z kolei formuł:

$$T_* = T_{\ominus} - 12^h + \alpha_{\circ} + \Delta\alpha$$

$$T_{\circ} = T_{\ominus} + \Delta\alpha$$

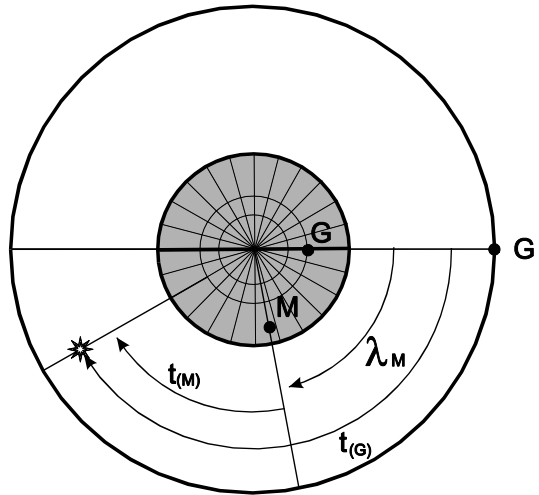
Istnieje ścisły związek pomiędzy długością geograficzną miejsca a czasem lokalnym. Okazuje się bowiem, że suma długości geograficznej i lokalnego (czyli dla tejże długości geograficznej) czasu (bez różnicy czy użyjemy czasu gwiazdowego czy któregoś ze słonecznych) jest stała niezależnie od miejsca na Ziemi. Łatwo to zauważyć posiłkując się rysunkiem 2.11.

Z rysunku widać, że

$$t_G = t_M + \lambda_M$$

a zatem wobec dowolności wyboru punktu M

$$t_G = t_1 + \lambda_1 = t_2 + \lambda_2$$



Rys. 2.11. Długość geograficzna miejsca na Ziemi a kąt godzinny obiektu na sferze niebieskiej.

czyli mamy

$$t_1 - t_2 = \lambda_2 - \lambda_1$$

albo też w oparciu o definicje czasów lokalnych

$$T_{\theta 1} - T_{\theta 2} = \lambda_2 - \lambda_1$$

$$T_{\theta 1} - T_{\theta 2} = \lambda_2 - \lambda_1$$

$$T_{*1} - T_{*2} = \lambda_2 - \lambda_1$$

Nie tylko ruch wirowy Ziemi może służyć za podstawę rachuby czasu. Wśród innych zjawisk okresowych, łatwo dostępnych obserwacjom, na uwagę zasługuje ruch obiegowy Księżyca wokół Ziemi leżący u podstaw definicji miesiąca, a także ruch obiegowy Ziemi dookoła Słońca będący podstawą definicji roku. Zarówno miesiąc jak i rok można definiować w różny sposób. Oto ważniejsze definicje:

miesiąc synodyczny (leżący u podstaw kalendarzowej rachuby czasu) — okres pełnego cyklu faz Księżyca, np. odstęp czasu dzielący kolejne nowie lub pełnie Księżyca, wynoszący średnio $29^{\text{d}} 12^{\text{h}} 44^{\text{m}} 3^{\text{s}}$,

miesiąc syderyczny (gwiazdowy) — okres pełnego obiegu Księżyca wokół Ziemi, czas po upływie którego Księżyc powróci do tego samego miejsca na tle gwiazd, wynoszący średnio $27^{\text{d}} 7^{\text{h}} 43^{\text{m}} 11^{\text{s}}$,

miesiąc smoczy — okres pomiędzy dwoma kolejnymi przejściami Księżyca przez ten sam węzeł orbity wynoszący średnio $27^{\text{d}} 5^{\text{h}} 5^{\text{m}} 36^{\text{s}}$,

miesiąc anomalistyczny — okres pomiędzy dwoma kolejnymi przejściami Księżyca przez perygeum jego orbity wynoszący średnio $27^{\text{d}} 13^{\text{h}} 18^{\text{m}} 37^{\text{s}}$,

rok zwrotnikowy (leżący u podstaw kalendarzowej rachuby czasu) — odstęp czasu między dwoma kolejnymi przejściami Słońca przez punkt Barana (czyli okres powtarzania się pór roku), wynoszący $365^{\text{d}}5^{\text{h}}48^{\text{m}}46^{\text{s}}$ (365.2422 dób średnich słonecznych),

rok gwiazdowy — okres, po którym Słońce przemierzy całą ekliptykę i znowu znajdzie się na tle tych samych gwiazd, wynoszący $365^{\text{d}}6^{\text{h}}9^{\text{m}}10^{\text{s}}$ (365.2564 dób średnich słonecznych),

rok anomalistyczny — okres między dwoma kolejnymi przejściami Ziemi przez peryhelium jej orbity wynoszący średnio $365^{\text{d}}5^{\text{h}}9^{\text{m}}10^{\text{s}}$,

rok zaćmieniowy — okres upływający między kolejnymi przejściami Słońca przez ten sam węzeł (patrz paragraf 5.6) orbity Księżyca, wynoszący 346.6200 dób średnich słonecznych.

Ćwiczenia

78. O ile różnią się czasy gwiazdowe:

a) Krakowa ($\lambda = -19^{\circ}58'$) i Częstochowy ($\lambda = -19^{\circ}07'$),

b) Moskwy ($\lambda = -37^{\circ}34'$) i Meksyku ($\lambda = +99^{\circ}09'$)?

(Rozw.: a) $3^{\text{m}}.4$, b) $9^{\text{h}}6^{\text{m}}.9$)

79. Czy może się zdarzyć, że dobrze chodzący zegarek ręczny oraz zegar słoneczny wskażą jednocześnie południe: a) w Krakowie, b) w Szczecinie ?

(Rozw.: a) *nie*, b) *tak*)

80. Pewne zjawisko miało miejsce o godzinie 13:45 lokalnego czasu gwiazdowego w Krakowie w dniu 11 XI 1999 roku. Jaka godzinę wskazywały wtedy zwykle zegarki tamże? Brakujące dane odczytać z tabeli I zamieszczonej w Dodatku A. (Rozw.: 10:05)

81. Znaleźć formuły pozwalające otrzymać:

a) miejscowy czas średni słoneczny i czas prawdziwy słoneczny, gdy znany jest czas gwiazdowy,

b) miejscowy czas gwiazdowy i prawdziwy słoneczny, gdy znany jest czas średni słoneczny,

c) miejscowy czas gwiazdowy i średni słoneczny, gdy znany jest czas prawdziwy słoneczny.

82. Czy zegar słoneczny wykonany dla szerokości geograficznej $\varphi = 50^{\circ}$ będzie wymagał przeróbek, by dobrze wskazywać czas na szerokości geograficznej $\varphi = -50^{\circ}$?

2.5. Kalendarzowa rachuba czasu

Doba średnia słoneczna, miesiąc synodyczny i rok zwrotnikowy leżą u podstaw kalendarzowej rachuby czasu. Wobec tego, że ani rok zwrotnikowy ani też miesiąc synodyczny nie są całkowitymi wielokrotnościami dób średnich słonecznych,

a wypada, aby miesiąc czy rok kalendarzowy miały całkowitą ich liczbę, dokonano następujących ustaleń:

1. Rok kalendarzowy liczy 365 dób średnich słonecznych, o ile nie jest tzw. rokiem przestępnym, który ma 366 dób. Jeśli numer kolejny roku, licząc od początku naszej ery, jest podzielny przez 4, to taki rok jest przestępny. Od tej reguły jest jednak wyjątek — gdy numer roku jest podzielny przez 100, to rok (mimo podzielności przez 4) nie jest przestępny. Jednakowoż gdy numer roku podzielny jest przez 400, to mimo podzielności przez 100 pozostaje on rokiem przestępnym. Wprowadzenie lat przestępnych zgodnie z taką, nieco dziwną regułą, sprawia że poszczególne pory roku rozpoczynają się zawsze w pobliżu ustalonych dat; 21 III (wiosna), 22 VI (lato), 23 IX (jesień) i 22 XII (zima).

2. Rok kalendarzowy liczy 12 miesięcy kalendarzowych o ustalonych nazwach i długościach mierzonych w dobach prawdziwych słonecznych;

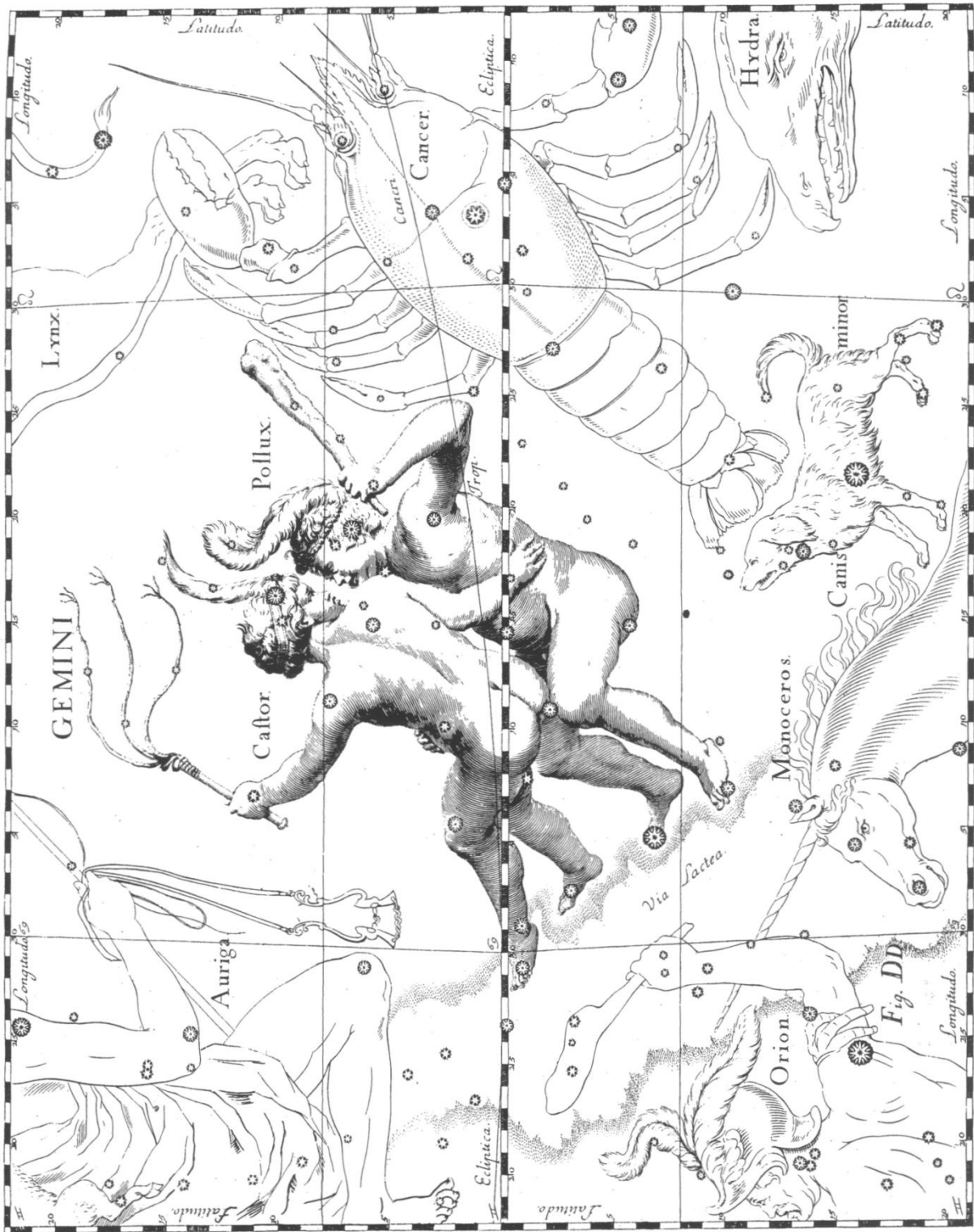
styczeń	— 31,
luty	— 28 dób w lata zwykłe, a 29 w lata przestępne,
marzec	— 31,
kwiecień	— 30,
maj	— 31,
czerwiec	— 30,
lipiec	— 31,
sierpień	— 31,
wrzesień	— 30,
październik	— 31,
listopad	— 30,
grudzień	— 31.

Miesiące kalendarzowe różnią się znacznie swą długością od miesiąca synodycznego ($29^d 12^h 44^m 3^s$), czego naturalną konsekwencją jest to, że zmiany pór roku ani zmiany miesiący nie przypadają o jakiejś ustalonej fazie Księżyca. To właśnie w związku z tym daty tzw. świąt ruchomych, „trzymających się” fazy Księżyca, a nie tylko pory roku, są z roku na rok różne. Przyjmuje się zasadę, że najbliższa niedziela po pierwszej wiosennej pełni Księżyca jest **Niedzielą Wielkanocną**. Inne święta ruchome liczone są już w oparciu o datę tej niedzieli.

Tak w przeszłości jak i obecnie czynione są tu i ówdzie odstępstwa od przedstawionych reguł dotyczących kalendarzowej rachuby czasu. Wyżej opisane zasady odnoszą się do tzw. **kalendacza gregoriańskiego**, czyli kalendacza zreformowanego w 1582 roku z polecenia papieża Grzegorza XIII. Przykładowo, kalendarz juliański czy też nowy kalendarz wschodni, które są czasem używane w niektórych kościołach chrześcijańskich, kierują się nieco innymi regułami ustalania dat świąt ruchomych.

Ćwiczenia

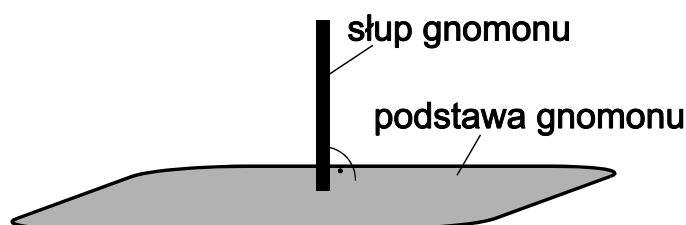
83. Zgodnie z regułą Hipokratesa czas trwania ciąży u człowieka wynosi 10 miesięcy księżycowych. Który spośród zdefiniowanych wcześniej miesięcy mógł Hipokrates mieć na uwadze, skoro za normalny czas trwania ciąży uznaje się 280 ± 14 dni? (*Rozw.: najlepiej pasuje miesiąc anomalistyczny*)
84. Napisać program komputerowy liczący odstęp czasu dzielący dowolne dwie daty w ramach używanego obecnie kalendarza.
85. Napisać program komputerowy liczący dzień tygodnia dla dowolnie zadanej daty w ramach obowiązującego kalendarza.
86. Napisać program komputerowy pozwalający wyznaczyć kalendarz na zadany rok.



3. Przykłady wykorzystania prostych obserwacji astronomicznych

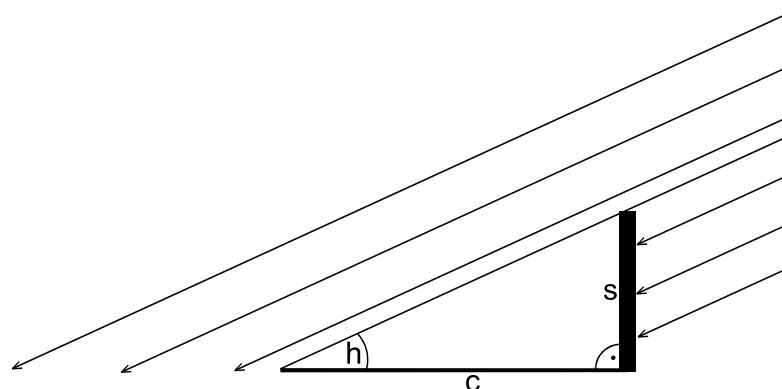
W tym rozdziale podano kilka przykładów praktycznego zastosowania prostych obserwacji astronomicznych. Przy doborze przykładów założono, że obserwator nie dysponuje żadnym specjalnym przyrządem do prowadzenia obserwacji astronomicznych. Astronomowie dysponując precyzyjnymi przyrządami potrafią dokonywać wyznaczeń z bardzo dużą dokładnością. Często dla potrzeb dokładności modyfikują nieco same idee przeprowadzania obserwacji.

Przed przystąpieniem do wykonania proponowanych niżej prostych ćwiczeń obserwacyjnych można spróbować wykonać samodzielnie przyrząd pomiarowy nazywany **gnomonem**, który może znacznie ułatwić niektóre pomiary. Gnomon (rys. 3.1) pozwala mierzyć długość cienia rzucanego przez pionowy pręt w świetle Słońca lub Księżyca. Składa się z płaskiej, sztywnej podstawy oraz z zamocowanego prostopadłe do niej, cienkiego prostego pręta.



Rys. 3.1. Schemat ideowy gnomonu.

Aby wykonać podstawę gnomonu należy wyciąć np. kwadratowy kawałek deski lub jakiejś sztywnej płyty. Rozmiar podstawy staramy się uzyskać możliwie duży (jeśli podstawą jest kwadrat to jego bok nie powinien być mniejszy niż 30 cm). W środku podstawy mocujemy, prostopadłe do niej, pręt (np. patyk, drut lub gwóźdź z obcięcią główką). Wysokość słupa gnomonu (czyli długość naszego pręta) nie powinna być zbyt duża. W przypadku podstawy kwadratowej o boku 30 cm wysokość ta powinna wynosić około 6 cm (gdy słup jest zbyt wysoki to w czasie obserwacji jego cień nie zmieści się cały na podstawie). Aby z pomocą gnomonu pomierzyć wysokość Słońca w czasie górowania należy podstawę przyrządu ustawić idealnie w poziomie (posługując się np. poziomicą). Ideę pomiaru wysokości źródła światła nad horyzontem przedstawiono na rys.3.2.



Rys. 3.2. Idea pomiaru wysokości Słońca z użyciem gnomonu.

Mierząc dokładnie długość słupa s (dla raz sporządzonego gnomonu jest to wartość stała) oraz długość cienia c , potrafimy wyliczyć wysokość h ze wzoru:

$$\operatorname{tgh} = \frac{s}{c}$$

3.1. Wyznaczanie kierunków świata

- a) W pogodną noc na półkuli północnej stajemy twarzą zwróconą w kierunku gwiazdy polarnej. Za plecami będziemy mieć wtedy południe, a przed sobą północ. Zachód będzie po lewej a wschód po prawej stronie.
- b) W słoneczny dzień ustawiamy pionową tyczkę lub wykorzystujemy jakiś obiekt już stojący pionowo i mierzymy długość rzucanego cienia. Dokonujemy wielu pomiarów (powiedzmy co 10 minut) rozpoczynając przed południem (powiedzmy ok. godz. 10-tej), a kończąc po południu. Obserwacje prowadzimy w celu zarejestrowania kierunku, dla którego długość cienia jest najmniejsza. Kierunek ten pokrywa się z kierunkiem północ-południe, przy czym koniec cienia jest skierowany na północ. Ustawiając się twarzą w kierunku północnym po lewej ręce mamy zachód a po prawej wschód.
- c) Obserwujemy zachód Słońca w pierwszym dniu wiosny lub jesieni. Wtedy to deklinacja Słońca wynosi w przybliżeniu zero, co oznacza, że Słońce zachodzi prawie idealnie na zachodzie (równik niebieski zawsze przecina horyzont w kardynalnych punktach horyzontu W i E , a obiekty o deklinacji równej zero leżą właśnie na równiku). Jeśli twarzą jesteśmy skierowani właśnie na zachodzące Słońce, to po prawej ręce mamy północ, po lewej południe, a z tyłu wschód. W identyczny sposób daje się określić kierunki świata obserwując w te dni wschód Słońca zamiast zachodu.
- d) Sprawdzamy w tablicach astronomicznych, w które dni w ciągu rozważanego roku deklinacja Księżyca wynosi zero. W te dni możemy obserwować (o ile nie zaistnieją okoliczności utrudniające, np. niekorzystna faza Księżyca) zachodzący czy też wschodzący Księżyc i określać kierunki świata identycznie jak w metodzie poprzedniej z wykorzystaniem obserwacji Słońca.
- e) Sprawdzamy na mapie nieba, które spośród względnie jasnych gwiazd leżą bardzo blisko równika niebieskiego. Obserwując wschody i zachody takich gwiazd znowu jesteśmy w stanie wyznaczyć kierunki świata. Ta metoda może być użyta w dowolną pogodną noc w ciągu roku. Należy się jednak zatroszczyć o odpowiednie miejsce dla przeprowadzenia obserwacji. Może się bowiem zdarzyć, że ekstynkcja atmosferyczna (osłabienie blasku obiektu w związku z przechodzeniem światła przez atmosferę ziemską), która przy horyzoncie jest duża, tak osłabi naszą gwiazdę, że podczas wschodu czy zachodu uczyni ją niewidoczną.

3.2. Wyznaczanie szerokości geograficznej miejsca obserwacji

Szerokość geograficzną najłatwiej wyznaczyć mierząc wysokość górowania obiektu o znanej deklinacji. Jeśli obiekt góruje np. na południe od zenitu, to wysokość górowania $HGS = 90^\circ - \varphi + \delta$ (patrz rozdział 2.2). Wyznaczenia możemy dokonać zarówno w czasie słonecznego dnia jak i pogodnej nocy:

a) (w ciągu dnia) Obserwacja polega na pomierzeniu długości najkrótszego cienia dla światła słonecznego rzucanego przez pionowo ustawiony przedmiot o znanej długości. Tym przedmiotem może być pręt albo tyczka specjalnie przygotowana do celów obserwacji. Tyczkę mocujemy pionowo na płaskim (prostopadłym do pionu) terenie. Za wysokość tyczki przyjmujemy długość jej wystającej ponad powierzchnię terenu części. W kilkuminutowych odstępach czasu zaznaczamy koniec cienia rzucanego przez tyczkę. Obserwacje najlepiej rozpocząć ok. 2 godziny przed południem, a skończyć, gdy zauważymy, że cień zaczyna się wydłużać. Gdy pomierzmy długość najkrótszego cienia c oraz wysokość tyczki s , to wysokość górowania Słońca otrzymamy wprost ze wzoru:

$$\operatorname{tg}(HGS_{\odot}) = \frac{s}{c}$$

Szukana szerokość geograficzna φ wyrazi się wzorem:

$$\varphi = 90^\circ - HGS_{\odot} + \delta_{\odot}$$

Jeśli obserwacji dokonamy w dniu równonocy wiosennej lub jesiennej, to za deklinację Słońca wstawimy wartość zero, jeśli w pierwszym dniu lata lub zimy, wtedy za deklinację wstawimy odpowiednio wartości $+23^\circ 27'$ i $-23^\circ 27'$, czyli maksymalną i minimalną wartość deklinacji Słońca. Dla obserwacji dokonywanych w inne dni roku deklinację Słońca należy odczytać z rocznika astronomicznego.

b) (w pogodną noc) Chcąc pomierzyć wysokość górowania wybranej gwiazdy (o znanej deklinacji, np. w oparciu o jakiś katalog gwiazd czy atlas nieba) musimy dysponować jakimś przyrządem pozwalającym mierzyć wysokości gwiazd nad horyzontem w czasie górowania. W przypadkach gdy nie zależy nam na bardzo dokładnym wyznaczeniu tej wysokości, wystarczy posłużyć się odpowiednio zamontowaną prostą listwą służącą jako celownica. Listwę można zamocować jednym końcem w uchwycie pozwalającym na obrót tejże w płaszczyźnie pionowej zawierającej lokalny południk niebieski, czyli w płaszczyźnie przechodzącej przez zenit, nadir i kardynalne punkty horyzontu N i S . Gwiazda górując przechodzi przez południk i wtedy należy wycelować listwę dokładnie w nią. Tak musimy zamontować naszą celownicę, by móc możliwie najdokładniej pomierzyć (bezpośrednio lub pośrednio) kąt między poziomem a kierunkiem na gwiazdę, czyli szukaną wysokość górowania. Gdy to się nam już uda, wtedy wyliczymy szerokość geograficzną miejsca znowu ze wzoru:

$$\varphi = 90^\circ - HGS + \delta$$

Jest rzeczą oczywistą, że jeśli byśmy wybrali do obserwacji gwiazdę górującą na północ od zenitu, wtedy zamiast mierzyć HGS mierzylibyśmy HGN, a szerokość geograficzną wyznaczylibyśmy ze wzoru (patrz rozdział 2.2):

$$\text{HGN} = \varphi + 90^\circ - \delta$$

3.3. Wyznaczanie kąta nachylenia ekliptyki do równika niebieskiego (ε)

Znając szerokość geograficzną φ miejsca, w którym się znajdujemy, można w prosty sposób wyznaczyć kąt ε . Jest to ważny kąt, leżący u podstaw definicji stref polarnych na Ziemi oraz strefy zwrotnikowej. Strefa zwrotnikowa rozciąga się bowiem między zwrotnikiem raka ($\varphi = \varepsilon$) a zwrotnikiem koziorożca ($\varphi = -\varepsilon$). Dla $\varphi = \pm(90^\circ - \varepsilon)$ mamy natomiast koła polarne, czyli wyznaczające na globie ziemskim obszary występowania dni i nocy polarnych. Doświadczalne wyznaczenie kąta ε polega znowu na pomiarze najkrótszego cienia w świetle słonecznym rzucanego przez pionowy pręt. Tym razem jednak pomiaru należy dokonać w dniu przesilenia letniego lub zimowego. Zważywszy, że nie dokonamy prostymi metodami bardzo precyzyjnych pomiarów, możemy wykonywać doświadczenia również kilka dni przed i po przesileniach. Dla umiarkowanej strefy półkuli północnej Słońce góruje na południe od zenitu. Pomiar najkrótszego cienia pozwala obliczyć HGS dla Słońca. Przekształcając wyrażenie na HGS (patrz rozdział 2.2) i utożsamiając ε z bezwzględną wartością ekstremalnej w ciągu roku deklinacji Słońca otrzymamy wzór:

$$\varepsilon = \pm (\text{HGS}_\odot + \varphi - 90^\circ)$$

gdzie znak „+” zastosujemy gdy obserwacji dokonamy w okolicach nocy świętojańskiej, a znak „-” gdy wykonamy pomiary w okolicy świąt Bożego Narodzenia.

3.4. Wyznaczanie prawdziwego południa

Prawdziwym południem nazywamy moment, w którym obserwujemy, że Słońce właśnie góruje. Moment ten możemy określić odnotowując czas wskazywany przez jakiś poprawnie ustawiony zegar, którym dysponujemy w czasie obserwacji. Wyznaczyć południe prawdziwe w danym dniu i miejscu oznacza udzielić odpowiedzi na pytanie, o której godzinie np. czasu środkowo-europejskiego mamy do czynienia z górowaniem Słońca.

Wyznaczenie momentu górowania można zrealizować mierząc długość cienia w świetle słonecznym rzucanego przez pionowy pręt ustawiony na poziomej powierzchni. Tym razem jednak zaznaczając w niewielkich odstępach czasu punkty na powierzchni odpowiadające końcom cienia nanosimy również czas, w którym dokonano zaznaczenia. Prowadząc obserwacje np. przez okres około 3 godzin otrzymamy kilkadziesiąt par liczbowych postaci (c_i, t_i), gdzie c oznacza długość cienia tyczki w czasie t . W oparciu o takie pomiary możemy stwier-

dzić, w jakim czasie cień był najkrótszy, czyli kiedy mieliśmy do czynienia z prawdziwym południem.

3.5. Wyznaczanie lokalnego czasu gwiazdowego

Nawet gdyby wszystkie zegary świata się zatrzymały i nie mielibyśmy możliwości bezpośredniego ustawienia naszych zegarków na właściwą godzinę, to przy pomocy prostych obserwacji astronomicznych można tego dokonać. W paragrafie 2.4 pokazano, że można dokonywać przejść pomiędzy różnymi rodzajami czasów lokalnych. Wystarczy zatem wyznaczyć jeden z nich, by otrzymać pozostałe. Powiedzmy, że chcemy wyznaczyć lokalny (czyli dla miejsca w którym dokonujemy obserwacji) czas gwiazdowy. Możemy wyjść od definicji czasu gwiazdowego

$$T_* = \alpha_{\text{gwiazd górujących}}$$

Powiedzmy, że rozporządzamy jakimś katalogiem gwiazd lub mapą nieba, w których możemy odnaleźć rektascensje α_* dla kilku wybranych przez nas obiektów. Problem obserwacyjny sprowadza się do zarejestrowania momentu górowania gwiazdy o znanej rektascensji. By to uczynić, należy wcześniej wyznaczyć linię północ-południe używając np. jakiejś spośród wyżej opisywanych metod. Najprościej jest w czasie dnia znaleźć gdzieś w okolicy wysoki pionowy słup lub maszt. Zaznaczając w słoneczny dzień odpowiednio często koniec cienia takiego masztu znajdujemy punkt odpowiadający najkrótszemu w ciągu dnia cieniowi. Punkt ten wyróżniamy spośród pozostałych zaznaczając go tak, by móc go odnaleźć nocą. Można np. wbić palik. Przed przystąpieniem do obserwacji momentu górowania interesujących nas gwiazd dobrze byłoby jakoś zaznaczyć linię łączącą wspomniany palik z podstawą masztu (np. rozciągnąć i naprężyć zwykły sznurek). Byłaby to linia północ-południe. Dla obserwacji czasu gwiazdowego potrzebny jest nadto zegar gwiazdowy (może to być zwykły zegarek, jeśli nie zależy nam na długotrwałym przechowywaniu wyznaczonego czasu — zegar gwiazdowy w ciągu jednego roku przyspiesza w stosunku do zwykłego o jedną dobę, czyli w ciągu doby o cztery minuty). Zegar powinien chodzić wskazując jakiś tam fałszywy czas. Mając ze sobą taki zegar ustawiamy się na wyznaczonej linii w takiej odległości od masztu, aby interesująca nas gwiazda w czasie górowania została przez maszt przysłonięta. Gdy gwiazda schowa się za masztem wtedy ustawiamy na zegarku wartość jej rektascensji (wyrażonej zwyczajowo w mierze czasowej). Od tej chwili nasz zegar pokazuje lokalny czas gwiazdowy (naturalnie obarczony pewnym błędem wynikającym z mniejszych lub większych niedoskonałości w przeprowadzaniu obserwacji). Im cieńszy i wyższy będzie maszt tym dokładniej wyznaczymy czas. Jeśli po jakimś czasie kolejna gwiazda z naszej listy górując chowa się za masztem, to możemy sprawdzić, czy jej rektascensja jest właśnie wtedy wskazywana przez nasz zegarek. Jeśli tak, to upewniamy się co do poprawnego jego chodu. Jeśli nie, to można zegar na nowo ustawić.

Gdy mamy już na naszym zegarze czas gwiazdowy, to nie wiele trzeba do od-
tworzenia czasu urzędowego. Czas ten, w przypadku Polski, będzie o godzinę
(zimą) lub o dwie (gdy obowiązuje czas letni) większy niż czas uniwersalny UT.
Czas UT jest czasem średnim słonecznym w Greenwich. Otrzymamy go z czasu
gwiazdowego dla Greenwich używając formuły (podanej w rozdziale 2.4):

$$UT = T_{eG} = T_{*G} + 12^h - \alpha_0 - \Delta\alpha$$

Sam zaś czas gwiazdowy w Greenwich różni się od posiadanego przez nas aku-
rat o tyle, ile wynosi długość geograficzna miejsca, w którym się znajdujemy
(jak pokazano w rozdziale 2.4, różnica w czasach lokalnych równa jest różnicy
długości geograficznych miejsc dla których dany rodzaj czasu rozważamy).
Wynosi on:

$$T_{*G} = T_{*nasz} + \lambda_{naszego\ miejsca}$$

Mając zatem wyliczony czas uniwersalny dla określonego czasu gwiazdowego,
wskazywanego przez nasz zegarek, otrzymamy nasz czas strefowy dodając do
UT jedną godzinę (lub dwie, w przypadku gdy mamy w Polsce czas letni). Cały
rachunek wykonujemy dla jakiejś ustalonej chwili miejscowego czasu gwiaz-
dowego (najlepiej dla okrągłej godziny, która ma być pokazywana przez nasz
zegarek wnet po planowanym zakończeniu rachunków). Po wykonaniu tego ra-
chunku jesteśmy w stanie ustawić już nasz zegarek tak, by pokazywał czas
urzędowy. Wartość, o jaką należy nasz zegarek przesunąć, otrzymamy odejmuj-
ąc wartość miejscowego czasu gwiazdowego użytą do obliczeń od wyniku
tychże obliczeń. Jeśli ta różnica jest dodatnia, przesuwamy zegar do przodu.
W przeciwnym wypadku należy zegarek cofnąć.

3.6. Wyznaczanie długości geograficznej miejsca obserwacji

Aby wyznaczyć długość geograficzną danego miejsca, wystarczy pomierzyć
miejscowy czas gwiazdowy. Pokazano wcześniej (rozdział 2.4), że słusznym jest
równanie

$$T_{*1} - T_{*2} = \lambda_2 - \lambda_1$$

Jeśli wskaźnik „2” odnieść do południka zerowego w Greenwich, to równanie
powyższe można zapisać jako:

$$T_* - T_{*G} = \lambda_G - \lambda$$

gdzie $\lambda_G = 0$ jako długość geograficzna południka zerowego. Szukana długość
geograficzna λ wyraża się wzorem:

$$\lambda = T_{*G} - T_*$$

Skoro miejscowy czas gwiazdowy T_* traktujemy jako pomierzony, to dla obli-
czenia λ potrzebna jest znajomość czasu gwiazdowego T_{*G} . Wartość tę otrzy-
mamy z czasu uniwersalnego UT. Sam czas uniwersalny to czas pokazywany
przez zwykle zegarki pomniejszony (w Polsce) o 1 godzinę w okresie obowią-
zywania czasu zimowego lub o 2 godziny, gdy obowiązuje czas letni. Korzysta-
jąc z definicji czasu gwiazdowego możemy zapisać

$$T_{*G} = t_{\ominus G} + \alpha_{\ominus}$$

Z definicji czasu średniego słonecznego mamy natomiast

$$T_{\ominus G} = UT = t_{\ominus G} + 12^h \quad \text{stąd} \quad t_{\ominus G} = UT - 12^h$$

Jeśli nadto skorzystamy z definicji równania czasu

$$\Delta\alpha = \alpha_{\ominus} - \alpha_{\circ}$$

to dostaniemy

$$\alpha_{\ominus} = \Delta\alpha + \alpha_{\circ}$$

Czas gwiazdowy w Greenwich wynosi więc

$$T_{*G} = t_{\ominus G} + \alpha_{\ominus} = UT - 12^h + \alpha_{\circ} + \Delta\alpha$$

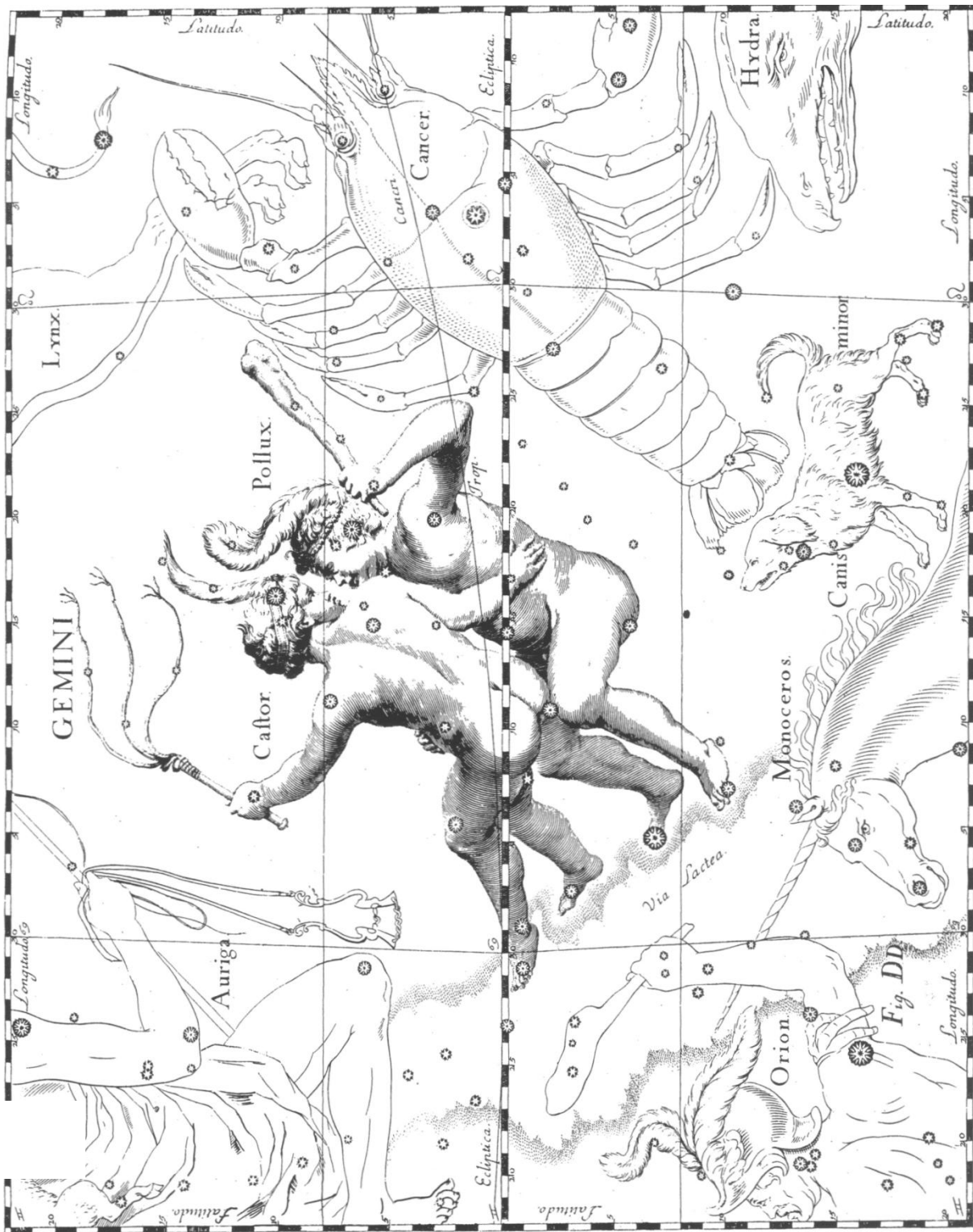
Zatem długość geograficzną otrzymamy ze wzoru

$$\lambda = UT - 12^h + \alpha_{\circ} + \Delta\alpha - T_{*}$$

Wartości α_{\circ} i $\Delta\alpha$ odczytamy dla danej daty z tabeli I, zamieszczonej w Dodatku A lub z rocznika astronomicznego.

Ćwiczenia

87. Czy można wyznaczyć szerokość geograficzną miejsca mierząc długość najkrótszego cienia rzucanego w świetle słonecznym przez poziomy pręt umieszczony prostopadle do pionowej ściany leżącej dokładnie na linii wschód zachód?
88. W pionowej ścianie, ustawionej dokładnie na południowy zachód, tkwi prostopadle do niej wbity gwóźdź. Wystająca ze ściany część gwoździa ma długość 12 cm. Długość pionowego cienia tego gwoździa w pierwszym dniu lata wynosi też 12 cm. Na jakiej szerokości geograficznej znajduje się ściana?
(Rozw.: $\varphi = 62^{\circ}37'.2$)
89. Dysponując obrotową mapą nieba określić przybliżone współrzędne (α, δ) Syriusza, Wegi, Aldebarana, Deneba i Altaira.
90. Chcąc wyznaczyć czas gwiazdowy obserwator wybrał sobie pięć gwiazd o rektascensjach $10^h 44^m$, $11^h 03^m$, $11^h 27^m$, $12^h 04^m$ i $12^h 35^m$. Górowania tychże gwiazd nastąpiły według jego zegarka w następujących momentach: $3^h 52^m$, $4^h 16^m$, $4^h 35^m$, $5^h 14^m$ i $5^h 47^m$. Jaka jest poprawka dla użytego do obserwacji zegarka (o ile należy przesunąć zegarek do przodu aby wskazywał poprawnie czas gwiazdowy)? (Rozw.: $6^h 49^m.8$)
91. W pewnej miejscowości w Polsce w dniu 15 czerwca 2000 roku stwierdzono, że o godzinie 11:15 czas gwiazdowy wynosił $T_{*}=4^h 7^m$. Jaka jest długość geograficzna miejscowości? (Rozw.: $\lambda = -19^{\circ}6'$)
92. O której godzinie czasu środkowoeuropejskiego weszło w Krakowie Słońce w dniu 15 lutego 2002 roku?
93. O której godzinie górował Syriusz dnia 15 maja 2000 roku w Częstochowie?



4. Podstawowe wiadomości o obserwacjach astronomicznych

Obserwacje astronomiczne w ogromnej mierze przyczyniają się do poznania otaczającego nas Wszechświata. Należy jednak zdawać sobie sprawę z tego, że sama obserwacja, nawet jeśli jest poprawnie zaplanowana i wykonana, nie może dać przyczynku poznawczego, jeśli nie zostanie „obrobiona myślowo”, jeśli nie zostanie poprawnie odczytana, zinterpretowana.

W obserwacjach astronomicznych można wyróżnić dwie zasadnicze grupy:

- a) obserwacje *astrometryczne* — obserwacje położenia ciał niebieskich oraz zmian tych położenia,
- b) obserwacje *astrofizyczne* — obserwacje stawiające sobie za cel wydobycie informacji o warunkach fizycznych panujących w badanych obszarach Wszechświata.

Dla wzmoczenia możliwości obserwacyjnych wymyśla się coraz to doskonalsze instrumenty rejestrujące docierające promieniowanie. Promieniowanie elektromagnetyczne i korpuskularne traktuje się bowiem jako główne nośniki informacji o procesach zachodzących w materialnym Wszechświecie.

Jeszcze stosunkowo niedawno obserwacje astronomiczne ograniczały się do bardzo wąskiego przedziału fal elektromagnetycznych — do zakresu widzialnego. Rozwój nauki i techniki w XX wieku sprawił, że obecnie istnieją możliwości obserwacji w pełnym zakresie widma elektromagnetycznego. Nadto możliwa jest detekcja i pomiar promieniowania korpuskularnego. Atmosfera ziemska ze względu na swoją okazałą masę oraz ze względu na taki a nie inny skład stanowi przeszkodę nie do pokonania dla większości fotonów promieniowania elektromagnetycznego. Bez poważniejszych przeszkód do powierzchni Ziemi dociera promieniowanie widzialne i promieniowanie radiowe. Promieniowanie z zakresu podczerwieni dociera tylko w kilku bardzo wąskich przedziałach długości fali. Promieniowanie ultrafioletowe, X i γ może być rejestrowane tylko przez instrumenty umieszczone wysoko ponad Ziemią, poza gęstymi warstwami atmosfery.

U astronomicznych przyrządów obserwacyjnych można na ogół wyróżnić dwa zasadnicze moduły:

- a) moduł skupiający możliwie jak najwięcej promieniowania przychodzącego od badanego obiektu czy obszaru nieba,
- b) moduł rejestrujący pochwycone promieniowanie.

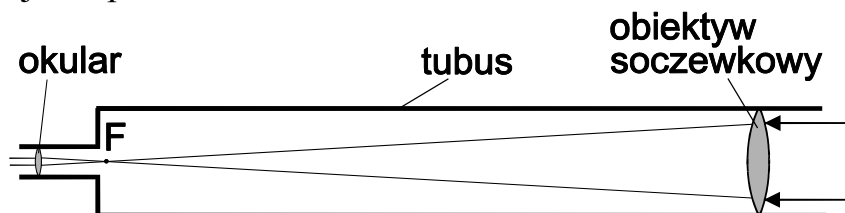
Troska o pierwszy z wymienionych modułów wynika stąd, że w większości przypadków natężenia promieniowania docierającego do obserwatora od badanych źródeł są zbyt słabe, by móc je bezpośrednio mierzyć. Troska o drugi wynika z konieczności utrwalenia wyników obserwacji w celu umożliwienia ich analizy, często wielokrotnej i w różnych aspektach.

4.1. Obserwacje w dziedzinie optycznej

4.1.1. Elementy skupiające światło

Zespół elementów optycznych, którego zadaniem jest skupienie promieniowania oraz wytworzenie wiernego obrazu rzeczywistego badanego obiektu nosi nazwę *teleskopu*. W zależności od rodzaju użytego skupiającego elementu optycznego rozróżnia się *teleskopy zwierciadłowe* (reflektory) i *teleskopy soczewkowe* (refraktory lub po prostu lunety). Konstruuje się też teleskopy mieszane, z użyciem zwierciadeł i soczewek.

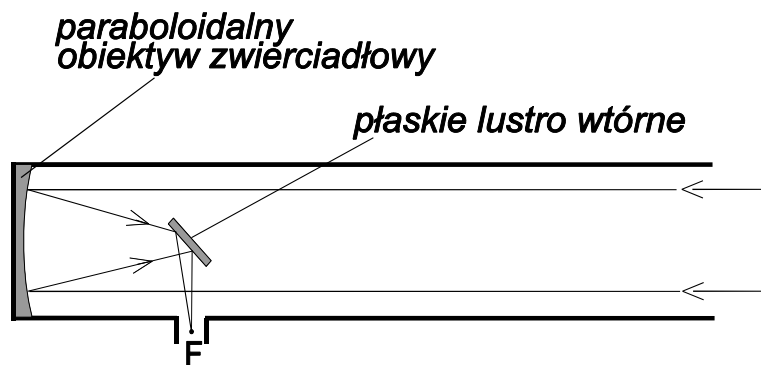
Najprostszy teleskop to *luneta astronomiczna* (rys. 4.1). Światło skupiane jest przez achromatyczny układ soczewek nazywany obiektywem. W ognisku obiektywu powstaje rzeczywisty (odwrócony, pomniejszony) obraz oglądanego przedmiotu. Obraz ten ogląda się przy pomocy okularu — układu soczewek działającego jak lupa.



Rys. 4.1. Ideowy schemat lunety astronomicznej Keplera.

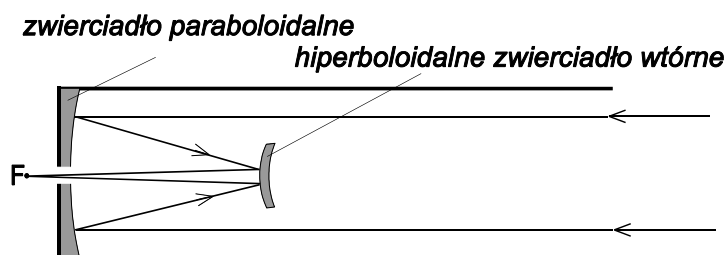
Budując lunetę astronomiczną dążymy do tego, aby elementy optyki nie wносиły deformacji obrazu oraz żeby ilość światła rozproszonego i zaabsorbowanego przy przejściu przez lunetę była minimalna. Dążymy też do tego, aby średnica i ogniskowa obiektywu były możliwie duże.

Wśród teleskopów zwierciadłowych stosuje się różne rozwiązania układu optycznego. W układzie optycznym Newtona (rys. 4.2) promienie po odbiciu od obiektywu zwierciadłowego (o powierzchni paraboloidalnej dla uniknięcia aberracji sferycznej) zanim dotrą do jego ogniska natrafiają na zwierciadło płaskie wyprowadzające je na zewnątrz tuby teleskopu. W ognisku powstaje odwrócony obraz rzeczywisty oglądanego przedmiotu. Możemy przedmiot obserwacji oglądać z użyciem okularu soczewkowego, tak jak w przypadku lunety astronomicznej.



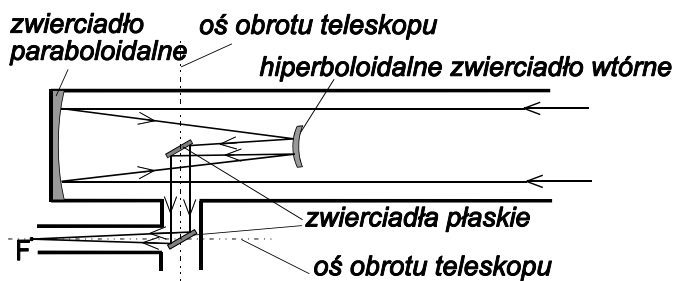
Rys. 4.2. Układ optyczny Newtona.

W układzie Cassegraina (rys. 4.3) wypukłe, hiperboloidalne zwierciadło wtórne kieruje światło przychodzące od głównego zwierciadła, paraboloidalnego obiektywu, z powrotem do otworu wydrążonego w centralnej części obiektywu i ogniskuje je poza tubą teleskopu ale w jej osi. Zastosowanie wtórnego zwierciadła w kształcie hiperboloidy wypukłej powoduje (w odróżnieniu od zwierciadła płaskiego) wydłużenie ogniskowej obiektywu. Takie rozwiązanie pozwala osiągać duże ogniskowe teleskopu przy stosunkowo krótkim tubusie.



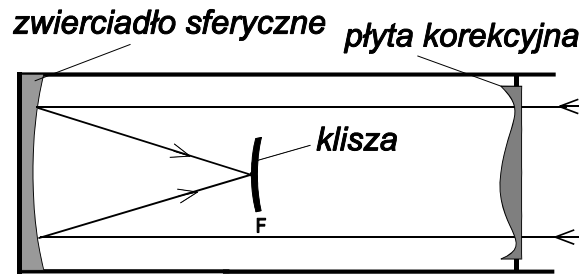
Rys. 4.3. Układ optyczny Cassegraina.

Układ optyczny coudé (rys. 4.4) jest pomyślany tak, aby położenie ogniska było stałe, niezależnie od skierowania teleskopu. Urządzenia rejestrujące ogniskowane przez teleskop światło mogą być duże i ciężkie i łączenie ich na sztywno z tubusem byłoby bardzo uciążliwe, a w niektórych przypadkach wręcz niemożliwe. W tym układzie zestaw zwierciadeł typowy np. dla układu Cassegraina jest uzupełniony układem zwierciadeł płaskich wyprowadzającym światło np. wzdłuż wzajemnie prostopadłych osi obrotu w montażu teleskopu.

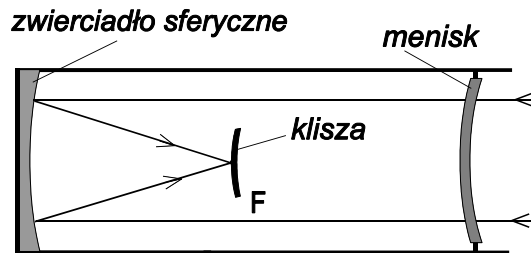


Rys. 4.4. Układ optyczny coudé.

W grupie teleskopów zwierciadłowo-soczewkowych na szczególną uwagę zasługują tzw. *kamery Schmidta* i *kamery Maksutowa*. Nazwę „kamery” zawdzięczają te teleskopy swojemu typowemu przeznaczeniu do fotografowania nieba. Charakteryzuje je stosunkowo duże, wolne od zakłóceń, pole widzenia. W kamerze Schmidta (rys. 4.5) i Maksutowa (rys. 4.6) światło zanim osiągnie sferyczne zwierciadło obiektywu przechodzi przez szklaną *soczewkę korekcyjną*, korygującą bieg promieni tak, aby zlikwidować produkowaną przez zwierciadło sferyczne aberrację sferyczną. Obraz rzeczywisty, jaki powstaje w ognisku układu, może zostać utrwalony na umieszczonej tam kliszy fotograficznej.



Rys. 4.5. Układ optyczny kamery Schmidta.



Rys. 4.6. Układ optyczny kamery Maksutowa.

Do podstawowych charakterystyk teleskopów zalicza się średnicę D i ogniskową F obiektywu. Przy obserwacjach z użyciem okularu istotną jest również i jego ogniskowa, f , jako, że **powiększenie kątowe** teleskopu dane jest wzorem:

$$w = \frac{F}{f}$$

Dla obiektów punktowych (np. gwiazdy oglądane przez teleskopy dają obrazy które traktuje się jako punktowe) jasność obrazu powstałego w ognisku jest proporcjonalna do powierzchni obiektywu. Dla obiektów rozciągniętych (planety, galaktyki, komety, mgławice) rozmiary tworzącego się w ognisku obrazu są proporcjonalne do ogniskowej F . Jasność powierzchniowa B obrazu jest wprost proporcjonalna do kwadratu średnicy D obiektywu i odwrotnie proporcjonalna do kwadratu ogniskowej obiektywu F

$$B = \left(\frac{D}{F} \right)^2$$

Stosunek D/F nosi nazwę **światłości** teleskopu.

Ze średnicą obiektywu teleskopu ściśle wiąże się **zdolność rozdzielcza** określona wzorem

$$\rho = 2.44 \cdot \frac{\lambda}{D} [\text{rad}]$$

Tutaj wartość ρ jest miarą zdolności rozdzielczej. Wyraża ona minimalną odległość kątową obiektów punktowych na niebie, przy której te obiekty jesteśmy jeszcze w stanie, przy użyciu danego teleskopu, rozpoznać jako oddzielne. Jeśli odległość jest mniejsza od ρ , to niezależnie od zastosowanego powiększenia ob-

razy punktowe poszerzone dyfrakcyjnie nałożą się i nie zaobserwujemy ich rozdzielonymi. Wielkości D i λ oznaczają w powyższym wzorze odpowiednio średnicę obiektywu i długość fali rejestrowanego światła.

Dla ustalonego teleskopu możemy, stosując różne okulary, otrzymywać różne powiększenia. Nie oznacza to jednak, że sensowne jest używanie okularu o dowolnie małej ogniskowej w każdym przypadku. Dla ustalonej średnicy obiektywu można określić minimalną ogniskową okularu, przy której otrzymamy obrazy odpowiedniej jakości. Układ optyczny teleskopu powinien dać takie powiększenie, aby w pełni została wykorzystana zdolność rozdzielcza teleskopu. Powiększenie to nazywamy **powiększeniem rozdzielczym** w_r i wyrażamy stosunkiem rozdzielczości oka ludzkiego i rozdzielczości teleskopu. Jako że zdolność rozdzielcza oka wynosi ok. $60''$ (czyli $D_{\text{oka}} \approx 0.5$ cm), powiększenie rozdzielcze teleskopu o średnicy obiektywu D wyrazi się wzorem:

$$w_r = 2 D \text{ [cm]}$$

W praktyce można stosować powiększenia ok. 3-krotnie większe od w_r . Stosowanie jeszcze większych powiększeń traci sens, gdyż otrzymalibyśmy wtedy tylko nieostre obrazy dyfrakcyjne obserwowanych obiektów.

Rozmiary liniowe l obrazu rzeczywistego powstającego w ognisku teleskopu zależą od rozmiaru kąтового θ obiektu oraz od ogniskowej F obiektywu i wyrażają się wzorem:

$$l = 2 \cdot F \cdot \text{tg}(\theta/2) \quad (\text{dla } \theta \text{ wyrażonych w radianach),}$$

a dla małych kątów θ

$$l = F \cdot \theta$$

Ćwiczenia

94. Jakie powiększenia kątowe uzyskamy używając teleskopu o ogniskowej obiektywu $F = 240$ cm jeśli dysponujemy okularami o ogniskowych f równych 40, 25, 16 i 10 mm? (Rozw.: 60-, 96-, 150- i 240-krotne)
95. Dysponujemy okularem o ogniskowej $f = 6$ mm. Chcemy zbudować lunetę astronomiczną dającą z tym okularem przynajmniej 100-krotne powiększenia kątowe. Jaka powinna być ogniskowa i średnica brakującego nam obiektywu? (Rozw.: F — przynajmniej 60 cm, D — przynajmniej 18 cm)
96. Dysponujemy teleskopem o ogniskowej i średnicy obiektywu odpowiednio $F = 200$ cm i $D = 15$ cm. Czy jest sens wyposażyć nasz teleskop w okular o ogniskowej $f = 4$ mm? Odpowiedź uzasadnij.
97. Jaka jest średnica obrazu tarczy Księżyca powstającego w ognisku teleskopu o ogniskowej obiektywu $F = 3300$ mm? (Rozw.: ok. 29 mm).

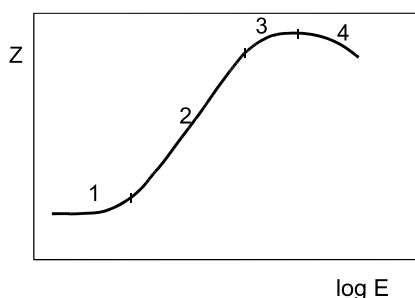
4.1.2. Detektory promieniowania

Zadaniem detektorów promieniowania jest rejestracja i utrwalanie obrazu dawanego przez teleskop. Najprostszym sposobem rejestracji takiego obrazu polega na wizualnym oglądzie z użyciem okularu. Oko jest bardzo dobrym detektorem

światła, ale nie daje ani bezpośredniego, liczbowego wyniku pomiaru natężenia światła, ani też możliwości zachowania oglądanego obrazu. Jeśli chcemy, aby wynik obserwacji został utrwalony należy zastosować odpowiednie, specjalnie sporządzone detektory promieniowania. Szerokie zastosowanie jako detektory znalazły w astronomii emulsje fotograficzne. W odróżnieniu od oka, emulsja fotograficzna ma zdolność kumulowania efektu reakcji na światło (produkt reakcji chemicznej zachodzącej w emulsji pod wpływem światła nie ulega szybkiemu rozpadowi). Zwiększając czas naświetlania można rejestrować obiekty znacznie słabsze od tych, które dostrzegamy wizualnie. Naświetlona klisza fotograficzna dokumentuje obserwacje jednocześnie dla wszystkich obiektów, których obrazy zawiera. Metody fotograficzne są bardziej obiektywne niż wizualne, chociaż poważną niedogodnością są tu błędy systematyczne związane z własnościami materiałów fotograficznych i odczynników chemicznych towarzyszących procesowi obróbki. **Zaczernienie** Z negatywu, które jest zależne od natężenia oświetlenia i od czasu naświetlania, wyznacza się ze wzoru:

$$Z = \log \left(\frac{I_0}{I} \right)$$

gdzie I_0 jest natężeniem wiązki światła wysyłanej przez przyrząd (mikrofotometr) służący do pomiaru zaczernień, a I jest natężeniem wiązki po przejściu przez zaczerniony negatyw. **Mikrofotometr** pozwala na analizę poczernienia negatywu od punktu do punktu metodą przepuszczania bardzo wąskiej wiązki światła. W fotometrii fotograficznej szczególnie istotne jest przejście od mierzonego zaczernienia danego fragmentu negatywu do oświetlenia promieniowaniem obserwowanego przez teleskop obiektu, które wywołało to zaczernienie. Dla ustalonego materiału fotograficznego i przy ustalonym sposobie jego obróbki można otrzymać tzw. **krzywą charakterystyczną** (rys. 4.7) wyrażającą zależność zaczernienia Z od $\log E$, gdzie E oznacza natężenie oświetlenia promieniowaniem, które spowodowało zaczernienie.



Rys. 4.7. Schemat przebiegu krzywej charakterystycznej.

Przy naświetlaniu kliszy tak należy dobierać czas ekspozycji, aby zaczernienie wywołane światłem obserwowanych źródeł przypadło w liniowej części (2) krzywej charakterystycznej.

Obrazy obiektów, utrwalone na kliszach fotograficznych pozwalają mierzyć nie tylko natężenia oświetlenia, ale również współrzędne obiektów. Wyobraźmy

sobie, że na fotografii wybranego fragmentu nieba oprócz licznych znanych nam wcześniej gwiazd (dla których znane są m.in. współrzędne) jawi się jakiś nowy i nieznan wcześniej obiekt, np. kometa. Wtedy rozmierzając odpowiednio kliszę możemy na drodze interpolacji określić współrzędne tegoż obiektu w oparciu o znajomość współrzędnych obiektów sąsiednich.

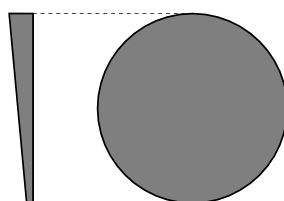
Do pomiaru natężeń oświetlenia promieniowaniem gwiazd czy innych świecących ciał niebieskich można używać fotometru fotoelektrycznego jako detektora. Jego zasadniczym elementem jest specjalna lampa elektronowa zwana fotopowielaczem. Detektor ten działa w oparciu o zewnętrzny efekt fotoelektryczny. Zogniskowane przez teleskop światło gwiazdy padając na katodę fotopowielacza wybija z niego elektrony, które doznają przyspieszenia w zewnętrznym polu elektrycznym i w drodze do anody zderzając się ze specjalnie porostawianymi dynodami wywołują całą lawinę elektronów. Nawet niewielka ilość fotonów uderzających o katodę wywołuje tym sposobem mierzalny prąd elektryczny w obwodzie fotopowielacza. Natężenie tego prądu jest liniową funkcją natężenia oświetlenia katody promieniowaniem gwiazdy czy innego ciała niebieskiego. Fotometr fotoelektryczny jest na ogół wyposażony w układ filtrów pozwalający mierzyć natężenia oświetlenia w różnych barwach.

Bardzo dużym powodzeniem cieszy się w astronomii **detektor CCD** (ang. *Charge Coupled Device*). Jego zasadniczą częścią jest niewielka prostokątna płytki krzemowa zawierająca na swojej powierzchni bardzo dużą ilość małych (mierzonych w mikronach) kwadratowych segmentów (piksli). Każdy segment jest izolowany od pozostałych, a nadto jest jeszcze wewnętrznie podzielony na trzy części. Elektroniczne uzupełnienie płytki krzemowej pozwala na wytwarzanie w każdym segmencie tzw. jamy potencjału na jednej z trzech części segmentu. Jeśli na taki segment padają fotony promieniowania, to uwalniane przez nie z sieci krystalicznej krzemu elektrony gromadzą się dzięki istnieniu jamy potencjału. Ilość nagromadzonego ładunku będzie tu zależała od natężenia oświetlenia oraz od czasu naświetlania. Nagromadzony ładunek można w dowolnej chwili pomierzyć i automatycznie zapisać w pamięci komputera sprzężonego z detektorem. Informacja o rozkładzie ładunków, jaki utworzy się na płytce krzemowej, pozwala odtworzyć rozkład natężeń oświetlenia promieniowaniem źródeł znajdujących się w polu widzenia detektora.

Praktyczne możliwości detekcji promieniowania w zakresie widzialnym są znacznie większe, niż wynika to z powyższego przedstawienia. W każdym sposobie detekcji będzie chodzić o to, aby stosunkowo łatwo przejść od niepodlegającego bezpośredniemu pomiarowi strumienia fotonów promieniowania do jakiegoś efektu mierzalnego (np. do przepływu prądu, którego natężenie daje się mierzyć). Warto tu zauważyć, że doskonałych metod bezpośredniej detekcji światła jeszcze nie wynaleziono.

4.1.3. Obserwacje spektroskopowe

Podstawowym źródłem informacji o warunkach fizycznych panujących na powierzchniach obiektów niebieskich, a także w ośrodku dzielącym obserwowane ciało niebieskie i obserwatora, są widma. Przyrząd służący do otrzymywania i rejestracji widm obiektów astronomicznych nazywa się spektrografem. Składa się z trzech zasadniczych modułów: teleskopu, urządzenia rozszczepiającego światło i rejestratora. Istnieje duża różnorodność technicznych rozwiązań w zakresie otrzymywania widm. Jedną grupą rozwiązań polega na stosowaniu tzw. **pryzmatów obiektywowych** jako elementów rozszczepiających światło. Najprostszym rozwiązaniem tego typu jest umieszczenie u wlotu do tuby teleskopu (np. kamery Schmidta) pryzmatu obiektywowego (rys. 4.8). Pryzmat taki posiada mały kąt łamiący i jest przycięty tak by szczelnie wypełniał okrągły wlot tubusa.



Rys. 4.8. Schemat pryzmatu obiektywowego (widok z boku i z przodu).

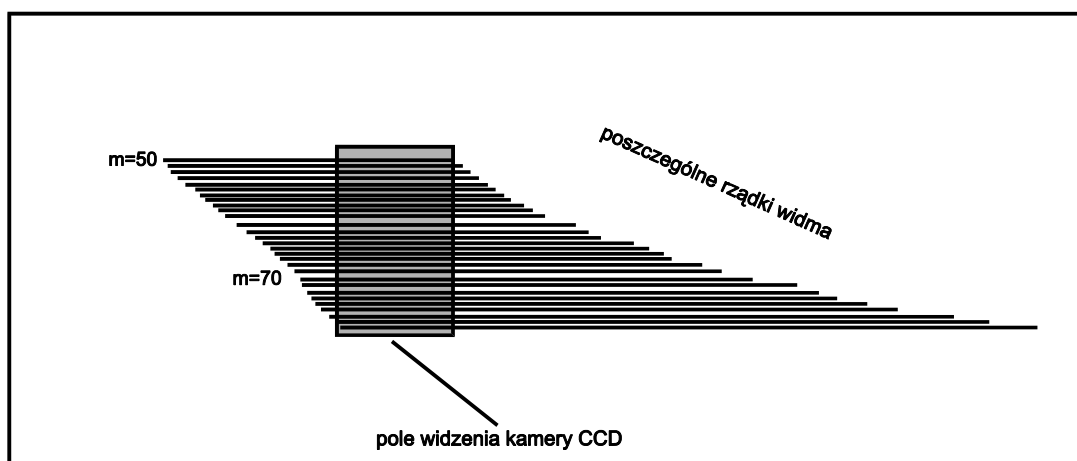
W ognisku teleskopu (kamery) wyposażonego w pryzmat obiektywowy otrzymuje się rzeczywiste obrazy źródeł w postaci wydłużonych, barwnych pasków widmowych zamiast, jak to byłoby bez pryzmatu, jasnych punktów. Zastosowanie pryzmatu obiektywowego pozwala na jednoczesne otrzymanie widm tylu obiektów ile znajduje się ich w polu widzenia teleskopu. Dla utrwalenia (rejestracji) obrazu otrzymywanego w ognisku można wykorzystać kliszę fotograficzną. Odstępstwa od przedstawionej idei pryzmatu obiektywowego polegają na stosowaniu transmisyjnych **siatek dyfrakcyjnych** zamiast szklanych (ciężkich) pryzmatów, umieszczanych niekoniecznie u wlotu do tubusa teleskopu.

Zaletą pryzmatów obiektywowych jest to, że stosunkowo łatwo otrzymujemy z ich pomocą widma dużej ilości obiektów. Wśród wad należy wymienić częste nakładanie się widm poszczególnych gwiazd na siebie. Pewnych kłopotów nastrocza tu też sam dobór czasu ekspozycji przy stosowaniu rejestratorów promieniowania. Jeśli dopasuje się ten czas do obiektów o jakiejś określonej jasności, to dla obiektów jaśniejszych otrzymamy widma prześwietlone, a dla słabszych niedoświetlone. Widma otrzymywane z użyciem pryzmatów obiektywowych charakteryzują się też niską dyspersją.

Inną grupę urządzeń służących do otrzymywania widm ciał niebieskich stanowią spektrografy szczelinowe. W płaszczyźnie ogniskowej teleskopu umieszcza się szczelinę dającą możliwość wyboru małego obszaru na niebie, dla którego chcemy otrzymać widmo. Jeśli np. interesuje nas widmo określonej gwiazdy, to będziemy się starać ustawić szczelinę tak, żeby wyciąć z wiązki wszelkie światło, które nie pochodzi od tej gwiazdy. W spektrografie szczelinowym rozszczepieniu poddawane jest tylko to światło, które przechodzi przez szczelinę. Ele-

mentem rozszczepiającym może być pojedynczy pryzmat albo siatka dyfrakcyjna (transmisyjna lub refleksyjna) lub też bardziej złożony układ pryzmatów i siatek. Zestaw rozszczepiający oraz rejestrujący może być sztywno związany z teleskopem, współuczestnicząc we wszystkich jego ruchach. Może też funkcjonować w rozdzielaniu od teleskopu (możliwe to jest, gdy np. mamy teleskop zamontowany w systemie *coudé*). Spektrografy szczelinowe służą do otrzymywania widm pojedynczych obiektów. Widma otrzymane z ich pomocą na ogół jakościowo przewyższają istotnie widma otrzymywane z użyciem pryzmatów obiektywowych. W szczególności spektrografy szczelinowe pozwalają na otrzymywanie widm o dużej dyspersji (duża dyspersja oznacza silne rozszczenie, długie widmo). Widmo otrzymane przy pomocy spektrografu szczelinowego można rejestrować tradycyjnie z użyciem kliszy (dzisiaj już praktycznie się tego nie robi) albo też używając innych detektorów, np. CCD. Kamery CCD są powszechnie stosowane u spektrografów typu *echelle*. U tego typu spektrografów głównym elementem rozszczepiającym promieniowanie źródła jest siatka odbiciowa typu *echelle*. Cechą charakterystyczną takiej siatki jest to, że prążki dyfrakcyjne niskich rzędów są, w odróżnieniu od zwykłych siatek, słabe — a duża ilość energii promieniowania rozkłada się na prążki wysokich rzędów (numer rzędu widma (m) powyżej 50). Im wyższy jest rząd widma, tym widmo charakteryzuje się większą dyspersją (jest dłuższe) zgodnie ze wzorem na dyspersję kątową:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \text{const} \cdot \frac{m}{\cos\varphi}$$



Rys. 4.9. Schematyczne przedstawienie obrazu rozdzielonych rzędów widma. Na rysunku zaznaczono też przykładowe (prostokątne) pole widzenia kamery CCD. Tylko ten fragment obrazu który znajdzie się w polu widzenia kamery zostanie utrwalony.

Dla rozdzielenia nałożonych na siebie (rzędy widm bowiem zachodzą na siebie) widm poszczególnych rzędów stosuje się, poprzecznie do pierwotnego, rozszczenie wtórne z użyciem pryzmatu lub zwykłej siatki dyfrakcyjnej o małej dyspersji. W wyniku takiego zabiegu otrzymamy rozdzielone poszczególne rzędy widma (rys. 4.9).

Z **równania siatki**, wyrażającego warunek na wzmocnienie prążka światła o długości fali λ

$$m \lambda = (\text{stała siatki}) \cdot \sin \varphi ,$$

gdzie φ oznacza kąt pomiędzy kierunkiem prostopadłym do siatki a kierunkiem występowania prążka, widać, że dla danego φ iloczyn $m\lambda$ będzie stały. Wobec dyskretnych wartości m , również wartości λ będą zdyskretyzowane. Poprzecznie rozszczepiający element wtórny spektrografu rozdzieli te dyskretne długości fali dla wszystkich wartości kąta φ z roboczego przedziału dając właśnie rozseparowane widma. Po podwójnym rozszczepieniu światło zostaje zogniskowane. W płaszczyźnie ogniska wyjściowego powstaje trapezopodobny obraz rzeczywisty szczeliny. Cały system optyczny jest pomyślany tak, aby obraz ten był niewielki, niewiele większy od rozmiarów elementu światłoczułego kamery CCD. Kamera CCD swoim polem widzenia powinna obejmować tak dużą powierzchnię w płaszczyźnie ogniskowej, aby zarejestrowane fragmenty widm zastawały na sobie. Po dokonaniu redukcji zarejestrowanego przez kamerę CCD obrazu otrzymujemy N zbiorów par $(\lambda, I(\lambda))$, gdzie λ oznacza długość fali, a $I(\lambda)$ natężenie promieniowania odpowiadające tej długości fali, N natomiast oznacza ilość zarejestrowanych prążków. Taki zestaw par tworzy właściwe widmo, które można analizować. Ogromną zaletą spektrografu typu *echelle* jest to, że możemy otrzymywać widma dużej rozdzielczości od razu w pełnym zakresie optycznym. Rozdzielczość definiowana jest jako $R(\lambda) = \lambda / \Delta\lambda$, gdzie $\Delta\lambda$ oznacza typową dla danego widma minimalną odległość wzdłuż osi λ pomiędzy punktami pomiaru natężenia promieniowania w widmie. Im większa jest rozdzielczość widma, tym węższe struktury (linie emisyjne lub absorpcyjne) możemy dostrzegać i analizować. Stosowane spektrografy typu *echelle* pozwalają osiągać rozdzielczości nawet znacznie powyżej 100000, co oznacza, że na odcinku o długości 1 Å w okolicach $\lambda = 5000$ Å mamy ponad dwadzieścia punktów pomiarowych ($\Delta\lambda < 0.05$). Zamiast używać parametru R dla określenia jakości widma używa się też tzw. dyspersji D . **Dyspersja kątowa** zdefiniowana jest jako

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}$$

i wyraża zmianę kąta odchylenia $d\varphi$ (w radianach) odpowiadającą zmianie długości fali o $d\lambda$.

Światło rozszczepione przez pryzmat lub siatkę dyfrakcyjną po zogniskowaniu w płaszczyźnie ogniskowej kamery daje obraz rzeczywisty — widmo o określonej **dyspersji liniowej** $dx/d\lambda$, wyrażającej długość odcinka dx wzdłuż widma płaszczyźnie ogniskowej odpowiadającą przyrostowi długości fali $d\lambda$. Dyspersję liniową otrzymujemy z dyspersji kątowej D zgodnie ze wzorem

$$\frac{dx}{d\lambda} = fD$$

gdzie f oznacza ogniskową kamery. Tradycyjnie dla określenia dyspersji urządzenia rozszczepiającego używa się nie samej dyspersji ale jej odwrotności

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{1}{fD}$$

wyrażonej w [$\text{\AA} / \text{mm}$].

Ćwiczenia

98. Ile razy więcej światła skupia teleskop o średnicy obiektywu równej 2 m niż ludzkie oko, przyjmując, że średnica źrenicy oka wynosi 6 mm ?

(Rozw.: 11111 razy)

99. Będąc w sklepie optycznym mamy wybór teleskopów:

a) teleskop o średnicy obiektywu $D = 15$ cm i o ogniskowej $F = 200$ cm,

b) teleskop o średnicy obiektywu $D = 10$ cm i o ogniskowej $F = 120$ cm,

c) teleskop o średnicy obiektywu $D = 12$ cm i o ogniskowej $F = 100$ cm.

Na który z tych teleskopów zdecydujemy się, jeśli mamy zamiar obserwować głównie obiekty mgławicowe, a na który, jeśli chcemy obserwować gwiazdy podwójne? (Rozw.: c, a)

100. Dysponujemy skupiającą soczewką achromatyczną o średnicy 8 cm. Sprawdziliśmy, że jej ogniskowa wynosi 0.9 m. Chcielibyśmy na bazie tej soczewki skonstruować lunetę astronomiczną. Określić jakie maksymalne (sensowne) powiększenie będziemy mogli uzyskać. Na jakie okulary zdecydujemy się w sklepie optycznym mającym następujący wybór ogniskowych: 6, 8, 10, 16 i 25 mm? Jakie uzyskamy powiększenia przy tak dobranych okularach?

101. Wychodząc z równania siatki dyfrakcyjnej $a \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda$ obliczyć dyspersję kątową $d\varphi/d\lambda$ dla siatki o stałej $a = 0.001$ mm i dla kąta $\varphi = 45^\circ$. Jaka będzie długość widma optycznego (3500 \AA – 7500 \AA) w ognisku kamery o ogniskowej $f = 50$ cm dla $m = 1$ i dla $m = 20$?

(Rozw.: Dla $m = 1$ $\Delta x = 24.7$ cm, dla $m = 20$ $\Delta x = 4.95$ m)

102. Równanie siatki odbiciowej typu *echelle* ma postać $m\lambda = 2a \sin \varphi$. Kąt odbłasku leży w przedziale $60^\circ - 75^\circ$, natomiast $a = 0.01$ mm. Jaką długość będzie miało widmo optyczne rzędu 70 w ognisku kamery o ogniskowej 50 cm?

(Rozw.: ok. 1.6 m)

103. W widmie gwiazdy (podanym w postaci dwóch kolumn liczb — λ i $I(\lambda)$) zauważamy, że skok w λ od punktu do punktu wynosi $\Delta\lambda = 0.07 \text{\AA}$ w rejonie $\lambda = 5000 \text{\AA}$. Jaką rozdzielczość posiada widmo dla tej długości fali ?

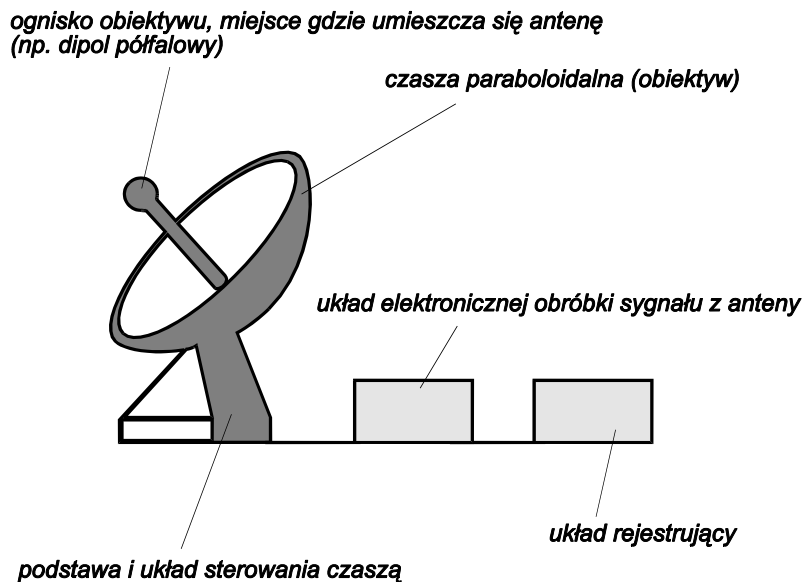
(Rozw.: ponad 71 000)

104. Oko ludzkie ma największą czułość na światło o długości fali $\lambda = 5550 \text{\AA}$ (barwa zielona), przy czym reaguje ono na najmniejszą energię strumienia

światła wynoszącą $0.8 \cdot 10^{-17} \text{ J}$. Jaka jest liczba fotonów światła zielonego odpowiadająca progowi czułości oka? (Rozw.: 23 fotony)

4.2 Obserwacje w dziedzinie radiowej

Do odbioru pozaziemskiego promieniowania radiowego służą **radioteleskopy**. Radioteleskop składa się z trzech zasadniczych modułów (rys. 4.10):

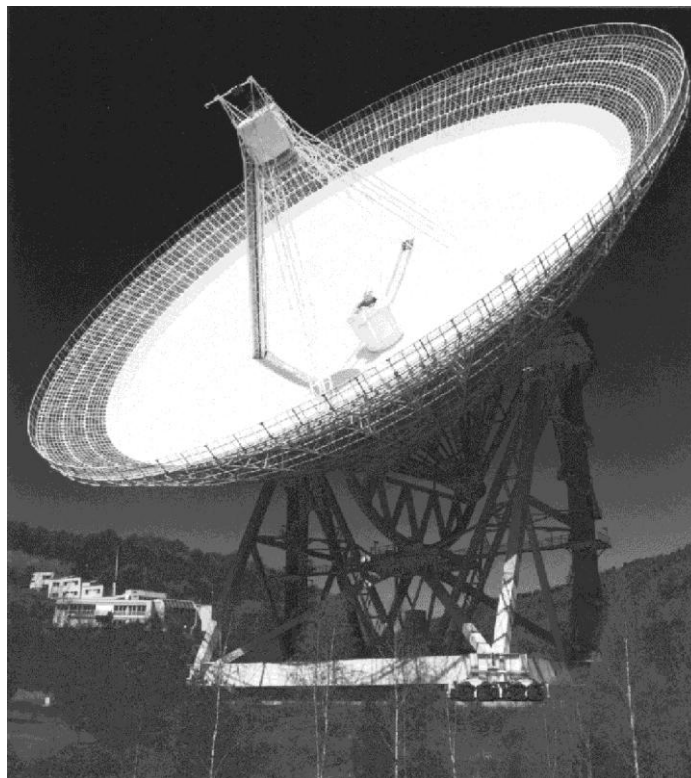


Rys. 4.10. Schemat ideowy radioteleskopu.

- czasza teleskopu, odpowiednik obiektywu u teleskopów optycznych, służąca do zbierania i ogniskowania promieniowania radiowego,
- antena, czyli umieszczony w ognisku czaszy detektor promieniowania radiowego (np. dipol półfalowy),
- system wzmacniaczy oraz system służący do pomiaru i zapisu rejestrowanego natężenia promieniowania.

Wobec tego, że fale radiowe ($\lambda > 1 \text{ mm}$) są znacznie dłuższe od optycznych, dla uzyskania przyzwoitych zdolności rozdzielczych ($\rho = 2.44 \lambda/D$) należy budować duże czasze radioteleskopów. Gdyby chcieć otrzymać zdolność rozdzielczą radioteleskopu dla $\lambda = 1 \text{ m}$ taką samą jak ma teleskop optyczny o średnicy obiektywu $D = 1 \text{ m}$ dla $\lambda = 5000 \text{ \AA}$, trzeba by zbudować czaszę o średnicy 2000 km. Naturalnie budowa tak ogromnych czasz nie wchodzi w rachubę. Średnica największej na świecie czaszy radioteleskopu nie przekracza 600 m, a najczęściej buduje się czasze kilkudziesięciometrowe. Radioteleskop o średnicy czaszy równej 100 m przy obserwacjach na falach metrowych ma zdolność rozdzielczą rzędu pojedynczych stopni. Jest to bardzo słaba rozdzielczość, co w praktyce oznacza, że z bardzo małą dokładnością potrafimy określać pozycje radioźródeł, jeśli używamy pojedynczego, choćby i bardzo dużego, radioteleskopu. Radioastronomowie doskonale poradzili sobie z problemem rozdzielczości budując tzw. **interferometrię radiową**. Obserwacje interferometryczne polegają na jedno-

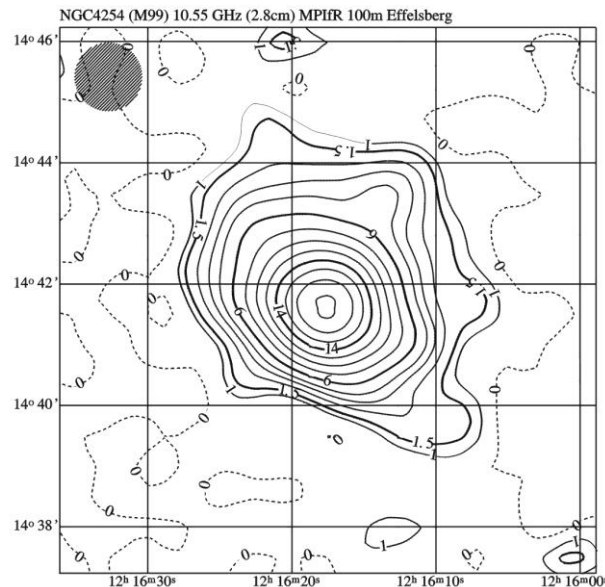
czesnej obserwacji tego samego fragmentu nieba i na tej samej długości fali dwoma (lub większą ilością) radioteleskopami, oddalonymi od siebie możliwie jak najdalej. Im większa jest odległość między teleskopami, tym większe zdolności rozdzielcze uzyskamy.



Fot. 4.1. Zdjęcie 100-metrowego radioteleskopu w Effelsbergu, w pobliżu Bonn.

Obok zdolności rozdzielczej drugim bardzo ważnym parametrem charakteryzującym radioteleskop jest jego czułość, czyli zdolność do odbierania słabych sygnałów. Im większy jest rozmiar czaszy, tym większa powinna być czułość. Podwyższanie czułości uzyskuje się również poprzez zmniejszanie szumów własnych aparatury radioteleskopu. Chętnie stosowanym sposobem zwiększania czułości obserwacji radioastronomicznych jest tzw. *metoda syntezy apertury*. Radiowy obraz nieba, równoważny takiemu jaki otrzymalibyśmy dysponując ogromnym teleskopem, uzyskuje się w tej metodzie na drodze odpowiedniego sumowania sygnałów dawanych przez niewielki teleskop (teleskopy) skierowany zawsze na ten sam fragment nieba, ale ustawiany w coraz to innym miejscu. Znacznie łatwiej i taniej jest zbudować odpowiednie torowiska i przemieszczać mały teleskop po obszarze powiedzmy wielu hektarów, niż zbudować czaszę o rozmiarach porównywalnych z takim obszarem. W metodzie syntezy apertury uzyskuje się na czułości, ale kosztem znacznego wydłużenia czasu obserwacji. Radioteleskopy w odróżnieniu od teleskopów optycznych są na ogół dostosowane do odbioru promieniowania monochromatycznego. Widma w zakresie radiowym uzyskuje się m. in. stosując odbiorniki wielokanałowe, przy czym każdy z kanałów nastrojony jest na odbiór innej długości fali. Wyniki obserwacji

radioastronomicznych przedstawia się na ogół w postaci map radiowych określonych obszarów nieba (rys. 4.11), gdzie izolinie gęstości strumienia promieniowania radiowego naniesione bywają na siatkę współrzędnych α , δ na sferze niebieskiej. Gęstości strumienia podawane są zazwyczaj w ułamkach jednostki 1 Jy (jansky) = 10^{-26} W m⁻² Hz⁻¹



Rys. 4.11. Mapa radiowa galaktyki M99 wykonana w oparciu o obserwacje radioteleskopem w Effelsbergu na fali 2.8 cm. Izolinie opisane są w jednostkach [mJy/rozmiar wiązki] (Dzięki uprzejmości dra Mariana Soidy z Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie).

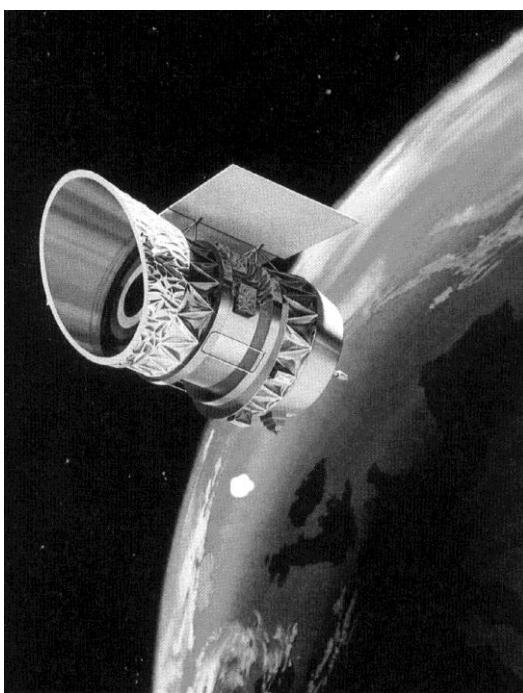
W żadnym razie nie należy mylnie oczekiwać, że sygnały otrzymywane przez radioastronomów są przerabiane tak, by móc je słyszeć. Dostępne w sklepach kasety z nagraniami tzw. muzyki kosmicznej nie mają nic wspólnego z „nasłuchem radiowym” czynionym przez radioastronomów ani też z żadnymi innymi obserwacjami astronomicznymi.

Ćwiczenia

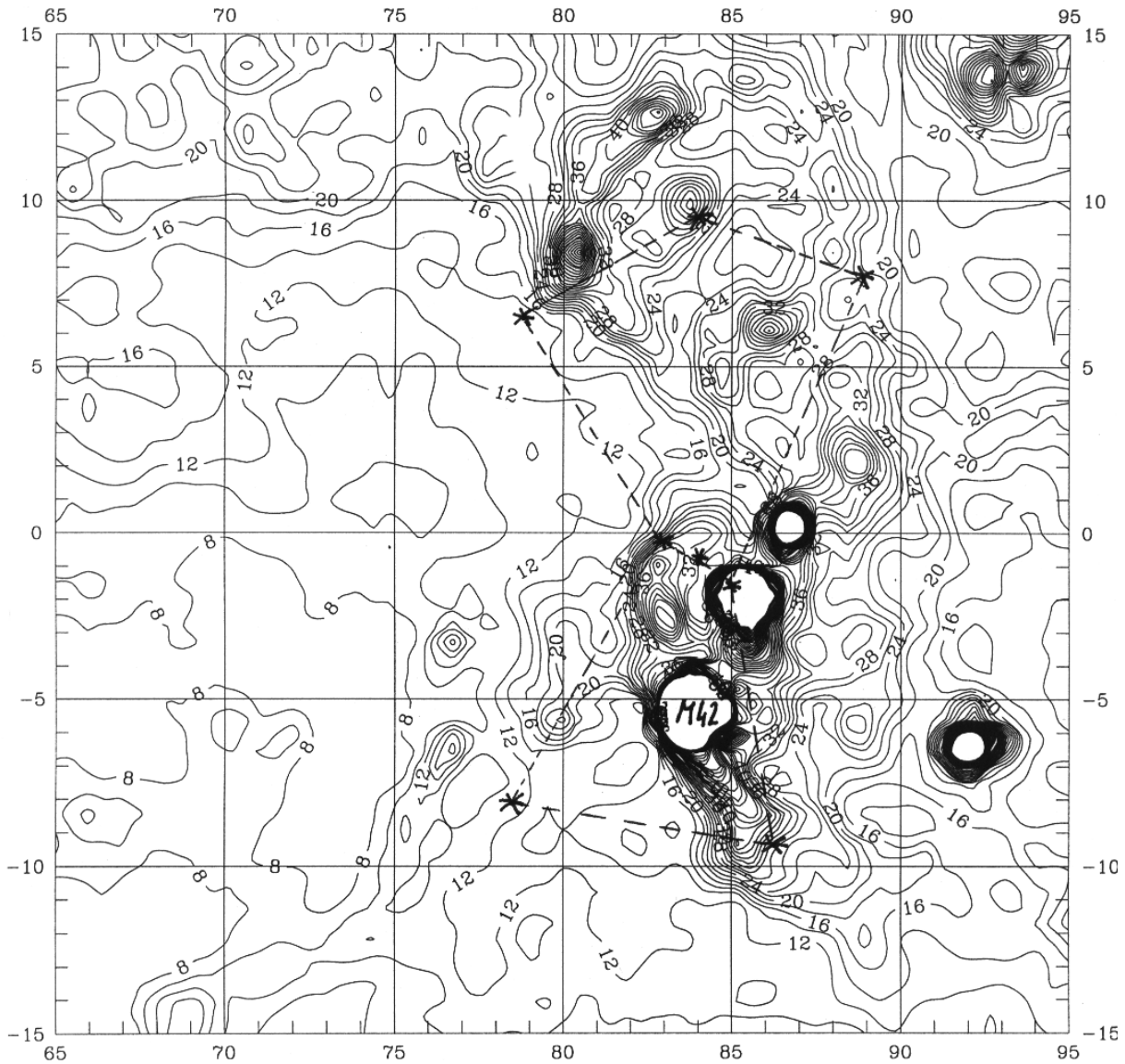
105. Jaki przedział długości fali odpowiada przedziałowi częstotliwości 5 MHz – 300 GHz? (Rozw.: 60 m – 1 mm)
106. Jaką średnicę powinien mieć obiektyw teleskopu optycznego, aby jego rozdzielczość na $\lambda = 5550\text{\AA}$ była taka sama jak rozdzielczość radioteleskopu o średnicy czaszy $D = 576$ m dla promieniowania radiowego o częstotliwości 1400 MHz? (Rozw.: 1.48 mm)
107. Ile fotonów promieniowania radiowego o częstotliwości $\nu = 100$ MHz potrzeba dla energetycznego zrównoważenia jednego fotonu światła widzialnego o długości fali $\lambda = 4000\text{\AA}$? (Rozw.: 7 500 000)
108. Źródło promieniowania radiowego wysyła w paśmie 300 – 310 GHz 10^{20} fotonów w ciągu sekundy. Jaką gęstość strumienia zarejestruje obserwator umieszczony w odległości 1000 km od źródła? (Rozw.: 16 Jy)

4.3. Obserwacje w podczerwieni

Promieniowanie podczerwone przypada na zakres długości fal od około 1 μm do około 1 mm. Jego ogniskowania dokonuje się zwyczajowo używając zwykłych reflektorów optycznych. Gładka powierzchnia lustra skoro odbija efektywnie światło widzialne, to tym bardziej będzie odbijać bardziej długofalowe promieniowanie podczerwone. Atmosfera ziemska absorbuje promieniowanie podczerwone prawie całkowicie. Z powierzchni Ziemi daje się prowadzić obserwacje tylko w kilku bardzo wąskich pasmach i to w przypadku umieszczenia teleskopów wysoko w górach w suchym klimacie. Wobec tych trudności, teleskopy do obserwacji w podczerwieni wynoszone są możliwie jak najwyżej ponad powierzchnię Ziemi z użyciem specjalnych samolotów, balonów i rakiet. Teleskopy podczerwieni często umieszcza się na orbicie okołoziemskiej. Obok kłopotów związanych z lokalizacją teleskopów podczerwieni na szczególną uwagę zasługują problemy konstrukcji odpowiednich detektorów. Detektory muszą charakteryzować się wysoką czułością oraz niskim poziomem szumów w interesującym nas zakresie długości fal. Detektory podczerwieni pracują głównie z wykorzystaniem wewnętrznego zjawiska fotoelektrycznego w substancji pokrywającej fotokatodę. W różnych zakresach podczerwieni stosuje się różne substancje (kryształy półprzewodnikowe). Materiały czułe na fotony promieniowania podczerwonego stają się dobrymi detektorami dopiero przy bardzo niskich temperaturach. Wtedy poziom szumów termicznych samej substancji fotoczułej staje się bardzo niski. Do najczęściej używanych substancji fotoczułych używanych do detekcji promieniowania podczerwonego należą kryształy germanu domieszkowanego galem, miedzią lub rtęcią, kryształy krzemu domieszkowane arsenem lub antymonem oraz kryształy PbS i InSb.



Fot. 4.2. Satelita IRAS na orbicie okołoziemskiej.



Rys. 4.12. Mapa obszaru na niebie zajmowanego przez gwiazdozbiór Oriona wykonana w oparciu o obserwacje w podczerwieni, w paśmie 100 mikrometrów, przez satelitę COBE. Rektascensja (oś pozioma) podana jest w stopniach i rośnie w kierunku przeciwnym niż na niebie. Na osi pionowej odłożono deklinację w stopniach. Współrzędne odnoszą się do epoki 2000.0) Izolinie są opisane w jednostkach [MJy/sr]. Zarys gwiazdozbioru Oriona został naniesiony na mapę dla ułatwienia lokalizacji obserwowanych na mapie maksimów emisji. Rysowanie izolinii dla bardzo silnych źródeł, np. dla mgławicy M42, zostało przerwane, stąd białe, zamiast czarnych, wnętrza obrazów tych źródeł. Rzuci się w oczy całkiem odmienny od optycznego wygląd gwiazdozbioru Oriona oglądanego w dalekiej podczerwieni. Tu silnymi źródłami nie są gwiazdy, ale obłoki bardzo zimnej (7K – 100K) materii międzygwiazdowej. W miejscu na mapie, gdzie jedna z gwiazd pasa Oriona koincyduje z mocnym źródłem w podczerwieni występuje ciemna mgławica nazywana Końskim łbem i to właśnie ona, a nie gwiazda, odpowiada za widoczną silną emisję. Dla celów porównawczych zamieszczono obok fotografię gwiazdozbioru Oriona wykonaną w świetle widzialnym (fot. 4.3).



Fot. 4.3. Gwiazdozbiór Oriona w świetle widzialnym. (*fot. A. Janik*)

Niskie temperatury rzędu 1–5 K zapewniają w dzisiejszych detektorach podczerwieni specjalne systemy chłodzenia, pracujące na wzór zwyczajnej chłodziarki, ale wykorzystujące ciecze o bardzo niskich temperaturach wrzenia — najczęściej ciekły hel, który wrze w temperaturze kilku kelwinów.

Obecnie istnieją możliwości prowadzenia astronomicznych obserwacji wszelkiego rodzaju w zakresie podczerwieni — pomiary bolometryczne, fotometria szeroko- i wąskopasmowa oraz spektrometria. W kilku zakresach podczerwieni dokonano pełnych przeglądów nieba w ramach misji kosmicznych IRAS (ang. Infrared Astronomical Satellite) oraz COBE (ang. Cosmic Background Explorer). Jeszcze bardziej szczegółowe obserwacje wyselekcjonowanych obiektów i obszarów na niebie zostały wykonane przez teleskop kosmiczny ISO (ang. Infrared Space Observatory).

Aktualnie, astronomia podczerwieni jest jedną z najmocniej rozwijających się dziedzin i nie ustępuje osiągnięciom astronomii uprawianej w dziedzinie optycznej czy radiowej.

Ćwiczenia

109. W zakresie podczerwieni zamiast używać typowych jednostek na określenie długości fali, często używa się tzw. centymetrów odwrotnych. Zamiast używać długości fali λ używa się wyrażenia $1/\lambda$, przy czym λ wyrażone jest w centymetrach. Ile centymetrów odwrotnych odpowiada 5, 10, 50 i 100 mikrometrom? Ile mikrometrów odpowiada 100, 1000 i 10000 centymetrów odwrotnych? (Rozw.: 2000, 1000, 200, 100 cm^{-1} ; 100, 10, 1 μm)
110. Ile razy zakres podczerwieni jest szerszy od zakresu optycznego? (Rozw.: ok. 2850 razy)
111. Porównać energię fotonu promieniowania widzialnego o długości fali $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ z energią fotonu promieniowania podczerwonego o długości fali $\lambda = 25 \mu m$ oraz z energią fotonu promieniowania radiowego o częstotliwości 300 MHz. (Rozw.: energia fotonu światła widzialnego jest większa od energii fotonu podczerwonego 45.45 razy, a od fotonu radiowego 5 454 545.45 razy)
112. Korzystając z prawa Wiena ($\lambda_{max} T = 2.897 \cdot 10^{-3} \text{ m K}$) policzyć dla jakiej długości fali wypadnie maksimum natężenia promieniowania ciał doskonale czarnych o temperaturach 10, 100, 1000 i 10000 K. (Rozw.: 289.7, 28.97, 2.897 i 0.2897 μm)
113. Jaką gęstość strumienia energii otrzymamy w zakresie 10–100 μm od kulistego ziarna pyłu o promieniu 1 μm znajdującego się w odległości 10 m jeśli powierzchnia pyłu promieniuje jak ciało doskonale czarne o temperaturze 100 K?
114. Jaką temperaturę ma doskonale czarny, kulisty pyłek o promieniu 0.1 μm , jeśli w odległości 1 m od niego rejestruje się 10 fotonów o długości fali 10 μm w ciągu sekundy przelatujących przez powierzchnię 1 cm^2 ?

4.4. Obserwacje w ultrafiolecie

Ultrafioletem zwykło się określać zakres długości fal od około 100 \AA do około 4000 \AA . Fotony ultrafioletowe są pochłaniane skutecznie przez atmosferę Ziemi, toteż astronomiczne obserwacje w tej dziedzinie widma są głównie pozaatmosferyczne. Do obserwacji w ultrafiolecie wykorzystuje się teleskopy zwierciadłowe. Zwierciadła są powlekane cienkimi warstwami specjalnych substancji (np. fluorku magnezu) w celu zwiększenia zdolności odbijającej lusterek. Zwykłe pokrycie warstwą aluminium, które skutecznie odbija światło widzialne tu nie wystarcza, gdyż dla krótszych fal w ultrafiolecie jest za mało gładkie.

Detektorami promieniowania ultrafioletowego mogą być specjalne (zawierające mało żelatyny) klisze fotograficzne, fotopowielacze przystosowane do pracy w ultrafiolecie oraz w przypadku bardzo krótkich fal liczniki Geigera-Müllera. Podobnie jak w zakresie optycznym można w ultrafiolecie stosować filtry dla potrzeb fotometrii szeroko- i wąsko-pasmowej. Z dużym powodzeniem wykonuje się w tym zakresie widma również spektrografię stosując np. spektrografy

typu *echelle*. Zgromadzony do tej pory materiał obserwacyjny jest obfity dzięki udanym misjom orbitalnym, m.in. ANS (ang. Astronomical Netherlands Satellite), IUE (ang. International Ultraviolet Explorer) oraz HST (ang. Hubble Space Telescope).

Ćwiczenia

115. Porównać energię fotonu odpowiadającemu przejściu Ly α ($\lambda = 1217\text{\AA}$) w atomie wodoru z energią fotonu o długości fali $\lambda = 21\text{ cm}$.

(Rozw.: energia fotonu ultrafioletowego przekracza energię fotonu radiowego 1 725 555 razy)

116. Jaka musiałaby być temperatura ciała doskonale czarnego aby maksimum natężenia promieniowania przypadło dla $\lambda = 1000\text{ \AA}$? (Rozw.: 28 900 K)

117. Ile fotonów promieniowania ultrafioletowego o długości fali $\lambda = 2000\text{\AA}$ wypromieniowuje w ciągu 1 sekundy gwiazda, której powierzchnia (fotosfera) promieniuje jak ciało doskonale czarne o temperaturze $T = 10\,000\text{ K}$, jeśli promień gwiazdy równy jest promieniowi Słońca?

(Rozw.: $7 \cdot 10^{43}$ fotonów)

4.5. Obserwacje promieniowania rentgenowskiego i γ

Promieniowanie rentgenowskie (X) obejmuje zakres długości fal od około 0.025\AA do około 100\AA . Fotony odpowiadające jeszcze krótszym falom zalicza się do promieniowania γ .

Techniki odbioru promieni X i γ silnie zależą od zakresu energii fotonów i raczej w niczym nie przypominają technik detekcji światła widzialnego. Jedynie niskoenergetyczne (tzw. miękkie) promieniowanie X daje się jeszcze ogniskować przy pomocy specjalnych układów lusterek. Wypolerowane powierzchnie niektórych metali (np. beryl, glin, nikiel, złoto) mają zdolność odbijania fotonów miękkiego promieniowania X, jeśli te padają pod bardzo małymi kątami do powierzchni odbijającej. Detektorami niskoenergetycznego promieniowania X mogą być specjalne emulsje fotograficzne.

Dla fotonów o wyższych energiach nie ma już możliwości ogniskowania. Można jedynie przy pomocy specjalnych liczników (np. proporcjonalnych, scyntylacyjnych) rejestrować pojedyncze fotony. Dla wysokoenergetycznych fotonów często trudno jest ustalić z zadowalającą dokładnością, z jakiego kierunku dany foton przychodzi. W przypadku obserwacji astronomicznych jest to wyjątkowo dokuczliwy problem. Urządzenia pozwalające w jakiejś mierze określać kierunki, skąd przybywają wysokoenergetyczne fotony, nazywa się teleskopami, chociaż nie przypominają one w niczym tradycyjnych teleskopów. Przeważnie są to zestawy dużej ilości detektorów rozmieszczonych w przestrzeni. Przelot fotonu, a właściwie cząstek wtórnych wywołanych oddziaływaniem fotonu z ośrodkiem przemierzonym przez foton, zostaje rejestrowany przez więcej niż jeden detektor.

Mając informacje o tym, które detektory zarejestrowały sygnał, nietrudno od-
tworzyć przybliżony kierunek, z jakiego przybył dany foton. Liczniki wysoko-
energetycznego promieniowania często pozwalają również na określenie energii
fotonów, co ma niebagatelne znaczenie przy określaniu widma promieniowania.
Z dużym powodzeniem prowadzi się obserwacje miękkich promieni rentgenow-
skich umieszczając odpowiednie teleskopy na orbicie okołoziemskiej (np. Einste-
in, Exosat, Rosat). Gorzej ma się rzecz obserwacji fotonów o bardzo dużych
energiach (twarde promieniowanie X, γ). Niemniej lista skatalogowanych sil-
nych źródeł wysyłających takie fotony wciąż się powiększa.

Ćwiczenia

118. Jaka długość fali odpowiada fotonowi γ o energii:

a) 500 keV ; b) 10^{12} eV ? (Rozw.: 0.0248 \AA , $1.24 \cdot 10^{-8} \text{ \AA}$)

119. Jak ma się zakres energetyczny promieniowania X do zakresów ener-
getycznych promieniowania widzialnego, podczerwonego oraz radiowego?

120. Ile fotonów promieniowania radiowego o długości fali 21 cm trzeba by
wziąć dla energetycznego zrównoważenia jednego fotonu promieniowania
 γ o energii 1 GeV? (Rozw.: $1.69 \cdot 10^{14}$)

4.6. Obserwacje kosmicznego promieniowania korpuskularnego

Promieniowanie kosmiczne to dochodzące spoza naszej planety pojedyncze
elektrony, protony, jądra helu oraz cięższych pierwiastków. Do promieniowania
korpuskularnego należy także zaliczyć neutrina oraz inne, jeszcze bardziej egzo-
tyczne, cząstki elementarne. Obserwacje promieniowania kosmicznego istotnie
przyczyniają się do zrozumienia procesów zachodzących we Wszechświecie.
Podejmuje się zatem wysiłki mające na celu pomiar ilości, składu oraz widma
energetycznego tzw. pierwotnego promieniowania kosmicznego (pierwotnego,
czyli niezaburzonego przez atmosferę ziemską). Odpowiednie detektory cząstek
promieniowania kosmicznego umieszcza się na orbicie, wysoko ponad atmosf-
erą. Cząstki o dużych energiach (prędkościach) jest stosunkowo łatwo wykryć.
Gorzej przedstawia się sprawa pomiaru niskoenergetycznej składowej pierwot-
nego promieniowania kosmicznego.

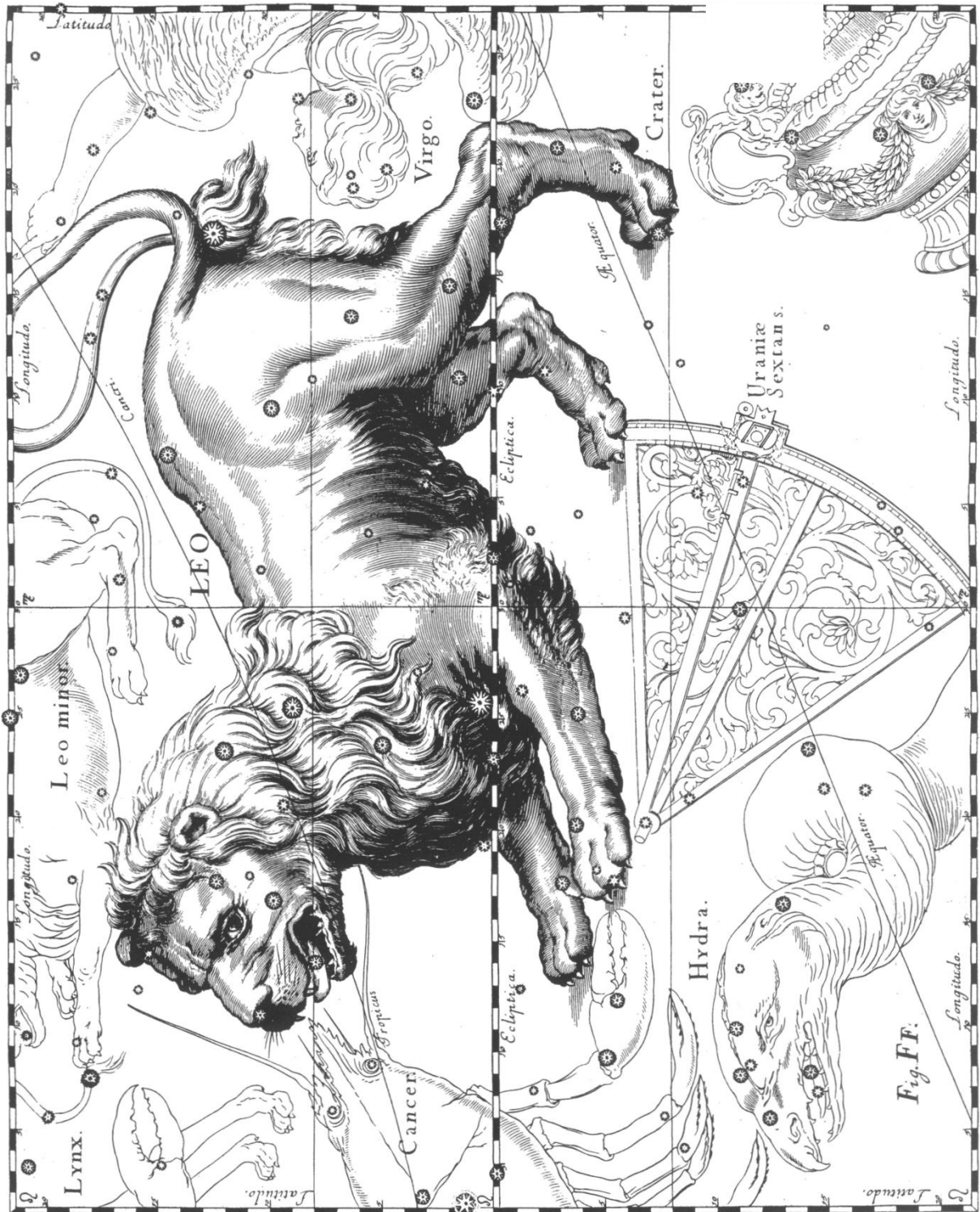
Wciąż jeszcze z małym powodzeniem wykonuje się obserwacje neutrin. Oblicza
się, że samych tylko neutrin powstających w Słońcu jest na tyle dużo, że w cią-
gu 1 sekundy przez 1 cm^2 powierzchni ustawionej prostopadle do kierunku na
Słońce w odległości równej 1 j. a. przechodzi ich aż 10^{11} . Uważa się, że neutrina
bardzo słabo oddziałują z materią. Tym tłumaczy się problemy z jego detekcją.
W ciągu życia w ciele człowieka zatrzyma się przeciętnie 1 neutrina spośród
 10^{23} przesywających je w tym czasie. Pomimo tak słabego oddziaływania neu-
trin z ośrodkiem materialnym podejmuje się próby detekcji tych cząstek. Zauwa-
żono, że neutrina stosunkowo chętnie reaguje z jądrami atomu chloru. W wyniku
tej, skądinąd bardzo mało prawdopodobnej, reakcji z jądrami chloru powstaje jądro

radioaktywnego izotopu argonu. Problem detekcji neutrina sprowadza się zatem do problemu znalezienia pojedynczych jąder argonu wśród wielu ton jakiejś substancji zawierającej chlor. Olbrzymie baseny ciekłego perchloroetyleny (C_2Cl_4) umieszczone głęboko pod ziemią pełnią rolę obiektywu teleskopu. (Detektory neutrin umieszcza się pod ziemią, aby wyeliminować wpływ promieniowania kosmicznego. Neutrina bez przeszkód przedostają się w głąb Ziemi. Cząsteczki promieniowania kosmicznego, które mogłyby wywoływać w perchloroetylenie takie same co neutrina reakcje, zostają przechwycone przez grube warstwy ziemi). Małe prawdopodobieństwo reakcji trzeba przeciwważyć dużą ilością wystawionego na oddziaływanie chloru. Sam proces wyszukiwania pojedynczych atomów argonu w wielotonowej masie cieczy jest sprawą najtrudniejszą, ale obserwatorzy neutrin jakoś radzą sobie z tym i do tej pory, jak utrzymują, zarejestrowali już trochę tych cząstek. Wydaje się, że na niepodważalne sukcesy w zakresie detekcji neutrin przyjdzie jeszcze trochę poczekać.

Ćwiczenia

121. Ile wynosi energia kinetyczna cząsteczki promieniowania α (jądro atomu helu) poruszającej się z prędkością $v = 0.8 c$, gdzie c oznacza prędkość rozchodzenia się światła w próżni? (Rozw.: $3.98634 \cdot 10^{-10} J \approx 2.5 GeV$)
122. W jednym cyklu reakcji termojądrowych we wnętrzu Słońca, przy przejściu czterech atomów wodoru w jeden atom helu, powstaje 2 neutrina. Ile neutrin jest produkowane w Słońcu w ciągu jednej sekundy jeśli moc promieniowania Słońca wynosi $2.82 \cdot 10^{26} W$? (Rozw.: $\sim 10^{38}$)

Przedstawione informacje dotyczące przeprowadzania obserwacji w astronomii nie są ani kompletne, ani wyczerpujące. Zasygnalizowano tu tylko główne sposoby obserwacji nie wchodząc w fascynujący skądinąd świat szczegółów. Nie wspomniano też ani o teleskopach najnowszej generacji, ani o detektorach fal grawitacyjnych, ani też o wszelkich obserwacjach laboratoryjnych ukierunkowanych astrofizycznie. Na zakończenie rozdziału warto zaakcentować fakt, że niemal każde nowe osiągnięcie w dziedzinie fizyki, elektroniki, informatyki czy techniki szybko zostaje wykorzystane dla doskonalenia metod obserwacyjnych w astronomii. Każde zaś udoskonalenie obserwacji prowadzi, jak pokazuje historia, do uzyskania dokładniejszych wyników liczbowych jak również często nowych wyników jakościowych. Obecnie najbardziej wartościowe wyniki obserwacyjne uzyskuje się z pomocą zdalnie obsługiwanych teleskopów orbitalnych. Teleskopy te pracując bardzo wydajnie dostarczają ogromnych ilości danych. Bywa, że trudno jest nadażyć z analizą niektórych obserwacji w związku z zawrotnym tempem ich zdobywania. Wobec dużych kosztów związanych z uruchamianiem teleskopów orbitalnych w przedsięwzięciach tych uczestniczą często różne kraje, a wyniki obserwacji są udostępnione praktycznie darmo zainteresowanym na całym świecie.



5. Planeta Ziemia

5.1. Kształt, rozmiary i masa Ziemi

Prawda o podobnym do kuli kształcie naszej planety została wyjawiona w ramach dociekań naukowych przed ponad dwoma tysiącami lat. Dzisiaj nikt chyba nie kwestionuje tej prawdy, chociaż pewnie wielu miałoby kłopot z udowodnieniem tego faktu ewentualnemu niedowiarkowi.

Wśród argumentów za kulistością Ziemi wymienić można następujące:

- a) Ziemia oglądana z przestrzeni kosmicznej zawsze jest okrągła, o czym świadczą liczne zdjęcia satelitarne oraz bezpośrednie sprawozdania członków załóg pojazdów kosmicznych,
- b) daje się tak zaplanować podróż (np. samolotem), że poruszając się wciąż przed siebie po pewnym czasie wrócimy do punktu początkowego od przeciwnej strony,
- c) w czasie zaćmienia Księżyca widać, że cień Ziemi na jego tarczy ma okrągły kształt,
- d) wykonując podróże tak, by zmienić istotnie szerokość geograficzną miejsca przebywania (np. z Częstochowy do Jerozolimy) łatwo zauważyć, że zmienia się wysokość bieguna niebieskiego nad horyzontem oraz wysokości kulminacji ciał niebieskich.

Dokładne pomiary triangulacyjne pozwoliły określić kształt i rozmiary Ziemi. Glob ziemski dosyć dobrze można przybliżyć elipsoidą obrotową o osiach $a = 6378.140$ km, $b = 6356.755$ km. Promień w płaszczyźnie równika (a) jest większy od połowy odległości między biegunami (b).

Masa Ziemi została poznana z chwilą wyznaczenia stałej grawitacji G . Przekształcając wzór na przyspieszenie grawitacyjne

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

otrzymujemy wzór na masę Ziemi

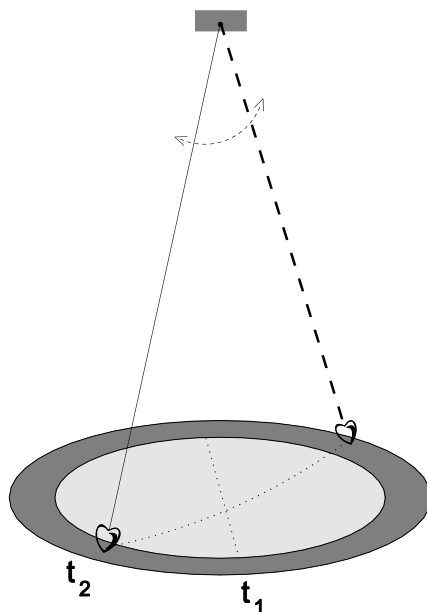
$$M = g \cdot \frac{R^2}{G}$$

Wstawiając do wzoru wartości liczbowe stałej grawitacji G , promienia Ziemi R oraz wyznaczając doświadczalnie przyspieszenie grawitacyjne g , otrzymamy na masę Ziemi wartość $5.975 \cdot 10^{24}$ kg.

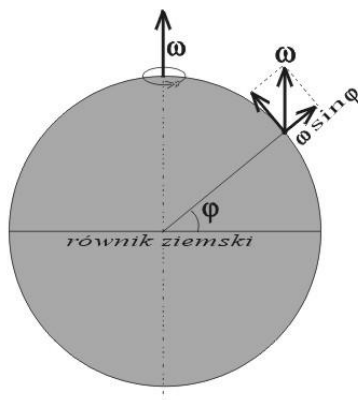
5.2. Ruch wirowy Ziemi

Ziemia wykonuje ruch obrotowy wokół własnej osi. Ruch ten był postulowany przez Kopernika, a dowieść go można wykonując doświadczenie z *wahadłem Foucaulta*. Dobowy ruch ciał niebieskich ze wschodu na zachód jest obecnie poprawnie interpretowany jako następstwo ruchu wirowego Ziemi z zachodu na

wschód. Doświadczenie dowodzące ruchu wirowego Ziemi zostało po raz pierwszy wykonane przez Foucaulta w 1851 roku. Polega ono na obserwacji zmiany płaszczyzny drgań wahadła względem dowolnej, ustalonej płaszczyzny poziomej, sztywno związanej z Ziemią. Gdyby Ziemia nie wirowała, to niezmienna w przestrzeni płaszczyzna drgań wahadła nie zmieniałaby się też względem Ziemi.



Rys. 5.1. Wahadło Foucaulta.



Rys. 5.2. Rozkład prędkości kątowej ruchu wirowego Ziemi na składową poziomą i pionową.

Płaszczyzna drgań wahadła w doświadczeniu Foucaulta zmienia się jednostajnie względem Ziemi, dokonując obrotu ze wschodu na zachód. Prędkość kątowa obrotu tej płaszczyzny zależy od szerokości geograficznej φ miejsca, w którym wykonujemy doświadczenie. Za prędkość tą odpowiada bowiem tylko pionowa składowa prędkości kątowej obrotu Ziemi (rys. 5.2). Składowa ta ma wartość $\omega \sin \varphi$, gdzie $\omega = 2 \cdot \pi / T_z$, a $T_z \cong 23^{\text{h}}56^{\text{m}}$ jest dobą gwiazdową (24 godziny czasu gwiazdowego odpowiadają około $23^{\text{h}}56^{\text{m}}$ czasu średniego słonecznego). Wartość liczbowa prędkości kątowej dla ruchu wirowego Ziemi wynosi $\omega = 0.00007292$

s^{-1} . Czas, w którym płaszczyzna drgań wahadła zmienia się o kąt 360° na szerokości geograficznej φ wynosi

$$T = \frac{T_z}{\sin\varphi}$$

Ze wzoru widać, że w skrajnym przypadku, gdy $\varphi = 0^\circ$, T przyjmuje wartość nieskończenie wielką. Oznacza to, że na równiku płaszczyzna drgań wahadła nie będzie ulegać zmianie.

Wobec ruchu wirowego Ziemi, na wszelkie ciała poruszające się względem niej samej z prędkością v , działa **siła Coriolisa**

$$F = 2 \cdot m \cdot v \times \omega$$

Zachowanie się wahadła w doświadczeniu Foucaulta jest jednym z przejawów działania tej siły.

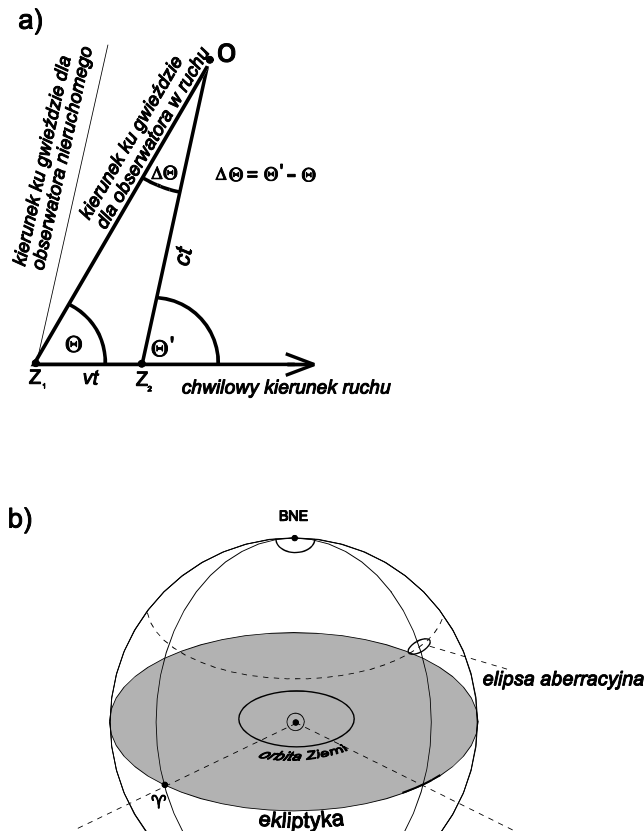
Ćwiczenia

123. Obliczyć odchylenie od pionu dla ciała spadającego ze szczytu masztu o wysokości 200 m, na szerokości geograficznej równej 50° .
124. Na szerokości geograficznej -45° jednostka pływająca o masie 200 000 ton płyń na wschód z prędkością 70 km/godz. Określić poziomą i pionową składową siły Coriolisa.
(Rozw.: Zbiornikowiec będzie spychany w lewo t.j. na północ z siłą 400000N oraz popychany do góry z taką samą siłą 400000N.)
125. W jakim czasie wahadło Foucaulta wykonuje pełny obrót: a) w Częstochowie, b) w Rzymie ($\varphi = 41^\circ 54'$), c) w Helsinkach ($\varphi = 60^\circ 10'$)?
(Rozw.: $30^h 52^m .6$, $35^h 50^m .2$, $27^h 35^m .4$)
126. Jak szybko musiałyby Ziemia wirować aby wahadło Foucaulta w Częstochowie wykonywało jeden pełny obrót w ciągu: a) 1^h , b) 360 dni?
(Rozw.: a) $46^m .5$, b) $279^d 1^h .1$)
127. Czy sztuczne satelity Ziemi podlegają działaniu siły Coriolisa? Odpowiedź uzasadnij. A jak rzecz się przedstawia z samolotami?
128. W pewnej miejscowości uruchomiono wahadło Foucaulta i stwierdzono, że jeden pełny obrót płaszczyzny wahań dokonuje się w przeciągu $36^h 15^m$. Jaka jest szerokość geograficzna tej miejscowości? (Rozw.: $\varphi = 41^\circ 19'$)
129. Ciało o masie 1000 ton znajdując się na szerokości geograficznej $\varphi = 30^\circ$ porusza się z prędkością 100 km/h w kierunku północnym. Określić pionową i poziomą składową siły Coriolisa działającej na ciało.
(Rozw.: Składowa pionowa wynosi 0. Składowa pozioma siły jest skierowana na wschód i wynosi ok. 2kN.)
130. Dla jakich szerokości geograficznych składowa pozioma siły Coriolisa wywierana na ciało w ruchu przyjmuje maksymalną wartość?

131. Gdzie na powierzchni Ziemi i w jakim kierunku musiałyby się poruszać ciało, by nie doznawać działania siły Coriolisa?

5.3. Ruch orbitalny Ziemi dookoła Słońca

Oprócz ruchu wirowego, Ziemia wykonuje także ruch obiegowy dookoła Słońca. Fakt ten, ogłoszony przez Kopernika w XVI wieku, został udowodniony dopiero w 1725 roku, kiedy to James Bradley odkrył zjawisko **aberracji światła**. Zjawisko to polega na zmianie obserwowanego kierunku na źródło światła, wywołanej zmianą prędkości obserwatora (rys. 5.3a).



Rys. 5.3. Aberracja światła: a) odchylenie obserwowanego kierunku ku gwiazdzie wywołane ruchem obserwatora z prędkością v , b) elipsy aberracyjne w zależności od szerokości ekliptycznej obserwowanego obiektu.

Po zastosowaniu twierdzenia sinusów do trójkąta Z_1Z_2O otrzymamy:

$$\frac{\sin \Delta \Theta}{v \cdot t} = \frac{\sin \Theta}{c \cdot t}$$

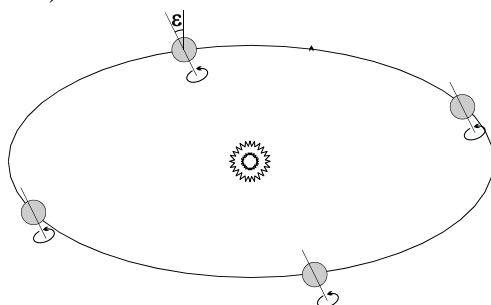
skąd

$$\sin \Delta \Theta = \frac{v \cdot \sin \Theta}{c}$$

gdzie $\Delta \Theta$ jest odchyleniem kierunku obserwator – źródło wywołanym ruchem obserwatora z prędkością v .

Wobec zjawiska aberracji dla obserwatora spoczywającego na Ziemi obiegającej Słońce z prędkością liniową równą około 30 km/s współrzędne gwiazd na sferze niebieskiej będą ulegać zmianie. Takie zmiany współrzędnych, najpierw u gwiazdy γ Dra a potem u innych zaobserwował właśnie Bradley, co doprowadziło go do odkrycia zjawiska aberracji światła. Odbiciem ruchu Ziemi po orbicie dookoła Słońca są widome ruchy gwiazd po tzw. elipsach aberracyjnych (rys. 5.3b). Wielka półś elipsy aberracyjnej wynosi zaledwie $20''.5$. Wartość małej półś elipsy zależy od tego, na jakiej szerokości ekliptycznej znajduje się świecący obiekt. Dla gwiazd położonych w biegunach ekliptyki elipsa aberracyjna przechodzi w krzywą zamkniętą zbliżoną do okręgu (gdyby orbita Ziemi była okręgiem, byłby to dokładnie okrąg), natomiast dla gwiazd położonych na ekliptyce elipsa aberracyjna przechodzi w odcinek.

Kierunek ruchu orbitalnego Ziemi jest zgodny z kierunkiem ruchu wirowego, czyli z zachodu na wschód. Oś ruchu wirowego Ziemi jest nachylona w stosunku do płaszczyzny ekliptyki pod kątem $90^\circ - \varepsilon \approx 66^\circ 33'$, czemu zawdzięczamy zjawisko pór roku (rys. 5.4).



Rys. 5.4. Położenia Ziemi na orbicie w różnych porach roku. Wobec nachylenia osi ziemskiej do płaszczyzny ekliptyki w pewnych okresach czasu Ziemia jest skierowana w stronę Słońca swoim biegunem północnym a w innych biegunem południowym. Maksymalnemu pochyleniu się bieguna północnego Ziemi ku Słońcu odpowiada moment przesilenia letniego (początek astronomicznego lata).

Gdyby $\varepsilon = 0$, to płaszczyzna równika ziemskiego pokrywałaby się z płaszczyzną ekliptyki i nie mielibyśmy pór roku. Słońce każdego dnia wschodziłoby (dotyczy to też zachodów) w tym samym punkcie horyzontu. W południe zawsze wznosiłoby się na tą samą wysokość nad horyzontem.

Ćwiczenia

132. Czy zjawisko pór roku występowałoby na Ziemi, gdyby kąt ε wynosił 90° ?
133. Średnia prędkość orbitalna Merkurego wynosi około 48 km/s a Plutona zaledwie 4.7 km/s. Na której planecie byłoby łatwiej zaobserwować zjawisko aberracji światła? Policzyc przybliżone rozmiary katowe dużych półś elips aberracyjnych dla obu przypadków. (Rozw.: $33''$, $3''.2$)
134. Czy odległość planety od Słońca ma wpływ na występowanie pór roku na tej planecie?

135. Czy można sobie wyobrazić takie ustawienie orbity Ziemi, żeby w Częstochowie zawsze było lato?
136. Wiedząc, że duża pólś elipsy aberracyjnej dla obserwatora związanego z Ziemią wynosi $20''.5$, obliczyć prędkość rozchodzenia się światła.
137. Policzyc wartości sił odśrodkowych działających na człowieka o masie 70 kg znajdującego się w Częstochowie w związku z ruchem wirowym i z ruchem orbitalnym Ziemi. (Rozw.: $1.5 N$, $0.4 N$)
138. Gdyby w wyniku jakiejś katastrofy kosmicznej Ziemia zatrzymała się (ale Księżyc nie) w swoim ruchu orbitalnym, to czy bliskość Księżyca mogłaby uratować ją przed spadkiem na Słońce? Rozważyć różne scenariusze w zależności od wzajemnego ustawienia Słońca, Księżyca i Ziemi w chwili katastrofy.

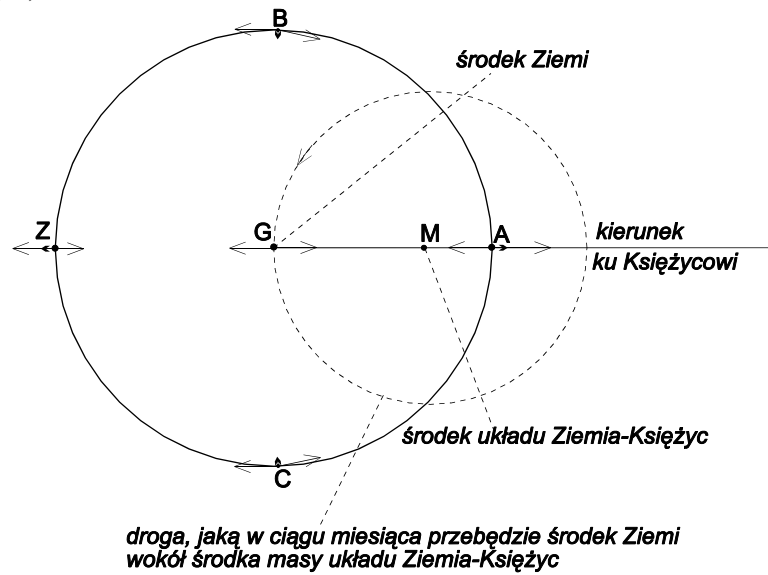
5.4. Ruchy okrężno-translacyjne Ziemi

Ruch obiegowy Ziemi dookoła Słońca, jak też i ruch Księżyca wokół Ziemi można rozpatrywać względem środków mas układów, jak to się czyni przy rozwiązywaniu problemu dwóch ciał. Dla układu Ziemia-Księżyc środek masy znajduje się w odległości około 4646 km od środka Ziemi (t.j. ponad 1700 km pod powierzchnią naszej planety), a dla układu Słońce-Ziemia środek masy znajduje się w pobliżu środka Słońca. W odstępie czasu równym jednemu miesiącowi gwiazdowemu Ziemia wykona pełen obieg środka masy układu Ziemia-Księżyc, a w odstępie jednego roku gwiazdowego pełny obieg środka masy w układzie Słońce-Ziemia. Te ruchy Ziemi dookoła poszczególnych środków mas są ruchami po okręgu globu jako całości. Dla skupienia uwagi na tym ruchu najlepiej zapomnieć o ruchu wirowym Ziemi i zauważyć, że mamy tu właściwie do czynienia z ruchem okrężno-translacyjnym. Termin „ruch okrężno-translacyjny” odnosi się do przemieszczania całego obiektu wzdłuż okręgu zamiast wzdłuż prostej, co ma miejsce przy zwykłej translacji. Tak jak przy zwykłej translacji nie mamy tu do czynienia z żadnym obrotem ciała, lecz z przesunięciem przy zachowaniu pierwotnej orientacji ciała. Jako przykład takiego ruchu może służyć ruch kredy podczas odręcznego (nie z użyciem cyrkla) rysowania na tablicy okręgu. W czasie ruchu okrężno-translacyjnego każdy element objętości przemieszczającego się ciała wykonuje ruch po okręgu o takim samym promieniu. Środki tych okręgów są jednak różne.

W ścisłym związku z ruchem okrężno-translacyjnym Ziemi pozostaje **zjawisko sił przyływowych**. Wektory przyspieszenia przyływowego dla elementów objętości Ziemi są wypadkową przyspieszeń grawitacyjnych wywołanych działaniem Księżyca i Słońca oraz przyspieszeń odśrodkowych w ruchach okrężno-translacyjnych wokół środków mas w układzie Ziemia-Księżyc i w układzie Ziemia-Słońce (rys. 5.5).

Wektory przyspieszeń grawitacyjnych i odśrodkowych w układzie Ziemia-Słońce nie zostały naniesione gdyż są zbyt długie, by zmieścić się na rysunku

w tej skali (około 180 razy dłuższe od odpowiednich wektorów w układzie Ziemia-Księżyc).



Rys. 5.5. Siły przyływowe w układzie Ziemia-Księżyc. Słabo widoczne wektory wypadkowe w punktach A, Z, B i C wskazują kierunki sił przyływowych. W punktach A i Z siły te spowodują przyływ, w punktach B i C — odpływ.

Wyprowadźmy wzór na przyspieszenie przyływowe w punkcie A (rys. 5.5) wywołane wpływem Księżyca. Przyspieszenie grawitacyjne na element masy w otoczeniu punktu A ze strony Księżyca wynosi

$$a_A = G \cdot \frac{M_K}{(d - r)^2}$$

gdzie M_K , d i r oznaczają odpowiednio masę Księżyca, odległość między środkami Ziemi i Księżyca oraz promień Ziemi. Podobnie możemy napisać dla elementu masy w otoczeniu punktu G

$$a_G = G \cdot \frac{M_K}{d^2}$$

Przyspieszenie siły przyływowej w punkcie A otrzymamy ze wzoru

$$P_A = a_A - a_G = G \cdot M_K \frac{\frac{1}{1 - \frac{2r}{d} - \frac{r^2}{d}} - 1}{d^2}$$

Wzór powyższy wobec $r/d \ll 1$ można przybliżyć równaniem

$$P_A = 2GM_K \cdot \frac{r}{d^3}$$

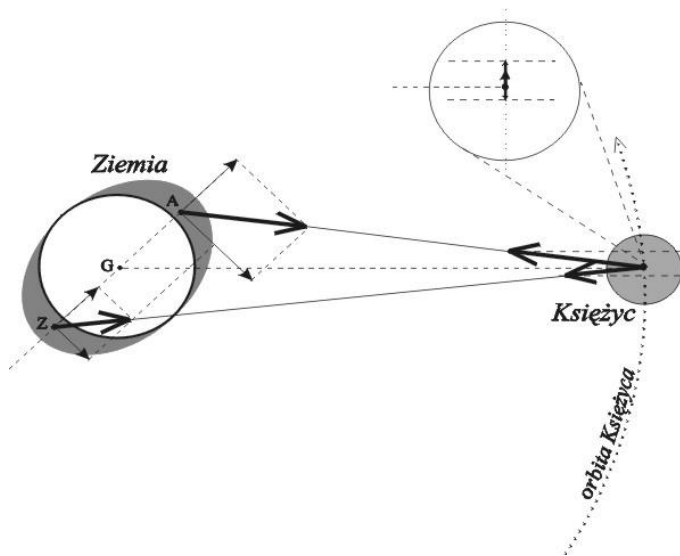
Wartość P_A liczona z powyższego wzoru wynosi $1.1 \times 10^{-4} \text{ cm s}^{-2}$.

Przyspieszenie przyływowe ze strony Słońca wynosi $0.51 \times 10^{-4} \text{ cm s}^{-2}$, czyli około dwa razy mniej niż ze strony Księżyca. Przyczynki od Księżyca i od Słońca mogą się dodawać (maksymalna wartość gdy Księżyc jest w nowiu lub pełni) lub odejmować (minimalne przyspieszenie wypadkowe, gdy Księżyc znajduje się w pierwszej lub ostatniej kwadrze).

Istnieje wiele przejawów działania sił przyływowych. Na Ziemi najłatwiej zaobserwować przyływy i odpływy mórz. Poziom wód mórz i oceanów (zwłaszcza na małych szerokościach geograficznych) podnosi się i opada w sposób regularny. Odstęp czasu pomiędzy kolejnymi przyływami (odpływami) wynosi $12^{\text{h}}26^{\text{m}}$, czyli równy jest odstępowi czasu pomiędzy górowaniem a dołowaniem Księżyca. Po upływie $6^{\text{h}}13^{\text{m}}$ od chwili maksymalnego przyływu występuje maksymalny odpływ. Ściślej mówiąc glob ziemski obiegany jest przez dwie fale przyływowe. Fala przyływu księżycowego obiega Ziemię w czasie $12^{\text{h}}26^{\text{m}}$, a druga fala, fala przyływu słonecznego obiega Ziemię w ciągu 12^{h} . Gdyby fala przyływu nadążała za Księżycem, to przyływ powinien wypadać dokładnie w czasie górowania i dołowania Księżyca w danym miejscu. Zawsze jednak obserwuje się pewne opóźnienie przyływu maksymalnego w stosunku do kulminacji Księżyca. Opóźnienie to, różne dla różnych miejsc, nosi nazwę **czasu portowego** (Chociaż rzecz dotyczy dowolnego miejsca na powierzchni Ziemi, to zjawisko pływów łatwo jest pomierzyć w portach morskich. Dla portów też istotną rzeczą jest wiedzieć kiedy będzie przyływ, a kiedy odpływ gdyż pozwala to odpowiednio organizować niektóre prace portowe. Pojęcie „czas portowy” zawdzięcza swą nazwę właśnie miejscu w jakim był wyznaczany).

Wpływowi fali przyspieszeń przyływowych poddają się nie tylko masy wód, ale także atmosfera, a nawet obszary lądowe. Ląd trwały ulega odkształceniom przyływowym o amplitudzie około 20 centymetrów.

Siły przyływowe w układzie Ziemia-Księżyc przyczyniają się do hamowania ruchu wirowego Ziemi oraz do przyspieszania ruchu orbitalnego Księżyca (rys. 5.6).



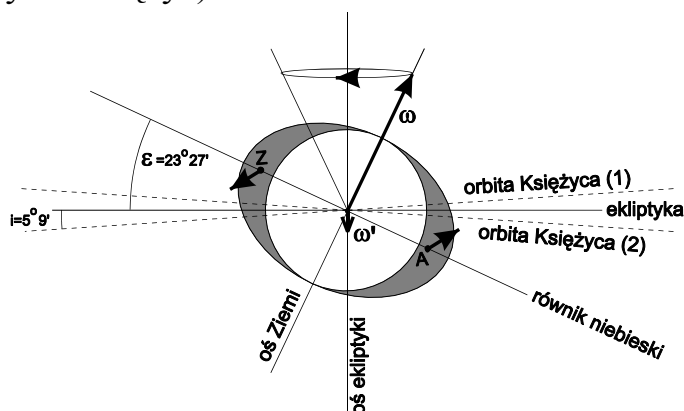
Rys. 5.6. Przyływowe hamowanie Ziemi i przyspieszanie Księżyca. Wybrzuszenia przyływowe Ziemi zaznaczono w sposób przesadny.

Jak widać z rysunku 5.6, Księżyc przyciąga z większą siłą bliższą masę wzniesienia przyływowego A niż dalszą Z. Zgodnie z III zasadą dynamiki Newtona wzniesienia przyływowe A i Z przyciągają Księżyc. Silniej jest on przyciągany przez masę wzniesienia A niż wzniesienia Z. Wypadkowy wektor sił pochodzących od A i Z (ściślej rzut wektora na kierunek chwilowego ruchu Księżyca) jest skierowany zgodnie z ruchem Księżyca. Siły przyływowe powodują zatem przyspieszenie ruchu orbitalnego Księżyca, co z kolei przejawia się wzrostem promienia orbity czyli oddalaniem Księżyca od Ziemi (3–4 cm rocznie).

5.5. Precesja i nutacja

Nachylenie płaszczyzny równika ziemskiego do płaszczyzny ekliptyki oraz spłaszczony kształt Ziemi implikują jeszcze inne ruchy naszej planety. Te ruchy to *precesja* i *nutacja* osi ziemskiej.

Promień równikowy Ziemi jest większy od jej promienia biegunowego. Jeśli od elipsoidalnego globu ziemskiego odjąć w myśli kulę o promieniu biegunowym to otrzymamy pewną pozostałość. Oddziaływanie Słońca i Księżyca na tę wirującą pozostałość dąży do ustawienia osi obrotu Ziemi w kierunku prostopadłym do płaszczyzny ekliptyki (w której to płaszczyźnie znajduje się Słońce i w pobliżu której przebywa Księżyc).

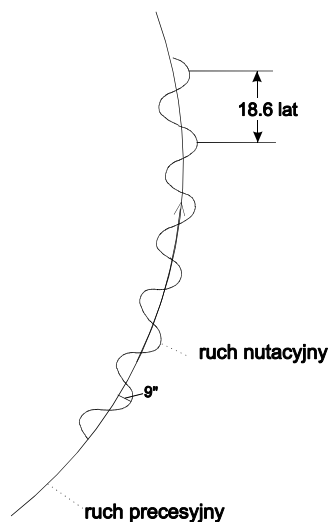


Rys. 5.7. Mechanizm powstawania precesji i nutacji.

Gdyby Ziemia nie wirowała wokół własnej osi, wtedy łatwiej poddałaby się działaniu momentu sił i mielibyśmy do czynienia z wahaniem się płaszczyzny równika wokół płaszczyzny ekliptyki. Wahanie zawdzięczałobyśmy bezwładności Ziemi oraz dość szybko zmieniającej się linii węzłów orbity Księżyca (z okresem ok. 18.6 lat). Kąt nachylenia orbity Księżyca do płaszczyzny ekliptyki jest mały i wynosi $5^{\circ} 9'$. Kąt nachylenia płaszczyzny orbity Księżyca w stosunku do płaszczyzny równika ziemskiego z okresem ok. 18.6 lat zmienia wartość pomiędzy $\varepsilon - 5^{\circ} 9'$ i $\varepsilon + 5^{\circ} 9'$.

Wobec ruchu wirowego Ziemi, niezrównoważony moment sił wywołuje precesję osi ziemskiej. Jako, że moment sił nie jest stały ale jego wartość ulega

lekkim fluktuacjom wobec zmieniającej się pozycji Księżyca na jego orbicie, to nie mamy do czynienia z czystym efektem precesji ale nadto z efektem nutacji. W przypadku czystej precesji oś Ziemi zakreślałaby gładką pobocznicę stożka o rozwartości 2ε wokół prostej łączącej bieguny ekliptyki. Skoro mamy do czynienia z nutacją, to pobocznica stożka już nie jest gładką, ale lekko pofałdowaną (rys. 5.8).



Rys. 5.8. Nutacja osi ziemskiej.

Pofałdowanie to jest bardzo małe w porównaniu z rozwartością stożka precesji. Jego amplituda wynosi zaledwie ok. $9''$, podczas gdy rozwartość stożka precesji wynosi ok. 47° . Pełnego obrotu wokół osi precesji oś ziemską dokonuje w ciągu ok. 25 800 lat. Okres ten nosi nazwę roku platońskiego. Rok platoński liczy ok. 1387 okresów 18.6-letnich. Jeśli w myśli zatrzymalibyśmy ruch precesyjny osi obrotu Ziemi dla skupienia uwagi na czystej nutacji, to ta objawiłaby się jako ruch biegunów świata wokół pewnych punktów na sferze niebieskiej po małych elipsach (przy małej i dużej półosi elipsy; $a = 9''.21$, $b = 6''.86$).

Naturalną konsekwencją precesyjnego ruchu Ziemi jest ciągła zmiana punktów równonocnych, a tym samym i współrzędnych obiektów w układach odnoszących się do tych punktów. Nutacja sprawia, że zmiany te nie są jednostajne. Jeszcze bardziej przemawia do wyobraźni inna konsekwencja ruchu precesyjnego Ziemi. Jest nią zmiana położenia biegunów świata na sferze niebieskiej. Przyzwyczajeni jesteśmy, że północny biegun świata znajduje się w pobliżu gwiazdy α UMI nazywanej Gwiazdą Polarną. Aktualnie odległość północnego bieguna świata od tej gwiazdy wynosi ok. 1° . Około roku 2100 ta odległość zmaleje do ok. $28'$. W roku 14 000 biegun świata wypadnie w pobliżu gwiazdy Wega, znajdującej się na niebie w ogromnym oddaleniu od obecnej gwiazdy polarnej.

Na wzajemne położenie ekliptyki i równika niebieskiego oprócz Słońca i Księżyca mają naturalnie wpływ także planety, a zwłaszcza te bliższe Ziemi. Mówi

się więc o *precesji lunisolarnej* oraz o *precesji planetarnej*. Łączny efekt ich obu określa się mianem *precesji ogólnej*.

Ilościowa zmiana współrzędnych równikowych równonocnych spowodowana precesją ogólną wyraża się wzorami:

$$\Delta\alpha = N \cdot (m + n \cdot \sin\alpha \cdot \operatorname{tg}\delta), \quad \Delta\delta = N \cdot n \cdot \cos\alpha$$

gdzie:

$$m = 46.0851 + 0.0279 \cdot T \text{ ["/rok]},$$

$$n = 20.0468 - 0.0085 \cdot T \text{ ["/rok]},$$

N — jest liczbą lat dzielących jakąś ustaloną epokę odniesienia od interesującej nas daty,

T — jest liczbą stuleci (zwrotnikowych) jakie dzielą epokę 1900.0 od interesującej nas daty,

α, δ — współrzędne na jakąś epokę odniesienia (np. 1950.0).

Przykład 5.1

Współrzędne galaktyki na epokę 1950.0 wynosiły: $\alpha = 12^{\text{h}}50^{\text{m}}$, $\delta = 21^{\circ}$. Obliczyć współrzędne tej galaktyki na epokę 2000.5.

Rozwiązanie:

Szukane współrzędne wyliczymy ze wzorów:

$$\alpha(2000.5) = \alpha(1950.0) + \Delta\alpha, \quad \delta(2000.5) = \delta(1950.0) + \Delta\delta$$

W naszym przypadku:

$$T = (2000.5 - 1900.0)/100 = 1.005$$

$$N = 2000.5 - 1950.0 = 50.5$$

$$m = 46.0851 + 0.0279 \cdot 1.005 = 46.113 \text{ ["/rok]}$$

$$n = 20.0468 - 0.0085 \cdot 1.005 = 20.038 \text{ ["/rok]}$$

$$\alpha(1950.0) = 12^{\text{h}}50^{\text{m}} = 192^{\circ}.5$$

$$\delta(1950.0) = 21^{\circ}$$

$$\Delta\alpha = 50.5(46.113 - 20.038 \cdot 0.2164396 \cdot 0.383864) = 2244''.633 = 37'.41$$

$$\Delta\delta = 50.5 \cdot 20.038 \cdot (-0.976296) = -987''.93 = -16'.47$$

$$\alpha = 192^{\circ}.5 + 37'.41 = 193^{\circ}7'.41 = 12^{\text{h}}52^{\text{m}}.49, \quad \delta = 21^{\circ} - 16'.47 = 20^{\circ}43'.53$$

Odpowiedź: $\alpha(2000.5) = 12^{\text{h}}52^{\text{m}}.49$, $\delta(2000.5) = 20^{\circ}43'.53$

Oddziaływania grawitacyjne pomiędzy Ziemią a pobliskimi masywnymi ciałami niebieskimi powodują lekkie zmiany położenia orbity ziemskiej (ekliptyki) w przestrzeni. Kąt nachylenia ekliptyki do równika niebieskiego ulega powolnej zmianie. Charakter tych zmian jest bardzo trudny do uchwycenia. W ciągu ostatnich tysiącleci wartość ε da się w przybliżeniu opisać liniową formułą:

$$\varepsilon = 23^{\circ}26'21''.45 - 0''.4684(t - 2000)$$

gdzie t oznacza mierzony w latach odstęp czasu od początku naszej ery do interesującej nas daty. Przykładowo, dla 30 czerwca 2002 roku w miejsce t wstawimy w powyższym wzorze wartość 2002.5.

Z powyższego wzoru wynika, że aż prawie 8000 lat potrzeba czekać na zmianę kąta ε o wartość 1° .

Wraz ze zmianą wartości ε zmienia się położenie kół polarnych i zwrotników. W ciągu roku koła polarne przesuwają się ku biegunom, a zwrotniki ku równikowi o około 14 m.

Ćwiczenia

139. W jakiej odległości od środka Słońca znajduje się środek masy układu Ziemia-Słońce? (Rozw.: ok. 451 km)
140. W jakim czasie biegun świata opisze na sferze niebieskiej wskutek precesji łuk równy 5° ? (Rozw.: 357.85 lat)
141. W jakiej odległości od środka Słońca musiała by znajdować się Ziemia, aby ciała, znajdujące się na jej powierzchni, w strefach maksymalnych oddziaływań pływowych doznawały spadku ciężaru o połowę? Jak długo trwałby wtedy rok gwiazdowy?
(Rozw.: $1.51 \cdot 10^6$ km, rok gwiazdowy trwałby 8.766 godzin)
142. Jądra komet są to stosunkowo niewielkie (o średnicach od kilku do kilkudziesięciu kilometrów) bryły luźno związanej materii, o gęstości zbliżonej do gęstości wody. Czy siły pływowe ze strony Słońca mogą być dla nich groźne w momencie, gdy komety znajdują się w peryhelium (w odległości np. 2 milionów km)?
143. Jak Ziemia doświadczyłaby przejścia jakiejś zbląkanej, wymarłej gwiazdy o masie równej masie Słońca i o rozmiarach mniejszych niż Księżyc, gdyby ta przechodziła w odległości 50 000 km od naszej planety?
144. Jakie współrzędne w atlasie nieba wykonanego na epokę 2000.0 powinna mieć gwiazda której współrzędne na epokę 1875.0 wynosiły: $\alpha = 2^{\text{h}}30^{\text{m}}$, $\delta = 45^\circ$?
145. Czy wskutek precesyjnego ruchu Ziemi gwiazdy mogą przemieszczać się z jednego gwiazdozbioru do innego?

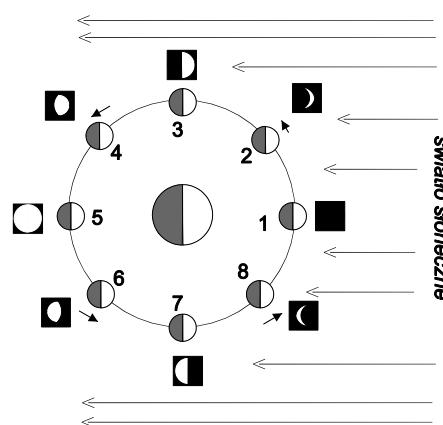
5.6. Księżyc, naturalny satelita Ziemi

Księżyc, jako najbliższe Ziemi ciało niebieskie, zawsze przyciągał uwagę ludzi. Szczególne zainteresowanie Księżycem bierze się głównie stąd, że to ciało niebieskie zmusza niejako istoty obdarzone wzrokiem do zwracania na siebie uwagi. Księżyc kusi swoim pięknym i szybko zmieniającym się wyglądem. Zwykle oględziny Księżyca przez kilka kolejnych wieczorów pozwalają stwierdzić zmiany tzw. fazy oraz położenia obiektu na tle gwiazd. Bez większego trudu można w oparciu o własne obserwacje ustalić w przybliżeniu długość miesiąca

synodycznego i gwiazdowego. **Zmiany fazy** wynikają ze zmiany wzajemnego położenia Słońca, Ziemi i Księżyca (rys. 5.9) oraz z tego, że Księżyc nie świeci w dziedzinie optycznej własnym światłem, ale jest oświetlony przez Słońce. Wtedy kiedy Księżyc w swoim ruchu dookoła Ziemi znajduje się w **opozycji** (tzn. gdy różnica długości ekliptycznych Księżyca i Słońca wynosi 180°), wtedy widoczny jest z Ziemi w fazie maksymalnego oświetlenia, jest w **pełni**. Gdy Księżyc znajduje się w **koniunkcji** ze Słońcem (różnica długości ekliptycznych Księżyca i Słońca wynosi 0°), wtedy zwrócony jest on do Ziemi swoją stroną nieoświetloną. Nadto znajduje się w rzucie na sferę niebieską bardzo blisko Słońca. Dla obserwatora umieszczonego na Ziemi jest wtedy zupełnie niewidoczny. Mówimy, że Księżyc jest w **nowiu**. Położeniom pośrednim Księżyca względem Słońca będą odpowiadać fazy pośrednie. Niebawem po nowiu daje się obserwować wąski sierp Księżyca zwrócony wypukłością ku zachodowi. Taki młody Księżyc widać na zachodnim niebie jeszcze przed zachodem Słońca i krótko po jego zachodzie. Tydzień po nowiu Księżyc wygląda już jak półkole zwrócone wypukłością w stronę zachodnią. Mówimy, że jest on w **pierwszej kwadrze**. Przez następny tydzień wciąż jeszcze przybywa Księżyca aż do ukazania się jego całej tarczy. Im większa część tarczy Księżyca jest oświetlona, tym dłużej daje się on obserwować na nocnym niebie. Po pełni zaobserwujemy stopniowe zmniejszanie się oświetlonej części. Ubytek zaznaczać się będzie po stronie zachodniej tarczy. Po upływie trzech tygodni od nowiu znowu zaobserwujemy tylko połowę tarczy Księżyca. Będzie ona skierowana wypukłością ku wschodowi. Powiemy, że Księżyc jest w **ostatniej kwadrze**. W następne noce będziemy mogli obserwować Księżyc jako coraz węższy sierp, skierowany wypukłością ku wschodowi. Taki stary Księżyc widać dopiero nad ranem, a także przez pewien czas po wschodzie Słońca.



Fot. 5.1. Księżyc w pełni.



Rys. 5.9. Powstawanie zjawiska faz Księżyca.

Wtedy kiedy Księżyc widzimy w postaci jasnego, wąskiego sierpa, zauważamy również słabe świecenie pozostałej części jego tarczy. Światło dochodzące od nieoświetlonej przez Słońce części powierzchni Księżyca nazywa się **popielatym**. Łatwo zauważyć, że dla obserwatora umieszczonego na Księżycu, Ziemia znajduje się w fazie uzupełniającej tę, w jakiej obserwujemy w danym momencie Księżyc z Ziemi. Gdy widzimy Księżyc w postaci wąskiego sierpa, to obserwa-

tor na Księżycu widziałby Ziemię w fazie bliskiej pełni. Na niebie obserwatora księżycowego Ziemia świeciłaby wtedy bardzo intensywnie będąc świecąca tarczą okazałych rozmiarów. Powierzchnia Księżyca zwrócona w stronę Ziemi jest oświetlona przez Ziemię, gdy ta jest w pełni, około 100 razy silniej niż powierzchnia Ziemi oświetlona przez Księżyc w pełni. Gdy Księżyc jest blisko nowiu to wąski sierp zawdzięczamy oświetleniu słonecznemu a popielatą resztę oświetleniu dawanemu przez Ziemię (naturalnie oświetlenie dawane przez Ziemię też pochodzi od Słońca). Im faza Księżyca bliższa jest pełni, tym światło popielate staje się słabsze i w końcu niemożliwe do bezpośredniego zaobserwowania. Praktycznie **światło popielate Księżyca** można obserwować przez kilka dni pomiędzy nowiem i pierwszą kwadrą oraz pomiędzy ostatnią kwadrą a nowiem.

Odległość Księżyca można dziś wyznaczać metodą paralaksy geocentrycznej albo metodą namierzania radarowego. Współcześnie dokładność wyznaczenia tej odległości może być rzędu pojedynczych centymetrów. Pomiary odległości pozwalają z kolei wyznaczyć inne parametry. W tabeli 5.1 zebrano ważniejsze dane dotyczące Księżyca.

Księżyc wykonuje ruch obiegowy dookoła Ziemi oraz ruch wirowy dookoła osi przechodzącej przez jego środek. Okres ruchu wirowego jest dla Księżyca równy miesiącowi gwiazdowemu, czyli okresowi jego ruchu orbitalnego. Wziąwszy nadto pod uwagę bardzo małe nachylenie równika księżycowego do ekliptyki oznacza to, że Księżyc zwrócony jest do Ziemi zawsze tą samą stroną. W rzeczywistości z Ziemi można zaobserwować około 59 % powierzchni Księżyca. Zawdzięczamy to drobnym ruchom Księżyca nazywanym **libracjami** (słowo libracja wywodzące się z języka łacińskiego oznacza ważenie się, przechylanie się). Rozróżnia się librację w długości, librację w szerokości i librację dzienną.

Libracja w długości (wzdłuż równika księżycowego) bierze się stąd, że wirujący ze stałą prędkością kątową glob księżycowy przemieszcza się po orbicie ze zmieniającą się prędkością. Wtedy gdy Księżyc na swej eliptycznej orbicie znajduje się w pobliżu perygeum (porusza się wtedy stosunkowo szybko), wtedy ruch wirowy nie nadąża za ruchem orbitalnym, a wtedy gdy Księżyc znajduje się w pobliżu apogeum (porusza się wtedy stosunkowo wolno), ruch orbitalny z kolei nie nadąża za wirowym. Gdy Księżyc jest w perygeum, to wtedy obserwujemy maksymalne przeważenie się globu w taki sposób, że odsłania się fragment powierzchni ze strony zachodniej. Gdy Księżyc jest w apogeum, wtedy mamy przeważenie w stronę przeciwną z maksymalnym odsłonięciem wschodniej strony globu.

Librację w szerokości (w poprzek równika księżycowego) zawdzięczamy niezerowemu kątowi nachylenia płaszczyzny równika księżycowego do płaszczyzny jego orbity ($6^{\circ}41'$). W czasie ruchu po orbicie Księżyc „waży” się w szerokości ukazując obserwatorowi ziemskiemu na przemian swój południowy i północny bieg.

Ze względu na stosunkowo małą odległość Księżyca od Ziemi mamy też do czynienia z tzw. *libracją dzienną*, czyli ze zmieniającym się nieco wyglądem Księżyca w zależności od tego, czy patrzymy nań po wschodniej stronie horyzontu czy po zachodniej. Gdyby w tym samym czasie na Księżyc patrzeć np. z Częstochowy i Pekinu, to obserwatorzy nie zarejestrowaliby obrazów identycznych. Obserwatorowi w Częstochowie ukaże się trochę więcej powierzchni po stronie zachodniej i mniej po stronie wschodniej niż obserwatorowi w Pekinie. Pomimo zjawiska libracji, 41% powierzchni Księżyca żadną miarą nie może być obserwowana z Ziemi.

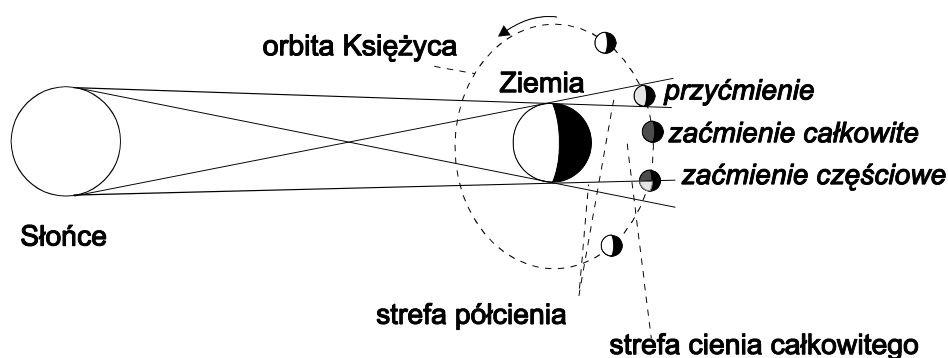
Tabela 5.1. Wybrane parametry charakteryzujące Księżyc.

Średnia odległość	384 400 km
Odległość w apogeum	405 696 km
Odległość w perygeum	363 104 km
Średni rozmiar tarczy	31' 05''
Maksymalny rozmiar tarczy (z pow. Ziemi)	33' 28''
Minimalny rozmiar tarczy (z pow. Ziemi)	29' 55''
Miesiąc gwiazdowy	27 ^d .32166
Miesiąc synodyczny	29 ^d .53059
Nachylenie orbity do ekliptyki	5° 9'
Mimośród orbity eliptycznej	0.05490
Nachylenie równika księżycowego do ekliptyki	1° 32'
Średnica	3476 km
Masa	7.35 10 ²² kg
Gęstość	3.34 g/cm ³
Przyspieszenie grawitacyjne na powierzchni	1.628 m/s ²
Ciśnienie	10 ⁻¹⁰ mm Hg
Maksymalna temperatura części oświetlonej	+120 °C
Minimalna temperatura części nieoświetlonej	-150 °C

Gdyby płaszczyzna orbity Księżyca leżała dokładnie w płaszczyźnie ekliptyki, wtedy mielibyśmy każdego miesiąca jedno zaćmienie Księżyca (podczas pełni) i jedno zaćmienie Słońca (podczas nowiu). Jednakowoż płaszczyzna ta nachylna jest do płaszczyzny ekliptyki pod niewielkim kątem $i = 5^{\circ}9'$. Przecięcie się tych dwóch płaszczyzn nazywa się *linią węzłów*. Orbita Księżyca stosunkowo szybko zmienia swoje położenie względem ekliptyki. Objawia się to tym, że biegun orbity Księżyca zatacza wokół bieguna ekliptyki małe koło o promieniu kątowym równym i . W związku z tym linia węzłów też dokonuje obrotu w płaszczyźnie ekliptyki. Obrót ten odbywa się w kierunku przeciwnym do kierunku ruchu orbitalnego Księżyca. Okres pełnego obrotu linii węzłów wynosi 18.6 lat. Wobec cofania się linii węzłów odstęp czasu pomiędzy kolejnymi przejściami Księżyca przez ten sam węzeł [*Węzłem* nazywamy punkt przecięcia

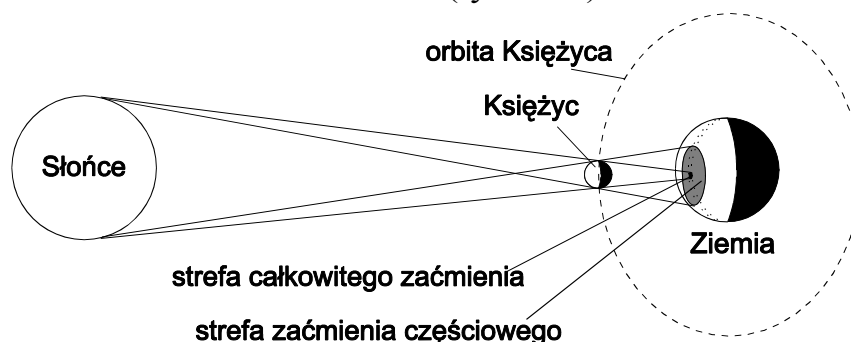
się orbity ciała z płaszczyzną ekliptyki. Rozważa się dwa węzły; **węzeł wstępujący** — odpowiadający przejściu obiektu z obszaru ujemnych szerokości ekliptycznych w obszar dodatnich, oraz **węzeł zstępujący** — odpowiadający przejściu obiektu z obszaru dodatnich szerokości ekliptycznych w obszar ujemnych.] jest nieco krótszy od miesiąca gwiazdowego i wynosi $27^d.2122$. Ten przedział czasu nosi nazwę **miesiąca smoczego**.

Gdy Księżyc w swoim ruchu orbitalnym znajduje się w bezpośredniej bliskości któregoś węzła, a ponadto jest pełnia, to nastąpi **zaćmienie Księżyca** (rys. 5.10).



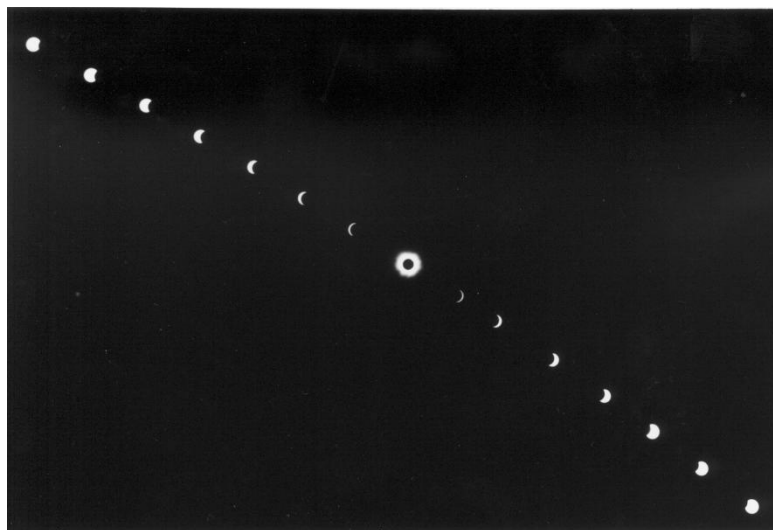
Rys. 5.10. Schemat sytuacji prowadzącej do zaćmienia Księżyca.

Jeśli Księżyc znajduje się w pobliżu któregoś węzła swojej orbity w czasie nowiu, to dochodzi do zaćmienia Słońca (rys. 5.11).



Rys. 5.11. Schemat sytuacji prowadzącej do zaćmienia Słońca.

Ze względu na ekscentryczność orbit Księżyca i Ziemi zarówno odległość Ziemi od Słońca jak i Księżyca od Ziemi ulegają ciągłej zmianie zatem i warunki występowania zaćmień też będą zmienne. Gdy występuje zjawisko zaćmienia, to może się np. złożyć tak, że Ziemia od Słońca oddalona jest maksymalnie a Księżyc od Ziemi minimalnie. W czasie innego zaćmienia może być na odwrót. W praktyce jednak mamy do czynienia najczęściej z sytuacjami pośrednimi. Przebieg zjawiska zaćmienia będzie uzależniony od tych odległości. Najdłuższy z możliwych czasów całkowitego zaćmienia Księżyca wynosi około 1^h42^m . Najdłuższy czas trwania całkowitego zaćmienia Słońca jest znacznie krótszy i wynosi około 7^m40^s . Czas trwania fazy częściowego zaćmienia Słońca może przekraczać 4^h . W czasie całkowitego zaćmienia Słońca nastaje ciemność większa niż jest w noc z Księżycem w pełni.



Fot. 5.2. Różne fazy zaćmienia Słońca, które miało miejsce w dniu 11 sierpnia 1999 roku. (fot. M. Drahus, M. Gazda i P. Mach).



Fot. 5.3. „Brylantowy pierścień” podczas całkowitego zaćmienia Słońca w dniu 21 sierpnia 2017 roku. (fot. M. Magathan)

Wobec znikomej atmosfery Księżyca jego powierzchnia daje się z Ziemi stosunkowo łatwo obserwować. Gołym okiem dają się zauważyć na tarczy Księżyca obszary jaśniejsze i ciemniejsze. Przy użyciu dobrej lornetki lub teleskopu odsłania się przed obserwatorem całe bogactwo struktur powierzchni księżycowej. Na szczególną uwagę w krajobrazie księżycowym zasługują bardzo liczne okrągłe twory zwane *kraterami*. Daje się zauważyć duże zróżnicowanie rozmiarów wśród kraterów. Średnice największych z nich osiągają wartości ponad 240 km. Wyróżnić można też na Księżycu obszary równinne (tzw. morza) i obszary góryste. Wysokości gór księżycowych dochodzą do 8000 m. Nie brakuje też na powierzchni Księżyca regularnych, wydłużonych struktur przypominających uskoki, wąwozy czy wały. Powierzchnia Księżyca pokryta jest warstwą pyłu. Grubość tej warstwy wynosi kilka centymetrów.

Bogata rzeźbę powierzchni Księżyca zawdzięczamy, jak się uważa, dwom przyczynom. Pierwszą z nich jest spadek brył materii błakających się w przestrzeni międzyplanetarnej. Spadająca z dużą prędkością masywna bryła, uderzając o powierzchnię globu pozostawi po sobie ślad w postaci krateru. Inna przyczyna ubogacania rzeźby globu księżycowego to działalność wulkaniczna. We wcześniejszych okresach, gdy Księżyc był znacznie młodszy procesy wulkaniczne na srebrnym globie miały być powszechne, znacznie częstsze niż w czasach obecnych. Struktury powierzchni Księżyca ulegają powolnym przeobrażeniom w związku z erozją. Erozja podtrzymywana jest tam głównie w związku z dużymi zmianami temperatur skał księżycowych. Przy zmianach temperatury występują lokalne naprężenia i pęknięcia skał.

Odnośnie powstania Księżyca istnieje wiele teorii. Najbardziej podstawowa mówi, że Księżyc powstał równocześnie z planetami w okresie formowania się Słońca około 5 miliardów lat temu. Chłodna materia międzygwiazdowa, która nie zdołała opaść na rodzącą się gwiazdę (Słońce), będąc jednak przez nią mocno przyspieszana, została uwięziona w polu grawitacyjnym tejże, a w wyniku dalszej ewolucji skondensowała w ciała układu słonecznego. Księżyc mógł od początku być oddzielnym ciałem, które w pewnym momencie zostało uwięzione w polu grawitacyjnym Ziemi, a mógł też wraz z nią tworzyć początkowo wspólną bryłę materii, która podzieliwszy się dała początek obojgu.

Ćwiczenia

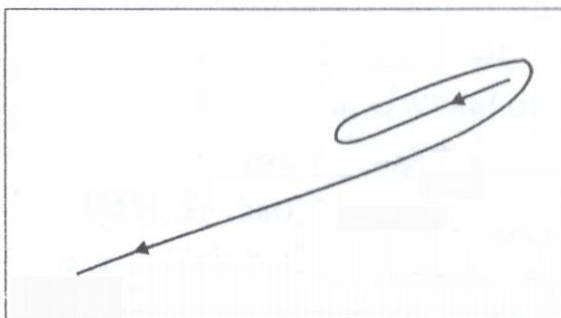
146. Czy dla obserwatora, którego umieszczono w myśli na Słońcu, Księżyc dawałby zjawisko faz? Odpowiedź uzasadnij.
147. Gdy z Ziemi oglądamy Księżyc lub Słońce to średnice kątowe ich tarcz wynoszą około 0.5 stopnia. Wyobraźmy sobie, że obserwujemy Ziemię z Księżyca i ze Słońca. Jakie rozmiary kątowe będzie miała Ziemia w każdym z przypadków? (Rozw.: $1^{\circ}.9, 17''.6$)
148. Policzyć pierwszą i drugą prędkość kosmiczną dla Księżyca.
(Rozw.: $1.682 \text{ km/s}, 2.3 \text{ km/s}$)
149. Słońce przemieszcza się na tle gwiazd średnio z prędkością około 1° na dobę. Księżyc porusza się (w tym samym kierunku) znacznie szybciej, bo aż około $13^{\circ}.3$ na dobę. Jak zatem jest możliwe aby częściowe zaćmienie Słońca trwało aż 4^{h} (jak to czasem ma miejsce) skoro promień tarczy Słońca jak i Księżyca wynoszą po około $15'$?
150. W jakiej odległości od Ziemi musiałyby znajdować się Księżyc aby były możliwe jego obrączkowe zaćmienia? (Rozw.: 1.39 mln km)
151. Całkowite zaćmienie Słońca trwa dla spoczywającego obserwatora zaledwie kilka minut. Powiedzmy, że chcemy lecąc samolotem „gonić” zaćmienie. Czy nasz samolot musiałyby lecieć raczej w kierunku wschodnim czy zachodnim?

152. Jak długi interwał czasu może dzielić moment gdy pierwszy człowiek na Ziemi zaobserwuje określone zaćmienie całkowite Słońca od momentu gdy zarejestruje go ostatni? Innymi słowy, jak długo maksymalnie mogło by trwać całkowite zaćmienie Słońca dla obserwatora podążającego za nim?
153. Czy na Księżycu występują całkowite zaćmienia Słońca?
154. Obliczyć średnią prędkość orbitalną Księżyca. (Rozw.: $\sim 1 \text{ km/s}$)
155. Jaka minimalną i jaką maksymalną wysokość nad horyzontem w Częstochowie może przyjmować Księżyc w czasie górowania?
(Rozw.: $10^{\circ}35'$, $67^{\circ}47'$)
156. Obliczyć jaki jest przedział możliwych azymutów i kątów godzinnych wschodów dla Słońca i dla Księżyca w Częstochowie.
157. Czy zjawiska wschodów i zachodów Ziemi dla obserwatora umieszczonego na Księżycu są równie powszechne jak zachody i wschody Księżyca dla obserwatora ziemskiego?
158. W jakim tempie dla obserwatora księżycowego Ziemia przemieszcza się na tle gwiazd?
159. Czy na Sycylii zdarza się obserwować Księżyc w zenicie?
160. Określić maksymalny zasięg rzutu na Księżycu dla człowieka który w warunkach ziemskich potrafi rzucić na odległość 70 metrów.
161. Z której strony tarczy, wschodniej czy zachodniej, rozpoczyna się nasuwanie cienia przy mającym nastąpić całkowitym zaćmieniu Słońca? Jak ma się sprawa przy zaćmieniu Księżyca?
162. Jak długo na Księżycu trwa doba słoneczna i gwiazdowa? Czy na Księżycu występuje zjawisko dnia i nocy polarnej?
163. Ile wynosi moment pędu względem środka orbity sztucznego satelity Ziemi o masie $m_s = 1000 \text{ kg}$, który porusza się po orbicie kołowej o promieniu $r = 7200 \text{ km}$? (Rozw.: $5.36 \cdot 10^{13} \text{ km m}^2/\text{s}$)
164. Jaki jest wpływ tarcia w atmosferze na ruch sztucznego satelity Ziemi na orbicie kołowej? Dlaczego tarcie zwiększa prędkość satelity?
165. Czy tarcie zwiększa czy zmniejsza moment pędu satelity mierzony względem środka Ziemi? Dlaczego?
166. Porównać wartość momentu pędu Księżyca na jego orbicie dookoła Ziemi z wartością momentu pędu Księżyca wynikającego z jego ruchu wirowego.
167. Kosmonauta chce wyznaczyć swą prędkość zbliżania się do Księżyca. Wysła sygnał radiowy o częstotliwości $\nu = 5000 \text{ MHz}$ i porównuje tę częstotliwość z częstotliwością sygnału odbitego od Księżyca. Stwierdza różnicę 86 kHz. Jaka jest prędkość pojazdu względem Księżyca? (Rozw.: 2.6 km/s)
168. Sztuczny satelita Ziemi o masie 1000 kg porusza się po orbicie kołowej o promieniu 10 000 km. O ile zmaleje promień orbity i o ile wzrośnie prędkość satelity, jeśli przez 10 minut włączyć siłę hamującą $F = 100 \text{ N}$?
(Rozw.: Promień orbity zmaleje o ok. 186.155 km, a prędkość satelity wzrośnie o ok. 215.3 km/h)



6. Planety

Wśród ciał niebieskich dostępnych bezpośrednim obserwacjom na szczególną uwagę zasługują planety. Wyróżniają się one przede wszystkim dziwnymi ruchami na sferze niebieskiej (rys. 6.1). Analiza tych ruchów zaprzętała umysły ludzi przez wiele tysiącleci i zaowocowała niegdyś udowodnieniem heliocentrycznej budowy świata oraz odkryciem prawa powszechnego ciężenia. Starożytni znali pięć planet — Merkurego, Wenus, Marsa, Jowisza i Saturna. Dzisiaj znamy ich dziewięć; oprócz wymienionych jeszcze Urana, Neptuna, Plutona i naturalnie Ziemię.



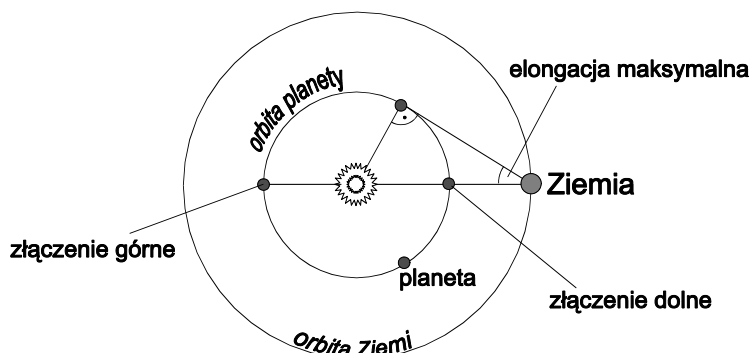
Rys. 6.1. Pętle planetarne.

Wszystkie planety świecą odbitym światłem Słońca. Żadna nie posiada własnego naturalnego źródła światła w zakresie widzialnym. Ruchy planet, choć skomplikowane dla obserwatora na Ziemi, odbywają się zawsze w bezpośredniej bliskości ekliptyki. Ze względu na obserwowane własności ruchów planety podzielono na *dolne* (Merkury i Wenus) i na *górne* (Mars, Jowisz, Saturn, Uran, Neptun, Pluton). Planety dolne okrążają Słońce w odległościach mniejszych niż promień orbity Ziemi (rys. 6.2) w swoich ruchach nigdy nie oddalają się na sferze niebieskiej zbyt daleko od Słońca. Maksymalna odległość kątowa od Słońca wynosi dla Wenus około 48° , a dla Merkurego około 28° .

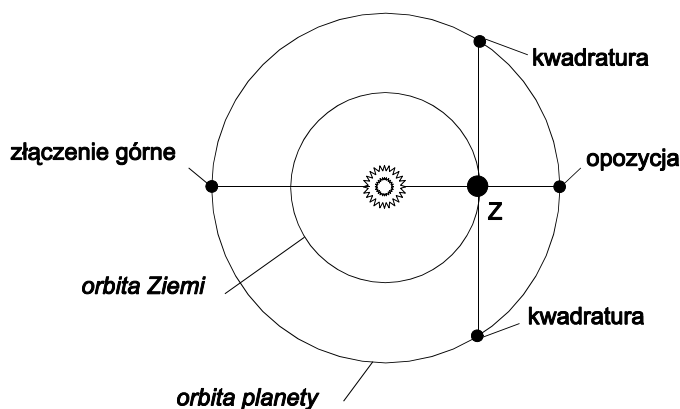
Planety górne, z promieniami swoich orbit przewyższającymi promień orbity Ziemi, oddalają się od Słońca na dowolne odległości kątowe, od 0° do 180° (rys. 6.3).

Dla określenia położenia planety względem Słońca wprowadza się pojęcie elongacji. *Elongacja* planety jest to różnica jej długości ekliptycznej i Słońca. Elongacja może być *wschodnia*, gdy planeta położona jest bardziej na wschód niż Słońce i *zachodnia*, gdy planeta jest po zachodniej stronie Słońca. Elongacja dla planet górnych może przyjmować wartości od 0° do 180° . Jeśli wynosi ona 0° mówimy, że planeta jest w *złączeniu* albo *koniunkcji* ze Słońcem. Jeśli elongacja wynosi 90° mówimy, że planeta znajduje się w *kwadraturze* względem Słońca. Dla elongacji równej 180° , planeta znajduje się w *opozycji* (*przeciwstawieniu*) względem Słońca. Elongacje planet dolnych zmieniają się w granicach od 0° do tzw. *elongacji maksymalnej*. Koniunkcja dla planety dolnej może być

dwojaka. Rozróżnia się *koniunkcję dolną*, gdy w czasie złączenia planeta jest bliżej obserwatora niż Słońce, oraz *koniunkcję górną*, gdy Słońce jest bliżej obserwatora niż planeta.



Rys. 6.2. Konfiguracje planety dolnej.



Rys. 6.3. Konfiguracje planety górnej.

Ćwiczenia

171. Dla jakich wartości elongacji istnieją dogodne warunki do obserwacji Wenus jako: a) „gwiazdy porannej”, b) „gwiazdy wieczornej”?
172. Czy planeta górna może znaleźć się w koniunkcji, kwadraturze albo w opozycji względem: a) planety dolnej, b) Księżyca?
173. Czy elongacje Księżyca zachowują się jak elongacje planet dolnych czy jak elongacje planet górnych, czy jeszcze inaczej?
174. Czy w czasie koniunkcji dolnej zawsze mamy do czynienia z przejściem planety na tle tarczy słonecznej?
175. Zjawisko faz w oświetleniu dotyczy nie tylko Księżyca, ale i planet. Dlaczego? Jakie fazy oświetlenia jesteśmy w stanie zaobserwować (naturalnie z użyciem teleskopu) u planet dolnych, a jakie u planet górnych?

6.1. Prawa ruchu planet

Nowożytny rozwój teorii dotyczących ruchu planet został zapoczątkowany głównie przez Mikołaja Kopernika. Studiując podstawy astrologii i astronomii (wtedy jeszcze nie czyniono wyraźnego rozdziału między tymi dwiema dyscyplinami) na Akademii Krakowskiej oraz we Włoszech zapoznał się Kopernik

z poglądami wielu myślicieli starożytności na temat budowy Świata. Wśród tych poglądów szczególnie fascynowało go bez wątpienia traktowanie „Boskiego Słońca” jako centrum Świata.

W oparciu o istniejące pomiary położzeń planet (a było sporo takich pomiarów udokumentowanych w zapiskach ówczesnych astronomów) uzupełnione jego własnymi obserwacjami sformułował Kopernik swoją teorię heliocentryczną i podał szereg argumentów na jej poparcie. Teoria Kopernika postulowała odważnie, że planety, nie wyłączając Ziemi, wykonują ruchy po orbitach kołowych wokół Słońca. Burzyła ona ugruntowany od 14 stuleci pogląd geocentryczny zasugerowany przez Ptolemeusza około 140 r.n.e. „De revolutionibus” Kopernika opublikowane w 1543 roku wywołało ogromne poruszenie wśród uczonych tamtych czasów. Tycho de Brahe (1546–1601) chcąc zweryfikować teorię heliocentryczną podjął się zakrojonych na szeroką skalę dokładnych obserwacji położzeń planet i gwiazd. Uważał on, że jeśli prawdą jest, iż Ziemia obiega Słońce, to powinno się obserwować ruchy paralaktyczne gwiazd na sferze niebieskiej (patrz, rozdział 8.1). Nie znajdując takich ruchów w oparciu o swoje, skądinąd bardzo dokładne jak na owe czasy pomiary, był bardzo sceptycznie nastawiony do teorii Kopernika (nie dopuszczał on bowiem możliwości, że gwiazdy mogą być znacznie bardziej odległymi obiektami, niż się to wydawało ludziom tamtych czasów, i że ich paralaksy są tak niezmiernie małe, że giną w błędach pomiarów pozycji gwiazd).

W oparciu o pomiary Tycho de Brahe dopiero Janowi Keplerowi (1571–1630), wybitnemu matematykowi i praktykującemu astrologowi mającemu ambicję stworzyć podwaliny nowoczesnej astrologii, udało się sformułować fenomenologiczne prawa dotyczące ruchów planet na gruncie teorii heliocentrycznej. Pierwsze z tych praw orzekło, że:

każda z planet (w tym i sama Ziemia) dokonuje obiegu Słońca po orbicie eliptycznej, a nie kołowej, przy czym w jednym z ognisk elipsy znajduje się Słońce.

Drugie prawo stwierdzało, że:

prędkość polowa planety w ruchu po orbicie eliptycznej jest stała.

Prędkość polowa to przyrost w czasie pola zakreślanego przez wyprowadzony ze Słońca promień wodzący planety. W trzecim prawie Kepler zapisał relację wiążącą okresy gwiazdowe (T) obiegów planet dookoła Słońca z długościami wielkich półosi (a) eliptycznych orbit tych planet. Prawo to stwierdza, że:

wyrażenie T^2/a^3 jest wielkością taką samą dla każdej z planet.

W oparciu o prawa Keplera można już było sformułować prawa powszechnego ciężenia, co zostało uczynione przez Newtona kilkadziesiąt lat później. W oparciu o to prawo dało się uogólnić prawa Keplera. I tak po uogólnieniu pierwsze prawo Keplera orzeka, że:

w polu siły centralnej ciało porusza się po krzywej stożkowej,

tzn. po okręgu, elipsie, po paraboli lub po hiperboli (każdą z tych krzywych można otrzymać w wyniku przecięcia poboczniczy stożka odpowiednio ustawioną płaszczyzną). Orbita eliptyczna jest często realizowana w przyrodzie. Orbita

kołowa praktycznie nigdy nie występuje, ale często jest wykorzystywana jako przybliżenie. Orbity paraboliczne i hiperboliczne występują często. Typowymi ciałami w układzie słonecznym nierzadko posiadającymi takie właśnie orbity są komety. Uogólnione trzecie prawo Keplera wprowadza do relacji oryginalnej masy ciał okrążających się wzajemnie i wygląda tak:

$$\frac{(m + M) \cdot T^2}{a^3} = \text{const}$$

We wzorze tym m i M nie muszą odnosić się odpowiednio do małej masy planety i dużej masy Słońca; mogą to być dowolne masy obiegające się wzajemnie pod wpływem sił grawitacji. Np. mogą to być masy składników podwójnego układu gwiazd czy też układu, gdzie jednym ciałem jest planeta, a drugim jej naturalny lub sztuczny satelita.

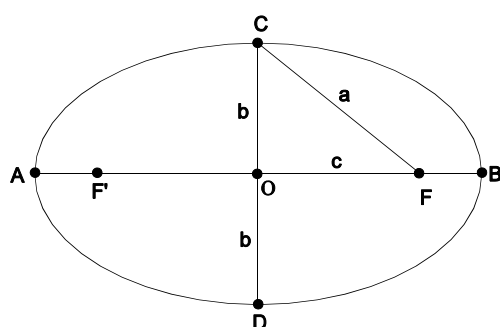
Drugie prawo Keplera w postaci uogólnionej wyraża zasadę zachowania momentu pędu w układzie dwóch ciał obiegających się wzajemnie pod wpływem siły grawitacji.

Prawo powszechnego ciężenia pozwala przewidywać zarówno wprzód jak i wstecz położenia planet, z czego skwapliwie skorzystała i nadal korzysta astrologia. Cały rozwój i osiągnięcia astronautyki są współczesnym przykładem innego, praktycznego wykorzystania tego prawa.

Zgłębianie frapującego problemu dziwacznych ruchów planet, chociaż trwało tysiąclecia i choć było czynione w odległym od współczesnej astronomii kontekście astrologicznym, zaowocowało głębszym zrozumieniem mechanizmów kosmicznych i stworzeniem podwalin dla rozwoju współczesnej nauki i tym samym istotnie przyczyniło się m.in. do podniesienia standardu życiowego całej społeczności ludzkiej.

6.2. Elementy orbity eliptycznej

W odniesieniu do ruchu planet w układzie słonecznym w grę wchodzi orbity eliptyczne. Na takich orbitach skoncentrujemy teraz uwagę.



Rys. 6.4. Elementy elipsy.

Rozmiary i kształt elipsy określone są przez jej osie (rys. 6.4) $AB = 2a$ i $CD = 2b$, gdzie a i b oznaczają długości półosi. Odległość $OF = OF'$, oznaczana literą c , po podzieleniu przez a daje wartość **mimośrodu**

$$e = \frac{c}{a}$$

będącego parametrem liczbowym określającym kształt elipsy. Do określenia kształtu używa się też *splaszczenia*, zdefiniowanego jako:

$$s = \frac{a - b}{a}$$

Podanie a i e lub a i s w sposób jednoznaczny określa elipsę.

Dla elipsy słuszne są, oprócz powyższych, następujące związki pomiędzy wielkościami ją opisującymi:

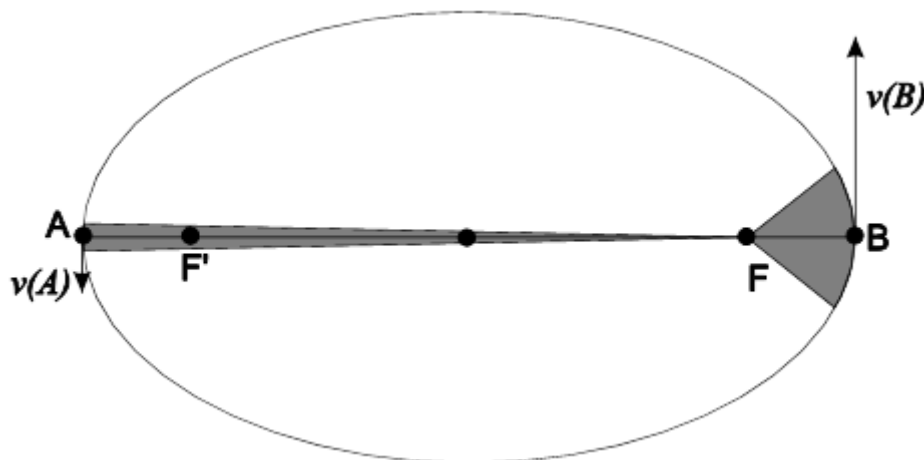
$$c^2 = a^2 - b^2, \quad \frac{b}{a} = 1 - s, \quad b = a(1 - s) = a\sqrt{1 - e^2}, \quad e = \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{a^2}} = \sqrt{2s - s^2}$$

Jeśli przyjąć, że w punkcie F znajduje się obiegane przez planetę Słońce to punkt B jest peryhelium, a punkt A aphelium. Ekstremalne wartości promienia wodzącego planety przyjmą wartości:

$$r_{\min} = FB = a - c = a(1 - e) \quad r_{\max} = FA = a + c = a(1 + e)$$

Z drugiego prawa Keplera można otrzymać też wzór wiążący minimalną i maksymalną prędkość liniową planety:

$$\frac{v_{\max}}{v_{\min}} = \frac{v(B)}{v(A)} = \frac{1 + e}{1 - e}$$

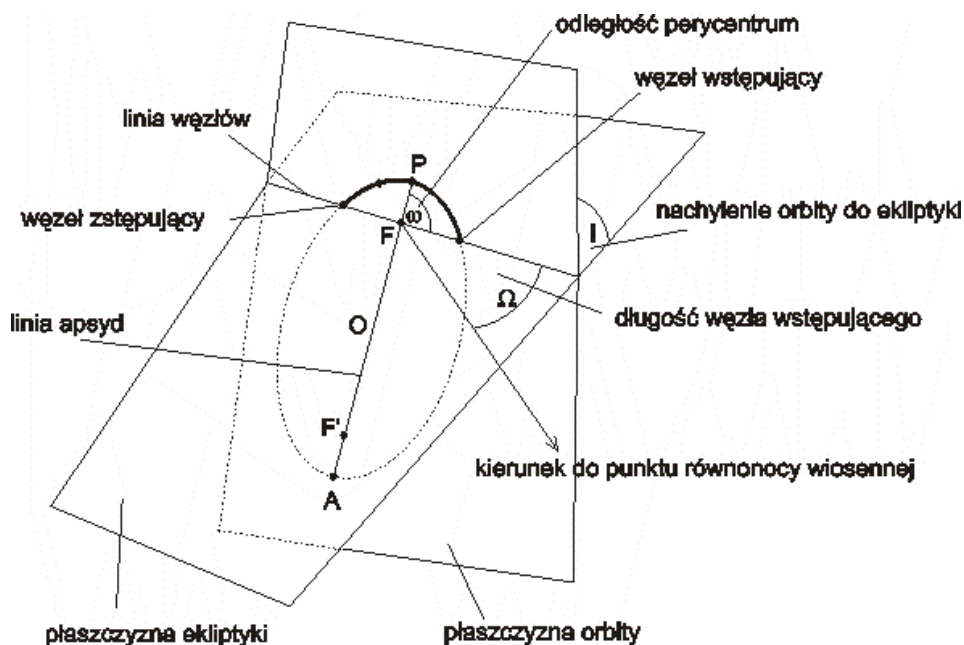


Rys. 6.5. Prędkość polowa i liniowa w przypadku orbity eliptycznej.

W czasie Δt w okolicy punktu B planeta przebędzie drogę $\Delta t v(B)$ (rys. 6.5). W takim samym czasie w okolicy punktu A planeta przebyłaby drogę $\Delta t v(A)$. Pole zakreślone przez promień wodzący planety w okolicy punktu B wynosi $P_B = r_{\min} \Delta t v(B)/2$, a w okolicy punktu A , $P_A = r_{\max} \Delta t v(A)/2$. Jako, że oba te pola mają być równe (drugie prawo Keplera) to posilując się wzorami na r_{\max} i r_{\min} otrzymamy powyższy wzór.

Jednoznaczne określenie ruchu orbitalnego ciała można uzyskać poprzez podanie tzw. *elementów orbity*. Znajomość tych elementów pozwala dla dowolnego momentu czasu t określić współrzędne i prędkości orbitującego ciała. Elementy

orbity są to parametry, które określają kształt oraz usytuowanie orbity względem ekliptyki. Rodzaj i kształt krzywej stożkowej określa parametr e (mimośród), który dla elips jest liczbą z przedziału $(0,1)$. Drugi parametr orbity określa wielkość orbity. Dla orbity eliptycznej równy jest on długości wielkiej półosi, a . Położenie orbity eliptycznej względem ekliptyki określają trzy kąty; i , Ω oraz ω . Są to kolejne trzy elementy orbity. Parametr i określa nachylenie płaszczyzny do płaszczyzny ekliptyki (rys. 6.6). Parametr Ω określa kąt zawarty między linią węzłów orbity, a kierunkiem punktu równonocy wiosennej. Nazywa się go **długością węzła wstępującego**, czyli punktu orbity leżącego w płaszczyźnie ekliptyki w którym szerokość ekliptyczna planety zmienia wartość z ujemnej na dodatnią. Parametr ω określa kąt pomiędzy kierunkiem na wstępujący węzeł orbity, a kierunkiem do peryhelium orbity. Szóstym i ostatnim elementem orbity eliptycznej jest moment przejścia τ planety przez jakiś umowny punkt orbity, np. przez punkt peryhelium.



Rys. 6.6. Elementy orbity eliptycznej.

Układ Słońce – planeta nie jest odizolowany od działania sił zewnętrznych toteż elementy orbit planet ulegają powolnym zmianom w czasie. Zmiany te tylko w pewnym stopniu są przewidywalne. Co jakiś czas należy uściślać wartości elementów orbit dla poszczególnych planet. To samo dotyczy naturalnie orbit innych ciał, takich jak księżycy planet, komety czy drobne ciała w układzie słonecznym.

Gdy nie jesteśmy zmuszeni do szczegółowej analizy położenia planet, często wystarczy podać dwie charakterystyki ich ruchu, mianowicie średnią odległość od Słońca — duża półoś elipsy, oraz okres pełnego obiegu. Jeśli chodzi o okres obiegu, to może on być różnorako definiowany. **Okres gwiazdowy** obiegu, T , który występuje w trzecim prawie Keplera, określa odstęp czasu pomiędzy ko-

lejnymi pojawieniami się planety na tle tych samych gwiazd, jednakże dla hipotetycznego obserwatora umieszczonego na Słońcu. Dla obserwatora na Ziemi, która też znajduje się w ruchu, bezpośredni pomiar gwiazdowego okresu planety jest niemożliwy. Otrzymujemy go pośrednio, w oparciu o pomiar okresu synodycznego planety. **Okresem synodycznym** S nazywamy odstęp czasu dzielący kolejne, takie same konfiguracje planety ze Słońcem (np. kolejne koniunkcje tego samego rodzaju). Tempo zmiany konfiguracji planety względem Słońca dla obserwatora umieszczonego na Ziemi wynosi $360^\circ/S$. Tempo przemieszczania się Słońca na tle gwiazd wynosi dla tego obserwatora $360^\circ/1$ (za jednostkę czasu przyjęto tu 1 rok gwiazdowy), a dla pomyślanego obserwatora umieszczonego na planecie $360^\circ/T$, gdzie T jest okresem gwiazdowym planety.

Planety dolne obiegają Słońce szybciej niż Ziemia, zatem otrzymany dla nich równanie:

$$\frac{360^\circ}{S} = \frac{360^\circ}{T} - \frac{360^\circ}{1}$$

które po przekształceniu daje wzór na okres gwiazdowy planety, wyrażony w latach gwiazdowych:

$$T = \frac{S}{S + 1}$$

Ruch orbitalny Ziemi wokół Słońca w tym samym co planeta kierunku spowalnia bowiem w tym przypadku tempo zmiany konfiguracji względem Słońca o wartość $360^\circ/1$.

Dla planet górnych, obiegających Słońce wolniej niż Ziemia napiszemy:

$$\frac{360^\circ}{S} = \frac{360^\circ}{1} - \frac{360^\circ}{T}$$

skąd otrzymamy:

$$T = \frac{S}{S - 1}$$

W tym przypadku tempo zmiany konfiguracji byłoby maksymalne, gdyby planeta znieruchomiła w swoim ruchu orbitalnym i wynosiłby $360^\circ/1$. Skoro jednak planeta wolno porusza się w tę samą co Ziemia stronę, więc rozważane tempo zostanie pomniejszone o wartość $360^\circ/T$.

Przykład 6.1

(Römer w 1676 r., jako pierwszy w świecie udowodnił, że prędkość rozchodzenia się światła jest skończona i podał sposób wyznaczenia tej prędkości w oparciu o obserwacje astronomiczne. Przytoczony przykład ma przybliżyć czytelnikowi tę metodę)

Księżyc Jowisza, Io, porusza się po swojej orbicie ze średnim okresem obiegu równym $42^{\text{h}}30^{\text{m}}$. Römer zaobserwował, że długość tego okresu waha się regularnie w ciągu roku, przy czym okres wahań wynosi około roku. Maksymalne

odchylenie wartości okresu obiegu (okres obiegu jako odstęp między kolejnymi zaćmieniami księżycy Io przez Jowisza) od średniej wynosiło 15 sekund w chwilach odległych o około 6 miesięcy. Obliczyć ile wynosi prędkość rozchodzenia się światła jeśli wiadomo, że średnia prędkość orbitalna Ziemi wynosi 29.8 km/s.

Rozwiązanie:

Pomijamy:

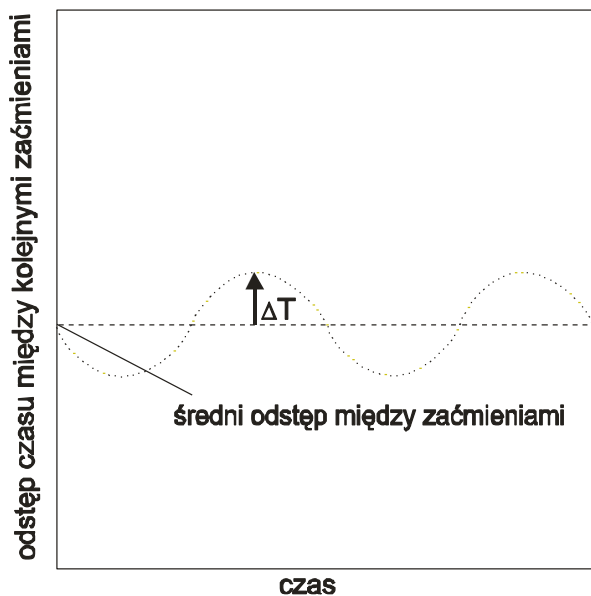
- a) fakt, że orbita Jowisza nie leży dokładnie w płaszczyźnie orbity Ziemi (ekliptyki), ale jest do niej nachylona pod małym kątem $i = 1^\circ.35$,
- b) fakt eliptyczności orbit Jowisza i Ziemi.

Gdyby Ziemia nie zmieniała swojej odległości względem Jowisza, to obserwowalibyśmy zaćmienia Io zawsze w tych samych odstępach czasu $T = T_{sr} = 42^h30^m$. Skoro jednak prędkość Ziemi względem Jowisza się zmienia (w przeciągu roku Ziemia wykona pełen obieg dookoła Słońca podczas gdy Jowisz zaledwie około 1/12 swojego obiegu), to odstęp pomiędzy kolejnymi zaćmieniami księżycy Io będzie się zachowywał tak jak to zostało ideowo przedstawione na rysunku 6.7. Maksymalne wydłużenie okresu, ΔT , będzie wtedy, gdy Ziemia oddala się od Jowisza z maksymalną prędkością, czyli równą liniowej prędkości Ziemi wzdłuż jej orbity (rys. 6.8). W przeciągu czasu $T_{sr} = 42^h30^m$, dzielącego kolejne zaćmienia, Ziemia zdąży zwiększyć swą odległość od Jowisza o wartość

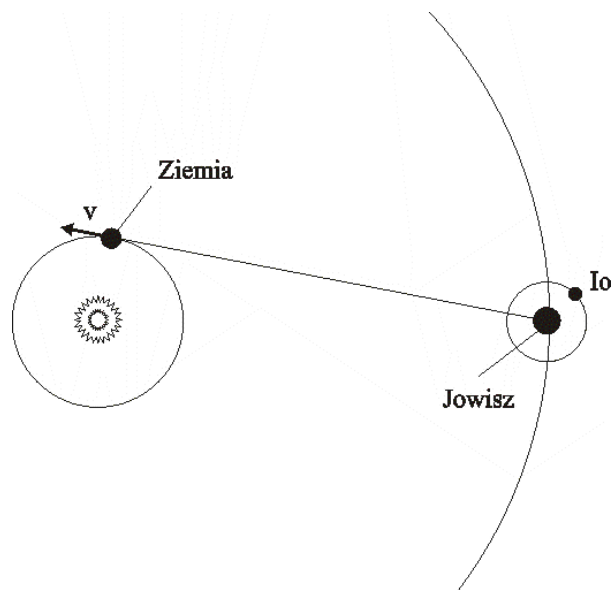
$$\Delta r = v_{sr} \cdot T_{sr} = 29.8 \text{ km/s} \cdot 42.5 \cdot 3600 \text{ s} = 4\,559\,400 \text{ km}$$

Skoro maksymalne wydłużenie okresu wynosi $\Delta T = 15 \text{ s}$, to prędkość światła wyliczymy jak następuje:

$$c = \Delta r / \Delta T = 4\,559\,400 / 15 \text{ km/s} = \underline{\underline{303\,960 \text{ km/s}}}$$



Rys. 6.7. Schematyczne zachowanie się odstępów czasu między kolejnymi zaćmieniami księżycy Io.



Rys. 6.8. Konfiguracja odpowiadająca maksymalnej prędkości oddalania się Ziemi od Jowisza.

Ćwiczenia

176. Jak należy przecinać płaszczyzną poboczną stożka, aby otrzymać okrąg, elipsę, parabolę i hiperbolę?
177. Poboczną stożka o kącie rozwarcia $\alpha = 60^\circ$ przecięto płaszczyzną pochyłą do wysokości stożka pod kątem 45° . Ile wynosi mimośród elipsy powstałej na przecięciu płaszczyzny z poboczną stożka?
178. Obliczyć średnią prędkość połową Ziemi w jej ruchu dookoła Słońca.
(Rozw.: $2.227619 \times 10^{15} \text{ m}^2/\text{s}$)
179. Ciało o masie równej $3 M_\oplus$ (M_\oplus oznacza masę Ziemi) dokonuje pełnego obiegu gwiazdy o masie $1.2 M_\odot$ (M_\odot oznacza masę Słońca) po orbicie eliptycznej w czasie $T = 30$ lat. Jaka jest duża półoś orbity? (Rozw.: 10.26 j.a.)
180. Wyprowadzić wzory na okres gwiazdowy (jako funkcje okresu synodycznego) hipotetycznej planety: a) dolnej, b) górnej, obiegającej Słońce w kierunku przeciwnym niż Ziemia.
181. Obliczyć średnią odległość Merkurego i Wenus (mimośrodów orbit wynoszą odpowiednio 0.2056 i 0.0068) od Słońca wiedząc, że ich maksymalne elongacje wynoszą odpowiednio 28° i 48° . (Rozw.: $0.389, 0.738 \text{ j.a.}$)
182. Obliczyć mimośród orbity Ziemi, jeśli wiadomo, że kątowa średnica tarczy słonecznej zmienia się w ciągu roku w przedziale $\langle 31'31'', 32'35'' \rangle$ dla obserwatora ziemskiego. (Rozw.: 0.0166)
183. Jak długo spadałaby Ziemia na Słońce, gdyby zaprzestała je obiegać?
(Rozw.: $4^d.8$)
184. Obliczyć okres gwiazdowy i synodyczny planetoidy, dla której wielka półoś orbity czterokrotnie przewyższa wielką półoś orbity ziemskiej.
(Rozw.: $8 \text{ lat}, 8/7 \text{ roku}$)
185. Obliczyć odstęp czasu, jaki upływa pomiędzy opozycją a kwadraturą: a) Saturna, b) Neptuna. (Rozw.: $88^d.2, 89^d.9$)
186. Jaką maksymalną elongację Ziemi pomierzyłby obserwator znajdujący się na którymś z księżyców Neptuna?
187. Wyrzucić masę Neptuna w masach Ziemi, jeśli wiadomo, że krążący wokół niego księżyc dokonuje w czasie 5^d21^h pełnego obiegu i jest oddalony od centrum planety o 359 000 km. (Rozw.: 17.1 mas Ziemi)
188. W oparciu o uogólnione III prawo Keplera określić masę Jowisza, przyjmując, że masa Słońca wynosi 1, masa Ziemi 0, okres gwiazdowy i wielka półoś orbity Jowisza odpowiednio $4332^d.6$ i 5.2028 j.a. .
(Rozw.: $0.0009 \text{ mas Słońca}$)
189. Czy Ziemia, poruszająca się wzdłuż orbity z prędkością 29.76 km/s , utrzymałaby się na jakiejś zamkniętej orbicie okołosłonecznej, gdyby masa Słońca nagle zmalała 2-krotnie? (Rozw.: *nie*)
190. Jaki jest rozmiar kątowy Wenus oglądanej z Ziemi w czasie, gdy przechodzi ona na tle tarczy słonecznej? Średnica liniowa Wenus jest równa 0.95 średnicy Ziemi, a jej odległość od Słońca wynosi 0.72 j.a. Paralaksa geocen-

tryczna Słońca, czyli kąt pod jakim ze Słońca widać promień Ziemi wynosi $8''.79$. (Rozw.: $59''.5$)

191. Średnica kątowna Marsa w czasie jego maksymalnego zbliżenia się do Ziemi (na odległość 56 milionów km) wynosi $25''$. Ile wynosi średnica liniowa Marsa? (Rozw.: 6800 km)
192. Ile razy oświetlenie Saturna promieniowaniem słonecznym jest mniejsze niż oświetlenie Ziemi? (Rozw.: ok. 91 razy)
193. Widomy blask planet zależy od ich odległości od Słońca i od Ziemi. Czy dla Jowisza, czy dla Plutona, zakres zmian blasku (gdy się patrzy z Ziemi) będzie większy? Duże półosie orbit tych planet wynoszą odpowiednio 5 i 40 j.a.. (Rozw.: większy dla Jowisza)
194. Gwiazdowy okres obiegu Plutona dookoła Słońca wynosi 247.7 lat. Obliczyć okres synodyczny tej planety. (Rozw.: 1.04 lat)
195. Mimośród orbity komety Halleya wynosi $e = 0.967275$, a jej okres obiegu dookoła Słońca jest równy $T = 76$ lat. Znaleźć wielką półoś orbity komety oraz minimalną i maksymalną odległość komety od Słońca.
(Rozw.: $a = 17.94\text{ j.a.}$, $r_{min} = 0.59\text{ j.a.}$, $r_{max} = 35.29\text{ j.a.}$)
196. Synodyczny okres planety jest mniejszy od 2 lat. Czy oznacza to, że musi to być planeta górna? Co można powiedzieć o okresie gwiazdowym tej planety? (Rozw.: planeta może być dolna lub górna; jeśli jest dolna to $T < 2/3$ roku, jeśli jest górna to $T > 2$ lat)
197. Ile wynosi okres obiegu komety jeśli duża półoś jej eliptycznej orbity wynosi 30 j.a.? (Rozw.: ok. 164 lata)
198. Wskutek oporu powietrza meteoryt spada przy Ziemi z prędkością jednostajną $v = 35.5 \cdot M^{1/6}$ m/s, gdzie M jest masą meteorytu w gramach. Obliczyć prędkość spadania dla meteorytów o masach: a) 1 g, b) 1 kg, c) 10 ton. Otrzymane wyniki porównaj z prędkością rozchodzenia się dźwięku w powietrzu.
199. Ile wynosi najmniejsza i największa z możliwych odległość Jowisza od Ziemi? (Rozw.: 3.935 j.a. , 6.471 j.a.)

6.3. Charakterystyka planet i drobnych ciał w Układzie Słonecznym

Układ Słoneczny to Słońce i jego najbliższe otoczenie. Otoczenie to zawiera planety wraz z ich księżycami, planetoidy, komety, meteoroidy oraz bardzo rozrzedzoną, gazowo-pyłową, materię międzyplanetarną. Choć odkrywa się dziś planety w otoczeniu innych niż Słońce gwiazd, to badania fizyki Układu Słonecznego, ze względu na bliskość przedmiotu obserwacji, najbardziej przybliżają nas do zrozumienia procesów prowadzących do powstania i ewolucji planet. Słońce skupia około 99.8 % masy całego Układu Słonecznego. Wynika stąd, że pole grawitacyjne Słońca rządzi ruchami pozostałych ciał układu. Planety i inne ciała okrążają Słońce po swoich orbitach. Płaszczyzny tych orbit na ogół są nachylone pod małymi kątami w stosunku do płaszczyzny równika słonecznego. Kierunek obiegu wszystkich planet wokół Słońca jest ten sam i pokrywa się

z kierunkiem rotacji Słońca. Przestrzeń zajmowana przez ciała Układu Słonecznego jest ogromna w porównaniu z rozmiarami tychże ciał. Podczas gdy promień Słońca wynosi 0.696 mln km, a największej z planet, Jowisza, 0.0714 mln km to średnie odległości planet od Słońca zawierają się w przedziale od 58.5 do 5900 mln km.

Wśród planet wyróżnia się cztery planety typu ziemskiego (Merkury, Wenus, Ziemia, Mars), cztery planety olbrzymie reprezentowane przez Jowisza (Jowisz, Saturn, Uran, Neptun) oraz swego rodzaju ewenement układu mianowicie Pluton z Charonem. Planety typu ziemskiego znajdują się w bliskim otoczeniu Słońca, podczas gdy planety olbrzymie znacznie dalej. Planety typu ziemskiego charakteryzują się małymi rozmiarami i dużymi gęstościami. Planety olbrzymie są duże i rzadkie. Posiadają pierścienie i bardzo liczne satelity. Chociaż w grupach planet daje się wskazać pewne cechy wspólne, to w istocie każda planeta jest inna. W dobie intensywnej penetracji Układu Słonecznego przez sondy kosmiczne w szybkim tempie narasta wiedza o poszczególnych planetach i coraz mocniej uwidacznia się indywidualny charakter każdej z nich. Ważniejsze charakterystyki liczbowe dla poszczególnych planet zawiera tabela II zamieszczona w końcowej części książki, a w tabeli 6.1 podano rozmiary 30 największych (odkrytych) ciał Układu Słonecznego.

Merkury obiega Słońce po mocno spłaszczonej orbicie eliptycznej. Duża półość tej orbity wynosi 0.3871 j.a. Rozmiarem i wyglądem Merkury bardzo przypomina Księżyc. Powierzchnia planety jest gęsto usiana kraterami, a jej atmosfera jest bardzo rzadka. Przy powierzchni występuje zaledwie 10^5 atomów w 1 cm^3 , co sprawia, że atomy rzadziej oddziałują ze sobą niż z powierzchnią planety. W górnych warstwach atmosfery występują głównie atomy wodoru, helu, tlenu i argonu, podczas gdy przy powierzchni skład atmosfery jest zdominowany przez atomy sodu i potasu. Obfitości sodu i potasu ulegają gwałtownym zmianom w odstępach czasu wyrażanych nie tylko w latach czy miesiącach, ale również w dniach i godzinach. Przykładowo w czasie trwania dnia obfitości te bywają około 5 razy większe niż w nocy. Powierzchnia planety pokryta jest regolitem, rozdrobnioną materią dostarczaną przez opad meteoroidów na przestrzeni miliardów lat.

W wiecznie zacienionych zagłębieniach kraterów polarnych, gdzie temperatura spada poniżej 112 K, prawdopodobnie występują depozyty lodu (H_2O) o czasie życia ze względu na wyparowanie mierzonym w miliardach lat. Lód ten mógłby pochodzić od spadających komet lub od bogatych w wodę meteoroidów.

Merkury jest najmniejszą planetą typu ziemskiego. Rotuje bardzo wolno, z okresem gwiazdowym 58.646 dni. Pełnego obiegu Słońca dokonuje Merkury w ciągu 87.969 dni. Ma unikalny, 3:2, rezonansowy związek między obiema okresami. W czasie dwóch obiegów obróci się dookoła osi dokładnie trzy razy. Oznacza to, że Merkury przechodząc przez peryhelium zwraca się do Słońca dokładnie naprzemiennie — raz jedną, raz drugą półkulą. Obserwator na Merkurym mógłby być świadkiem takich osobliwości jak podwójny wschód czy zachód Słońca, albo też zmiany kierunku ruchu Słońca na niebie w ciągu doby. Efekty

tego rodzaju wynikają z faktu powolnego, ale ze stałą prędkością, ruchu wirowego planety przy istotnie zmieniającej się w czasie prędkości orbitalnej. Prędkość ta zmienia się w granicach 38.7 – 56.6 km/s.

Tabela 6.1. Największe ciała Układu Słonecznego.

Ciało niebieskie	Przybliżone średnice [km]
Słońce	1 392 530
Jowisz	142 984
Saturn	120 536
Uran	51 118
Neptun	49 528
Ziemia	12 756
Wenus	12 104
Mars	6 805
Ganimedes (księżyc Jowisza)	5 262
Tytan (księżyc Saturna)	5 150
Merkury	4 879
Kallisto (księżyc Jowisza)	4 820
Io (księżyc Jowisza)	3 643
Księżyc (nasz)	3 475
Europa (księżyc Jowisza)	3 122
Tryton (księżyc Neptuna)	2 706
2003 UB313	~ 2 600
Pluton	2 374
Sedna	~ 1 600
Tytania (księżyc Urana)	1 578
Rhea (księżyc Saturna)	1 530
Oberon (księżyc Urana)	1 523
Japetus (księżyc Saturna)	1 436
Charon (księżyc Plutona)	1 212
Quaoar	~1 250
Umbriel (księżyc Urana)	1 169
Ariel (księżyc Urana)	1 158
Dione (księżyc Saturna)	1 120
Tethys (księżyc Saturna)	1 060
Ceres (planetoida)	933

Doba słoneczna na Merkurym trwa 176 dób ziemskich, czyli dwa lata merkuriańskie. Nachylenie płaszczyzny równika Merkurego do płaszczyzny orbity tej planety jest bardzo małe. Oznacza to, że na Merkurym nie ma pór roku. Obszary okołorównikowe planety są mocno grzane przez Słońce, a obszary polarne są zawsze zmrożone. Dla Merkurego rozpiętość między minimalną a maksymalną temperaturą jest bardzo duża, największa w Układzie Słonecznym. Temperatura

może osiągać tam wartości z przedziału od 90 do 725 K. Spośród wszystkich planet Układu Słonecznego Merkury posiada największy procent żelaza w swoim składzie. Oprócz Ziemi, Merkury jest jedyną planetą typu ziemskiego, na której odnotowano istnienie znaczącego pola magnetycznego. Pole to jest jednak około 1000 razy słabsze niż na Ziemi. Magnetosfera Merkurego oddziałuje jednak z cząsteczkami bardzo silnego tam wiatru słonecznego. Mimo to, nie odnotowano na Merkurym zjawiska zorzy polarnej.

Merkurego, choć jest jasny, trudno jest obserwować z Ziemi. Ciasna orbita nie pozwala mu oddalać się zbyt od Słońca z punktu widzenia ziemskiego obserwatora. Gdy Merkury znajduje się na wschód od Słońca może być oglądany nisko nad zachodnim horyzontem zaraz po zachodzie Słońca. Gdy znajduje się na zachód od Słońca można go oglądać na niebie porannym przed wschodem Słońca. Bywają w ciągu roku okresy, kiedy dzięki korzystniejszej geometrii między orbitą Merkurego a nachyleniem osi obrotu Ziemi, Merkury może być stosunkowo łatwo obserwowany. Lornetka zawsze może oddać istotną przysługę przy obserwacji tej planety. Jasność Merkurego zmienia się w szerokim zakresie i jest ważniejszym czynnikiem wpływającym na jego widoczność niż kątowa odległość od Słońca. Naturalny kolor Merkurego jest biały, ale niskie położenie nad horyzontem ($< 15^\circ$) sprawia, że zwykle widzimy go w barwach żółtawych i czerwonych. Obserwując Merkurego przy użyciu teleskopu i w krótkich odstępach czasu, np. co kilka dni, można zauważyć szybko zmieniające się fazy tej planety. Obserwacje teleskopowe Merkurego korzystniej jest prowadzić na niebie porannym. Wtedy atmosfera, spokojna po nocy, w mniejszym stopniu utrudnia obserwacje.

Merkury będąc planetą dolną od czasu do czasu przechodzi dla obserwatora ziemskiego na tle tarczy Słońca. Do obserwacji takiego przejścia konieczny jest odpowiedni teleskop. Musi on być wyposażony w odpowiedni filtr osłabiający światło Słońca albo w specjalnie przystosowany ekran (patrz rys. 7.2 s. 132). Przejście Merkurego na tle tarczy Słońca z dnia 7 maja 2003 roku było w całości obserwowalne w Polsce. W tym stuleciu równie dogodnie dla obserwacji w Polsce przejścia Merkurego nastąpią jeszcze w latach 2032, 2039 i 2049. W okresie 100 lat Merkury przechodzi na tle tarczy Słońca 14 – 15 razy. Jednak z danego miejsca na Ziemi nie za każdym razem zjawisko jest widoczne.

Wenus obiega Słońce po orbicie eliptycznej o bardzo małym spłaszczeniu. Żadna inna planeta w Układzie Słonecznym nie posiada tak zbliżonego do okręgu kształtu jak orbita Wenus. Chociaż pod względem rozmiarów i masy Wenus jest bardzo podobna do Ziemi to, wbrew temu co uważano jeszcze przed kilkudziesięciu laty, planety te drastycznie różnią się między sobą. Wenus jest najwolniej rotującą planetą w Układzie Słonecznym. Na jeden pełny obrót dookoła własnej osi potrzebuje ona aż 243.01 doby. Rotacja Wenus jest prawie idealnie zsynchronizowana z jej ruchem orbitalnym. Okres obiegu dookoła Słońca wynosi dla Wenus 224.68 doby i jest zbliżony do okresu jej rotacji. Okres synodyczny Wenus wynosi około 584 doby. Oznacza to, że dla obserwatora ziemskiego

Wenus powraca do tego samego położenia względem Słońca dopiero po 584 dobach. Kierunek rotacji Wenus jest przeciwny do kierunku jej ruchu orbitalnego. Spośród planet Układu Słonecznego podobną rotacją „pod prąd” charakteryzuje się jeszcze tylko Uran, chociaż w jego przypadku nachylenie płaszczyzny równika do płaszczyzny orbity wynosi około 90 stopni i efekt odwrotnego kierunku rotacji jest wyraźnie stonowany. Doba słoneczna na Wenus trwa prawie 117 dni, czyli około połowy wenusjańskiego roku.

Bogate szczegóły powierzchni Wenus ukryte są pod grubymi warstwami chmur spowijających planetę. Badania radarowe, z Ziemi oraz z użyciem sond kosmicznych, wskazują na bardzo urozmaicony krajobraz planety. Występują tam liczne kratery uderzeniowe, masywy wulkaniczne, rozległe płaskowyże i góry. W 24% powierzchnia Wenus jest górzysta, a dalsze 16% zajmują wysokie stożki wulkaniczne. Resztę powierzchni zajmują pofałdowane obszary równinne. Cały glob zdaje się być suchy i zupełnie pozbawiony ciekłej wody. Zaskakujące jest też to, że Wenus praktycznie nie posiada własnego pola magnetycznego. Stawiają to w osobliwej sytuacji na okoliczność oddziaływania z wiatrem słonecznym. Naładowane cząstki tego wiatru nie napotykają przeszkody w postaci magnetosfery tylko oddziałują bezpośrednio z atmosferą. Sama zaś atmosfera Wenus jest o wiele masywniejsza i bardziej rozległa niż ziemska. Jej skład jest zdominowany dwutlenkiem węgla (96.4%). Cząsteczkowy azot dodaje się do składu atmosfery w około 3.4%. W charakterze domieszek występują jeszcze para wodna, tlenek węgla, argon, dwutlenek siarki, kwas siarkowy, kwas solny, hel, tlen cząsteczkowy i inne. Dwutlenek węgla w atmosferze wywołuje tzw. efekt cieplarniany. Cząsteczki CO₂ mają tę własność, że skwapliwie absorbują promieniowanie ciepłe podwyższając przy tym swoją energię wewnętrzną. Promieniowanie słoneczne w swojej części podczerwonej bezpośrednio ulega absorpcji przy wejściu w atmosferę. Widzialna, bardziej energetyczna, składowa promieniowania Słońca jest bardzo wydajnie absorbowana z kolei przez grunt planety oraz przez pył zawarty w atmosferze. Od nagrzanego tym sposobem gruntu i pyłu podgrzewa się gaz atmosferyczny. Gaz ten oddaje z kolei energię, ale nie w postaci fotonów światła widzialnego, lecz w postaci fotonów promieniowania podczerwonego. Te zaś nie mogą łatwo penetrować atmosfery o dużej zawartości CO₂. W takiej sytuacji równowaga pomiędzy energią przyjmowaną przez planetę w jednostce czasu a energią oddawaną ustali się dla temperatury znacznie wyższej niż w przypadku atmosfery o znikomej zawartości dwutlenku węgla. Wobec efektu cieplarnianego temperatura na powierzchni Wenus przyjmuje wartość aż 472 °C, czyli prawie dwa razy tyle co w piecu podczas pieczenia chleba. W dodatku temperatura pozostaje równie wysoka w nocy jak dzień.

Gęstość atmosfery Wenus przy powierzchni prawie stukrotnie przewyższa gęstość atmosfery ziemskiej. Współczynnik załamania dla dolnych warstw atmosfery Wenus wynosi około 1.45. Obecna atmosfera Wenus jest nadzwyczaj sucha choć istnieją argumenty wskazujące, że kiedyś na Wenus było więcej wody. Za-

obserwowano np., że stosunek deuteru do zwykłego wodoru jest w atmosferze Wenus około 150 razy większy niż w atmosferze Ziemi. Przypuszcza się, że pod wpływem ultrafioletowego promieniowania Słońca, wobec braku na Wenus ochronnej warstwy ozonowej, cząsteczki wody ulegały dysocjacji. Zwykły wodór łatwiej opuszcza atmosferę dyfundując w przestrzeń międzyplanetarną niż cięższy od niego deuter. Długotrwały proces ustawicznej dysocjacji cząsteczek wody nieuchronnie prowadzi do wzrostu procentowej obfitości deuteru. Obliczenia modelowe pozwalają stwierdzić, że w dalekiej przeszłości mogło na Wenus być dostatecznie dużo wody, by pokryć planetę globalnym oceanem o głębokości 25 metrów. Dla porównania, na Ziemi dzisiaj jest tyle wody, że globalny ocean miałby głębokość 3000 metrów. W obecnej atmosferze Wenus jest zaledwie tyle pary wodnej, że po jej skropleniu powstałby ocean globalny o głębokości 30 centymetrów. Ze względu na wysoką temperaturę nie dochodzi na Wenus do skroplenienia pary wodnej i nie ma tam żadnych akwenów.

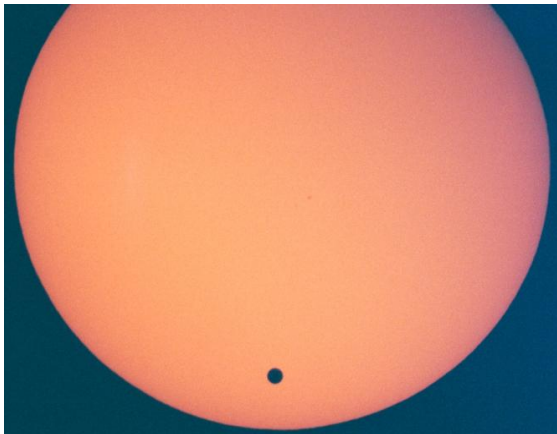
Dwutlenek węgla bardzo łatwo rozpuszcza się w wodzie. Na Ziemi prawie wszystek CO_2 jest zawarty w wodach oceanicznych i dlatego w atmosferze jest go zaledwie około 0.03 %. Istnienie warstwy ozonowej w atmosferze ziemskiej i większa odległość od Słońca sprawiają, że na Ziemi proces dysocjacji cząsteczek wody jest znacznie mniej wydajny niż na Wenus. Niemniej z czasem ubywa i na Ziemi wody. Wraz z jej ubytkiem przybywa w atmosferze CO_2 i narastający efekt cieplarniany powoduje ocieplenie globalne atmosfery. Emisja CO_2 do atmosfery w wyniku działalności człowieka może istotnie przyspieszać ten proces. Tu działa dodatnie sprzężenie zwrotne. Ocieplenie klimatu powoduje większe parowanie wód oceanicznych i uwalnianie się do atmosfery większej ilości CO_2 , a ten wzmacnia efekt cieplarniany powodujący dalsze ocieplenie. Badanie fizyki atmosfery Wenus owocuje zatem wskazówkami jak na Ziemi chronić atmosferę przed jej galopującą degradacją.

Atmosfera Wenus jest bardzo niespokojna. Występują w niej liczne i potężne wyładowania elektryczne towarzyszące opadom skroplonych kwasów (głównie siarkowego). Poza tym na Wenus ciągle wieją wiatry. Wiatry te mają charakter globalny, wieją w kierunku zgodnym z ruchem wirowym planety, a ich prędkość w górnych warstwach atmosfery przyjmuje wartość około 300 km/s.

Wenus w czasie jej widoczności jest, po Księżycu, najjaśniejszym ciałem niebieskim na nocnym niebie. Wenus nie oddala się zbyt od Słońca, toteż może królować na niebie albo na początku nocy po stronie zachodniej, albo w innych okresach roku, pod koniec nocy na wschodzie. Podobnie jak Merkury, Wenus wykazuje fazy. Fazy Wenus znacznie łatwiej się obserwuje niż fazy Merkurego ze względu na jej istotnie większe rozmiary kątowe. Gdy Wenus znajduje się po przeciwnej stronie Słońca wtedy jest w pełni i jej kątowa średnica wynosi około 10". Gdy Wenus przybliży się do Ziemi, wtedy staje się coraz mniej oświetlona, aż do bardzo wąskiego sierpa. Wtedy jej średnica kątowa osiąga wartość około 60". Potrzeba wielu miesięcy, żeby faza Wenus przybrała wszelkie możliwe wartości (u Merkurego wystarczy — kilka tygodni). Gdy Wenus jest wąskim

sierpem, kiedy widoczne jest około 20% oświetlonej powierzchni, fazę można zaobserwować nawet przy pomocy dobrej lornetki na sztywnym statywie. Doświadczeni obserwatorzy wolą obserwować Wenus w czasie dnia. Jest ona bowiem na tyle jasna, że można ją w pogodny dzień widzieć na niebie nawet gołym okiem. Trzeba jednak wiedzieć, gdzie skierować wzrok. Jasność powierzchniowa Wenus jest bardzo duża, co daje możliwość wydobywania dużych powiększeń przy obserwacjach teleskopowych. Szczególnie efektownie wygląda wąski sierp Wenus oglądany przez teleskop na niebieskim niebie, w czasie gdy Słońce znajduje się blisko horyzontu.

Cztery razy w przeciągu 243 lat występuje przejście planety Wenus na tle tarczy Słońca. Przejście takie praktycznie nie było obserwowalne przed wynalezieniem lunety toteż ludzkość miała okazję oglądania tego zjawiska dopiero osiem razy. Z tego na obszarze Polski zjawisko wystąpiło w pełni tylko dwa razy: 6 czerwca 1761 roku (jeszcze przed wynalezieniem fotografii) oraz 8 czerwca 2004 roku (Fot. 6.1). Następna taka okazja nadarzy się 11 czerwca 2247 roku. W dniu 6 czerwca 2012 była ostatnia szansa zaobserwowania zjawiska przez obecnie żyjących na Ziemi (Fot. 6.3). Z terytorium Polski dawało się zaobserwować końcową fazę przejścia poczynając od wschodu Słońca. Chociaż rozmiary kątowe Wenus podczas przejścia są kilka razy większe niż dla Merkurego, to i w tym przypadku obserwacji należy dokonywać z użyciem teleskopu wyposażonego jak dla obserwacji plam słonecznych, tj. z zastosowaniem wszelkich rygorów zabezpieczających wzrok przed uszkodzeniem.



Fot. 6.1. Przejście Wenus na tle Słońca 8 czerwca 2004 zarejestrowane w Częstochowie. (fot. M. Nowak i B. Wszolek)



Fot. 6.2. Przejście Wenus na tle tarczy Słońca 6 czerwca 2012 zarejestrowane w Częstochowie. (fot. A. Leśniczek i B. Wszolek)

Ziemia, z ludzkiego punktu widzenia, jest najwspanialszą planetą Układu Słonecznego! W swojej grupie jest największa. Posiada atmosferę bogatą w azot i tlen, a nade wszystko posiada bardzo dużo wody w fazie ciekłej. Wyróżnia się też stosunkowo silnym polem magnetycznym (na równiku około $30 \mu\text{T}$) i posiada dużego naturalnego satelitę — Księżyc. Ziemia, z racji że ją zamieszkujemy, jest najlepiej zbadaną planetą. Nie oznacza to jednak, że wiemy już o niej wszystko. Błędnym również byłoby mniemanie, że wiedza jaką posiadamy dla

Ziemi może być bezkrytycznie przenoszona na świat pozostałych planet. Okazuje się, że wiedza o Ziemi pozwala stawiać dojrzalsze pytania w odniesieniu do innych planet. Odwrotnie, odkrycia zróżnicowanych warunków fizycznych panujących na innych planetach przyczyniają się do lepszego zrozumienia procesów zachodzących na Ziemi.

Powszechnie się przyjmuje, że Ziemia, podobnie jak pozostałe planety Układu Słonecznego, powstała z rozproszonej materii tego samego obłoku międzygwiazdowego, w którym zrodziło się Słońce. Jest ona jakby efektem ubocznym formowania się tej gwiazdy. Wyróżnia się cztery ważne etapy rozwoju Ziemi. Na pierwszym z nich doszło do rozkładu budulca według gęstości. Jeszcze przed zestaleniem się planety, kiedy była ona tworem płynno-gazowym, cięższe pierwiastki zajmowały położenia bardziej centralne w rodzącej się planecie, podczas gdy pierwiastki lżejsze były wypychane ku zewnątrz. Dlatego dzisiejsza Ziemia posiada bardzo gęste jądro, mniej gęstą skorupę i rzadką atmosferę.

Na drugim etapie rozwoju posiadająca już zestaloną skorupę Ziemia doznawała obfitego bombardowania z kosmosu. Wtedy powierzchnia Ziemi była usiana kraterami jak dzisiejszy Księżyc. Z czasem zasoby zestalonych brył materii w otoczeniu Słońca wyraźnie się uszczupliły i tempo bombardowania kosmicznego ustaliło się na bardzo niskim, zbliżonym do dzisiejszego, poziomie.

Na trzecim etapie rozwoju Ziemia przeżywała okres swego rodzaju potopu. Dwa rodzaje cieczy były odpowiedzialne za ten potop. Rozpad pierwiastków promieniotwórczych we wnętrzu młodej Ziemi spowodował roztopienie się skał i ich wyciek w postaci lawy przez tworzące się szczeliny w skorupie. Lawa wlewała się w zagłębienia i wygładzała pokrytą kraterami powierzchnię. Z drugiej strony, w miarę ochładzania się atmosfery zawarta w niej para wodna ulegała skropleniu i w postaci deszczu opadała na Ziemię napełniając istniejące zagłębienia i tworząc praoceany.

Od około 3.5 miliardów lat przebiega czwarty etap rozwoju Ziemi jako planety. Powierzchnia Ziemi ulega powolnym przeobrażeniom wskutek wędrówki kontynentów, procesów górotwórczych, aktywności wulkanicznej oraz erozji powierzchni w kontakcie z wodą i powietrzem. Wymienione procesy w sposób bezpowrotny odmieniły wygląd Ziemi i ograniczając się w badaniach tylko do naszej rodzimej planety niewiele moglibyśmy wnioskować o jej przeszłości. Badania innych planet, a zwłaszcza Księżyca, który do dziś nosi zapis zdarzeń występujących w otoczeniu Ziemi przed miliardami lat, są zatem nieodzowne dla poznania historii Ziemi od jej narodzin do dziś. Z takich badań można także wnioskować o przyszłości Ziemi.

Znając rozmiary Ziemi oraz jej masę można wyliczyć, że średnia gęstość naszej planety wynosi 5497 kg/m^3 . Łatwo również sprawdzić, że gęstość występujących na powierzchni Ziemi skał jest około dwa razy mniejsza. Stąd wnioskuje się, że we wnętrzu Ziemi muszą znajdować się obszary bardzo zagęszczonej materii. Najgłębsze odwierty w głąb Ziemi sięgają zaledwie kilku kilometrów i nie odsłaniają prawdy o jej wnętrzu. Za to badania sejsmograficzne pozwalają wnioskować o wewnętrznej budowie Ziemi. W świetle tych badań we wnętrzu

Ziemi znajduje się gęste metaliczne jądro otoczone grubym skalnym płaszczem. Płaszcz z kolei pokryty jest cienką skorupą o niskiej gęstości.

We wnętrzu Ziemi gęstość przekracza wartość 14000 kg/m^3 , a temperatura wynosi około 6000 K , czyli tyle co na powierzchni Słońca. Duże ciśnienie sprawia, mimo bardzo wysokiej temperatury, że metaliczne jądro w najbardziej wewnętrznej części jest zestalone. W nieco bardziej zewnętrznych obszarach jądra metal występuje w postaci ciekłej. Jądro metaliczne, składające się głównie z żelaza i niklu, jest dobrym przewodnikiem prądu elektrycznego. Zaświadcza o tym chociażby istnienie globalnego pola magnetycznego Ziemi. Pole to generowane jest najprawdopodobniej przez mechanizm tzw. dynamo. Mechanizm ten produkuje pole magnetyczne, w przypadku gdy mamy do czynienia z rotującym i przewodzącym środowiskiem, wewnątrz którego zachodzą ruchy konwekcyjne materii o niezrównoważonym ładunku elektrycznym. W przypadku Ziemi środowiskiem tym jest najprawdopodobniej ciekłe jądro zewnętrzne.

Płaszcz Ziemi rozciąga się pomiędzy jej zewnętrznym jądrem a skorupą. Jego grubość wynosi około 2900 km . Płaszcz zbudowany jest z gęstych skał i tlenków metali. Konsystencja budulca płaszcza jest plastyczna. Oznacza to, że zachowuje on własności ciała stałego ale pod wpływem sił zewnętrznych przybiera cechy płynu. Najbardziej zewnętrzne warstwy płaszcza, na styku ze skorupą, są najbardziej plastyczne.

Skalna skorupa Ziemi jest krucha i cienka. Jej grubość w miejscach występowania kontynentów waha się w granicach od 35 do 60 km . Znacznie cieńsza jest poniżej dna oceanów, bo w granicach od 5 do 10 km . Gęstość budulca skorupy przyjmuje wartości z przedziału $2500 - 3500 \text{ kg/m}^3$. Skorupa pływa po powierzchni gęstszego ($3500 - 5800 \text{ kg/m}^3$) płaszcza. Skorupa nie jest jednolitym sztywnym ciałem, ale składa się z szeregu zachodzących częściowo na siebie fragmentów (płyt tektonicznych). Fragmenty te, wobec plastyczności płaszcza, przemieszczają się względem siebie niczym kawałki kry na wodzie. Stąd mamy na Ziemi górowania, wędrówki kontynentów, trzęsienia i aktywność wulkaniczną.

Pierwotna atmosfera Ziemi była drastycznie różna od obecnej. Kiedyś wyobrażano sobie, że pierwotne atmosfery planet składały się z materiału typowego dla obłoku presolarnego, czyli głównie z wodoru, metanu i amoniaku. Nowsze wyobrażenia procesów prowadzących do powstania planet zakładają etap kreacji polegający na zlepianiu się, powstałych wcześniej z materii rozproszonej obłoku, małych planetezymali. O składzie pierwotnej atmosfery Ziemi miałyby decydować zestalone gazy najobficiej występujące na planetezymalach. Uważa się, że tymi gazami były dwutlenek węgla, azot cząsteczkowy oraz para wodna. Dopiero kiedy młoda Ziemia dostatecznie ostygła, ze skraplającej się pary wodnej powstały oceany. Wtedy dwutlenek węgla rozpuszczając się w wodzie opuszczał stopniowo atmosferę. Dwutlenek węgla w oceanach reagował z pierwiastkami rozpuszczonymi w wodzie w wyniku czego tworzyły się krzemiany, skały wapienne i inne osady mineralne odkładające się na dnie. Przez prawie 4 miliardy lat oceany i rośliny absorbowały atmosferyczny dwutlenek węgla

i przeprowadzały go m.in. w takie minerały jak skały wapienne, węgiel kopalny, ropa naftowa i gaz ziemny. Dzisiejsza eksploatacja minerałów palnych powoduje powrót dwutlenku węgla do atmosfery. W przypadku nadmiernego wzrostu obfitości CO_2 w atmosferze efekt szklarniowy spowoduje ocieplenie klimatu, topnienie lodów w rejonach polarnych i zatopienie sporej części mocno zaludnionych lądów.

Atmosfera pierwotna mogła zawierać trochę metanu (CH_4) i amoniaku (NH_3), ale cząsteczki te uległy szybkiej dysocjacji pod wpływem słonecznych fotonów ultrafioletowych. Powstałe w ten sposób atomy wodoru opuściły atmosferę dyfundując w przestrzeń międzyplanetarną. Atomy węgla utleniły się tworząc CO_2 , a azot pozostał w atmosferze. W dzisiejszej atmosferze procesy dysocjacji z udziałem słonecznych fotonów ultrafioletowych nie zachodzą już tak efektywnie jak dawniej w związku z występowaniem warstwy ozonowej (O_3). Warstwa ta rozciąga się na wysokości od około 15 do 30 km nad powierzchnią Ziemi i efektywnie ogranicza penetrację dolnych warstw atmosfery przez słoneczne fotony ultrafioletowe.

Młoda atmosfera Ziemi nie posiadała w swoim składzie znaczących ilości tlenu. Tlen jest bardzo reaktywny i szybko tworzy tlenki różnych pierwiastków występujących w glebie. Obecnie tlen cząsteczkowy występuje w atmosferze obficie, a jego zawartość wynika z równowagi, jaka się wytworzyła pomiędzy procesami utleniania, w których tlenu ubywa z atmosfery, a procesami produkcji cząsteczek tlenu w reakcjach fotosyntezy zachodzącej w organizmach roślinnych. Roślina, w warunkach odpowiedniego oświetlenia i temperatury, pochłania z otoczenia dwutlenek węgla a oddaje otoczeniu tlen cząsteczkowy zatrzymując dla siebie węgiel, który jest wbudowywany w tkanki rośliny. Pół miliarda lat temu, olbrzymie i płytkie morza były siedliskiem ogromnej ilości roślin. Rośliny te, w połączeniu z roślinami lądowymi, produkowały tlen w tempie większym od tempa zachodzenia reakcji utleniania i w rezultacie obfitość tlenu w atmosferze bardzo szybko wzrosła ustalając się na równowagowym poziomie zbliżonym do dzisiejszego. Obecnie obfitość tlenu atmosferycznego wynosi około 21% i wykazuje tendencję wzrostową.

Księżyc jest naturalnym satelitą Ziemi i przypisuje mu się dzisiaj kluczową rolę jeśli chodzi o rozwój życia na Ziemi. Jest naszym najbliższym sąsiadem kosmicznym i jedynym ciałem niebieskim, na którym człowiek postawił swoją stopę. W uzupełnieniu treści zawartych w rozdziale 5.6, też traktującym o Księżycu, warto zwrócić uwagę na fakt, że na srebrnym globie wcale nie ma atmosfery. Jedną z uderzających konsekwencji tego faktu jest to, że dźwięk nie ma tam ośrodka, w którym mógłby się rozchodzić. Na Księżycu panuje zatem idealna cisza. Nadto światło nie jest tam rozpraszane przez gaz atmosferyczny. Niebo jest idealnie czarne, nie tylko w nocy, ale i w dzień. Na dziennym niebie oprócz Słońca widać również planety i gwiazdy. Zdecydowanym największym obiektem na księżycowym niebie jest Ziemia (oczywiście z wyjątkiem tej półkuli Księżycy, z której Ziemi nigdy nie widać). Łatwo widoczny jest z Księżycy ruch wirowy Ziemi oraz zmiany zachmurzenia. Chmury występują jako oślepi-

jąco białe obszary wędrujące na tle błękitnych oceanów i różnobarwnych lądów. Nie istnieje na Księżycu zjawisko zmierzchu ani świtu. Na księżycowym niebie Ziemia jest szczególnym ciałem. Nie uczestniczy ona bowiem w ruchu „dobowym” Księżyca, jak czynią to wszystkie pozostałe ciała niebieskie. W miejscach na Księżycu, z których Ziemia jest widoczna, zajmuje ona z grubsza stałe miejsce, a ściślej oscyluje wokół ustalonego punktu na niebie w cyklu miesięcznym. Nasz Księżyc jest piątym co do wielkości księżycem w całym Układzie Słonecznym. Jego stosunkowo małe oddalenie od Ziemi oraz brak atmosfery pozwalają przeprowadzać szczegółowe obserwacje struktur powierzchniowych. Na Księżycu odbita jest długa historia jego życia i Księżyc ze swoją urozmaiconą powierzchnią jest bogatym źródłem informacji o początkowych stadiach ewolucji Układu Słonecznego. Powierzchnia Księżyca od chwili jej zastygnięcia jest korodowana przez spadające na nią drobne ciała, błakające się w przestrzeni międzyplanetarnej. Z drugiej strony, wobec braku wody i tlenu na Księżycu, erozja chemiczna nie determinuje stanu jego powierzchni. Raz utworzony krater uderzeniowy trwa praktycznie w niezmienionym stanie przez miliardy lat. Im krater starszy tym jego struktura jest bardziejznaczona kraterami młodszymi. Daje się dzięki temu uporządkować struktury na Księżycu według wieku.

Powstawaniu krateru uderzeniowego towarzyszą procesy destrukcji skał oraz produkcja sporych ilości pyłu. Prędkości opadających meteoroidów są olbrzymie i wahają się w granicach 15–60 km/s. Nawet niewielka masa spadającego ciała ma olbrzymią energię. Meteoroid o masie porównywalnej z masą pojedynczego domu w chwili upadku na Księżyc przekazuje mu taką energię jak wybuchająca wielka bomba jądrowa. Podczas uderzenia dochodzi do gwałtownego wzrostu temperatury i sam meteoroid jak i przylegające do niego skały ulegają wyparowaniu. Towarzyszące procesowi olbrzymie ciśnienie powoduje kruszenie i rozrzucanie materiału skalnego często w promieniu wielu kilometrów od miejsca uderzenia. Okruchy skalne powstające w wyniku upadku meteoroidu mogą doznać wystarczającego przyspieszenia, by zostały wyrzucone nawet poza Księżyc. Na Ziemi dają się znaleźć kawałki skał przybyłe tu po wyrzuceniu z Księżyca. Cała powierzchnia Księżyca jest pokryta kilkucentymetrową warstwą drobnego pyłu. Pył ten po części pochodzi z mechanicznego rozdrobnienia skał, a częściowo jako produkt resublimacji par tworzących się w wyniku uderzenia meteoroidu.

W ramach misji Apollo w latach 1969 – 1972 w sumie dwunastu astronautów lądowało na Księżycu. Zostały też przywiezione próbki materiału księżycowego o łącznej masie 382 kilogramy. Skały pobrane z powierzchni „morza” księżycowego są gęstymi bazaltami przypominającymi zastygłą lawę produkowaną przez hawajskie wulkany. Skały zebrane w górach księżycowych mają jasną barwę i są bogate w wapń, aluminium i tlen. Wiek tych skał wynosi 4.0–4.5 mld lat i jest o prawie miliard lat większy od wieku księżycowych bazaltów. Informacje uzyskane w oparciu o misje Apollo rozbudziły głód dalszych podbojów Księżyca i po trwającym kilkadziesiąt lat zastoju planuje się kolejne loty załogowe na Księżyc.

Mars pod wieloma względami jest najbardziej interesującą planetą do obserwacji. Porusza się on bardzo szybko na tle gwiazd. W konsekwencji szybko następuje również widoma zmiana jego blasku. Blask Marsa zmienia się w szerokim zakresie. Kolor światła przychodzącego od Marsa jest pomarańczowo-czerwony w związku z rdzawym kolorem pyłu pokrywającego większość powierzchni planety. Obserwacje ruchów Marsa pozwoliły Kopernikowi sformułować teorię heliocentryczną, a Keplerowi wyprowadzić prawa ruchu planet. Obserwatorzy Marsa wyczekują momentów tzw. wielkiej opozycji Marsa, kiedy to planeta będąc w opozycji ze Słońcem jest jednocześnie w peryhelium swojej dość wydłużonej orbity eliptycznej. W takim czasie Mars znajduje się w najmniejszej spośród możliwych odległości od Ziemi. Mars ma wtedy rozmiar kątowy 22"–25", podczas gdy w czasie małej opozycji (w aphelium) tylko 14". Dnia 27 sierpnia 2003 roku Mars znajdował się w największej opozycji od około 100 000 lat. Wtedy jego odległość od Ziemi wynosiła tylko 0.37271925 j.a.. W roku 2287 Mars zbliżył się do Ziemi jeszcze bardziej niż w roku 2003.

Mars jest planetą średnich rozmiarów w grupie planet ziemskich. Jest około dwa razy mniejszy od Ziemi i też około dwa razy, ale większy, od Księżyca. Pod pewnymi względami Mars przypomina Ziemię. Doba na Marsie trwa 24 godziny i 40 minut, a rok około 1.88 roku ziemskiego. Nachylenie równika Marsa względem płaszczyzny orbity wynosi 24° , co oznacza, że na Marsie występują pory roku. Pod innymi względami Mars drastycznie różni się od Ziemi. Atmosfera Marsa jest przy jego powierzchni około 100 razy rzadsza niż na powierzchni Ziemi. Składa się ona w 95% z dwutlenku węgla. Dalsze kilka procent przypadają na azot i argon. Zawartość pary wodnej i tlenu jest prawie zerowa. Wszystkie tlen na Marsie wchodzi w skład tlenków, w tym tlenku żelaza (stąd rdzawy kolor powierzchni Marsa). Pomimo tak rzadkiej atmosfery na Marsie występują zjawiska pogodowe. Polegają one głównie na występowaniu sztormów przeganiających marsjański pył. Gdy tego pyłu zawiśnie zbyt dużo w atmosferze, wtedy marsjańskie niebo nabiera różowego koloru. Powierzchnia Marsa jest pokryta kraterami podobnymi do tych na Księżycu, ale występują na niej również gigantyczne wulkany, głębokie i rozległe wąwozy oraz kanały przypominające wyschnięte koryta rzek. Na Marsie znajduje się największy poznany masyw wulkaniczny w Układzie Słonecznym. U podstawy masyw ten ma średnicę około 600 km. Wznosi się na wysokość 25 kilometrów względem poziomu otaczającej go powierzchni. Dla porównania, największy masyw wulkaniczny na Ziemi, Mauna Loa na Hawajach, wznosi się tylko na wysokość 10 km ponad dno oceanu i u podstawy ma średnicę około 225 km.

Chociaż rzeźba powierzchni sugeruje występowanie na Marsie wody, to ta występuje jedynie w śladowych ilościach w formie zmarzliny w marsjańskich obszarach biegunowych. Zmarznięta woda znajduje się pod warstwą suchego lodu (zmarzniętego dwutlenku węgla). Podczas dnia polarnego pokłady dwutlenku węgla ulegają redukcji i odsłaniania się zmarzliny wodna. Przy bardzo niskim ciśnieniu atmosferycznym nawet przy małym wzroście temperatury, a ta

dla powierzchni Marsa waha się w granicach od około -140 do około $+20^{\circ}\text{C}$, procesy destrukcji czapy polarnej są bardzo efektywne.

Pole magnetyczne Marsa jest bardzo słabe. Wnosi się stąd, że planeta w całej swojej objętości jest obecnie ciałem stałym. We wcześniejszych epokach tak nie było i Mars mógł mieć własne pole magnetyczne generowane w mechanizmie dynamo. Rejestrowane obecnie śladowe pola magnetyczne na Marsie mogą być pozostałością po dawnych, silniejszych, polach.

W odróżnieniu od Merkurego i Wenus, Mars posiada dwa maleńkie księżyce o niekulistych kształtach. Phobos ma długość 28, a Deimos zaledwie 12 km. Nie wiadomo czy księżyce te są przechwyconymi przez Marsa asteroidami (jest to bardzo prawdopodobne) czy też powstały równocześnie z planetą. Wiadomo natomiast, że ruchy tych księżyców są zsynchronizowane; są one zwrócone zawsze tą samą stroną ku Marsowi.

Jowisz zawiera 71% masy planetarnej Układu Słonecznego. Tak pod względem masy jak i rozmiarów jest największą planetą okołosłoneczną. Jest traktowany przez astronomów jako sztandarowy reprezentant planet olbrzymich, które często określa się mianem „typu Jowisza”. Jego gęstość jest około 4 razy mniejsza niż gęstość Ziemi. Biorąc pod uwagę taką gęstość planety uważa się, że Jowisz składa się głównie z wodoru i helu. We wnętrzu planety duże ciśnienie sprawia, że wodór występuje w fazie ciekłej. Bardziej wewnętrzne obszary planety są wypełnione głównie ciekłym wodorem metalicznym. We wnętrzu planety występuje najprawdopodobniej tzw. skalne jądro. W jego skład wchodzić by miały żelazo, nikiel, krzem itd.. Jednakowoż w warunkach olbrzymich ciśnień (50 milionów atmosfer) i temperatur (ponad 20 000 K) tam panujących materiał jądra nie przypomina ziemskich skał. Dokładne pomiary gospodarki energetycznej Jowisza pokazują, że oddaje on otoczeniu około dwa razy więcej energii, niż pobiera z zewnątrz. Uważa się, że Jowisz jeszcze nie zdążył ostygnąć od czasów uformowania się. W swoim wnętrzu przechowuje wciąż swoje pierwotne ciepło. Na Jowiszu gazowa atmosfera w sposób płynny przechodzi w ciecz i nie należy sobie wyobrażać powierzchni oceanu płynnego wodoru na podobieństwo powierzchni ziemskich akwenów. Trudno byłoby wskazać granicę pomiędzy wodorem gazowym i ciekłym. Pole magnetyczne Jowisza jest ponad 10 razy większe niż ziemskie. Występują tam zorze polarne.

Atmosfera Jowisza w około 78% składa się z wodoru. Reszta to głównie hel oraz śladowe ilości pary wodnej, amoniaku i podobnych cząsteczek. Chmury które są widoczne z zewnątrz składają się głównie z amoniaku i jego pochodnych. Przez prześwity między tymi chmurami astronomowie mogą dostrzec cieplejsze warstwy chmur składających się z kropelek wody. Poniżej tych chmur atmosfera zlewa się z ciekłym wodorem. Atmosfera Jowisza jest zdominowana przez globalne ruchy cyrkulacyjne. Ruchy te polegają na wznoszeniu się obszarów o wyższym ciśnieniu (temperaturze) i opadaniu obszarów o ciśnieniu niższym. Na ziemi odpowiednikami tych ruchów są przemieszczenia mas powietrza w związku z występowaniem wyżów i niżów atmosferycznych. Na Jowiszu,

inaczej niż na Ziemi, ruchy cyrkulacyjne są bardzo regularne w skali globalnej. Występują stałe strefy wznoszenia się mas atmosferycznych i stałe strefy opadania tych mas. Strefy ułożone są równoległe do równika Jowisza. Przy obserwacjach teleskopowych i na fotografiach z łatwością można dostrzec naprzemienne, jaśniejsze i ciemniejsze pasy ułożone wzdłuż równika. Ciemne pasy odpowiadają ruchom opadającym, a jasne ruchom wznoszącym atmosfery. Ruchom pionowym odpowiadają również ruchy poziome (ubytek mas atmosferycznych musi być uzupełniany) objawiające się jako ustawiczne i silne wiatry na Jowiszu. W rejonach planety dostatecznie odległych od równika stabilność ruchów wznoszących i opadających się załamuje i powstają olbrzymie wiry atmosferyczne. Czas życia takich wirów oraz ich rozmiary są zróżnicowane. Wiry jawią się na obrazkach Jowisza jako plamy. Rozmiary takich plam często przekraczają rozmiary Ziemi. Niektóre wiry zanikają po kilku dniach, inne po latach. Największy wir atmosferyczny Jowisza jawi się jako tzw. Wielka Czerwona Plama. Plama ta istnieje już przynajmniej od 300 lat.

Jowisz ma pierścień, co zostało odkryte przez sondę kosmiczną Voyager 1 w 1979 roku. Drobinę wchodzące w skład pierścienia mają małe rozmiary i zbudowane są najprawdopodobniej z krzemianów. Rozmiary ziarenek pyłu tworzących pierścień są porównywalne z rozmiarami pyłu w dymie z papierosa. Pierścień leży w płaszczyźnie równikowej planety i prawie cały mieści się wewnątrz orbity najbliższego księżycy Jowisza, Metis.

Jowisz posiada ponad 60 księżyców o rozmiarach powyżej około 1 km. Wiele spośród nich to przechwycone asteroidy. Cztery największe księżyce Jowisza odkryte przez Galileusza powstały najprawdopodobniej w tym samym czasie co ich macierzysta planeta. Są to: Io, Europa, Ganimedes i Kallisto. Europa jest nieco mniejsza od naszego Księżyca, zaś pozostałe trzy są od niego większe. Wystarczy nawet najmniejszy teleskop, by zaobserwować księżyce Galileuszowe. Te dostarczają nigdy niekończącej się fascynacji wśród amatorów. Czasem satelity występują parami po obu stronach Jowisza, czasem któryś się chowa za tarczą albo przechodzi przed nią. Księżyce Galileuszowe są regularnie zaćmiewane, ale najdalszy z nich, Kallisto, ma okresy kiedy nie jest zaćmiewany (np. od września 2004 do stycznia 2008 nie ulegnie ani razu zaćmieniu). W tabeli 6.2 podano wybrane charakterystyki księżyców Galileuszowych Jowisza.

Tabela 6.2. Parametry opisujące księżyce Galileuszowe.

Nazwa księżycy	Średnia odległość od Jowisza [tys. km]	Średnica [km]	Gwiazdowy okres obiegu wokół Jowisza [doba]	Maksymalna jasność [magnitudo]
Io	421	3643	1.769	5.0
Europa	671	3122	3.551	5.3
Ganimedes	1070.4	5262	7.155	4.6
Kallisto	1882.7	4820	16.689	5.6



Fot. 6.3. Jowisz wraz z księżycami Galileuszowymi sfotografowany w Częstochowie podczas opozycji w roku 2005.

Saturn oglądany przez teleskop wywiera na obserwatorze ogromne wrażenie. Żadne fotografie ani opisy nie są w stanie oddać piękna jego wyglądu. Każdy teleskop powiększający ponad 30 razy pozwoli zauważyć pierścienie Planety. Składają się one z miliardów drobin, o rozmiarach od mikroskopowych do kilometrowych, obiegających Saturna po współpłaszczyznowych orbitach. O pierścieniach mówi się w liczbie mnogiej bo z sond kosmicznych idzie wyróżnić dla Saturna setki pierścieni o różnych odcieniach. Z Ziemi daje się wizualnie rozróżnić trzy najbardziej się wyróżniające składowe — A, B, C. Pomędzy zewnętrznymi składowymi A i B występuje przerwa, odkryta już w 1675 roku przez Cassiniego. Oprócz pierścieni Saturn posiada ponad 60 księżyców. Największy z nich, Tytan, jest łatwo widoczny przez małe teleskopy jako obiekt o jasności około 8 magnitudo, okrążający Saturna w tempie raz na 16 dni. Tytan jest drugim co do wielkości księżycem w Układzie Słonecznym i posiada rozległą atmosferę, co wyróżnia go wśród satelitów planet.

Saturn jest oddalony od Słońca dziesięć razy bardziej niż Ziemia. Jest najdalszą planetą ogladaną z Ziemi gołym okiem i jest drugą co do rozmiarów i masy planetą okołosłoneczną. Jego gęstość jest znacznie mniejsza od gęstości wody i Saturn jest najrzadszą planetą Układu Słonecznego. Okres rotacji Saturna jest krótki i wynosi niewiele ponad 10 godzin. Pole magnetyczne Saturna jest około 20 razy słabsze niż Jowisza. Na Saturnie daje się zauważyć, choć znacznie słabszy niż na Jowiszu, system pasów odzwierciedlających globalne procesy zachodzące w atmosferze planety. Masy atmosferyczne przemieszczają się na Saturnie w tempie około trzy razy większym niż na Jowiszu. W odstępach co około 15 lat Saturn znajduje się w takim położeniu, że Ziemia leży w jego płaszczyźnie równikowej. Wtedy nadarza się okazja, by oglądać Saturna „bez pierścieni”.

Skład pierwiastkowy wszystkich planet olbrzymich, w tym Saturna, jest podobny jak u Jowisza i jest zdominowany przez wodór i hel. Saturn wyróżnia się wśród planet największym spłaszczeniem. Wobec szybkiej rotacji planety jej

gazowo-płynna konsystencja poddaje się nieco sile odśrodkowej, działającej wbrew sile grawitacji dążącej do utrzymania masy w kształcie kuli.

Saturn uformował się daleko od Słońca, gdzie w niskich już temperaturach znajdowało się dużo drobin lodu pokrytych zestalonymi gazami. Gdy odpowiednio duża ilość takich drobin zespoliła się już w dość masywny zaczątek planety, dalszy wzrost polegał na grawitacyjnym przechwytywaniu z najbliższego otoczenia, występującego tam obficie wodoru i helu. Cięższe pierwiastki, które w śladowych ilościach również wchodziły w skład budulca, stopniowo zajmowały coraz bardziej centralne położenie i ostatecznie utworzyły skalne jądro planety. Jądro to od początku było skryte pod rozległym płynnym płaszczem wodorowym. Pierścienie Saturna najprawdopodobniej nie mają charakteru pierwotnego, czyli nie są tym materiałem, który został jako nieużyty w czasie formowania się planety. Lód, będący głównym budulcem drobin tworzących pierścienie, musiałby obrócić się w gaz w czasach, gdy Saturn był jeszcze gorący. Przypuszcza się raczej, że tworzywem pierścieni są odpadki powstające podczas zderzeń komet z lodowymi księżycami Saturna.

Uran został odkryty 13 marca 1781 roku przez Herschela. Jest dwa razy bardziej oddalony od Słońca niż Saturn, a jego masa jest 20 razy mniejsza niż Jowisza. Rotuje z okresem około 17 godzin i ma pole magnetyczne 50 razy silniejsze niż Ziemia. Uran praktycznie nie daje się obserwować gołym okiem gdyż jego maksymalna jasność wynosi około 5.7 magnitudo. Z łatwością daje się obserwować przy użyciu lornetki czy teleskopu. Przez teleskop jawi się w postaci małego zielonkawego dysku. W odróżnieniu od pozostałych planet Układu Słonecznego oś obrotu Urana leży prawie idealnie w płaszczyźnie jego orbity. Przy okresie obiegu dookoła Słońca równym około 84 lata, co 42 lata któryś z biegunów jest zwrócony wprost ku Słońcu. Spekuluje się, że nietypowe ustawienie osi rotacji Urana względem płaszczyzny jego orbity może wynikać z dawniejszej kolizji planety z jakimś masywnym ciałem.

Ciśnienie we wnętrzu Urana jest znacznie mniejsze niż dla Jowisza czy Saturna i nie ma on warstwy ciekłego wodoru metalicznego. Małe skalne jądro jest prawdopodobnie otulone częściowo zmrożoną wodą zawierającą materiał skalny i rozpuszczony amoniak i metan. Ponad taką płynną otuliną rozciąga się bardzo rozległa atmosfera składająca się głównie z wodoru i helu. Pierścienie Urana są ubogie i składają się z czarnego materiału. W prawdzie są znacznie masywniejsze od pierścienia Jowisza, ale całkowita ich masa nie dorównuje nawet masie materiału zawartego w obrębie przerwy Cassiniego u Saturna.

Pośród ponad dwudziestu odkrytych księżyców Urana, cztery mają średnice powyżej 1000 km, a największy z nich, Titania, ma średnicę 1578 km. Wszystkie księżyce Urana mają małe gęstości i w ich składzie najprawdopodobniej dominuje zamarznięta woda.

Neptun jest nieco mniejszy, ale masywniejszy od Urana. Odkrył go Johann Galle 23 września 1846 roku. Aby go zobaczyć, potrzebna jest lornetka lub teleskop. W czasie opozycji jego jasność wynosi bowiem około 8 magnitudo. Wte-

dy rozmiar kątowy tarczy Neptuna wynosi 2."3. Neptun oglądany przez teleskop jawi się jako mały, błękitny dysk. Swoją niebieską barwę zawdzięcza Neptun, podobnie jak Uran, domieszce (ok. 3%) metanu w atmosferze. Metan absorbuje fotony światła czerwonego znacznie efektywniej niż fotony światła niebieskiego, co w rezultacie prowadzi do niebieskiej barwy planety. Efekt niebieskiego podbarwienia Neptuna jest wzmocniony selektywnym rozpraszaniem światła słonecznego w jego atmosferze, tak jak to dzieje się w atmosferze ziemskiej. Atmosfera rozprasza efektywniej światło niebieskie niż czerwone, a Neptuna obserwujemy właśnie w świetle rozproszonym. Neptun, znowu podobnie jak Uran, jest bardzo chłodny ($-220\text{ }^{\circ}\text{C}$) w porównaniu z Jowiszem ($-130\text{ }^{\circ}\text{C}$) i Saturnem ($-180\text{ }^{\circ}\text{C}$). Środowisko niskich temperatur nie sprzyja formowaniu się molekuł. Dlatego też na Neptunie, ani na Uranie, nie stwierdzono barwnych obłoków w przeciwieństwie do Jowisza czy Saturna. W atmosferze Neptuna zachodzą zjawiska pogodowe. Dają się obserwować ciemne plamy na podobieństwo czerwonej plamy na Jowiszu. Plamy takie ewoluują; pojawiają się i zanikają. Są to ogromne zawirowania atmosferyczne świadczące o dużej dynamice procesów rozgrywających się w atmosferze planety.

Podobnie jak inne planety typu Jowisza, Neptun ma pierścienie. Posiada też kilkanaście księżyców, w tym jeden dominujący, Tryton, o średnicy 2706 km. Księżyc ten obiega Neptuna z okresem zaledwie 5.877 doby i w odwrotnym kierunku, t.j. ze wschodu na zachód. Spekuluje się, że taki ruch Trytona jest wynikiem jakiejś katastrofy kosmicznej, która kiedyś przydarzyła się Neptunowi. Dzięki bardzo niskiej temperaturze (37 K) jaka panuje na Trytonie, satelita ten jeszcze całkowicie nie utracił atmosfery. Jest ona 10^5 razy rzadsza od ziemskiej i składa się z azotu i metanu. Sondy kosmiczne pozwalają badać struktury powierzchniowe na Trytonie. Znajdują się tam kratery uderzeniowe oraz ślady stosunkowo niedawnej aktywności wulkanicznej.

Pluton został odkryty 18 lutego 1930 roku przez Williama Tombaughę i pod wieloma względami jest wyjątkową planetą. Jest mały (średnica 2374 km) i ma małą gęstość (około 2000 kg/m^3). Ma pięć księżyców, w tym stosunkowo duży Charon (średnica 1250 km). Porusza się po bardzo wydłużonej orbicie i obiega Słońce z okresem 248.53 lat. Swoją odległość od Słońca zmienia w granicach 4425 – 7375 mln km. Zmianie odległości towarzyszy zmiana temperatury na powierzchni Plutona w granicach od -165 do $-205\text{ }^{\circ}\text{C}$. Nachylenie płaszczyzny orbity Plutona do płaszczyzny ekliptyki jest wyjątkowo duże i wynosi $17^{\circ}.1$. Plutona jest bardzo trudno obserwować z Ziemi. Jego średnia jasność w czasie opozycji wynosi zaledwie 15 magnitudo.

Pluton posiada śladową atmosferę. Składa się ona z metanu z domieszką azotu lub dwutlenku węgla. Skład atmosfery i dynamika procesów w niej zachodzących zależy od odległości Plutona od Słońca. Gdy jest on w pobliżu peryhelium, wiele wcześniej zestalonych gazów powraca do atmosfery. Pluton prawdopodobnie posiada duże skalne jądro, wokół którego rozciąga się warstwa zestalo-

nych gazów, takich jak para wodna, dwutlenek węgla czy metan. Na powierzchni Plutona stwierdzono nawet występowanie zestalonego azotu.

Ze względu na wiele cech Plutona, które mocno odstają od cech pozostałych planet okołosłonecznych, uważa się coraz częściej, że Pluton nie jest planetą z prawdziwego zdarzenia, ale jest swego rodzaju „przybłęda”, który w towarzystwie sobie podobnych (Charon, Tryton i in.) przybył z dalekich peryferii Układu Słonecznego, by w wyniku oddziaływań grawitacyjnych z Neptunem osiąść na stałe bliżej Słońca.

W Układzie Słonecznym oprócz Słońca, planet i ich księżyców, znajdują się miliardy drobnych ciał. Nazywa się je *planetoidami* (asteroidami), gdy myślimy o ciałach poruszających się po w miarę kołowych orbitach i niezblizających się zbyt do Słońca, albo *kometami*, gdy orbity okołosłoneczne tych ciał są mocno wydłużone. Jeśli mamy na myśli stosunkowo drobne ciała, które mogą wywołać zjawisko meteoru, mówimy o *meteoroidach*. Najdrobniejsze zestalone bryłki materii określamy jako *ziarna pyłu*. Liczba drobnych ciał gwałtownie rośnie, gdy przechodzić do coraz mniejszych rozmiarów. Drobne ciała, podobnie jak planety, nie są rozłożone jednorodnie w przestrzeni okołosłonecznej, ale występują w zdecydowanej przewadze w pobliżu płaszczyzny równikowej Słońca. W tej płaszczyźnie też nie są rozłożone jednorodnie, ale mają tendencję tworzyć obszary zawyżonej gęstości na podobieństwo pierścieni wokół planet typu Jowisza. I tak, pierwszy taki okołosłoneczny „pierścień” leży między orbitami Marsa i Jowisza, a drugi, nazywany pasem Kuipera, zaczyna się za orbitą Neptuna.

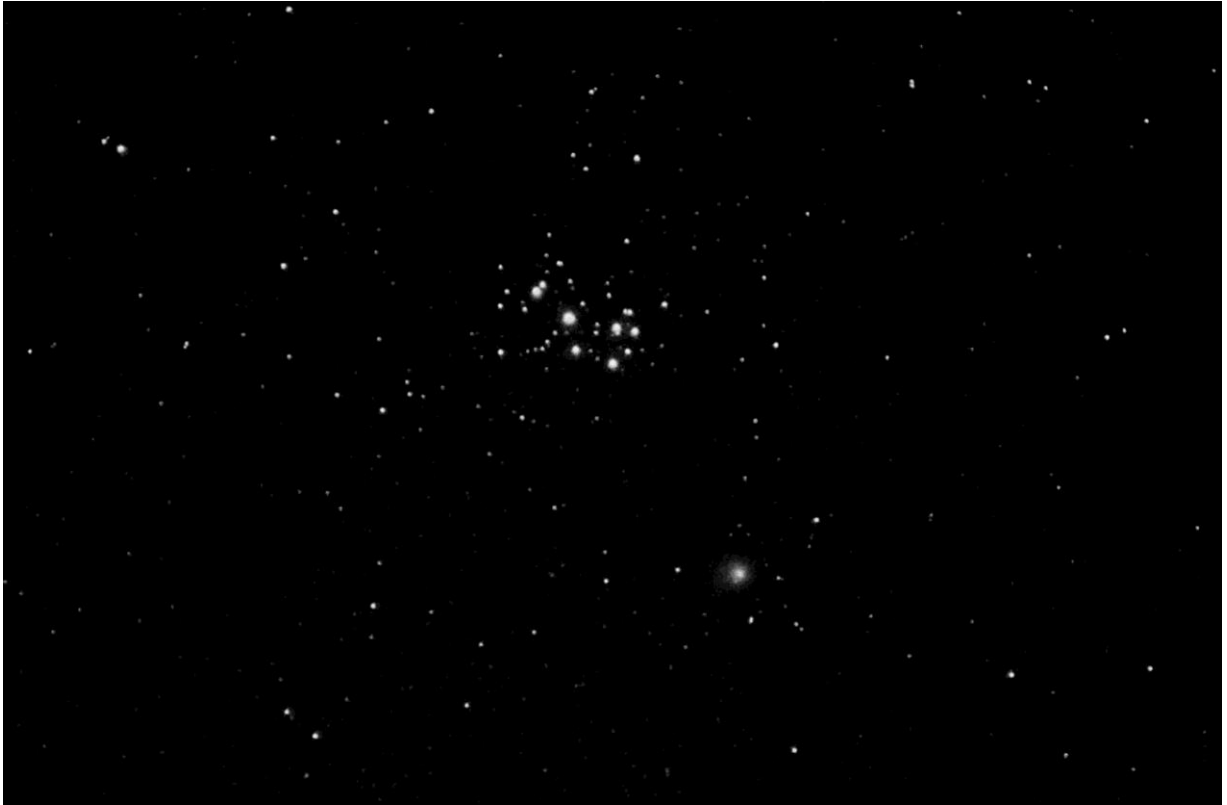
Każdy z tych „pierścieni” zawiera ogromne ilości drobnych ciał. Największe spośród nich odkryto, nazwano i ustalono ich fizyczne parametry. Miliardy mniejszych ciał nigdy nie doczeka się podobnego potraktowania. W pasie planetoid między Marsem i Jowiszem wyróżniono Ceres, Westę, Pallas itd. o rozmiarach odpowiednio 933, 530, 524 km i ku coraz mniejszym. Pas Kuipera, ciągnący się od około 30 do około 1000 j.a. może zawierać i większe planetoidy, ale ich wykrywanie jest bardzo utrudnione ze względu na dużą odległość. W 2003 roku odkryto np. obiekt 2003UB313, w odległości około 97 j.a. od Słońca i o rozmiarach około półtora raza większych od Plutona. Znanie planetoidy mają zgodnie dość małe gęstości, około 2000 kg/m³. Planetoidy z pasa Kuipera mają najprawdopodobniej jeszcze mniejsze gęstości, schodzące do wartości odpowiadającej wodzie.

Drobne ciała Układu Słonecznego mogą istotnie wpływać na stany fizyczne planet. W dalekiej przeszłości z drobnego pyłu tworzyły się masywniejsze planetozymale. Te zlepiając się utworzyły planety. Pozostałe spadały na uformowane już planety i ich księżyce i modyfikowały ich stan fizykochemiczny. Z postępującym wiekiem Układu Słonecznego zmniejsza się gęstość występowania małych ciał i tym samym częstość ich upadków na planety. Niemniej, dopóki takie ciała jeszcze są „na swobodzie” możliwość ich kolizji z dowolną planetą zawsze istnieje. Im wyższy stan zorganizowania materii na powierzchni planety, tym większe spustoszenie może spowodować taka kolizja. Okazuje się np., że upa-

dek na Ziemię ciała o średnicy zaledwie kilku kilometrów mógłby spowodować wymarcie większości gatunków zamieszkujących Ziemię, w tym człowieka.



Fot. 6.4. Kometa Hale-Boppa sfotografowana w Bieszczadach w kwietniu 1997 roku.



Fot. 6.5. Kometa Machholtza sfotografowana 7 stycznia 2005 w Krakowie. Czytelnikowi proponujemy osobiste jej odnalezienie wśród gwiazd.



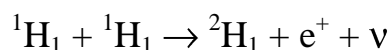
7. Słońce

Słońce, będące najbliższą nam gwiazdą, nie bez powodów bywało traktowane przez wtajemniczonych różnych epok i kultur jako widzialne oblicze dawcy życia, wszechmocnego Boga. Ten, który Mojżeszowi ukazał się w krzaku gorejącym, objawia się wszelkiemu stworzeniu również w postaci ognia, w postaci gwiazdy ognistej, Słońca. Nie trudno jest współczesnemu racjonalistcie usprawiedliwić tego rodzaju poglądy, jeśli szczegółowo rozważy rolę naszej dziennej gwiazdy. Wystarczy, że logicznie rozumując spróbuje odpowiedzieć sobie na pytanie; jakie byłyby losy ludzkości gdyby Słońce przestało świecić albo przyciągać grawitacyjnie?

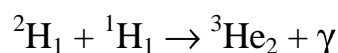
Słońce jest gwiazdą, czyli masywną gazowo-plazmową gorącą kulą materii posiadającą zdolność wytwarzania energii i wyświecania jej. Ziemia z Księżycem oraz inne planety wraz ze swoimi księżycami okrążają Słońce po właściwych sobie orbitach, uwarunkowanych oddziaływaniem grawitacyjnym centralnej gwiazdy. Masa Słońca wynosi $M_{\odot} = 1.99 \cdot 10^{30}$ kg, a jego promień $r_{\odot} = 696\,000$ km. Dla obserwatora na Ziemi, oddalonego od Słońca średnio o 149597870 km średnica kątowna tarczy słonecznej wynosi około 32', tj. nieco ponad pół stopnia. Światło przemierza odległość dzielącą Ziemię od Słońca w ciągu około 8.3 minut.

7.1. Źródło energii Słońca i temperatura jego powierzchni

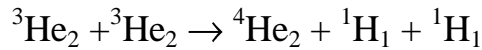
Słońce wypromieniowuje w całym zakresie długości fal elektromagnetycznych tak olbrzymią energię (około $4 \cdot 10^{26}$ J w ciągu sekundy), że mechanizm jej produkcji nie da się dziś tłumaczyć inaczej, jak tylko na drodze reakcji jądrowych. Wziąwszy pod uwagę skład materii słonecznej (w ogromnej większości jest to wodór, a na drugim miejscu hel), a także czyniąc rozważania modelowe co do warunków termodynamicznych, jakie powinny panować wewnątrz naszej gwiazdy, proponuje się tzw. protonowo-protonowy (p-p) cykl reakcji syntezy wodoru w hel. Cykl ten miałby zachodzić w samym centrum Słońca, gdzie ocenia się, że temperatura ośrodka wynosi około 15 000 000 K, a gęstość plazmy 160 g/cm^3 . W takich warunkach może dochodzić do reakcji połączenia się dwóch protonów z wydzieleniem pozytonu i neutrino elektronowego:



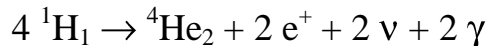
Powstałe w wyniku takiej reakcji jądro ciężkiego wodoru (deuteru) może z kolei zderzyć się z jeszcze jednym protonem przechodząc w jądro izotopu helu, przy jednoczesnej emisji wysokoenergetycznego kwantu energii:



Ostatnia reakcja cyklu p-p polega na zderzeniu się dwóch jąder izotopu helu w celu utworzenia trwałego jądra:



Sumarycznie można cykl p-p zapisać jako:



Łączna masa składników powstających w wyniku cyklu reakcji jest mniejsza od łącznej masy składników wchodzących w reakcje. Deficyt masy zgodnie ze wzorem Einsteina:

$$E = m c^2$$

zostaje zamieniony na energię promienistą. Z pomiaru ilości energii wysyłanej przez Słońce w jednostce czasu wnioskuje się, że wewnątrz naszej gwiazdy w ciągu 1 sekundy około 4 miliony ton masy musiałyby przemieniać się w energię. Powstała we wnętrzu energia jest transportowana ku powierzchni Słońca, skąd jest wypromieniowywana na zewnątrz we wszystkich kierunkach. Część tej energii w postaci fotonów promieniowania elektromagnetycznego dochodzi do Ziemi. Mierząc ilość energii słonecznej przechodzącej przez jednostkę powierzchni, ustawioną prostopadle do kierunku na Słońce, w jednostce czasu możemy przy znajomości odległości Ziemi od Słońca oraz rozmiarów naszej gwiazdy obliczyć ilość energii emitowanej przez jednostkę powierzchni fotosfery słonecznej w jednostce czasu. Czyniąc założenie upraszczające, że fotosfera słoneczna promieniuje jak ciało doskonale czarne możemy, posiłkując się prawem Stefana-Boltzmanna:

$$E = \sigma T^4$$

obliczyć **temperaturę efektywną** powierzchni Słońca. Wynosi ona ok. 6000 K. Temperaturę fotosfery Słońca można też określać bez znajomości stałej słonecznej, odległości Słońca ani jego rozmiarów. Jednym ze sposobów jest określenie tzw. **temperatury barwnej**. Zakłada się, że mamy do czynienia z promieniowaniem ciała doskonale czarnego i dokonuje się pomiaru stosunku natężeń I_1/I_2 promieniowania dla możliwie wąskich przedziałów wokół dwóch długości fali λ_1 i λ_2 .

Ilość energii emitowanej przez jednostkę powierzchni ciała doskonale czarnego opisana jest wzorem Plancka. Gdybyśmy dokonywali pomiaru wprost na emitującej powierzchni to dla ustalenia temperatury ciała wystarczyłby pomiar natężenia na jednej długości fali. Wtedy przekształcając wzór Plancka otrzymalibyśmy temperaturę — jako jedyną niewiadomą w równaniu. Ze względów oczywistych nie możemy dokonać pomiarów bezpośrednio na powierzchni Słońca. Mierzymy natężenia oświetlenia promieniowaniem słonecznym w pewnym oddaleniu od samego źródła. W miarę oddalania się od świecącego obiektu natężenie to maleje odwrotnie proporcjonalnie do kwadratu odległości. Gdybyśmy znali dokładnie odległość r pomiędzy źródłem promieniowania a obserwatorem, to mierząc natężenie oświetlenia dla pewnej długości fali i mnożąc je przez pole powierzchni sfery o promieniu r otrzymalibyśmy natężenie oświetlenia dla tej

długości fali na powierzchni źródła, a stąd poprzez wzór Plancka samą temperaturę. Przy określaniu temperatury barwnej rezygnujemy z informacji o odległości, ale za to musimy dokonywać pomiaru natężenia dla dwóch długości fali. Stosunek natężeń I_1/I_2 nie zależy od odległości obserwatora od źródła (przy założeniu braku ekstynkcji lub przy założeniu, że ekstynkcja jest szara, czyli niezależna od długości fali) i wszystko jedno czy pomierzmy go na samej powierzchni gwiazdy czy też w innym wygodniejszym miejscu.

Mając pomierzone $I_1(\lambda_1, T)$ oraz $I_2(\lambda_2, T)$ i korzystając ze wzoru Plancka

$$I(\lambda, T) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} \frac{1}{\exp \frac{hc}{\lambda kT} - 1}$$

otrzymamy

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^5 \frac{\exp \frac{hc}{\lambda_2 kT} - 1}{\exp \frac{hc}{\lambda_1 kT} - 1}$$

Jako, że stałe wyrażenie hc/k wynosi w przybliżeniu 0.0144 m·kg, a wyrażenie λT dla zakresu optycznego przy spotykanych temperaturach gwiazd na ogół jest mniejsze od tej wartości, to nie popełniamy dużego błędu, jeśli pominiemy jedynki odejmowane od eksponent w wyrażeniu na I_1/I_2 . Wzór na temperaturę barwną przyjmie wtedy prostą postać:

$$T = \frac{hc}{k} \frac{\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}}{\ln \frac{I_1}{I_2} + 5 \ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}}$$

Temperatura barwna fotosfery Słońca dla $\lambda_1 = 5400 \text{ \AA}$, $\lambda_2 = 4700 \text{ \AA}$ wynosi 6500K.

Temperaturę Słońca, jak i innych gwiazd, można również otrzymać obserwując rozkład natężenia promieniowania z długością fali. Jeśli w obserwowanym rozkładzie uda nam się określić długość fali λ_{\max} , której odpowiada maksimum natężenia oświetlenia promieniowaniem gwiazdy to, przy założeniu, że gwiazda promieniuje jak ciało doskonale czarne, możemy określić temperaturę z prawa Wiena:

$$\lambda_{\max} T = \text{const} = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ m K} .$$

W przypadku Słońca temperatura otrzymana ze wzoru Wiena wynosi 6200K.

7.2. Obfitości pierwiastków chemicznych w materii Słońca

Słońce, ze względu na jego olbrzymią jasność dla obserwatora na Ziemi, jest idealnym źródłem dla przeprowadzania analizy widmowej. Na szczególną uwagę w widmie światła słonecznego zasługują silne linie absorpcyjne (tzw. linie

Fraunhofera). Odpowiedzialnością za powstawanie tych linii obarcza się atomy i jony znajdujące się w górnych warstwach Słońca. Fotony dochodzące z głębszych, gorętszych warstw zostają pochłaniane przez atomy i jony zalegające bardziej zewnętrzne, chłodniejsze obszary. W widmie światła słonecznego zidentyfikowano setki tysięcy linii należących do poszczególnych pierwiastków oraz ich jonów. Istnieje też ogromna ilość linii molekularnych (zidentyfikowano np. pasma absorpcyjne cząsteczek CH, CN, OH, NH i in.). W oparciu o pomiary szerokości równoważnych zidentyfikowanych linii absorpcyjnych ustalono względne obfitości poszczególnych pierwiastków w środowisku odpowiedzialnym za powstawanie tych linii. W tabeli 7.1 podano względne ilości najobficiej występujących w atmosferze Słońca pierwiastków.

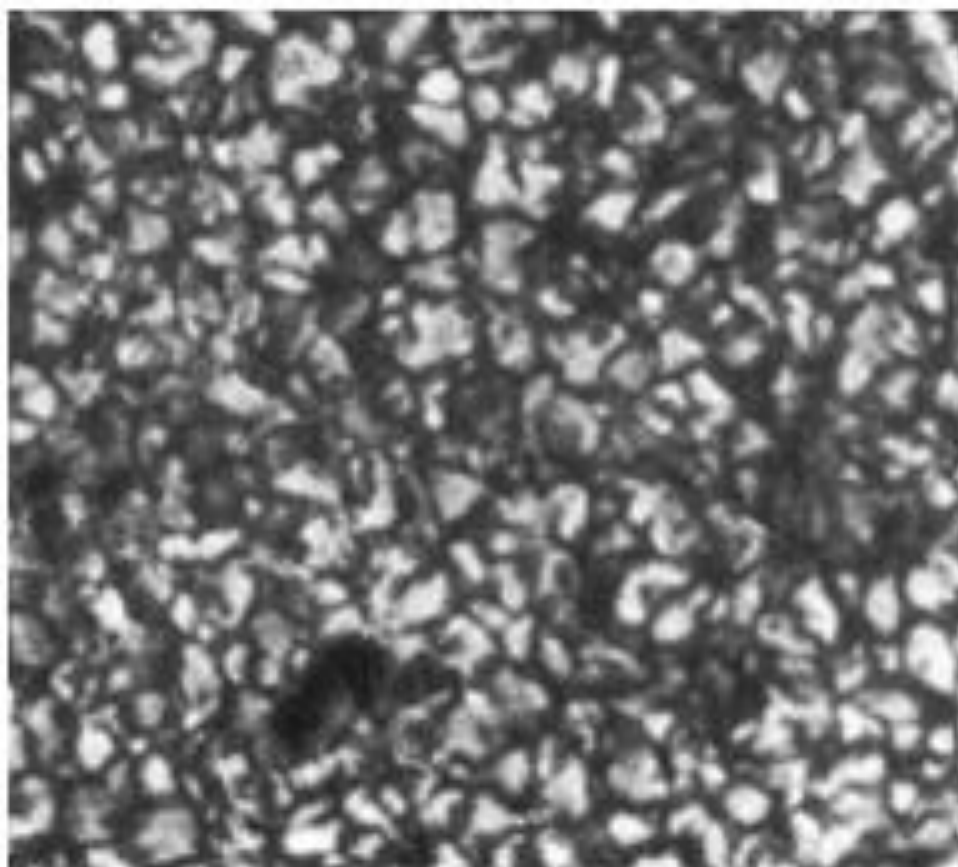
Tabela 7.1. Obfitości najpopularniejszych pierwiastków występujących w atmosferze Słońca.

Symbol chemiczny pierwiastka	Liczba atomów pierwiastka przypadających na każdy milion atomów wodoru
H	1 000 000
He	63 000
O	690
C	420
N	87
Si	45
Mg	40
Ne	37
Fe	32
S	16
Al	3
Ca	2
Na	2
Ni	2
Ar	1

7.3. Aktywność Słońca

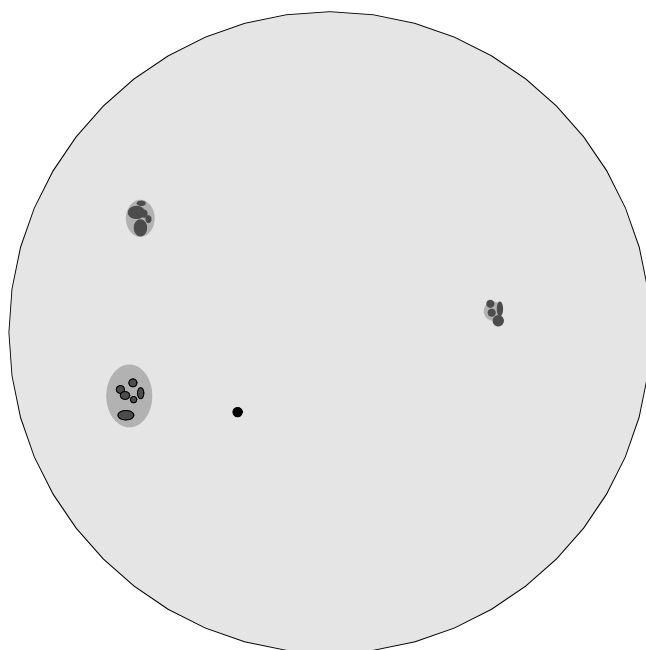
Jeśli w dobrych warunkach klimatycznych (wysoko w górach w suchym klimacie) z użyciem teleskopu wyposażonego w odpowiednie filtry obserwować Słońce, to dostrzeże się, że fotosfera Słońca przedstawia niejednorodną i dynamiczną strukturę. Cała powierzchnia tarczy słonecznej jest **granulowana** (fot. 7.1), przy czym jedne granule znikają na oczach obserwatora a tworzą się nowe. Czas życia pojedynczej granuli waha się w granicach kilkunastu do kilkuset sekund. Rozmiary kątowe granul są rzędu 10'' co oznacza, że ich powierzchnie przekraczają powierzchnię terytorium Polski. Występowanie granulacji

świadczy o tym, że tuż pod powierzchnią fotosfery Słońca odbywają się pionowe ruchy materii (ruchy konwektywne). Jaśnienie granuli odpowiada wydobywaniu się ku zewnątrz cieplejszej (o około 100 K od otoczenia) materii. Granula znika w momencie ostygnięcia do temperatury otoczenia.

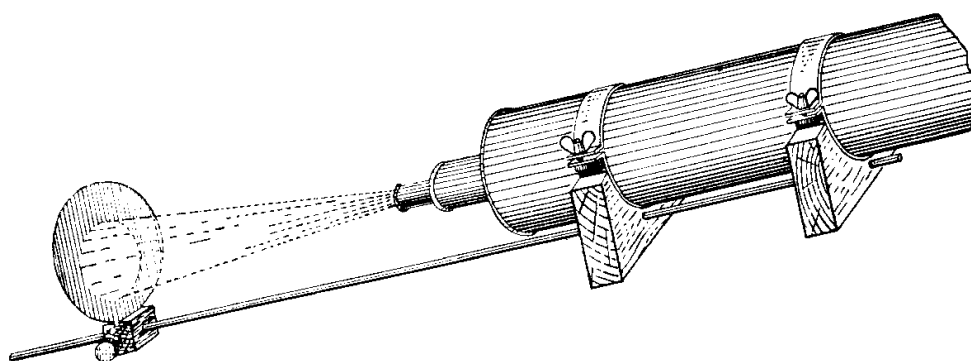


Fot. 7.1. Granulacja Słońca.

Innym przejawem aktywności słonecznej są pojawiające się i znikające plamy na fotosferze (rys.7.1). Z użyciem małej lunety umieszczonej na stabilnym statywie można stosunkowo łatwo obserwować **plamy** na Słońcu (rys. 7.2). Należy wycelować lunetę w kierunku Słońca, ale w żadnym wypadku nie patrzeć w okular, bo uszkodzimy oko. W niedużej odległości (ok. 20 cm) od okularu należy wstawić ekran (np. kartkę papieru) i dostroić ustawienie lunety tak, aby na ekranie otrzymać ostry obraz tarczy Słońca. Na tym obrazie należy szukać małych ciemnych plamek lub ich grup. W przypadku, gdy zauważymy takie plamki, to pozostaje nam jeszcze upewnić się, czy są to rzeczywiście plamy na Słońcu. Drobne zanieczyszczenia na soczewce okularu będą bowiem też zaśmiecać nasz obraz. Łatwo przekonamy się, czy dana plamka jest plamą słoneczną czy zabrudzeniem okularu, gdy lekko przekręcimy okular wokół jego osi. Przy takim obrocie na naszym ekranie plamki pochodzące od brudu na okularze będą się też obracać, podczas gdy prawdziwe plamy słoneczne — nie.

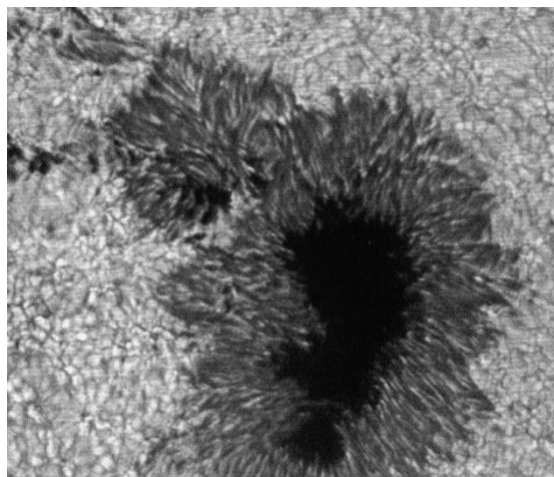


Rys.7.1. Tarcza słoneczna pokryta plamami (rysunek schematyczny).



Rys.7.2. Przystawka (ekran) do obserwacji plam słonecznych.

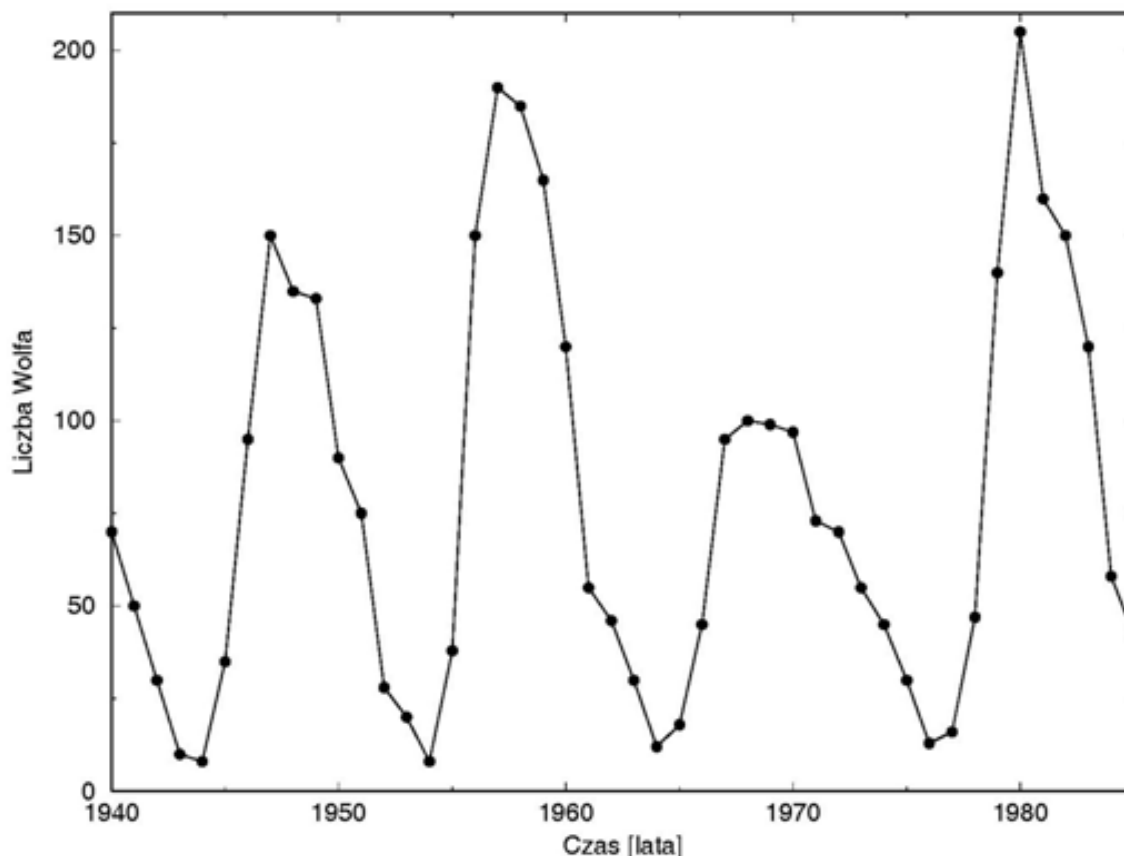
Plamy słoneczne mają często nieregularne kształty i w większości przypadków daje się wyróżnić ciemne centralne jądra oraz nieco jaśniejsze ich otoczki (rys. 7.3).



Rys. 7.3. Struktura plamy słonecznej (rysunek schematyczny).

Rozmiary liniowe plam wahają się w granicach od tysiąca do kilkudziesięciu tysięcy km. Temperatura plam jest o kilkaset stopni niższa od temperatury fotosfery i choć same plamy też mocno świecą, to przez kontrast ze znacznie jaśniejszą od nich fotosferą są widoczne jako ciemne.

Stopień zaplamienia Słońca ulega cyklicznym zmianom, przy czym okres tego cyklu wynosi około 11 lat (rys. 7.4).



Rys. 7.4. Cykl aktywności słonecznej.

Są okresy, że trudno jest dostrzec na tarczy słonecznej choćby jedną plamkę, a są takie, kiedy tych plam, a właściwie całych ich kompleksów, jest dużo. Jako miary zaplamienia używa się tzw. **liczby Wolfa** zdefiniowanej jako:

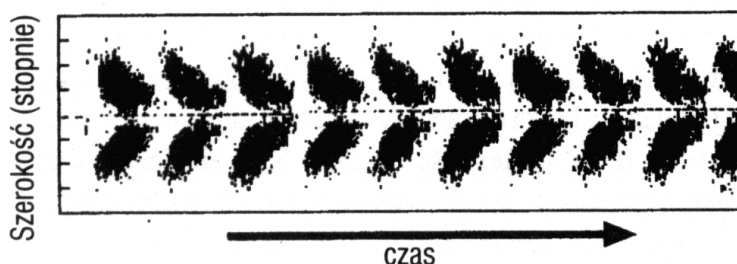
$$W = 10 \cdot g + f$$

gdzie g jest liczbą obserwowanych grup plam a f łączną liczbą wszystkich widocznych plam. Czas życia plam jest znacznie dłuższy niż granuli i wynosi na ogół od kilku do kilkudziesięciu godzin, choć zdarzają się też plamy o czasie życia równym kilka miesięcy. Obserwacje plam pozwalają łatwo stwierdzić, że Słońce dokonuje ruchu wirowego. Płaszczyzna równika słonecznego jest nachylona do płaszczyzny ekliptyki pod kątem $7^{\circ}15'$. Prędkość kątowna plam oraz innych szczegółów na Słońcu nie jest stała. Słońce nie wiruje jak bryła sztywna. Obszary równikowe dokonują pełnego obrotu w ciągu 25 dni, podczas gdy obszary podbiegunowe na pełny obieg potrzebują około 30 dni. Prędkość kąto-

wą szczegółu na powierzchni Słońca w funkcji szerokości heliograficznej B wyraża wzór fenomenologiczny:

$$\omega = 14^{\circ}.37 - 2^{\circ}.8 \sin^2 B \text{ [stopnie}\cdot\text{doba}^{-1}]$$

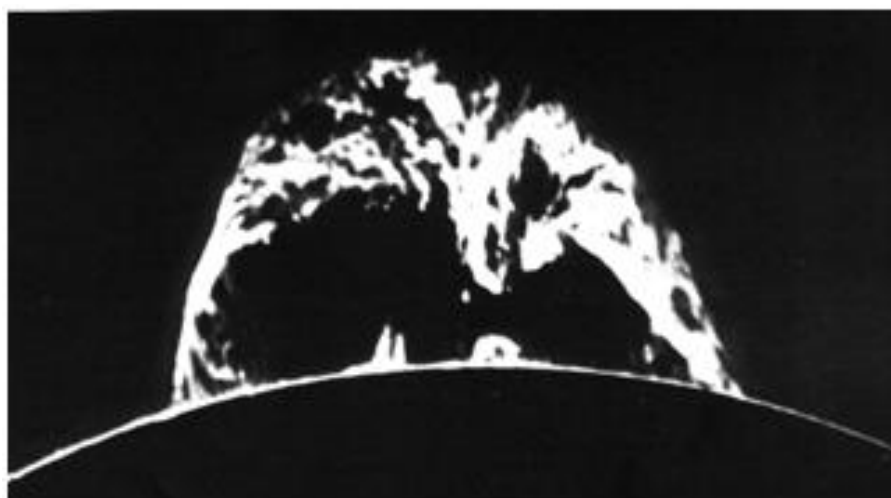
Śledząc zjawisko zaplamienia Słońca w czasie stwierdzono szereg regularności w ich pojawianiu się. Jedną z nich jest to, że plamy występują na małych szerokościach heliograficznych, $|B| < 40^{\circ}$. W pierwszym okresie po minimum zaplamienia plamy pojawiają się na większych szerokościach heliograficznych. W miarę jak aktywność wzrasta, plamy zaczynają pojawiać się również na małych szerokościach. W ostatniej fazie cyklu plamy (już mniej liczne) jawią się w pobliżu równika. Wykres przedstawiający tę regularność (rys. 7.5) nazywany jest czasem „motylkowym”.



Rys. 7.5. Wykres motylkowy plam słonecznych.

Analiza widmowa światła przychodzącego od plam pozwala stwierdzić, że z plamami związane są stosunkowo silne pola magnetyczne.

W sąsiedztwie plam obserwuje się wyraźne pojaśnienia fotosfery zwane *pochoodniami*. Temperatura pochodni przekracza temperaturę fotosfery o kilkaset stopni, a czas ich życia jest rzędu tygodni. Jeszcze innym przejawem aktywności Słońca są *protuberancje*. Protuberancje wyglądają jak ogromne fontanny materii ponad powierzchnią fotosfery. Zjawisko protuberancji udaje się często zaobserwować w czasie całkowitego zaćmienia Słońca (fot. 7.2).



Fot. 7.2. Protuberancja słoneczna

Materia wyrzucana jest na wysokość do kilkuset tysięcy km nad powierzchnię fotosfery. Trwające czasem kilkadziesiąt tygodni zjawisko w dużej mierze kontrolowane jest, jak się uważa, przez silne zaburzenia pola magnetycznego. Obserwowane fontanny materii miałyby przedstawiać ogromne masy plazmy „wmrożonej” w lokalne, silne i zmieniające się pola magnetyczne.

Występowanie plam, pochodni i protuberancji zdaje się być ściśle powiązane z zaburzeniami pola magnetycznego Słońca. Świadczą o tym m.in. obserwacje radiowej aktywności Słońca. W dochodzącym od Słońca promieniowaniu radiowym wyróżnić można dwie składowe; promieniowanie niezaburzone pochodzenia termicznego oraz synchrotronowe promieniowanie wybuchowe. Promieniowanie synchrotronowe emitowane jest przez naładowane cząstki poruszające się w polu magnetycznym. W okresach wzmożonej aktywności Słońca mierzonej występowaniem plam, pochodni i protuberancji obserwuje się również krótkotrwałe wybuchy (kilkusekundowe, kilkuminutowe, a nawet kilkogodzinne) radiowego promieniowania synchrotronowego.

Procesom aktywnym na Słońcu towarzyszą również wzmożone wyrzuty cząstek naładowanych. Takie wyrzucane ze Słońca cząstki tworzą tzw. *wiatr słoneczny*. Zmienne w czasie „podmuchy” tego wiatru oddziałując z atmosferą Ziemi są przyczyną wielu zaburzeń natury elektromagnetycznej na naszym globie. Wpływ tych zaburzeń na środowisko przyrodnicze, a w szczególności na człowieka, nie jest jeszcze dostatecznie zbadany.

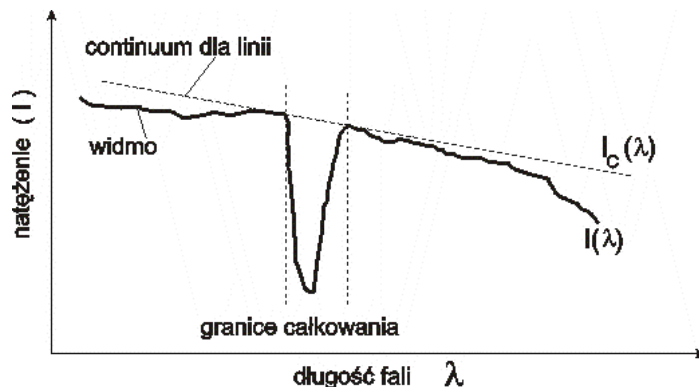
Ćwiczenia

200. Ocenia się, że ilość energii promieniowania słonecznego padającego prostopadle na powierzchnię 1 cm^2 w ciągu 1 minuty (poza atmosferą Ziemi), czyli tzw. stała słoneczna wynosi $S = 1.95 \text{ cal/cm}^2/\text{min}$ ($= 1.36 \cdot 10^3 \text{ J m}^{-2} \text{ s}^{-1}$). Przyjmując tę wartość obliczyć: a) moc promieniowania Słońca, b) temperaturę efektywną fotosfery słonecznej.
201. Dokonać rachunkowego przejścia pomiędzy funkcją Plancka (opisującej rozkład promieniowania ciała doskonale czarnego) wyrażoną w zależności od długości fali λ do postaci wyrażającej zależność od częstotliwości ν promieniowania.
202. Obliczyć temperaturę barwną gwiazdy dla której stosunek natężeń dla $\lambda_1 = 450 \text{ nm}$ i $\lambda_2 = 550 \text{ nm}$ wynosi $I_1/I_2 = 0.9$.
203. Maksimum natężenia promieniowania gwiazdy przypada dla $\lambda = 6000 \text{ \AA}$. Określić temperaturę fotosfery gwiazdy.
204. Szerokość równoważną linii widmowej określa się jako:

$$EW = \int (I_\lambda - I_C) / I_C d\lambda ,$$

gdzie całkowanie odbywa się w obrębie występowania danej linii (rys. 7.6), I_λ oraz I_C oznaczają tu odpowiednio natężenia oświetlenia dla bieżącej wartości długości fali oraz dla continuum. Policzyc szerokość równoważną linii opisanej następującą funkcją:

$$I_{\lambda} = \begin{cases} 1, & \text{dla } \lambda \leq 5800\text{\AA} \\ -3(\lambda - 5801)^2 + 4, & \text{dla } \lambda \in (5800, 5802\text{\AA}) \\ 1, & \text{dla } \lambda \geq 5802\text{\AA} \end{cases}$$



Rys. 7.6. Rysunek pomocniczy dla zrozumienia idei otrzymywania szerokości równoważnej linii widmowej.

(Rozw.: $EW = 4\text{\AA}$)

205. Policzyc, ile wynosi prędkość liniowa plamy słonecznej położonej na szerokości heliograficznej $B = 30^\circ$. (Rozw.: 1664.45 m/s)

206. O ile procent zmalałaby stała słoneczna, gdyby temperatura powierzchni Słońca zmalała do 4500 K ? (Rozw.: 68.36%)

207. Określić liczbę Wolfa w oparciu o rysunek 7.1.

208. Jaką średnicę kątową powinna mieć plama słoneczna, jeśli jej średnica liniowa miałaby się równać średnicy Ziemi? (Rozw.: $17''.6$)

209. Wiedząc, że najmniejsze przedmioty, które można widzieć, muszą mieć rozmiary kątowe nie mniejsze niż dwie minuty łuku, obliczyć, jaka jest liniowa średnica najmniejszej plamy słonecznej, która dałaby się zaobserwować gołym okiem przez zadymione szkiełko.

(Rozw.: $7 \text{ razy większa od średnicy Ziemi}$)

210. W widmie fragmentu fotosfery, w obszarze występowania plamy słonecznej, stwierdzono, że czerwona linia wodorowa H_{α} ($\lambda = 6563.0\text{\AA}$) występuje dla $\lambda = 6566.0\text{\AA}$. Jaka jest prędkość radialna wodoru w tym obszarze? O ile angstromów powinna być przesunięta w tym widmie zielono-niebieska linia wodorowa H_{β} ($\lambda = 4861.5\text{\AA}$)?

(Rozw.: $\text{wodór się oddala z prędkością } 137\text{ km/s, } \Delta\lambda = 2.22\text{\AA}$)

211. Ile potrzeba czasu, aby plama znajdująca się na równiku Słońca wyprzedziła o jeden pełny obrót plamę znajdującą się na szerokości heliograficznej $B = 30^\circ$? (Rozw.: $510 \text{ dni, czyli znacznie więcej niż czas życia plamy}$)

212. Obliczyć grubość warstwy lodu na powierzchni Ziemi, ustawionej pod kątem prostym do kierunku padania promieni słonecznych, jaka ulegnie stopieniu pod wpływem energii słonecznej, jeśli stała słoneczna wynosi $2 \text{ kalorie cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. (Rozw.: 15.8 mm)

213. O ile musiałaby się zmienić temperatura powierzchni Słońca, aby spowodować zmianę stałej słonecznej o 1% ? (Rozw.: $o 15 \text{ stopni}$)

214. Według teorii Helmholtza, energia wypromieniowywana przez Słońce mogłaby być produkowana kosztem zapadania się słonecznej kuli gazowej z prędkością 35 m/rok. Za jaki okres czasu, przy takim tempie kurczenia się Słońca, jego średnica kątowna zmniejszyła by się o $0''.1$ czyli o wielkość dostępną pomiarom? (Rozw.: za 2000 lat)
215. Posługując się wzorem Einsteina $E = mc^2$ obliczyć, o ile zmniejsza się rocznie masa Słońca, skoro Słońce wypromieniowuje rocznie energię $1.2 \cdot 10^{34}$ J.
(Rozw.: $1.3 \cdot 10^{17}$ kg)
216. Określić wartość liczbową energii kinetycznej Ziemi w jej ruchu obiegowym i porównać tę energię z energią wypromieniowaną przez Słońce w ciągu roku ($1.2 \cdot 10^{34}$ J). (Rozw.: 0.266×10^{34} J)



8. Gwiazdy

Gwiazdy są obiektami, które podobnie jak Słońce świecą własnym światłem. Można je sobie wyobrazić jako olbrzymie kule gazowe, we wnętrzach których zachodzą jądrowe reakcje syntezy w warunkach bardzo wysokich ciśnień i temperatur. Chociaż w gwiazdach znajdują się wszelkie pierwiastki, to podstawowym budulcem tych obiektów jest wodór, najbardziej rozpowszechniony pierwiastek we Wszechświecie, oraz hel. Najpospolitszą reakcją jądrową zachodzącą w gwiazdach jest, jak się przypuszcza, synteza wodoru w hel. Reakcje jądrowe w gwiazdach nie zachodzą w całej ich objętości, ale w stosunkowo małych, centralnie położonych regionach. Energia powstająca w czasie zachodzenia takich reakcji nie od razu jest wypromieniowana przez gwiazdę. Potrzeba czasem wielu lat, aby powstałe wewnątrz gwiazdy promieniowanie dotarło, po szeregu przeobrażeń, do zewnętrznych warstw gwiazdy i zostało wyemitowane na zewnątrz. Gwiazdy powstają z materii międzygwiazdowej, która w określonych warunkach może się kondensować pod wpływem sił grawitacji. W zależności od masy gwiazdy jej życie przebiega różnie. Im gwiazda masywniejsza tym szybciej przebiega jej ewolucja. Wśród ogromnej ilości gwiazd dostępnych obserwacjom zaznacza się duże zróżnicowanie ich mierzalnych parametrów. Zróżnicowanie to interpretuje się jako różne stopnie zaawansowania ewolucyjnego u gwiazd.

8.1. Jasności gwiazd

Obserwuje się duży rozrzut jasności gwiazd. Rozrzut ten wynika zarówno z niejednakowych mocy promieniowania poszczególnych gwiazd, jak również z niejednakowych odległości dzielących obserwatora od gwiazdy. Natężenie oświetlenia promieniowaniem gwiazdy podlega bezpośrednim pomiarom z użyciem fotometrów. W układzie SI jednostką tego natężenia jest luks (Lx). W praktyce astronomicznej dla określenia jasności gwiazdy używa się jednak jednostki tradycyjnej, zwanej *wielkością gwiazdową*. Obiektowi świecącemu o określonej jasności obserwowanej I_0 przyporządkowano umownie wielkość gwiazdową $m = 0$. Wielkość gwiazdową m jakiejś gwiazdy o jasności I określa się wzorem:

$$m = -2.5 \log(I/I_0)$$

Wielkość gwiazdowa m jest bezwymiarową z definicji i nie zależy od użytych jednostek dla określenia jasności I . Powyższy wzór można zapisać też jako:

$$m = -2.5 \log I + 2.5 \log I_0$$

Wartość $I_0 = 2.398 \cdot 10^{-6}$ Lx przyjęto umownie tak, aby zdefiniowana skala wielkości gwiazdowych najlepiej zgadzała się ze skalą stosowaną w dawnych czasach. Jeśli zapisać powyższe wyrażenie zgodnie z tak przyjętą umową, to otrzymamy wzór (słuszny dla I wyrażonego w luksach):

$$m = -2.5 \log I - 14.05$$

Dla dwóch gwiazd o jasnościach I_1 i I_2 możemy napisać:

$$m_1 = -2.5 \log (I_1/I_0) \quad \text{i} \quad m_2 = -2.5 \log (I_2/I_0)$$

a stąd otrzymamy tzw. **wzór Pogsona**

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log (I_1/I_2) = 2.5 \log (I_2/I_1)$$

Określonej różnicy wielkości gwiazdowych odpowiada określony stosunek jasności. Ujemne wielkości gwiazdowe odpowiadają obiektom, których jasność jest większa od I_0 . Np. najjaśniejsza po Słońcu gwiazda całego nieba, Syriusz, ma wielkość gwiazdową $m = -1.58$, a samo Słońce wielkość $m = -26.9$. Obiekty zwarte o wielkościach gwiazdowych $m = 5.5$ są na granicy widzialności gołym okiem. Z użyciem najsilniejszych teleskopów można rejestrować gwiazdy i inne obiekty o wielkościach gwiazdowych powyżej $m = 25$. Widać stąd, że stosunek jasności najsilniejszych do najślabszych obiektów astronomicznych dających się współcześnie obserwować wynosi ponad 10^{20} .

Stosuje się w astronomii również pojęcie tzw. **absolutnej wielkości gwiazdowej**, M , w odróżnieniu od tej zdefiniowanej powyżej, którą nazwiemy **widomą**. Absolutna wielkość gwiazdowa M obiektu równa jest wielkości widomej tego obiektu m zarejestrowanej w odległości 10 parseków od niego (1 parsek, w skrócie 1 ps, jest odległością z jakiej promień orbity Ziemi miałby kątowy rozmiar równy $1''$, $1 \text{ ps} = 3.26 \text{ lat świetlnych} = 3.08 \cdot 10^{16} \text{ m}$). Związek pomiędzy obiema wielkościami gwiazdowymi, m i M , można łatwo uzyskać zauważając, że natężenie oświetlenia maleje z odległością r od źródła proporcjonalnie do $1/r^2$. Wzór Pogsona możemy przekształcić następująco:

$$m_1 - m_2 = 2.5 \log (I_2/I_1) = 5 \log (r_1/r_2)$$

(tu wskaźniki 1 i 2 odnosić należy do tej samej gwiazdy lecz oglądanej z dwóch różnych odległości). Gdy za r_1 podstawić wspomnianą, umowną odległość 10 ps i oznaczyć odpowiadającą jej wielkość gwiazdową już nie m_1 ale M , to będzie:

$$M - m_2 = 5 \log 10 - 5 \log r_2$$

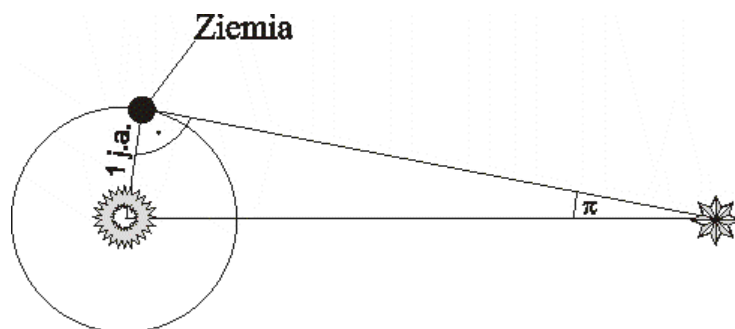
Zatem po opuszczeniu nieistotnego już wskaźnika otrzymamy ważny i często w astronomii wykorzystywany związek, będący definicją absolutnej wielkości gwiazdowej i często nazywany „**modułem odległości**”:

$$m - M = 5 \log r - 5$$

gdzie odległość gwiazdy r musi być wyrażona w parsekach.

Często jako miernika odległości gwiazdy używa się tzw. paralaksy rocznej. **Paralaksa roczna** π gwiazdy jest to kąt, pod jakim z tej gwiazdy byłby widziany, ustawiony prostopadle do kierunku patrzenia, promień orbity Ziemi w ruchu dookoła Słońca (rys. 8.1). W trakcie ruchu dookoła Słońca powinniśmy odczuwać wrażenie, że najbliższe gwiazdy zataczają na tle bardziej oddalonych gwiazd (czy też, inaczej mówiąc, na sferze niebieskiej) maleńkie elipsy. Przesunięcia

paralaktyczne gwiazd okazały się być bardzo małymi, aczkolwiek mierzalnymi kątami. Odkrył je jako pierwszy Bessel w 1838 roku. Paralaksy roczne gwiazd są zawsze mniejsze niż jedna sekunda łuku. Kulka o średnicy 1 cm miałaby średnicę kątową 1'' gdyby ją oglądać z odległości ok. 2 km. Powszechnie używana w astronomii jednostka odległości, **1 parsek (ps)** jest to odległość odpowiadająca paralaksie rocznej, równej 1 sekundzie łuku ($\pi = 1''$)



Rys. 8.1. Paralaksa roczna.

Dla paralaksy wyrażonej w sekundach łuku wzór na moduł odległości przyjmie postać:

$$m - M = -5 \log \pi - 5$$

Pomiędzy paralaksą π wyrażoną w sekundach łuku a odległością r wyrażoną w parsekach istnieje więc zależność:

$$\pi = 1/r$$

Przykład 8.1

W układzie podwójnym gwiazd jeden składnik jest 2 razy jaśniejszy od drugiego. Widoma wielkość gwiazdowa układu jako całości wynosi $m = 5$. Obliczyć wielkości gwiazdowe każdego ze składników. Podać również jasności obu składników wyrażone w luksach.

Rozwiązanie:

Oznaczam: blask pierwszego składnika jako m_1 , czemu odpowiada I_1 ,

blask drugiego składnika jako m_2 , czemu odpowiada I_2 .

Z tekstu zadania wynika, że

$$I_1 = 2I_2$$

Korzystając ze wzoru Pogsona możemy zapisać:

$$m_1 - m = 2.5 \log \frac{I_1 + I_2}{I_1}$$

a stąd wyliczymy, że: $m_1 = 2.5 \log(1.5) + 5 = \mathbf{5.44023}$

Podobnie:

$$m_2 - m = 2.5 \log \frac{I_1 + I_2}{I_2}$$

Skąd po podstawieniach:

$$m_2 = \mathbf{6.1928}$$

Dla wyrażenia jasności w luksach użyjemy wzoru:

$$m = -2.5 \log I - 14.05$$

skąd

$$I = 10^{-0.4(m+14.05)}$$

Zatem:

$$I_1 = 10^{-7.796092} \approx \mathbf{1.5 \cdot 10^{-8} \text{ Lx}} \quad \text{oraz} \quad I_2 = 0.5 \cdot I_1 \approx \mathbf{0.75 \cdot 10^{-8} \text{ Lx}}$$

Odpowiedź: $m_1 = 5.44$, $m_2 = 6.1928$, $I_1 = 1.5 \cdot 10^{-8} \text{ Lx}$, $I_2 = 0.75 \cdot 10^{-8} \text{ Lx}$

Ćwiczenia

217. Jasność gwiazdy o wielkości gwiazdowej $m = 5$ wyrazić w luksach.

(Rozw.: $2.3 \times 10^{-8} \text{ Lx}$)

218. Ile razy blask gwiazdy α Bootis ($m = 0.24$) jest mniejszy od blasku Słońca ($m = -26.9$)? (Rozw.: ok. $7.18 \cdot 10^{10}$ razy)

219. Jaka jest absolutna wielkość gwiazdowa Capelli ($m=0.21$), jeśli paralaksa tej gwiazdy wynosi $0''.069$? (Rozw.: $M = -0.6$)

220. Jaka jest wielkość gwiazdowa Słońca w czasie najjaśniejszego z możliwych zaćmienia pierścieniowego (rozmiary kątowe tarcz Słońca i Księżyca wynoszą wtedy odpowiednio $32'.6$ i $29'.4$). Przyjąć, że blask Słońca rozłożony jest równomiernie po całej tarczy. (Rozw.: $m = -25.04$)

221. Która z gwiazd, Proxima Centauri ($\pi = 0''.76$, $m = 10^m.5$) czy Słońce ($m = -26.9$) wysyła w jednostce czasu więcej energii i ile razy?

(Rozw.: Słońce około 10000 razy więcej)

222. Jaka jest wielkość absolutna gwiazdy Altair ($m = 0.89$, $\pi = 0''.204$)?

(Rozw.: $M = 2.44$)

223. Widoma i absolutna wielkość gwiazdowa obiektu wynoszą odpowiednio: 1.22 i -4.01 . Ile wynosi paralaksa roczna oraz odległość tego obiektu?

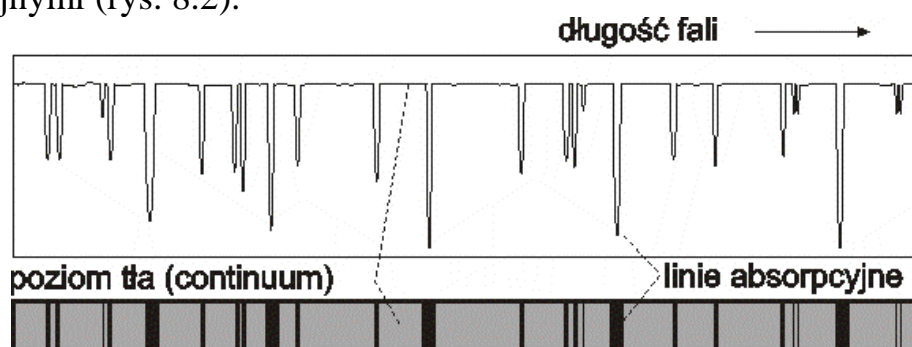
(Rozw.: $\pi = 0''.009$, $r = 111.17 \text{ ps}$)

224. Paralaksa Syriusza wynosi $0''.37$, a gwiazdy Spica $0''.02$. Wyrazić odległości tych gwiazd w parsekach, latach świetlnych, jednostkach astronomicznych i w kilometrach. (Rozw.: Syriusz: $2.7 \text{ ps} = 8.8 \text{ l. św.} = 558000 \text{ j.a.} = 8.3 \cdot 10^{13} \text{ km}$, Spica: $50 \text{ ps} = 163 \text{ l. św.} = 10335681.82 \text{ j.a.} = 1.543 \cdot 10^{14} \text{ km}$)

225. Odległość Syriusza wynosi 2.7 ps, ale z każdą sekundą maleje o 8 km w związku z ruchem tej gwiazdy. Obliczyć, za ile lat widomy blask Syriusza wzrośnie dwukrotnie? Jaka wtedy będzie widoma wielkość gwiazdowa Syriusza, skoro aktualnie wynosi $m = -1.58$? (Rozw.: za 97000 lat, -2.33)

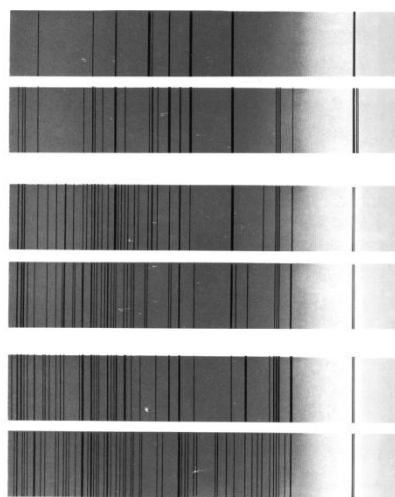
8.2. Widma gwiazd

Sporo cennych informacji o gwiazdzie możemy uzyskać, gdy docierające od niej światło rozszczepić z użyciem spektrografu i przeanalizować otrzymane widmo. Istnieje wiele wyrafinowanych metod otrzymywania widm gwiazdowych w zależności od tego, co chcemy z tych widm odczytać. Widma niemal wszystkich gwiazd składają się z widma ciągłego z nałożonymi na nie liniami absorpcyjnymi (rys. 8.2).



Rys. 8.2. Schematyczne widmo gwiazdy z widocznymi liniami absorpcyjnymi.

Gdy opanowano technikę masowego otrzymywania widm gwiazdowych z użyciem pryzmatów obiektywowych, stwierdzono duże zróżnicowanie wśród tych widm (rys. 8.3). Ze względu na samą obecność lub brak linii absorpcyjnych różnych pierwiastków, a także w oparciu o mierzone stosunki natężeń obserwowanych linii podzielono umownie gwiazdy na siedem **typów widmowych**: O, B, A, F, G, K oraz M. Są gwiazdy, które nie dają się ustawić w tym szeregu typów. Podzielono je na trzy dalsze typy R, N i S (Dla łatwego odtworzenia oznaczeń typów widmowych gwiazd oraz ich kolejności wystarczy zapamiętać następujące zdanie w języku angielskim: **O Be A Fine Girl Kiss Me, Right Now Sweet**).



Rys. 8.3. Przykładowe widma gwiazd dla zilustrowania różnic spektralnych.

Wśród gwiazd klasyfikowanych jako dany typ dokonuje się jeszcze podziału na podtypy numerowane od 0 do 9. Podstawowym kryterium przynależności gwiazdy do danego typu (podtypu) widmowego jest stosunek natężeń wybranych linii absorpcyjnych w widmie gwiazdy.

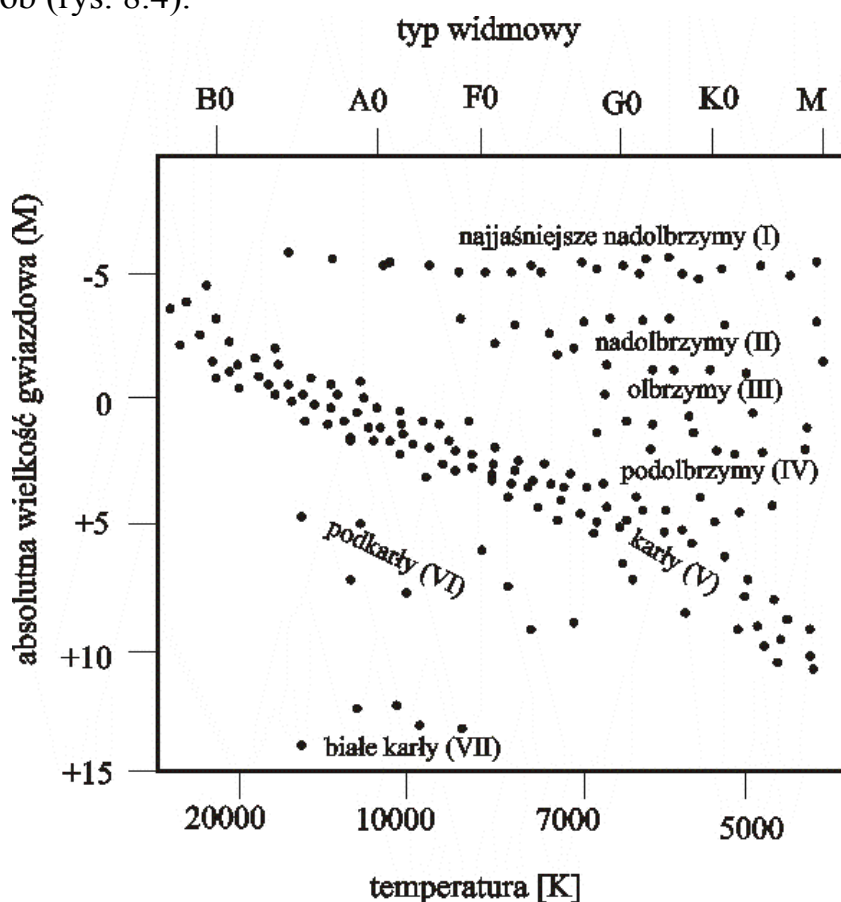
Składowa ciągła widma gwiazdy powstaje w głębszych warstwach atmosfery gwiazdowej, natomiast linie absorpcyjne w warstwach gazu leżących w jej bardziej zewnętrznych obszarach (dla atmosfer gwiazdowych wyróżnia się trzy podstawowe strefy: fotosfera — jako najbardziej zagłębiona i dająca wrażenie świecącej powierzchni, chromosfera i korona). Przy niskich temperaturach fotosfery (~3000 K) gaz w tym rejonie gwiazdy składa się głównie z kilkuatomowych cząsteczek, dających w widmie charakterystyczne pasma. U gwiazd o wyższych temperaturach fotosfery cząsteczki już nie występują, a widmo zdominowane jest liniami pochodzącymi od neutralnych atomów. Widma gwiazd bardzo gorących zawierają silne linie zjonizowanych pierwiastków. Jeśli w widmach gwiazd pomierzyć intensywności linii poszczególnych pierwiastków i ich jonów, to można wnioskować o stopniu obsadzeń poziomów wyjściowych dla powstania danych linii, który z kolei jest funkcją temperatury. Podział gwiazd na typy i podtypy widmowe jest równocześnie podziałem ze względu na temperatury fotosfer tych obiektów. Wygląd widma gwiazdy zależy bowiem wyraźnie od jej temperatury. Gwiazdom najgorętszym, typu O5, przypisuje się temperaturę około 50 000 K, gwiazdom typu A0 około 10 000 K, a gwiazdom typu M0 temperaturę 3500 K.

W funkcji temperatury zmienia się nie tylko widmo absorpcyjne gwiazd, ale również ich widmo ciągłe. Zgodnie z prawami promieniowania wyprowadzonymi dla ciała doskonale czarnego gwiazdy gorące będą emitować intensywniej w krótkofalowej części widma niż gwiazdy chłodniejsze. Wobec tego gwiazdy wczesnych typów widmowych będą bardziej niebieskie niż gwiazdy późnych typów. Nawet gołym okiem potrafimy odróżnić na niebie gwiazdy chłodniejsze, czerwone (np. Betelgeuse, Antares, Aldebaran) od gorących, niebieskich (np. Wega, Rigel, Spica, Syriusz, Altair, Deneb).

Analiza widm gwiazdowych nie tylko pozwala posegregować gwiazdy w zależności od temperatury ich zewnętrznych warstw, ale także ze względu na ich stadium ewolucji czy też, innymi słowy, ze względu na klasę jasności. Na różnych etapach ewolucji gwiazda może w sposób wyraźny zmieniać swoje rozmiary, a co za tym idzie, powierzchnię fotosfery. Im większa powierzchnia fotosfery, przy ustalonej temperaturze, tym gwiazda mocniej promieniuje, czyli jej jasność absolutna jest większa. Dla ustalonej temperatury gwiazdy, czyli dla ustalonego typu widmowego możemy mieć do czynienia z gwiazdami o bardzo różnym stopniu ewolucyjnego zaawansowania. Te różne stopnie ewolucji znajdują odbicie w różnych jasnościach absolutnych gwiazd, a także w różnym wyglądzie widm. Linie pewnych pierwiastków zmieniają bowiem istotnie swoją intensywność w zależności od zaawansowania ewolucyjnego gwiazdy.

8.3. Diagram Hertzsprunga-Russella (H-R)

Na początku XX wieku zgromadzono już sporo pomiarów spektroskopowych dla jaśniejszych gwiazd, a także pomiarów odległości (paralaks trygonometrycznych) dla bliskich gwiazd. Znając odległości gwiazd oraz ich widome wielkości gwiazdowe można było wyliczyć wielkości absolutne. Było interesujące sprawdzić, czy jasności absolutne gwiazd korelują się z ich typami widmowymi (temperatura). Hertzsprung i Russell sporządzili diagram korelacyjny dla tych wielkości i zauważyli, że punkty na tym diagramie rozłożyły się w interesujący sposób (rys. 8.4).



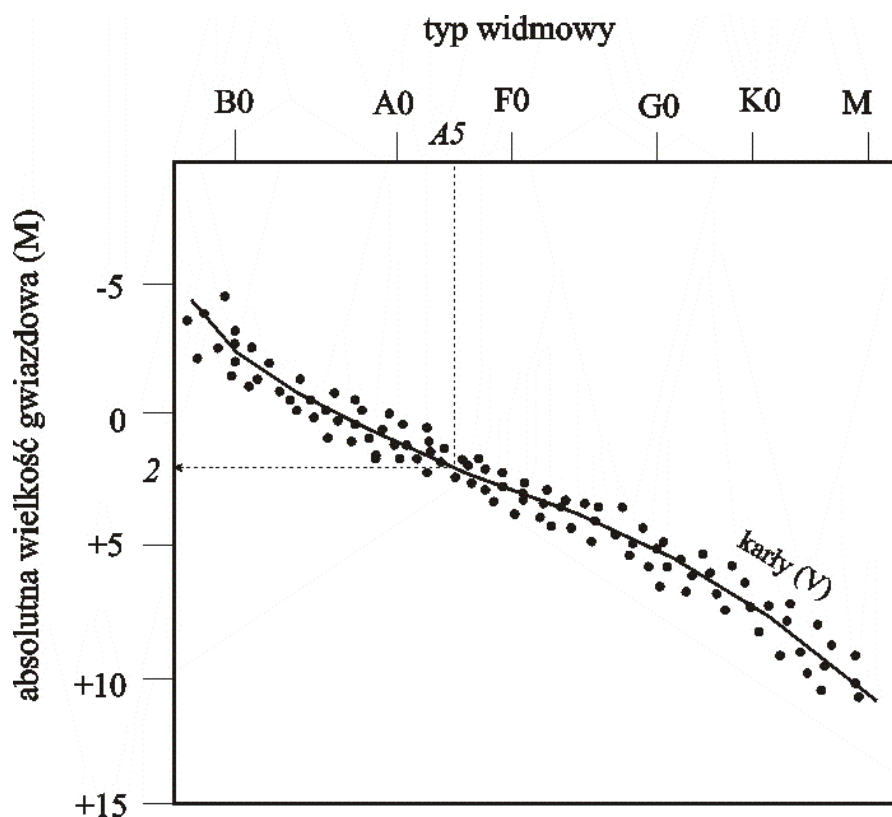
Rys. 8.4. Diagram H-R.

Najwięcej punktów (gwiazd) zajmuje miejsce na tzw. **ciągu głównym** ciągnącym się na diagramie od dolnego prawego rogu do górnego lewego. Nadto jest sporo gwiazd leżących daleko od ciągu głównego, bądź to w prawym górnym rogu (tzw. olbrzymy) bądź w lewym dolnym (tzw. białe karły). Analiza widma gwiazdy pozwala stwierdzić, z jakiego rodzaju gwiazdą mamy do czynienia. Gwiazdy ciągu głównego np. są raczej małe i mają gęste atmosfery, podczas gdy olbrzymy są większe i mają atmosfery rzadkie. Niektóre linie widmowe są bardzo czułe na gęstość ośrodka, w którym powstają. W gęstej atmosferze atomy zderzają się bardzo często i położenia ich poziomów energetycznych są mniej

ściśle określone niż w przypadku spokojniejszych atomów wewnątrz rzadkiego ośrodka. Oznacza to, że linie widmowe pochodzące od gęstych atmosfer będą poszerzone w stosunku do linii widmowych powstających w atmosferach rzadszych. W oparciu o tę prawidłowość i analizę rozkładu gwiazd na diagramie H-R wypracowano kryteria dodatkowego podziału gwiazd na tzw. klasy jasności. Wyróżniono siedem takich klas:

- I — najjaśniejsze nadolbrzymy,
- II — nadolbrzymy,
- III — olbrzymy,
- IV — podolbrzymy,
- V — karły (gwiazdy ciągu głównego),
- VI — podkarły,
- VII — białe karły.

Diagramy H-R sporządzane dla globalnych czy też w jakiś sposób wyselekcjonowanych próbek gwiazd dostarczają cennych informacji o gwiazdach. Przede wszystkim wskazują na proporcje ilościowe pomiędzy różnymi klasami obiektów (stąd można wnioskować o zaawansowaniu ewolucyjnym badanej próbki gwiazd).



Rys. 8.5. Idea otrzymywania paralaksy spektroskopowej. Linia kreskowaną zamarkowano sposób odczytu M dla gwiazdy o typie widmowym A5 i klasie jasności V.

Diagram H-R może też być użyty w celu ustalenia odległości gwiazd. Szczególnie interesujące jest to dla gwiazd zbyt odległych, by dało się dla nich pomierzyć paralaksy trygonometryczne. Przypuśćmy, że chcemy ustalić odległość jakiejś gwiazdy dla której pomiar paralaksy trygonometrycznej jest niemożliwy

z jakichś względów. Dla takich gwiazd wykonuje się widmo i w oparciu o nie ustala się typ widmowy i klasę jasności. Typ widmowy pozwala nam ustalić położenie gwiazdy wzdłuż osi poziomej diagramu H-R (musimy dysponować diagramem z naniesionymi licznymi gwiazdami, tak by móc zlokalizować na nim ciąg główny i obszary odpowiadające pozostałym klasom jasności), a klasa jasności wzdłuż osi pionowej (rys. 8.5). Na osi pionowej odczytujemy absolutną wielkość gwiazdową. Mając niezależnie pomierzoną widomą wielkość gwiazdową interesującego nas obiektu, ze wzoru na moduł odległości wyliczymy jego odległość albo też paralaksę. Paralaksa otrzymywana takim sposobem, dla odróżnienia od paralaksy trygonometrycznej, nosi nazwę spektroskopowej.

Ćwiczenia

226. Analiza widmowa pewnej gwiazdy o widomej wielkości gwiazdowej $m = 8$ pozwoliła stwierdzić, że jej typ widmowy jest A0, a klasa jasności wynosi V. Posługując się diagramem H-R (rys. 8.4) określić absolutną wielkość gwiazdową, a następnie obliczyć odległość gwiazdy.
227. Jaki jest stosunek temperatur dwóch gwiazd, jeśli dla pierwszej z nich maksimum promieniowania przypada dla $\lambda_1 = 6000\text{\AA}$, a dla drugiej dla $\lambda_2 = 3000\text{\AA}$? (Rozw.: $T_1/T_2 = 0.5$)
228. Analizując serię widm gwiazdy spektroskopowo podwójnej stwierdzono, że linia helu neutralnego ($\lambda = 5876\text{\AA}$) dokonuje okresowej zmiany położenia w granicach $\lambda_{\min} = 5872\text{\AA}$ i $\lambda_{\max} = 5880\text{\AA}$. Co da się powiedzieć o prędkości liniowej wzdłuż orbity składnika układu odpowiedzialnego za powstanie tej linii?
229. Jaka jest odległość Gwiazdy Polarnej, jeśli jej absolutna wielkość gwiazdowa ustalona w oparciu o analizę widmową wynosi $M = -2.4$, a jej widoma wielkość gwiazdowa wynosi $m = 2.1$? (Rozw.: 79 ps)

8.4. Ewolucja gwiazd

Zaistnienie gwiazdy poprzedzone jest trwającym przez pewien czas procesem zagęszczania się materii wokół ustalonego punktu wewnątrz obłoku molekularnego. Obłok taki ma sporą masę (około $10^6 M_{\odot}$) i jest bardzo chłodny. Średnia gęstość materii w takim obłoku jest rzędu 10^3 – 10^4 mas atomu wodoru na 1 cm^3 (H/cm^3). Chociaż taka gęstość jest super idealną próżnią według standardów ziemskich, to w porównaniu ze średnią gęstością ośrodka międzygwiazdowego, $1\text{ H}/\text{cm}^3$, jest bardzo duża. Gaz i pył wewnątrz obłoku nie są rozłożone w sposób idealnie jednorodny. Istnieją procesy, które prowadzą do powstawania lokalnych zagęszczeń i rozrzedzeń materii wewnątrz obłoku molekularnego. Jeśli stopień chwilowego lokalnego zagęszczenia przekroczy pewną wartość graniczną, to zagęszczenie takie jest już odporne na oddziaływania z otoczeniem i nie ulegnie rozrzedzeniu. Może stać się ono zarodkiem przyszłej gwiazdy lub planety. Z początku znikome, ale z biegiem czasu coraz większe pole grawitacyjne produk-

wane przez takie zagęszczenie jest siłą sprawczą narastania masy obiektu. Wewnątrz zagęszczającej się kuli gazowo-pyłowej gęstość, ciśnienie i temperatura materii wzrasta. Taki zapadający się grawitacyjnie obiekt (*protogwiazda*) emituje promieniowanie termiczne (głównie w podczerwieni) i tym sposobem proces narastania ciśnienia w jego wnętrzu nie jest tak efektywny, by szybko spowodować zahamowanie dalszego kolapsu grawitacyjnego. Gdy gęstość obiektu jest już odpowiednio duża, promieniowanie termiczne z większym trudem przedostaje się z obszarów centralnych na zewnątrz i dochodzi do nagrzania się materii w jądrze do wielu milionów stopni. Wtedy, jeśli zapadająca się masa jest wystarczająco obfita, zostają osiągnięte warunki do zapoczątkowania reakcji syntezy wodoru i z chwilą, gdy uaktywni się to, bardziej wydajne od grawitacyjnego, źródło energii, możemy mówić o przeistoczeniu się protogwiazdy w typową gwiazdę. Na diagramie H-R gwiazdy spalające wodór w swoich jądrach znajdują się na ciągu głównym, a ich klasa jasności wynosi V. Miejsce gwiazdy na ciągu głównym jest uzależnione od masy, jaką posiada ona w chwili narodzin. Gwiazdy masywniejsze będą w górnej części, a mniej masywne w dolnej ciągu głównego.

Z chwilą, gdy w jądrze gwiazdy wyczerpie się wodór, w wyniku syntezy w hel, dochodzi do swoistej katastrofy. Jądro helowe zapada się gwałtownie, a wynikła z tego fala uderzeniowa rozdmuchuje zewnętrzne warstwy gwiazdy do olbrzymich rozmiarów. Na diagramie H-R miejsce tak powstałych *olbrzymów* jest ponad ciągiem głównym. W czasie dalszej ewolucji gwiazdy mamy do czynienia z bardziej lub mniej gwałtowną (ale zwykle niespokojną) fazą straty materii przez gwiazdę. Części zewnętrzne gwiazdy rozprzestrzeniają się, wzbogacając ośrodek międzygwiazdowy, części wewnętrzne natomiast przechodzą w stan karłowaty o bardzo zagęszczonej materii. Miejsce dla obiektów tego typu znajduje się na diagramie H-R poniżej ciągu głównego. Tempo ewolucji gwiazdy jest bardzo uzależnione od masy obiektu. Dla zilustrowania tego warto porównać domniemaną ewolucję gwiazdy typu Słońca z gwiazdą masywniejszą. Ocenia się, że faza protogwiazdy dla Słońca trwała ok. 50 mln lat, podczas gdy dla gwiazd o dużych masach zaledwie 100 tysięcy lat. [Gdy masa protogwiazdy wynosi mniej niż 1% M_{\odot} , to nie dojdzie do zapłonu termojądrowego i nie powstanie gwiazda. Po przejściowym wzroście jasności (kosztem energii grawitacyjnej) obiekt przygaśnie i wystygnie do bardzo niskich temperatur wymykając się praktycznie możliwościom detekcji]. Etap przemiany wodoru w hel dla Słońca miałby trwać około 10 mld lat (ocenia się, że przez najbliższe 5 miliardów lat Słońce będzie jeszcze świecić tak jak obecnie). Dla gwiazd o masach znacznie przewyższających masę Słońca, M_{\odot} , ten etap ewolucji jest wyraźnie krótszy i wynosi około 150 milionów lat. Faza czerwonego olbrzyma dla Słońca potrwać ma około 1 miliard lat. Potem nastąpi przeobrażenie, w wyniku którego utworzy się tzw. *biały karzeł*, będzie stygł przez dobrych kilka miliardów lat, zanim osiągnie stan tzw. *czarnego karła*. Materię białego karła tworzy zdegenerowany gaz składający się z jąder atomowych i elektronów, przy czym jądra znajdują się zbyt blisko siebie, aby mogły istnieć normalne powłoki elektrono-

we. Gęstość materii w białym karle wynosi około 1 miliard kg/m^3 . Dla gwiazd masywnych te ostatnie etapy życia, podobnie jak wcześniejsze zachodzą znacznie szybciej i w sposób bardziej skomplikowany niż dla Słońca. W gwiazdach takich po utworzeniu się jądra helowego dochodzi do dalszych reakcji termojądrowych prowadzących do powstania ciężkich pierwiastków, do żelaza włącznie (reakcje tworzenia się jąder masywniejszych od jąder żelaza są bowiem endotermiczne). Ostatecznie jądro gwiazdy składa się z żelaza, a sama gwiazda tworzy układ bardzo niestabilny i dochodzi zwykle do gigantycznej eksplozji w wyniku której gwiazda się rozpada. Towarzyszy temu zjawisku uwolnienie się olbrzymich ilości energii. Obiekt staje się bardzo jasny i stan taki określamy mianem gwiazdy supernowej. Zdarzają się pojaśnienia nawet o 20 wielkości gwiazdowych towarzyszące takim eksplozjom. Po rozjaśnieniu następuje szybki spadek jasności. Większość masy gwiazdy zostaje rozproszona w przestrzeni. Pozostające jądro o średnicy kilkunastu km (**gwiazda neutronowa**) ma gęstość 10^{16} kg/m^3 . Rozważa się również inny scenariusz ostatniego stadium ewolucji super masywnych gwiazd. Gdy utworzy się już masywne jądro żelazne, to gdyby fizyka dopuszczała jego praktycznie nieograniczone kurczenie się, doszłoby do powstania obiektu określanego mianem czarnej dziury. Dla ustalonej masy M istnieje graniczna wartość promienia r_g (tzw. **promień Schwarzschilda**), określającego rozmiar czarnej dziury o masie M , danego wzorem:

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

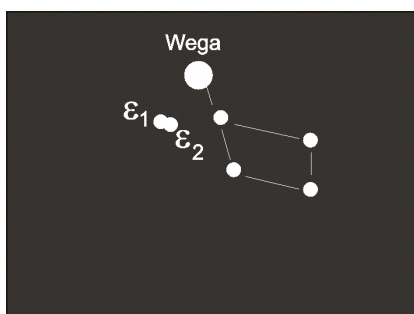
gdzie G i c oznaczają tu odpowiednio stałą grawitacji i prędkość światła. Prędkość ucieczki z czarnej dziury przekraczałaby prędkość światła, zatem żadna cząstka ani żaden foton nie byłoby w stanie się z niej wydostać. W tej sytuacji możliwości obserwacyjnego potwierdzenia istnienia czarnych dziur są bardzo ograniczone.

Ćwiczenia

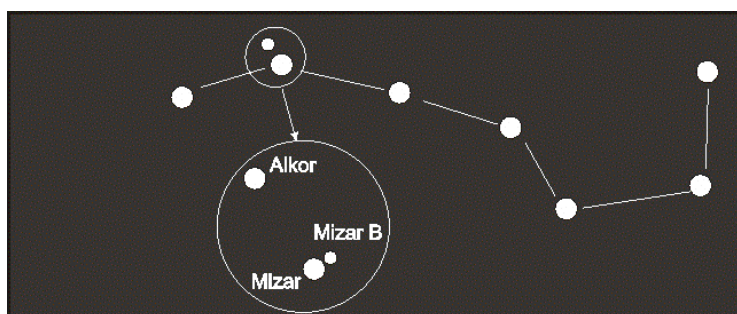
230. Wyprowadzić wzór na promień Schwarzschilda.
231. Gwiazda zwiększyła blask wskutek ekspansji o 10 wielkości gwiazdowych. Ile razy wzrósł promień gwiazdy (założyć, że podczas ekspansji temperatura fotosfery nie uległa zmianie)? (Rozw.: 100 razy)
232. Jakie zagęszczenie materii powinno być wewnątrz czarnej dziury o masie M równej: a) $1 M_\odot$, b) masie Galaktyki ($10^{12} M_\odot$)?
(Rozw.: a) $1.84 \cdot 10^{19} \text{ kg/m}^3$, b) $1.8 \cdot 10^{-5} \text{ kg/m}^3$, czyli kilkadziesiąt tysięcy razy rzadsze niż gęstość powietrza w warunkach normalnych)

8.5. Układy wielokrotne gwiazd

Obiekty gwiazdowe często występują parami. Tworzą też układy o większej liczbie składników związanych ze sobą siłą grawitacji. Ocenia się, że większość gwiazd przynależy do jakiegoś układu natomiast gwiazdy pojedyncze występują w mniejszości. Nie wiadomo jeszcze, czy układy wielokrotne tworzą się w wyniku spotkania się pojedynczych gwiazd, czy też mamy do czynienia z sytuacją przeciwną, mianowicie, że gwiazdy rodzą się w zespołach a gwiazdy pojedyncze to te, które uciekły z macierzystego układu. W obrębie układu gwiazdy krążą wokół wspólnego środka masy. W zależności od mas i wzajemnych odległości okresy obiegu bywają różne i wahają się w granicach od kilku godzin do setek tysięcy lat. Za przykład układu wielokrotnego niech posłuży gwiazda ϵ Lyrae (dobrym przykładem jest również układ Alkor i Mizar w gwiazdozbiore Wielkiej Niedźwiedzicy, a ściślej „na złamaniu dyszla Wielkiego Wozu”) (rys.8.6). Gołym okiem nie jesteśmy w stanie rozróżnić składników i widzimy tylko obiekt świecący o jasności $m = 3.3$. Patrząc na obiekt przez lornetkę lub lunetę zauważamy zamiast jednego dwa obiekty świecące leżące bardzo blisko siebie (około $3'.5$). Używając większych teleskopów stwierdzimy, że każdy z tych obiektów składa się jeszcze z dwóch gwiazd. Mamy w przypadku ϵ Lyrae do czynienia z dwoma układami podwójnymi gwiazd, które na dodatek kręcą się wokół siebie tworząc układ poczwórny. Okresy obiegu w układach podwójnych wynoszą około 600 i 1200 lat, a okres wzajemnego obiegu obu układów wokół siebie ocenia się na około 400 000 lat.

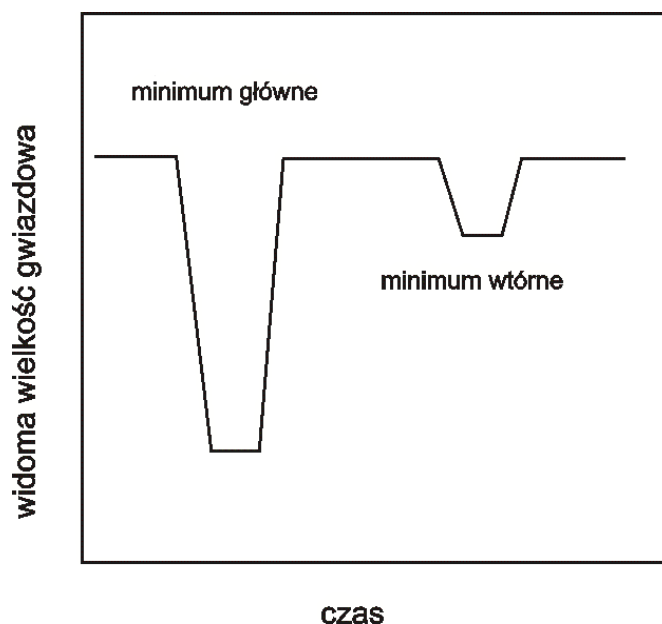


Rys. 8.6. Układ wielokrotny ϵ Lyrae.



Rys. 8.7. Układ gwiazd Alkor i Mizar.

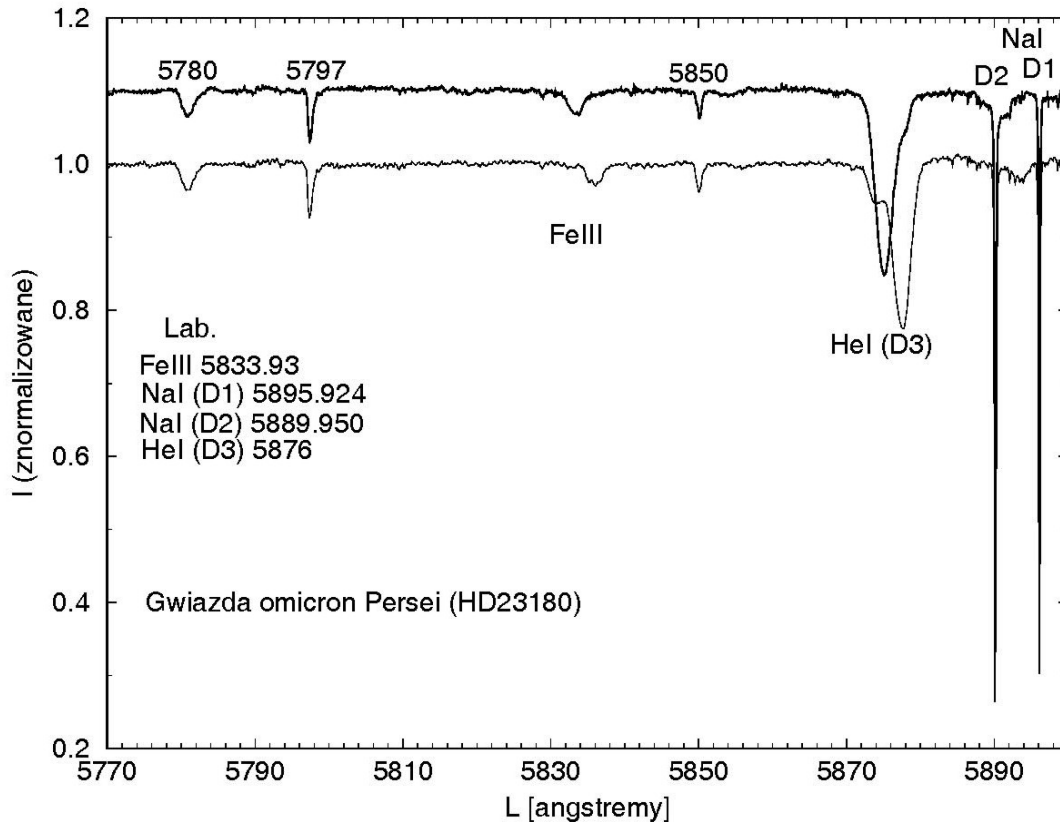
Często zdarza się, że układ ma zbyt małe rozmiary, aby jego składniki dało się zaobserwować oddzielnie nawet z użyciem największych teleskopów. W takich sytuacjach wielokrotność układu daje się czasem rozpoznać drogą pośrednią. Rozważmy ciasny układ podwójny gwiazd. Będziemy go widzieć zawsze jako gwiazdę pojedynczą. Jeśli jednak płaszczyzna obiegu tych gwiazd wokół wspólnego środka masy tworzy mały kąt z kierunkiem do obserwatora, może się zdarzyć, że przy wzajemnym obiegu, co pewien czas gwiazdy się nawzajem zasłaniają. Dokonując częstych pomiarów jasności takiego obiektu stwierdzimy periodyczne zmiany blasku obiektu wynikające ze wspomnianych zasłoneń.



Rys. 8.8. Krzywa zmian blasku gwiazdy podwójnej zaćmieniowej (schemat).

Gdy jedna z gwiazd chowa się za drugą, wtedy zarejestrujemy mniejszy blask niż wtedy, gdy gwiazdy się nie przysłaniają. Tego rodzaju układy podwójne nazywamy gwiazdami zaćmieniowymi. Z kształtu krzywej zmian blasku (rys. 8.8) takiej gwiazdy daje się określić łatwo okres wzajemnego obiegu składników.

Ciasne układy podwójne można również wykrywać spektroskopowo. Jeśli płaszczyzna obiegu składników tworzy kąt z kierunkiem do obserwatora znacząco mniejszy niż 90° , to prędkości składników względem obserwatora (tzw. prędkości radialne) będą ulegać periodycznym zmianom. Zmiany te, wobec efektu Dopplera dla fal elektromagnetycznych uwidacznia się poprzez odpowiednie przesunięcia linii widmowych. Należy w tym celu wykonać w pewnych odstępach czasowych widma gwiazdy i przeprowadzić analizę porównawczą. Jeśli stwierdzimy, że linie pochodzenia gwiazdowego zmieniają w czasie swoje położenie, przesuwać się na przemian w kierunku fal dłuższych i krótszych, to taki „taniec” linii uznamy za dowód podwójności gwiazdy. Dobrym przykładem gwiazdy spektroskopowo podwójnej jest gwiazda α Per z okresem obiegu składników równym około 4 doby. Widma tej gwiazdy sporządzone w dwie kolejne noce ilustruje rys. 8.9. Łatwo zauważyć, że absorpcyjna linia gwiazdowa HeI ($\lambda = 5876\text{\AA}$) zmieniła wyraźnie swoje położenie, podczas gdy linie pochodzenia międzygwiazdowego (np. D1($\lambda = 5890.0\text{\AA}$) i D2($\lambda = 5895.9\text{\AA}$)) sodu idealnie się pokrywają. Analizując profil linii HeI stwierdzimy obecność dwóch składowych — jedna silna, druga słaba. Kiedy silniejsza linia jest przesunięta w lewo (składnik produkujący tą linię zbliża się do obserwatora), wtedy linia słabsza jest przesunięta w prawo (drugi składnik oddala się od obserwatora). W odstępnie doby role się odwracają. Składnik produkujący linię silniejszą oddala się, a drugi składnik się przybliża.



Rys. 8.9. Widma gwiazdy spektroskopowo podwójnej oPer z dwóch kolejnych nocy.

Dzięki istnieniu układów wielokrotnych gwiazd udaje się czasem wyznaczyć w sposób bezpośredni masy gwiazd. Można to zrobić np. z użyciem uogólnionego trzeciego prawa Keplera. Gdy znamy wzajemną odległość d składników w układzie podwójnym oraz okres T ich wzajemnego obiegu, to wspomniane prawo pozwala znaleźć sumę mas składników. Oznaczając przez a odległość Ziemi od Słońca, przez T_Z okres obiegu Ziemi dookoła Słońca, przez M_1 , M_2 , M_S i M_Z odpowiednio masy pierwszej i drugiej gwiazdy, Słońca i Ziemi, zapiszemy prawo Keplera jako:

$$\frac{a^3}{d^3} = \frac{T_Z^2 (M_S + M_Z)}{T^2 (M_1 + M_2)}$$

M_Z możemy pominąć wobec dużej masy M_S i otrzymamy:

$$M_1 + M_2 = \frac{d^3 T_Z^2}{a^3 T^2} M_S$$

Z definicji środka masy układu dwóch ciał wzajemnie się obiegających mamy

$$d_1 M_1 = d_2 M_2, \quad \text{gdzie } d_1 + d_2 = d$$

Jeśli z obserwacji ruchów udałoby się ustalić którąś z odległości d_1 , d_2 , to rozwiązując powyższe równania otrzymamy M_1 i M_2 .

Okazuje się, że rozpiętość mas gwiazd jest spora. Są gwiazdy o masach 10–20 razy mniejszych od masy Słońca, a także o masach ponad 100-krotnie przewyższających tę masę.

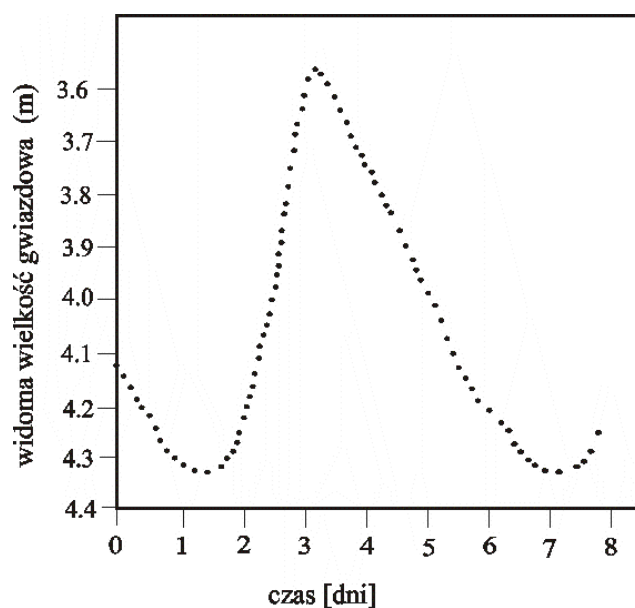
Ćwiczenia

233. W układzie podwójnym gwiazd jeden składnik obiega drugi po orbicie, której duża półoś wynosi a . Okres pełnego obiegu wynosi T . Wokół jednej z gwiazd krąży satelita, przy czym okres jego obiegu wynosi $t = 0.2T$, zaś półoś wielka jego orbity równa jest $0.2a$. Wyznaczyć stosunek mas obu gwiazd, przyjmując, że masa satelity jest zaniedbywalnie mała.
(Rozw.: stosunek mas wynosi 4)
234. Składniki gwiazdy podwójnej α Crucis mają wielkości gwiazdowe $m_1 = 1.58$, $m_2 = 2.09$. Jaka jest wielkość gwiazdowa systemu jako całości?
(Rozw.: $m_{1+2} = 1.05$)
235. Jaką wielkość gwiazdową będzie miała zwarta grupa dziesięciu gwiazd o jednakowym blasku $m = 3.6$? (Rozw.: $m = 1.1$)
236. Wielkość gwiazdowa gwiazdy wynosi $m = 0.21$. Jaka byłaby wielkość gwiazdowa zwartej grupy pięciu takich gwiazd? Rozw.: ($m = -1.54$)
237. Dla gwiazdy wizualnie podwójnej ustalono, że odległość składników wynosi $d = 1$ j.a.. Okres wzajemnego obiegu składników $T = 10$ dni, a stosunek d_1/d_2 odległości składników od środka masy układu wynosi 2. Obliczyć masy obu gwiazd.
238. Ile wynosi suma mas składników gwiazdy podwójnej Kastor, jeśli paralaksa układu wynosi $0''.070$, kątowna średnica wielkiej półosi orbity $6''.30$ i okres obiegu $T = 420$ lat? (Rozw.: $4.31 M_{\odot}$)
239. W widmie gwiazdy Mizar największe rozsuniecie między składnikami rozdwojonej linii H_{γ} ($\lambda = 4341\text{\AA}$) wynosi 0.5\AA . Obliczyć rzut orbitalnej prędkości składników układu na promień widzenia. (Rozw.: 34.6 km/s)

8.6. Gwiazdy zmienne

Wiele gwiazd charakteryzuje się mniejszą lub większą zmiennością blasku w stosunkowo krótkich skalach czasowych. Wspaniałym przykładem gwiazdy zmiennej jest Mira Ceti. Zmienia ona blask mniej więcej co 331 dni, świecąc w maksimum blasku jako gwiazda o widomej wielkości gwiazdowej $m = 2$ (dobrze widoczna gołym okiem), a w minimum przybierając zaledwie $m = 10$ i dając się dostrzec tylko przez teleskopy.

Zmienność niektórych gwiazd może być tłumaczona procesami zaćmieniowymi. Istnieje wiele typów gwiazd, dla których zmiany blasku ściśle wiążą się z zachodzącymi w nich procesami fizycznymi. Charakterystycznymi przykładami gwiazd zmiennych fizycznie są tzw. **cefeidy**. Cefeidy zmieniają swój blask regularnie, a amplituda tych zmian wynosi około 1^m (wielkość gwiazdową $m = x$ można zapisać również jako „ x mag” albo x^m). Krzywą zmian blasku typowej cefeidy obrazuje rysunek 8.10.



Rys. 8.10. Przykładowa krzywa zmian blasku cefeidy.

Z analiz widmowych wiadomo, że zwiększaniu blasku u cefeid towarzyszy wzrost temperatury, a zarazem zmniejszenie się średnicy gwiazdy. Względne zmiany średnicy mogą przekraczać 10%, a temperatury nawet 100%. Cefeidy są gwiazdami pulsującymi, czyli periodycznie zmieniającymi swoją objętość. W miarę zmniejszania się objętości następuje wzrost gęstości i temperatury oraz ogólnego blasku gwiazdy. Przy rozszerzaniu, mimo zwiększania powierzchni fotosfery, następuje spadek jasności wskutek spadku temperatury. U cefeid obserwuje się dużą rozpiętość okresów zmian blasku. Została stwierdzona dla nich również wyraźna zależność długości okresu zmian blasku od średniej jasności absolutnej

$$M = -1.18 - 2.90 \log T, \quad \text{gdzie } T \text{ wyrażone jest w dniach.}$$

Znaczenie tej zależności jest ogromne dla ustalenia odległości gwiazd w przypadku, gdy inne metody wyznaczania odległości zawodzą. Mierząc okres zmienności blasku dla cefeidy wyznaczamy tym samym jej absolutną wielkość gwiazdową M . Mierząc nadto widomą wielkość gwiazdową m , ze wzoru na moduł odległości

$$m - M = 5 \log r - 5$$

otrzymamy odległość gwiazdy.

Ćwiczenia

240. Okres zmian blasku u jednej z cefeid wynosi 10 dni. W jakiej odległości znajduje się ta gwiazda, jeśli jej średni blask wynosi 8 magnitudo? Zaniebnać zjawisko osłabienia światła gwiazdy przez materię międzygwiazdową.
241. U gwiazdy o paralaksie równej $0''.170$ i widomej wielkości gwiazdowej $m = 6.7$ stwierdzono zmienność. Jeśli ta gwiazda miałaby być cefeidą, to jaka powinna mieć okres zmian blasku?

8.7. Rozmiary i gęstości gwiazd

Znając odległość badanej gwiazdy i jej rozmiary kątowe można znaleźć jej średnicę liniową. Tylko dla nielicznych gwiazd udaje się pomierzyć z użyciem największych teleskopów rozmiary kątowe. Toteż do wyznaczania średnic gwiazd stosuje się na ogół metody pośrednie. Jedną z metod może być następująca:

- z analizy widmowej oceniamy typ widmowy, zatem i temperaturę fotosfery gwiazdy,
- zakładając, że gwiazda promieniuje jak ciało doskonale czarne (co na ogół jest dość odległe od stanu faktycznego), z prawa Stefana-Boltzmannna otrzymamy ilość energii wysyłaną w jednostce czasu przez jednostkę powierzchni gwiazdy

$$E = \sigma T^4$$

- z pomiaru fotometrycznego ustalamy ilość energii I , docierającej od gwiazdy do obserwatora na Ziemi w jednostce czasu na jednostkę powierzchni,
- znając odległość gwiazdy obliczamy, ile energii, J , dociera w jednostce czasu do powierzchni sfery o promieniu równym odległości obserwatora od gwiazdy (taka sama energia w jednostce czasu opuszcza powierzchnię gwiazdy

$$J = 4\pi I r^2$$

- w jednostce czasu powierzchnię gwiazdy o promieniu R opuszcza energia

$$J = 4\pi R^2 E$$

- z przyrównania prawych stron ostatnich dwóch równań otrzymamy wzór na promień gwiazdy

$$R = \frac{r}{T^2} \sqrt{\frac{I}{\sigma}}$$

Jak wynika z tego rodzaju badań, rozmiary gwiazd bywają rozmaite. Największe znane gwiazdy mają średnice ponad 1000 razy większe niż Słońce, podczas gdy najmniejsze bywają kilkaset razy mniejsze od Słońca. Rozrzut rozmiarów gwiazd, w połączeniu ze wspomnianym wcześniej rozrzutem mas tych obiektów, znajduje naturalnie odzwierciedlenie w gęstościach. Są gwiazdy o średniej gęstości rzędu 10^{-8}g/cm^3 , czyli 120 000 razy mniejszej od gęstości atmosfery ziemskiej na poziomie morza. Znane są też gwiazdy o gęstościach osiągających wartość (gwiazdy neutronowe) $10^{16} \text{kg/m}^3 (=10^{10} \text{kg/cm}^3)$.

Ćwiczenia

242. Ile wynosi promień gwiazdy o paralaksie $\pi = 0''.069$ i temperaturze fotosfery 5500 K, jeśli jej widoma wielkość gwiazdowa równa jest $m = -0.21$?

(Rozw.: ok. 15 promieni Słońca)

243. Obliczyć temperaturę Aldebarana, wiedząc, że jego widoma wielkość gwiazdowa wynosi $m = 1.1$, a średnica kąтова $0''.020$. (Rozw.: 4000 K)
244. Określić promień gwiazdy β Centauri jeśli wiadomo, że jej temperatura $T = 21000\text{ K}$, a absolutna wielkość gwiazdowa wynosi $M = -3.8$.
(Rozw.: 10.5 promieni Słońca)
245. Obliczyć średnią gęstość gwiazdy o masie 0.43 masy Słońca, jeśli temperatura gwiazdy $T = 11000\text{ K}$, a absolutna wielkość gwiazdowa $M = 11.2$.
(Rozw.: $8.84 \cdot 10^7 \text{ kg/m}^3$)

8.8. Gromady gwiazd

Obserwuje się wiele fizycznych zgrupowań gwiazd nazywanych gromadami gwiazdowymi. Wśród takich gromad wyróżnia się dwa typy; gromady otwarte i kuliste. **Gromady otwarte** zawierają po kilkaset gwiazd. W obszarze występowania takiej gromady gęstość przestrzenna gwiazd znacznie przewyższa zagęszczenie gwiazd np. w okolicach Słońca. Znanych jest kilkaset gromad otwartych. Najjaśniejsze z nich, jak np. Plejady czy Hiady, są dobrze widoczne gołym okiem. Rozmiary liniowe gromad otwartych wynoszą przeważnie kilka parseków.



Fot. 8.1. Gromada otwarta gwiazd M45 (Plejady) w gwiazdozbiorze Byka.

Gromady kuliste są bardziej masywne. Zawierają po kilkadziesiąt, a nawet po kilkaset tysięcy gwiazd. Mają zwartą strukturę z wyraźnie zaznaczonym zagęszczeniem centralnym. Średnice gromad kulistych mogą osiągać wartości kilkudziesięciu, a czasem ponad 100 parseków. Znanych jest ponad 130 gromad kulistych wewnątrz naszej Galaktyki. Są to obiekty dostępne na ogół obserwacjom

teleskopowym. Na półkuli północnej tylko jedną z takich gromad można zaobserwować gołym okiem. Jest to gromada kulista M13 w gwiazdozbiorze Herkulesa (fot. 8.2)



Fot. 8.2. Gromada kulista M13.

Ćwiczenia

246. Zakładając kształt kulisty gromad gwiazdowych policzyć średnie ilości gwiazd w gromadach otwartych i kulistych na 1 ps^3 . Rozmiary gromady kulistej i otwartej przyjąć odpowiednio 80 ps i 7 ps, a liczebności 40 000 i 500.
247. Jaka widoma wielkość gwiazdowa będzie mieć gromada kulista gwiazd zakładając, że składa się ona z 50 000 jednakowych gwiazd, każda o widomej wielkości gwiazdowej $m = 14$?
248. Widoma wielkość gwiazdowa otwartej gromady gwiazd wynosi $m = 6$. W jakiej odległości znajduje się gromada, jeśli składa się z 200 jednakowych gwiazd, każda o absolutnej wielkości gwiazdowej $M = 5$?



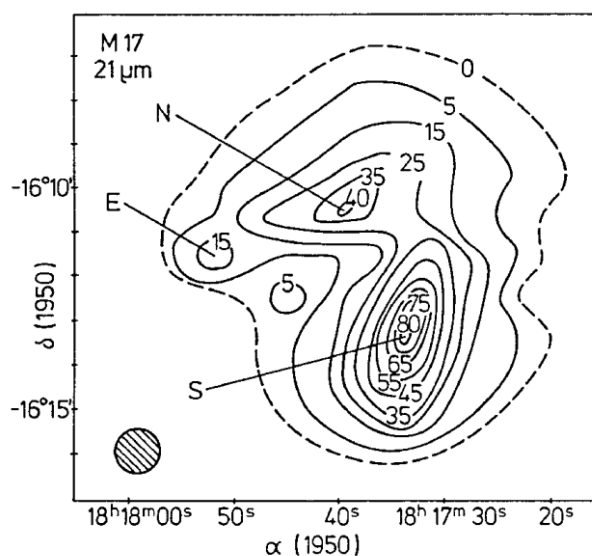
9. Materia międzygwiazdowa

Materia rozproszona w ośrodku międzygwiazdowym, będąca obecnie przedmiotem intensywnych badań astronomicznych manifestuje swoją obecność na wiele sposobów. Na fotografiach nieba wykonanych w świetle widzialnym można wskazać wiele jasnych i ciemnych rozciągniętych struktur nazywanych obłokami lub mgławicami (fot. 9.1).

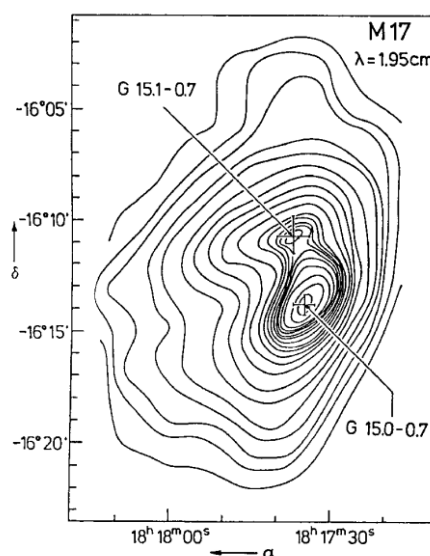


Fot. 9.1. Mgławica M8 (Laguna).

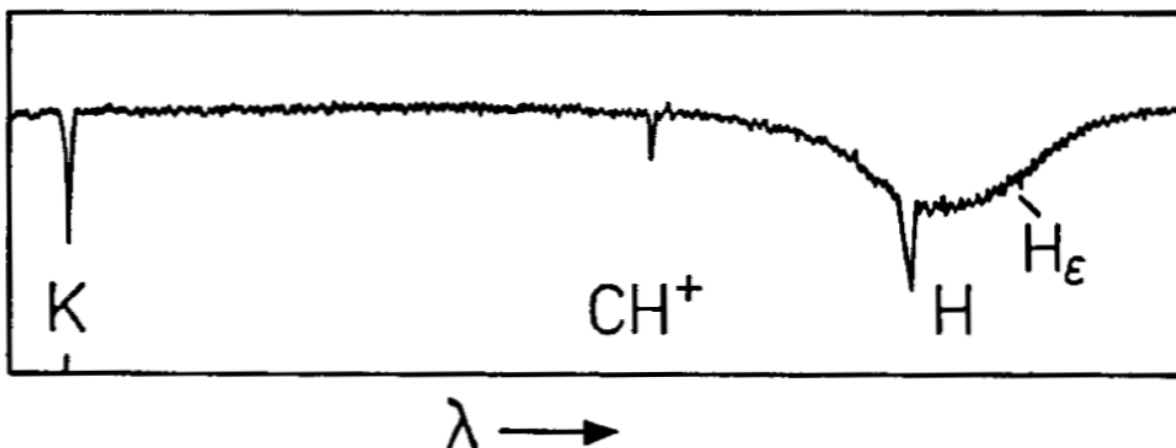
Przeglądy nieba w podczerwieni (takie jak IRAS, COBE) pozwoliły stwierdzić obecność znacznie liczniejszych obłoków materii rozproszonej, niż wynikało to z obserwacji optycznych. Obserwacje radiowe pozwalają badać rozkład wodoru neutralnego, jak również identyfikować skład cząsteczkowy obłoków. Również pozaatmosferyczne obserwacje w ultrafiolecie dostarczają wielu cennych informacji dotyczących składu atomowego i molekularnego materii międzygwiazdowej.



Rys. 9.1. Mapa emisji podczerwonej mgławicy M17.



Rys. 9.2. Mapa emisji radiowej mgławicy M17.

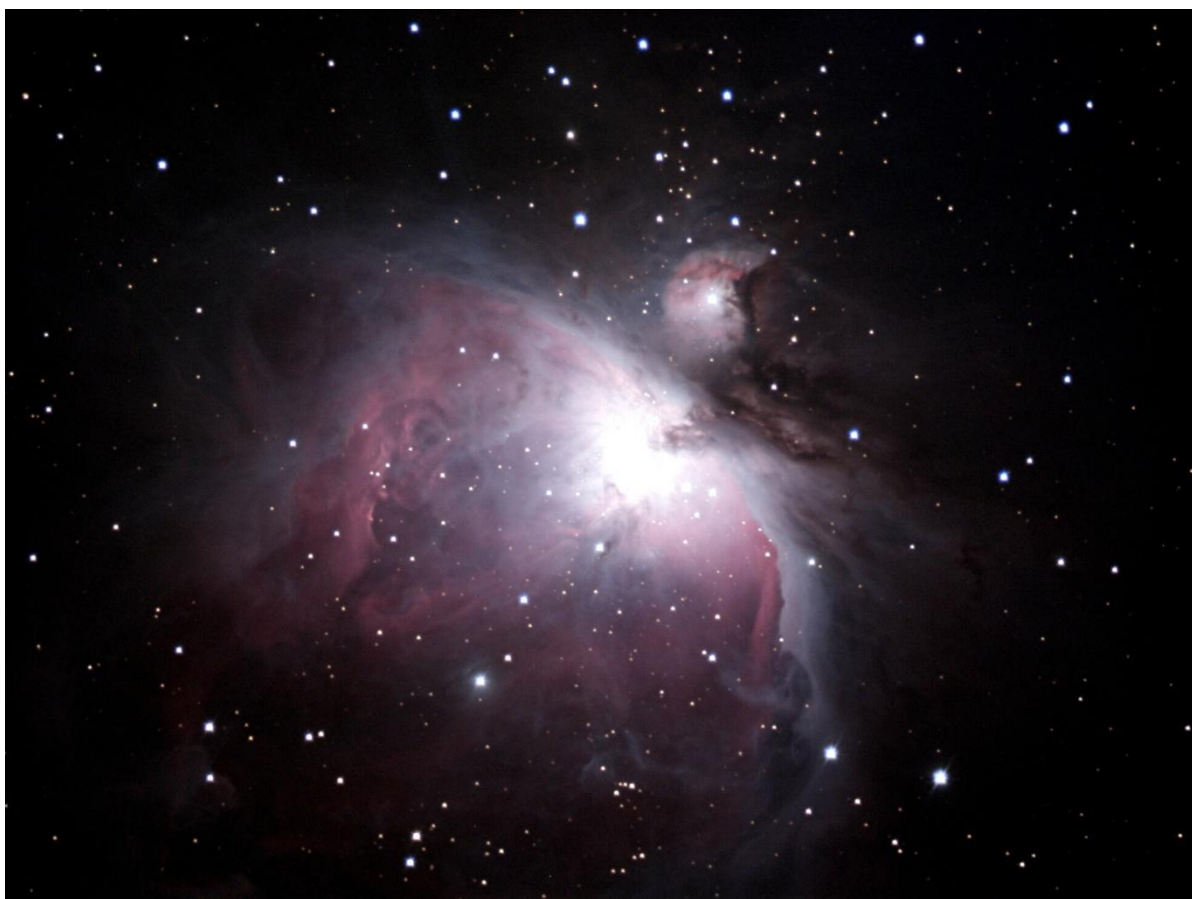


Rys. 9.3. Fragment widma w zakresie optycznym gwiazdy ζ Ophiuchi. Widoczne są międzygwiazdowe linie absorpcyjne CaII-K ($\lambda = 3933.66\text{\AA}$), CH^+ ($\lambda = 3957.74\text{\AA}$) i CaII-H ($\lambda = 3968.47\text{\AA}$). Linia CaII-H leży na zboczu gwiazdowej (szerokiej) linii H ϵ .

Prowadzone na wiele sposobów i w różnych zakresach fal elektromagnetycznych obserwacje ośrodka międzygwiazdowego pozwoliły ustalić m.in.:

- Materia międzygwiazdowa występuje zarówno w postaci neutralnego jak i zjonizowanego gazu atomowego oraz cząsteczkowego a także w postaci drobin pyłu.
- Rozkład materii międzygwiazdowej jest bardzo daleki od jednorodnego. Niejednorodność dotyczy zarówno gęstości jak i innych parametrów opisujących materię, np. temperatury, składu atomowego i cząsteczkowego, stopnia jonizacji gazu, względnej zawartości pyłu i parametrów opisujących ziarna tego pyłu.
- Materia międzygwiazdowa rozmieszczona jest, podobnie jak gwiazdy, przede wszystkim w dysku Galaktyki (Droga Mleczna, obserwowana gołym okiem w dobrych warunkach widoczności, leży w płaszczyźnie dysku, a jasną poświatę niosącą skojarzenie „mleka” zawdzięczamy głównie światłu gwiazd rozproszonemu na materii międzygwiazdowej).
- Zagęszczenia materii międzygwiazdowej, tzw. **obłoki**, zajmują łącznie znikomą objętość w porównaniu z jeszcze bardziej rzadkim ośrodkiem wypełniającym przestrzeń między obłokami. Ocenia się, że gęstość materii w tym ośrodku wynosi około 1 atom wodoru na 1 cm^3 ($1\text{H}/\text{cm}^3 = 1.67 \cdot 10^{-21}\text{ kg}/\text{m}^3$). Gęstość wewnątrz obłoków może przekraczać tę wartość 10–100-krotnie, a nawet 10^6 -krotnie w tzw. **obłokach molekularnych**.
- Gęste obłoki różnią się od rzadkich obłoków oraz od ośrodka między obłokami składem i temperaturą. Ośrodek między obłokami wypełniony jest głównie gorącym ($T = 10^6\text{ K}$) zjonizowanym wodorem atomowym. Średnio gęste obłoki zawierają gaz przeważnie neutralny. Oprócz atomów pierwiastków (głównie wodoru i helu) występują tam również niektóre cząsteczki, np. H_2 , CO, OH. Obok fazy gazowej istnieje tam też faza zestalona w postaci małych (przeważnie o średnicach rzędu $0.01\text{ }\mu\text{m}$) ziarenek pyłu. Temperatura takich średnio gęstych obłoków jest rzędu 100 K. Stosunek masy gazu do

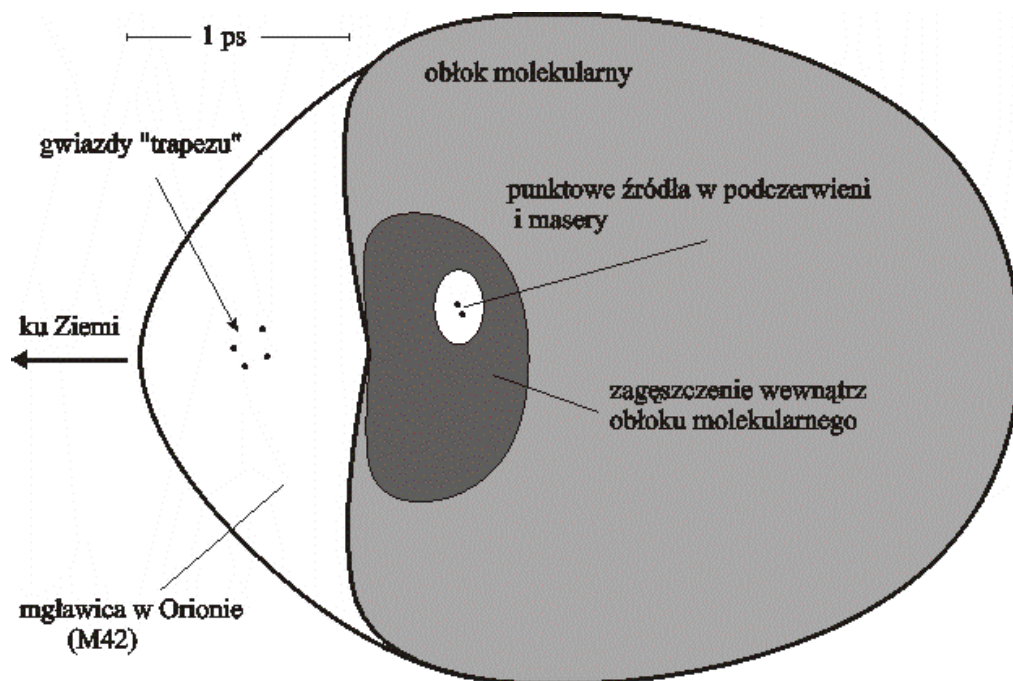
masy pyłu wynosi tam około 100. We wnętrzach najgęstszych obłoków temperatura jest mniejsza niż 10 K. Ziarenka pyłu, średnio biorąc, są tam znacznie większe niż w rzadkich obłokach, a stosunek masy gazu do masy pyłu jest mniejszy od 100. W takich obłokach obserwuje się duże obfitości rozmaitych cząsteczek, zbudowanych głównie w oparciu o atomy wodoru, węgla, azotu i tlenu. [W świetle dzisiejszych wyobrażeń dotyczących ewolucji materii kosmicznej to właśnie wewnątrz obłoków molekularnych, tych najzimniejszych zakątków galaktyk, miałyby się tworzyć gwiazdy i planety. Bogactwo molekuł w materii takiego obłoku nie wydaje się mieć istotnego znaczenia, jeśli chodzi o powstawanie gwiazd. W odniesieniu do planet rzecz przedstawia się inaczej. Od składu cząsteczkowego tworzącej się planety może w istotny sposób zależeć dalsza jej ewolucja]. Masy i rozmiary obłoków molekularnych mogą odpowiednio osiągać wartości $10^6 M_{\odot}$ i 10 ps. Jednym z lepiej zbadanych obłoków tego typu jest obiekt, którego optyczną wizytówką jest mgławica M42 w Orionie (fot. 9.2, rys. 9.4).



Fot. 9.2. Mgławica M42 w Orionie sfotografowana w zakresie widzialnym.

Widoczna w świetle widzialnym mgławica jest stosunkowo małym fragmentem olbrzymiego obłoku molekularnego. Fragment ten jest widoczny z powodu oświetlenia go przez cztery młode i gorące gwiazdy (widoczne przez teleskop jako punkty narożne czworokąta przypominającego kształtem trapez). Wysokoenergetyczne fotony tych gwiazd wzbudzają atomy pierwiastków, a także joni-

zują je. Przy powrotach atomów i ich jonów do niższych stanów energetycznych emitowane są różne fotony, w tym również fotony światła widzialnego. Jasność w zakresie optycznym zawdzięcza mgławica M42 głównie linii wodorowej $H\alpha$ ($\lambda = 6563\text{\AA}$). Linia ta odpowiada barwie czerwonej, stąd i czerwonawy odcień mgławicy na zdjęciach kolorowych. Oprócz emisyjnej składowej światła obłoku istnieje też składowa refleksyjna, będąca światłem gwiazd rozpraszonym przez ziarna pyłu, które też znajdują się w obłoku.



Rys. 9.4. Rysunek objaśniający istotę mgławicy M42.

9.1. Ekstynkcja międzygwiazdowa

Pył występujący w ośrodku międzygwiazdowym oddziałuje z promieniowaniem elektromagnetycznym, absorbując oraz rozpraszając fotony tego promieniowania. W związku z tym natężenie światła podążającego od źródła, np. gwiazdy, do obserwatora ulega osłabieniu. Osłabienie to, nazywane **ekstynkcją**, zwykle zależne jest od długości fali promieniowania. Zjawisko ekstynkcji międzygwiazdowej nastęrcza wielu kłopotów obserwacyjnych. Przede wszystkim pewne obszary Galaktyki, te przesłaniane przez gęste obłoki międzygwiazdowe, nie są dostępne obserwacjom i to niezależnie od czułości przyrządów obserwacyjnych. Nie mamy też możliwości obserwacji obiektów pozagalaktycznych, których pozycje na niebie pokrywają się z obszarami silnej ekstynkcji międzygwiazdowej. Wyprowadzony wcześniej cenny wzór (rozdział 8.1) na moduł odległości ($m - M = 5 \log r - 5$) nie uwzględnia ekstynkcji, która ma istotny wpływ na mierzoną, widomą wielkość gwiazdową m . Chcąc używać poprawnie tego wzoru dla wyznaczania odległości gwiazd czy innych ciał niebieskich, należy uwzględnić ekstynkcję. Ekstynkcję ogólną oznaczamy literą A i tradycyjnie

wyrażamy w wielkościach gwiazdowych. Wobec tego wzór na moduł odległości należy zapisać jako:

$$m - M = 5 \log r - 5 + A$$

Dla większości kierunków na niebie ekstynkcja A nie przekracza dla światła widzialnego 1 mag.. Rozważając zjawisko ekstynkcji wyróżnia się dwa jej rodzaje:

— **ekstynkcja ogólna**, A_λ , będąca miarą osłabienia światła od ciała niebieskiego w zadanym paśmie fotometrycznym

$$A_\lambda = m_\lambda - m_\lambda^0$$

gdzie m_λ oznacza obserwowaną wielkość gwiazdową obiektu w danym paśmie wokół długości fali λ , m_λ^0 wielkość gwiazdową tego samego obiektu i w tym samym paśmie fotometrycznym λ , jaką by zaobserwowano, gdyby nie było ekstynkcji,

— **ekstynkcja selektywna**, nazywana też **poczerwienieniem** (promieniowanie krótkofalowe, np. fioletowe, jest rozpraszane efektywniej niż długofalowe, np. czerwone, stąd światło po przejściu przez obłok ekstyngujący staje się czerwiejsze) $E(\lambda_1, \lambda_2)$, będąca miarą różnicy w ekstynkcji dla dwóch wybranych pasm fotometrycznych wokół λ_1 i λ_2

$$E = A(\lambda_1) - A(\lambda_2)$$

By móc łatwo porównywać pomiary fotometryczne prowadzone przez różnych obserwatorów, wyróżniono pewne, ściśle określone, zakresy długości fal jako pasma standardowe (tab. 9.1).

Tabela 9.1. Standardowe pasma fotometryczne.

Oznaczenie pasma	λ centralne [μm]	$\Delta\lambda$ [μm]
U	0.36	0.066
B	0.44	0.098
V	0.55	0.087
R	0.70	0.21
I	0.90	0.23
J	1.25	0.30
H	1.60	0.30
K	2.20	0.58
L	3.40	0.70
M	5.00	1.11
N	10.20	4.33
Q	22.00	7.5

Mówiąc o obserwowanych, widomych, wielkościach gwiazdowych mamy zawsze na myśli wartość jasności mierzonej w jakimś ustalonym zakresie fotometrycznym. I tak m_U , m_B , m_V , m_b i m_f oznaczają widome wielkości gwiazdowe odpowiednio w zakresach U, B, V oraz uzyskane w pomiarach bolometrycznych i fotograficznych. Dla uproszczenia zapisu często zamiast pisać m_U , m_B itd. piszemy wprost U, B itd. Zgrubną, aczkolwiek stosunkowo łatwą do uzyskania, charakterystyką rozkładu natężenia promieniowania obiektu jest tzw. **wskaźnik barwy**, zdefiniowany jako różnica w mierzonych wielkościach gwiazdowych w dwóch pasmach

$$CI = m(\lambda_1) - m(\lambda_2)$$

Jeśli użyć wskaźnika barwy (ang. color index, stąd CI) dla zakresów B i V to zapiszemy

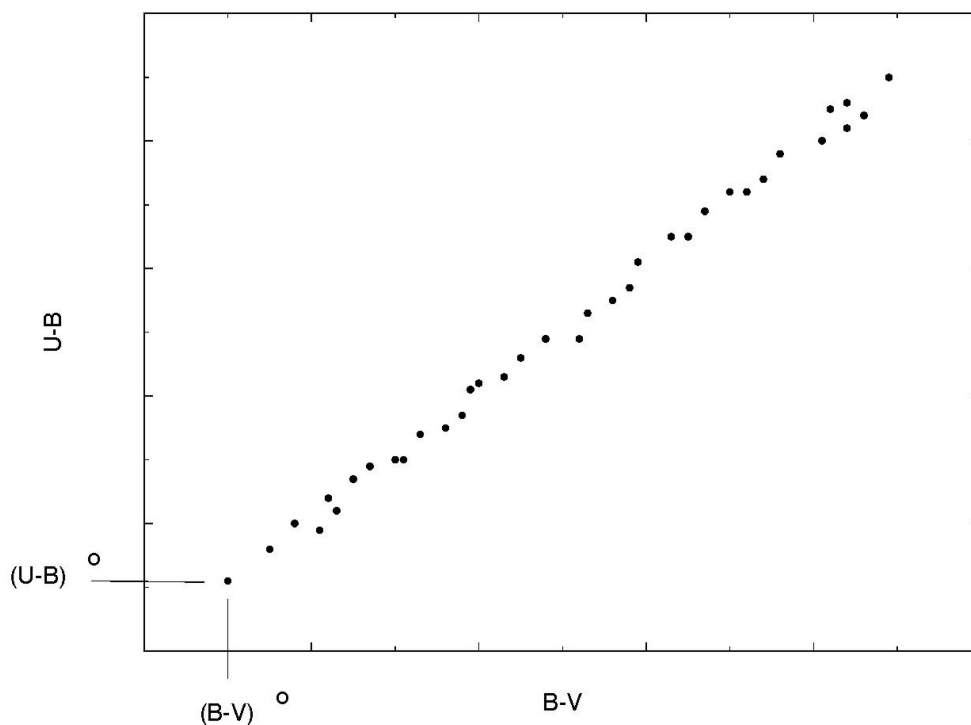
$$CI = B - V$$

Wspomnianą wcześniej ekstynkcję selektywną można wyrazić również poprzez wskaźnik barwy w następujący sposób:

$$\begin{aligned} E(\lambda_1, \lambda_2) &= A(\lambda_1) - A(\lambda_2) = m(\lambda_1) - m(\lambda_1)^0 - (m(\lambda_2) - m(\lambda_2)^0) = \\ &= (m(\lambda_1) - m(\lambda_2)) - (m(\lambda_1)^0 - m(\lambda_2)^0) = CI(\lambda_1, \lambda_2) - CI(\lambda_1, \lambda_2)^0 \end{aligned}$$

gdzie CI oznacza obserwowany wskaźnik barwy przy ustalonych zakresach λ_1 i λ_2 , a CI^0 oznacza wskaźnik barwy, jaki byśmy zaobserwowali w przypadku braku ekstynkcji. I tak np. dla $\lambda_1 = B$, $\lambda_2 = V$ będzie

$$E(B, V) = E_{B-V} = (B - V) - (B - V)^0$$



Rys. 9.5. Sposób otrzymywania wolnych od ekstynkcji wskaźników barwy gwiazd.

Wskaźnik barwy CI można łatwo otrzymać z obserwacji dokonując pomiaru wielkości gwiazdowych wybranego obiektu. Gorzej rzecz się ma z wyznaczeniem wskaźnika CI^0 dla tegoż obiektu. W praktyce wskaźniki CI^0 dla wybranej gwiazdy o ustalonym wcześniej typie widmowym wyznacza się następująco:

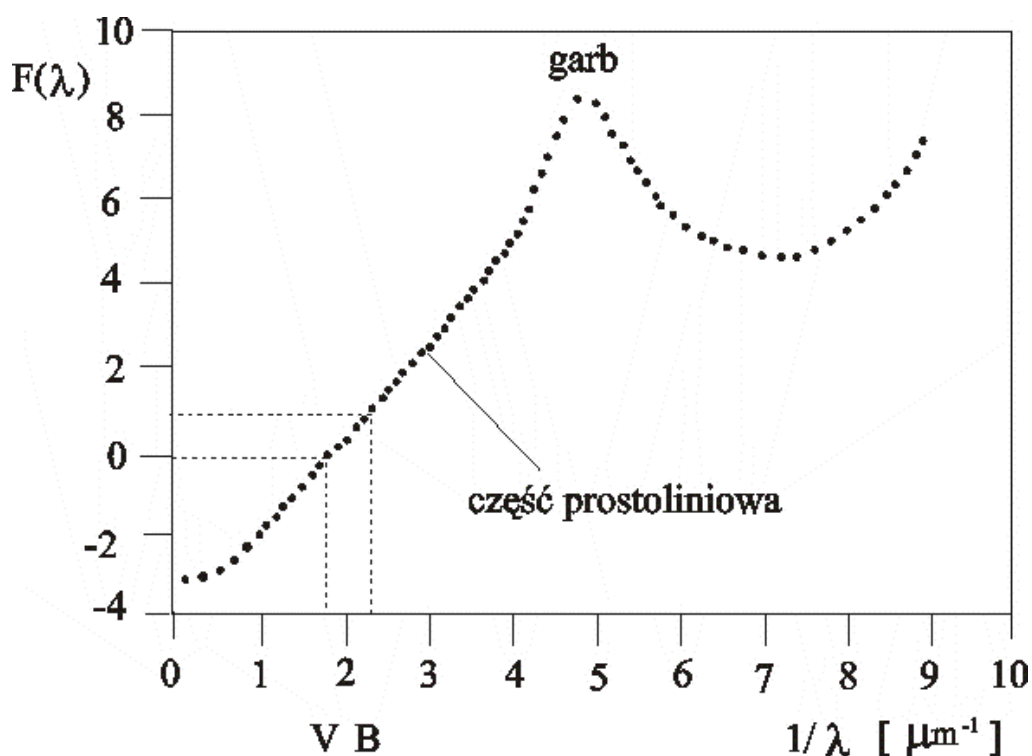
- dokonuje się wyboru możliwie dużej liczby gwiazd o tym samym typie widmowym co gwiazda, dla której szukamy CI^0 (dla różnych typów widmowych będą różne wartości nie zaburzonej ekstynkcją wskaźników barwy),
- dla wszystkich tych gwiazd wyznaczamy jasności w różnych zakresach fotometrycznych np. U, B, V,
- wyniki pomiarów wykorzystujemy do zbudowania diagramu, na którego osiach odkładamy odpowiednie wskaźniki barwy np. U – B, B – V (rys. 9.5).
- z tak sporządzonego diagramu odczytujemy niezaburzone wskaźniki barwy CI^0 jako najniższe odnotowane wartości CI.

9.2. Krzywa ekstynkcji

Dla scharakteryzowania własności ekstyngujących ośrodka międzygwiazdowego w kierunku wybranej gwiazdy wyznacza się dla tej gwiazdy tzw. *krzywą ekstynkcji* $F(\lambda)$ zdefiniowaną jako:

$$F(\lambda) = E(\lambda, V) / E(B, V)$$

Wykres funkcji $F(\lambda)$ sporządza się tradycyjnie odkładając na osi odciętych nie λ , ale $1/\lambda$. Typową krzywą ekstynkcji przedstawia rys. 9.6.



Rys. 9.6. Przykładowa krzywa ekstynkcji.

Otrzymanie krzywej ekstynkcji dla wybranej gwiazdy jest zawsze okupione olbrzymim nakładem pracy obserwacyjnej (należy pomierzyć jasności obiektu

w wielu wąskich pasmach λ począwszy od podczerwieni, poprzez zakres widzialny aż do dalekiego ultrafioletu), ale niesie ona bardzo cenne, choć czasem jeszcze nie w pełni zrozumiałe, informacje o międzygwiazdowym ośrodku ekstyngującym.

Z teorii oddziaływań promieniowania elektromagnetycznego z ziarnami pyłu wynikają istotne fakty:

- dla ziaren pyłu o rozmiarach porównywalnych z długością fali promieniowania zależność ekstynkcji (rozproszeniowej jej składowej) od $1/\lambda$ jest liniowa,
- dla ziaren bardzo małych w porównaniu z długością fali promieniowania mamy do czynienia z rozpraszaniem Rayleigha, proporcjonalnym do $1/\lambda^4$,
- dla ziaren bardzo dużych w porównaniu z długością fali mamy tzw. **ekstynkcję szarą**, czyli niezależną od długości fali.

Fakt, że w zakresie optycznym krzywa ekstynkcji ma przebieg liniowy można interpretować jako dowód na to, że za ekstynkcję w zakresie światła widzialnego odpowiadają ziarna pyłu o rozmiarach $0.1 - 1 \mu\text{m}$. Krzywa ekstynkcji w swojej długofalowej części (podczerwień), jak również w części skrajnie krótkofalowej (daleki ultrafiolet) zachowuje się niestabilnie od kierunku do kierunku na niebie. Świadczy to, jak się uważa, o znacznym zróżnicowaniu rozmiarów oraz składu ziaren pyłu międzygwiazdowego. Często używaną charakterystyką własności ekstyngujących ośrodka międzygwiazdowego jest tzw. **parametr R**. Od strony obserwacyjnej jest to, łatwa do odczytania, wartość $F(\lambda)$ dla lewego końca krzywej ekstynkcji. Wyrażenie na R można otrzymać jako granicę, przy $\lambda \rightarrow \infty$, funkcji $F(\lambda)$ wziętą ze znakiem ujemnym

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} F(\lambda) = \lim_{\lambda \rightarrow \infty} (A_\lambda - A_V)/(A_B - A_V) = -A_V/(A_B - A_V) = -R$$

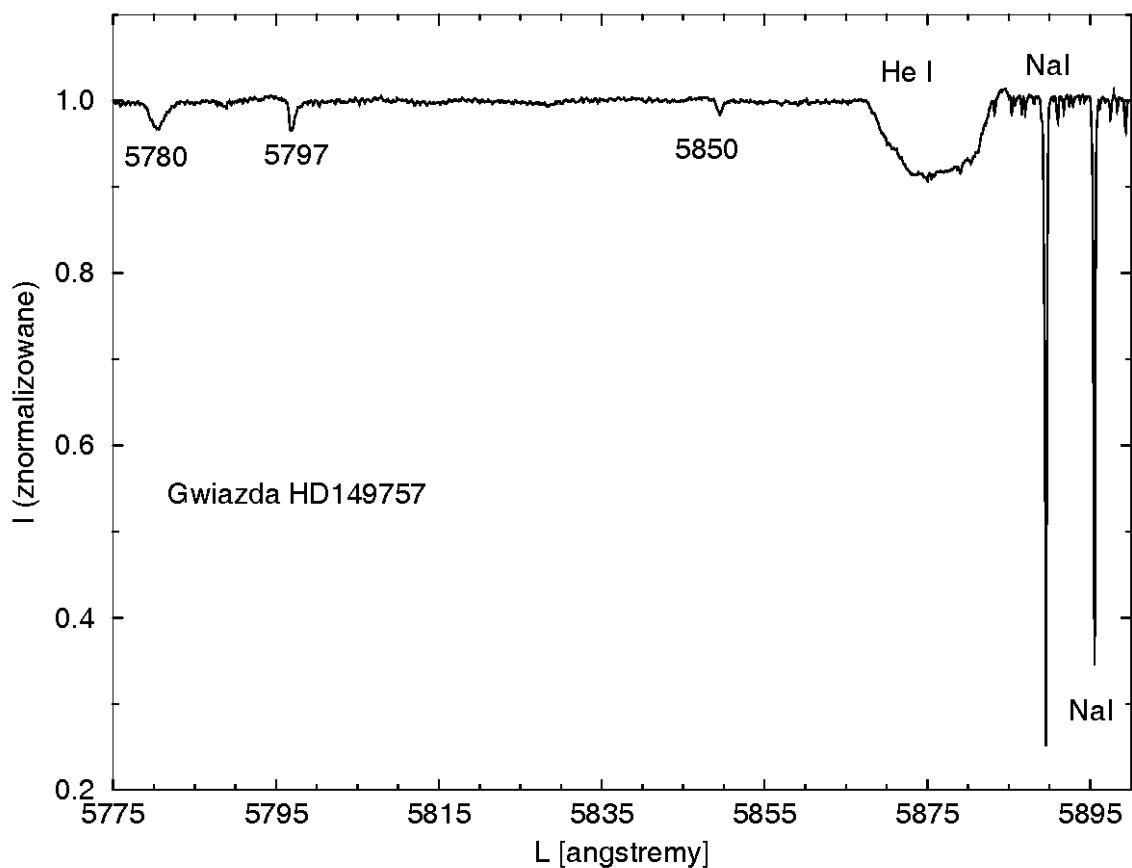
Tak zdefiniowany parametr R oznacza stosunek ekstynkcji w danym paśmie (w naszym przypadku V) do poczerwienienia. Otrzymywane z obserwacji parametry R dla większości gwiazd (zatem i kierunków na niebie) wahają się w wąskim przedziale wokół wartości 3.1. Ma to doniosłe znaczenie dla wyznaczania ekstynkcji dla określonego pasma w przypadku, gdy wyznaczymy poczerwienienie. Mamy bowiem

$$A_V = R (A_B - A_V) \approx 3.1 E(B, V)$$

Tak otrzymana ekstynkcja A_V nie zawiera w sobie, o czym często się zapomina, ewentualnej szarej ekstynkcji. Nie może zatem być utożsamiana z ekstynkcją ogólną. Nazwiemy ją **ekstynkcją kolorową**.

9.3. Międzygwiazdowe linie absorpcyjne

Cenne informacje o ośrodku międzygwiazdowym otrzymujemy również analizując widma obiektów (gwiazd) przesłanianych przez obłoki materii. Rys. 9.7 przedstawia widmo gwiazdy ζOph (HD149757), dla której poczerwienienie wynosi $E(B, V) = 0.29$.

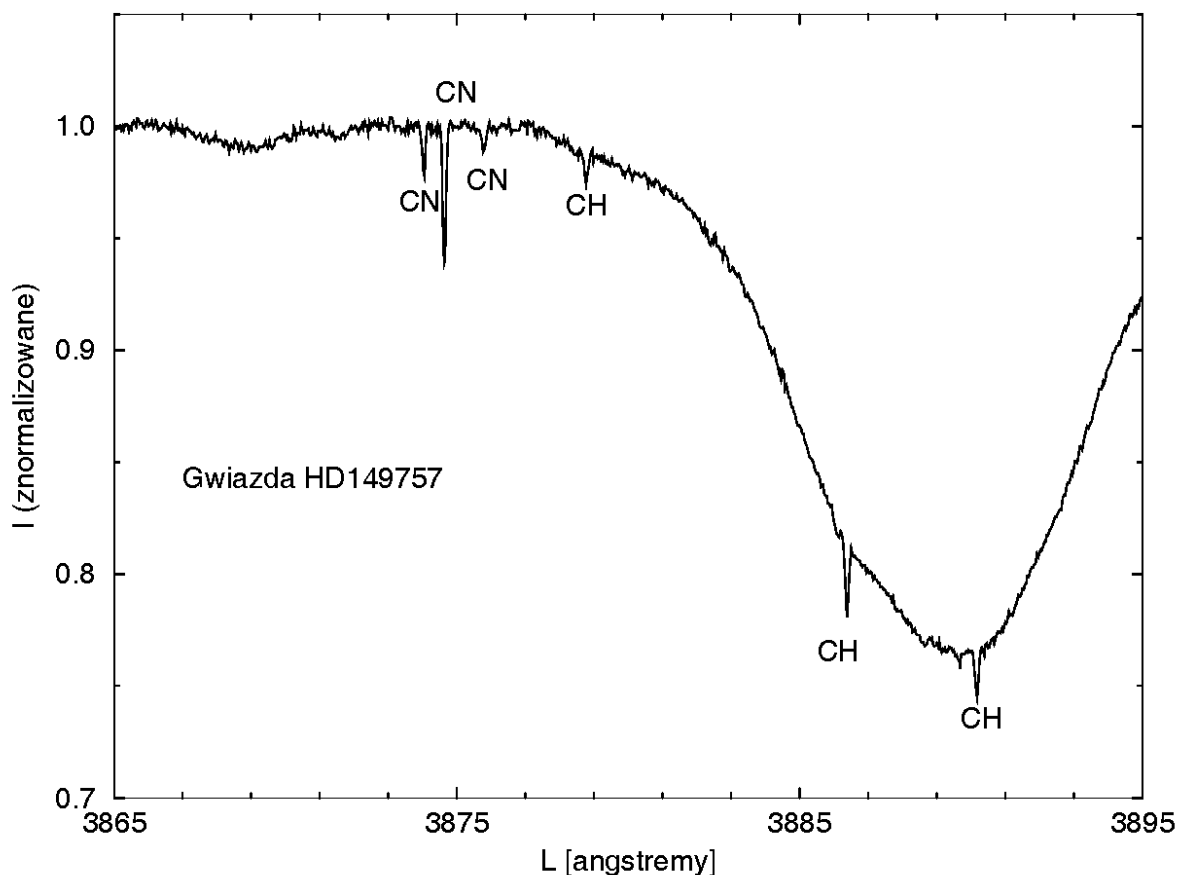


Rys. 9.7. Widmo gwiazdy ζ Oph.

W widmie tym, przedstawiającym wąski zakres długości fal w paśmie widzialnym można z łatwością dostrzec struktury (linie) absorpcyjne. Linie te są tu dwojakiego pochodzenia; powstałe w zewnętrznych warstwach atmosfery gwiazdy oraz powstałe w obłokach międzygwiazdowych. Linie gwiazdowe to linie atomowe, znacznie poszerzone dopplerowsko wobec wysokiej temperatury gazu w atmosferze gwiazdy oraz w związku z rotacją gwiazdy. Linie międzygwiazdowe, powstające w chłodnych obłokach, charakteryzują się z kolei szerokościami bardziej zbliżonymi do naturalnych, wynikających z rozważań kwantowo mechanicznych. Zamieszczony na rysunku fragment widma obejmuje następujące linie:

- D1 i D2 międzygwiazdowego sodu neutralnego NaI (5895.9Å, 5890.0Å)
- D3 HeI (5876Å) (gwiazdowa),
- FeIII (5833.93Å) (gwiazdowa),
- 5780Å, 5797Å i 5850Å (międzygwiazdowe linie rozmyte)

Rysunek 9.8 przedstawia inny fragment widma dla tej samej gwiazdy. Widnieją na nim linie cząsteczek międzygwiazdowych CN (3874.0Å, 3874.6Å, 3875.8Å) oraz CH (3878.8Å, 3886.4Å, 3890.2Å).



Rys. 9.8. Widmo gwiazdy ζ Oph dla innego zakresu długości fal.

Mierząc szerokości równoważne zidentyfikowanych linii międzygwiazdowych można wnioskować o obfitości atomów czy cząsteczek wewnątrz obłoków. Oprócz zidentyfikowanych atomów i cząsteczek w ośrodku międzygwiazdowym występują substancje produkujące szerokie linie absorpcyjne nazywane *pasmami rozmytymi*. Na rys. 9.7 widoczne są trzy spośród setek tego rodzaju linii leżących w zakresie widzialnym. Do tego czasu nie udało się jeszcze ustalić jaka substancja odpowiada za powstanie tych linii. Wśród kandydatów znajdują się takie molekuly jak fulereny, wielopierścieniowe węglowodory aromatyczne oraz łańcuchy węglowe.

9.4. Wodór międzygwiazdowy

W zdecydowanej większości przypadków atomy i cząsteczki (jak też ich jony) materii międzygwiazdowej znajdują się w podstawowym stanie elektronowym. Ma to poważne konsekwencje jeśli chodzi o przydatność widm w badaniu ośrodka międzygwiazdowego. Jeśli np. po drodze od gwiazdy do obserwatora znajduje się gęsty obłok wodorowy, a obserwacja polega na wykonaniu widma gwiazdy w zakresie optycznym, to wodór **nie** będzie manifestował swojej obecności w takim widmie. Fotony światła widzialnego są nie dość energetyczne, by wzbudzić atom wodoru będący w stanie podstawowym (co pozwoliłoby otrzymać odpowiednią linię absorpcyjną). Energia wzbudzenia dla atomu wodoru

wynosi bowiem 10.21 eV ($16.34 \cdot 10^{-19}$ J), co odpowiada energiom fotonów o długości fali $\lambda = 1216 \text{ \AA}$. Fotony o takich energiach należą do dalekiego ultrafioletu, dostępnego tylko pozaatmosferycznym obserwacjom.

Dla cząsteczek międzygwiazdowych oprócz stanów elektronowych wyróżnia się również stany rotacyjne i oscylacyjne. Mamy więc do czynienia z rozszczepieniem podstawowego stanu elektronowego na wiele blisko siebie leżących stanów oscylacyjnych i rotacyjnych. Przejściom pomiędzy takimi stanami towarzyszą małe zmiany energii, a fotony biorące w nich udział przypadają na zakres podczerwieni i fal radiowych.

Dla zgłębienia tajników ośrodka międzygwiazdowego nie wystarczy zatem posługiwać się obserwacjami z zakresu optycznego, ale należy sięgać po odpowiednie obserwacje dla zakresów radiowego, podczerwonego i ultrafioletowego. Jeżeli pozostać przy wspomnianym wodorze międzygwiazdowym, to daje się on łatwo obserwować w zakresie radiowym. Okazuje się bowiem, że stan podstawowy atomu wodoru rozszczepiony jest na dwa, bardzo blisko siebie położone, stany energetyczne, odpowiadające równoległemu i antyrównoległemu ustawieniu spinów elektronu i protonu w atomie. Przejściom między tymi bliskimi stanami towarzyszy emisja lub absorpcja fotonu o częstotliwości $\nu = 1420 \text{ MHz}$ ($\lambda = 21.1 \text{ cm}$). Z rozważań kwantowo mechanicznych wynika, że omawiane przejście z emisją fotonu jest **wzbronione**, czyli że czas życia poziomu wyjściowego, ze względu na emisję spontaniczną, jest bardzo duży w porównaniu ze średnim czasem pomiędzy zderzeniami atomów wodoru w ośrodku laboratoryjnym (zanim dojdzie do emisji spontanicznej atom zdąży zmienić stan wzbudzenia w wyniku zderzenia). W ośrodku międzygwiazdowym, wobec bardzo rzadkich zderzeń między atomami, przejścia uznane jako wzbronione już takimi nie są. Możemy zatem łatwo obserwować w emisji w zakresie radiowym ($\lambda = 21 \text{ cm}$) międzygwiazdowe obłoki wodoru neutralnego, czyli tzw. **obszary H I**. Temperaturę takich obłoków ocenia się na około 100 K.

Wodór znajdujący się w pobliżu bardzo gorących (silnie emitujących w ultrafioletecie) gwiazd ulega prawie całkowicie jonizacji. Mówi się w takich przypadkach o **obszarach wodoru zjonizowanego H II**. Obszary H II ($T \approx 10^4 \text{ K}$) manifestują swoją obecność emitując fotony w bardzo szerokim zakresie fal i to zarówno w liniach, jak i w continuum. Jony wodorowe (protony) rekombinując (przechwytyjąc elektron) znajdują się na wysokim poziomie wzbudzenia. Takie silnie wzbudzone atomy wodoru, zanim ponownie ulegną jonizacji, emitują fotony obniżając jednocześnie stan wzbudzenia. W zakresie optycznym obszar H II jawi się jako czerwona mgławica, nazywana **emisyjną**. Czerwony wygląd zawdzięcza ona linii H_α (6563 \AA) serii Balmera, która dominuje emisję mgławicy w zakresie optycznym. Wśród linii emisyjnych obserwuje się w przypadku tych mgławic również linie wzbronione (np. linie zjonizowanego tlenu: O II — 3726 \AA i 3729 \AA oraz O III — 4959 \AA i 5007 \AA).

W przypadku gdy obłok materii międzygwiazdowej znajduje się w pobliżu średnio gorących i chłodniejszych gwiazd, wtedy wodór pozostaje neutralny.

Niemniej i w takich przypadkach zdarza się obserwować jasne mgławice w zakresie optycznym. Mają one wtedy lekko niebieskawy wygląd. Są to tzw. mgławice *refleksyjne* (odbiciowe). Z obłokiem gazowym stowarzyszony jest też pył. Na drobinach pyłu światło gwiazd ulega rozproszeniu, przy czym niebieskie bardziej niż czerwone. To co się obserwuje jako mgławicę refleksyjną, jest po prostu światłem pobliskiej gwiazdy rozproszonym głównie przez pył międzygwiazdowy.

9.5. Pole magnetyczne w ośrodku międzygwiazdowym

Istnieją argumenty obserwacyjne wskazujące na istnienie słabego *międzygwiazdowego pola magnetycznego*. Linia 21 cm wodoru neutralnego podlega słabemu, ale mierzalnemu, rozszczepieniu zeemanowskiemu. Nadto obserwuje się słabą *polaryzację* liniową światła gwiazd przesłanianych przez obłoki ekstinguujące. Za niejednorodność optyczną obłoku (powodującą polaryzację) miałyby odpowiadać wydłużone ziarna pyłu uporządkowane w jakiś sposób przez pole magnetyczne. Ocenia się, że w obszarach HI natężenie pola magnetycznego wynosi około 10^{-6} Gausa, czyli jest około 10^5 razy mniejsze niż pole magnetyczne Ziemi.

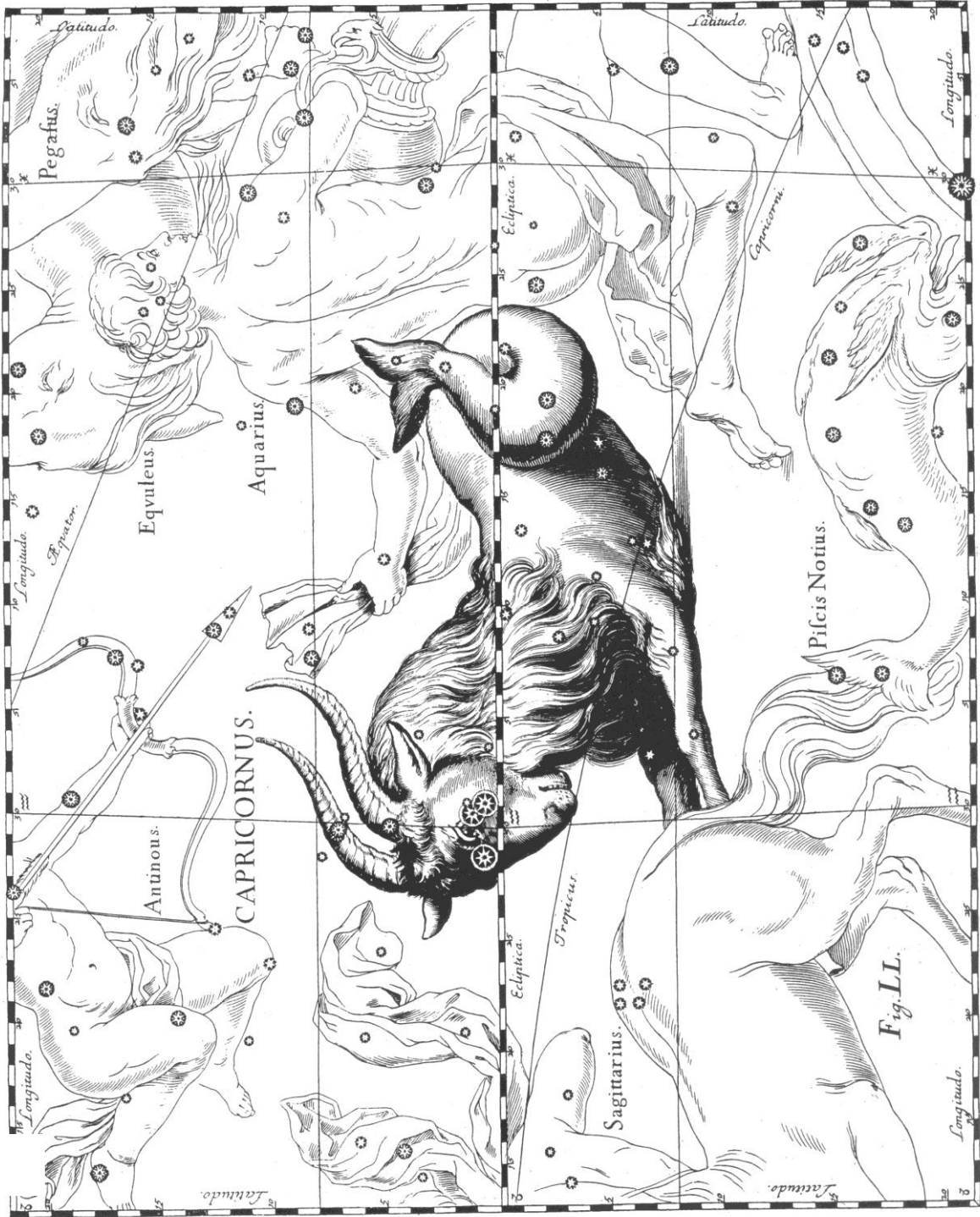
Ćwiczenia

249. W przestrzeni międzygwiazdowej naszej Galaktyki istnieje pole magnetyczne o średniej indukcji 10^{-6} Gausa. Jaka energia jest magazynowana w polu magnetycznym w danej objętości w porównaniu ze zmagazynowaną energią kinetyczną materii, jeśli gęstość ośrodka przyjąć jako $1\text{H}/\text{cm}^3$, a średnia prędkość atomów wodoru $v_{\text{sr}} = 1\text{ km/s}$?
250. W promieniu 3 ps wokół Słońca znajduje się 12 gwiazd. Obliczyć jaki ułamek przestrzeni zajmują gwiazdy, a jaki ośrodek międzygwiazdowy, jeśli średnice gwiazd uznać za równe średnicy Słońca. (Rozw.: gwiazdy zajmują tylko $0.51 \cdot 10^{-23}$ część objętości, a resztę zajmuje ośrodek międzygwiazdowy)
251. Obliczyć absolutną wielkość gwiazdową dla gwiazdy, której paralaksa wynosi $\pi = 0''.01$, widoma wielkość gwiazdowa $m = 2$ oraz ekstynkcja międzygwiazdowa $A = 2\text{ mag}$. (Rozw.: $M = -5$)
252. Absolutna i widoma wielkości gwiazdowe obiektu wynoszą: $M = -0.6$, $m = 1$. Ile wynosi ekstynkcja ośrodka międzygwiazdowego jeśli odległość źródła wynosi $r = 20\text{ ps}$? (Rozw.: $A = 0.1\text{ mag}$)
253. Dla gwiazdy o absolutnej i widomej wielkościach gwiazdowych, $M = -2.0$, $m = 7$, wyliczyć odległość bez uwzględnienia ekstynkcji, a następnie z jej uwzględnieniem w ilości $A = 1.2\text{ mag}$. (Rozw.: 631 ps , 363 ps)
254. Dla wybranej gwiazdy pomierzone wielkości gwiazdowe w dwóch pasmach wynoszą: $B = 6.2$ i $V = 6.1\text{ mag}$. Wskaźnik barwy $(B-V)^0$ dla tej gwiazdy wynosi -0.25 mag . Obliczyć ekstynkcję selektywną. Przyjmując, że parametr

$R = 3.2$ obliczyć również ekstynkcję w zakresie fotometrycznym V.

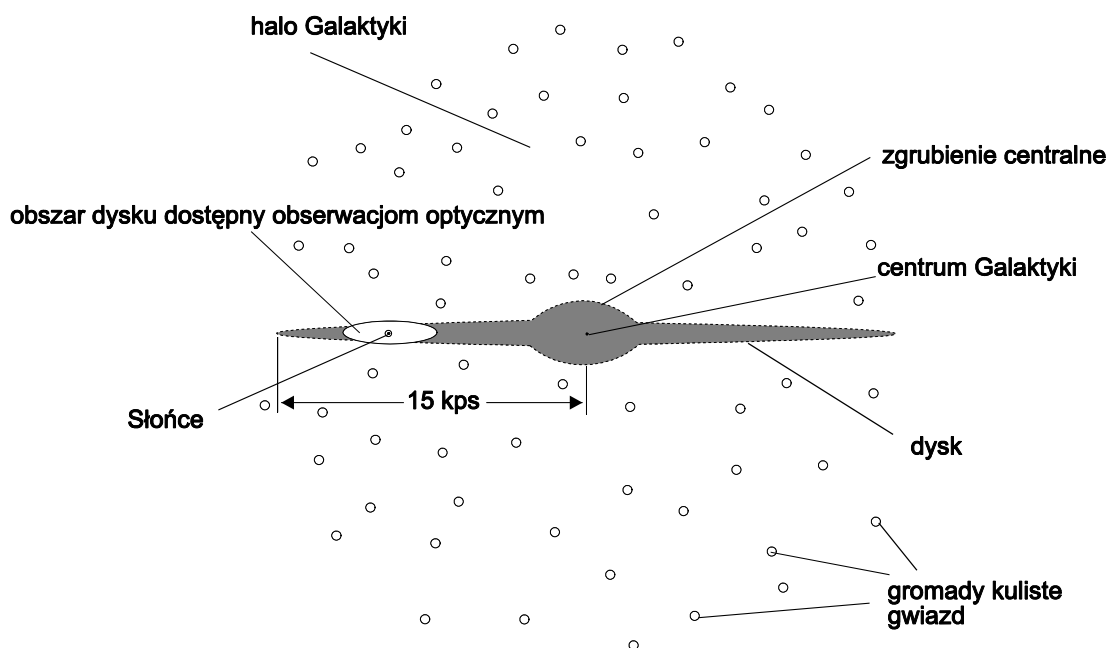
(Rozw.: $E_{B,V} = 0.35 \text{ mag}$, $A_V = 1.2 \text{ mag}$)

255. Czy kuliste ziarna pyłu o rozmiarach $r = 1 \text{ mm}$ mogą wywołać poczerwienie światła widzialnego?
256. Charakterystyczny garb na krzywej ekstynkcji występuje w okolicy $1/\lambda = 4.6 \mu\text{m}^{-1}$. Jaka długość fali odpowiada tej wartości?
(Rozw.: $0.2174 \mu\text{m} = 2174 \text{ \AA}$)
257. Wytlumaczyć dlaczego w pogodny, bezchmurny dzień niebo przybiera kolor niebieski. Dlaczego chmury mają kolor biały lub szary, a czasem różowy?
258. Dlaczego tarcza Słońca i Księżycy mają kolor czerwony, wtedy gdy znajdują się blisko horyzontu?
259. Jaka jest energia fotonów które potrafią zjonizować atom wodoru będący w stanie podstawowym, jeśli wiadomo, że granica serii Lymana wynosi $\lambda = 912 \text{ \AA}$? (Rozw.: $21.76 \cdot 10^{-19} \text{ J}$)
260. Dla pewnej gwiazdy: $E(B,V) = 0.23$, $R = 3.1$, ekstynkcja ogólna w paśmie V wynosi 1.5 magnitudo. Określić jaka część ekstynkcji w paśmie V pochodzi od ziaren dużych (szara ekstynkcja), a jaka od małych (ekstynkcja kolorowa). (Rozw.: $A_{V,kolorowa} = 0.713 \text{ magnitudo}$, $A_{V,szara} = 0.787 \text{ magnitudo}$)
261. Jak wyglądałoby niebo oglądane z Ziemi pozbawionej atmosfery:
a) w dzień, b) w nocy?



10. Nasza Galaktyka

Nasza Galaktyka, nazywana też Drogą Mleczną, jest skupiskiem ponad 100 miliardów gwiazd oraz ogromnej ilości materii międzygwiazdowej. Ma ona kształt *splaszczonego dysku*, skupiającego większość masy Galaktyki, otoczonego kulistym *halo galaktycznym*. Rysunek 10.1 obrazuje współczesne wyobrażenia co do kształtu i rozmiarów Galaktyki.



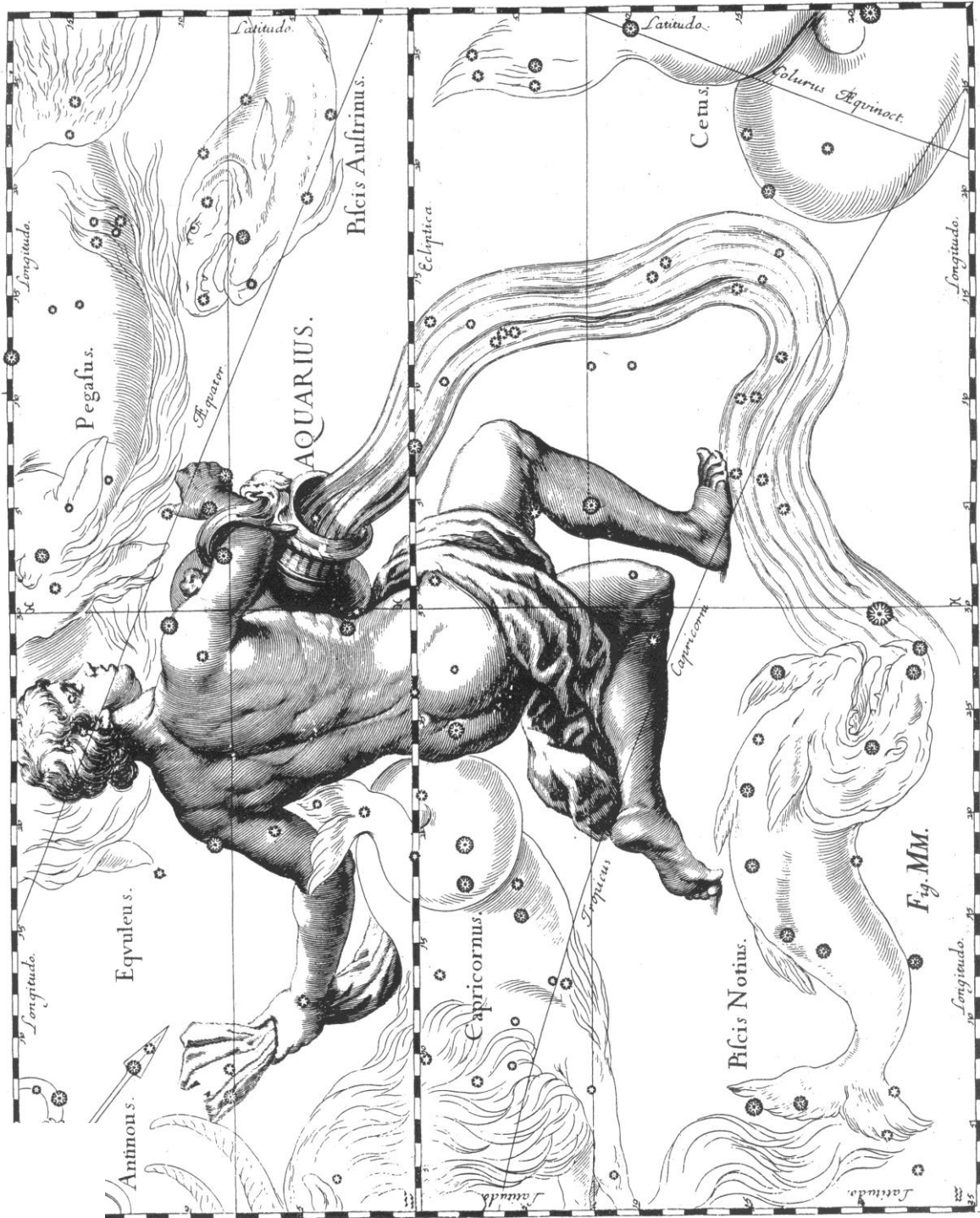
Rys. 10.1. Przekrój poprzeczny Galaktyki (schematycznie).

Galaktyka rotuje wokół centralnego zagęszczenia zwanego *jądrem*. Gwiazdy obiegają jądro z różnymi prędkościami kątowymi, malejącymi wraz z odległością od centrum Galaktyki. Słońce, znajdujące się w dysku w odległości $R \approx 8.5$ kps od środka Galaktyki, jednego pełnego obiegu dokonuje w 240 milionów lat. Od czasu swoich narodzin dokonało już zatem około 20 okrążeń.

W Galaktyce wyróżnia się dwie populacje obiektów gwiazdowych. W skład *I populacji* wchodzi gwiazdy stosunkowo młode, skupione głównie w dysku. Gwiazdy starsze, należące do *populacji II* występują przeważnie w halo Galaktyki i to zarówno jako pojedyncze gwiazdy jak też całymi gromadami (kulistymi).

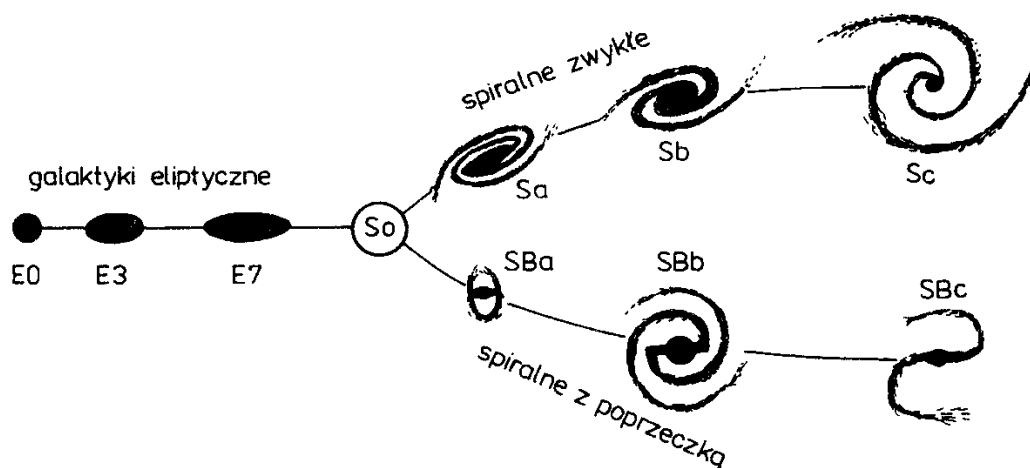
Ćwiczenia

262. Obliczyć prędkość liniową ruchu Słońca wokół centrum Galaktyki zakładając, że ruch odbywa się po kole. (Rozw.: ok. 218 km/s)
263. Masa naszej Galaktyki wynosi około $10^{11} M_{\odot}$. Jaka byłaby gęstość ośrodka, gdyby tę masę rozłożyć równomiernie w kuli o promieniu równym 15 kps?



11. Inne galaktyki

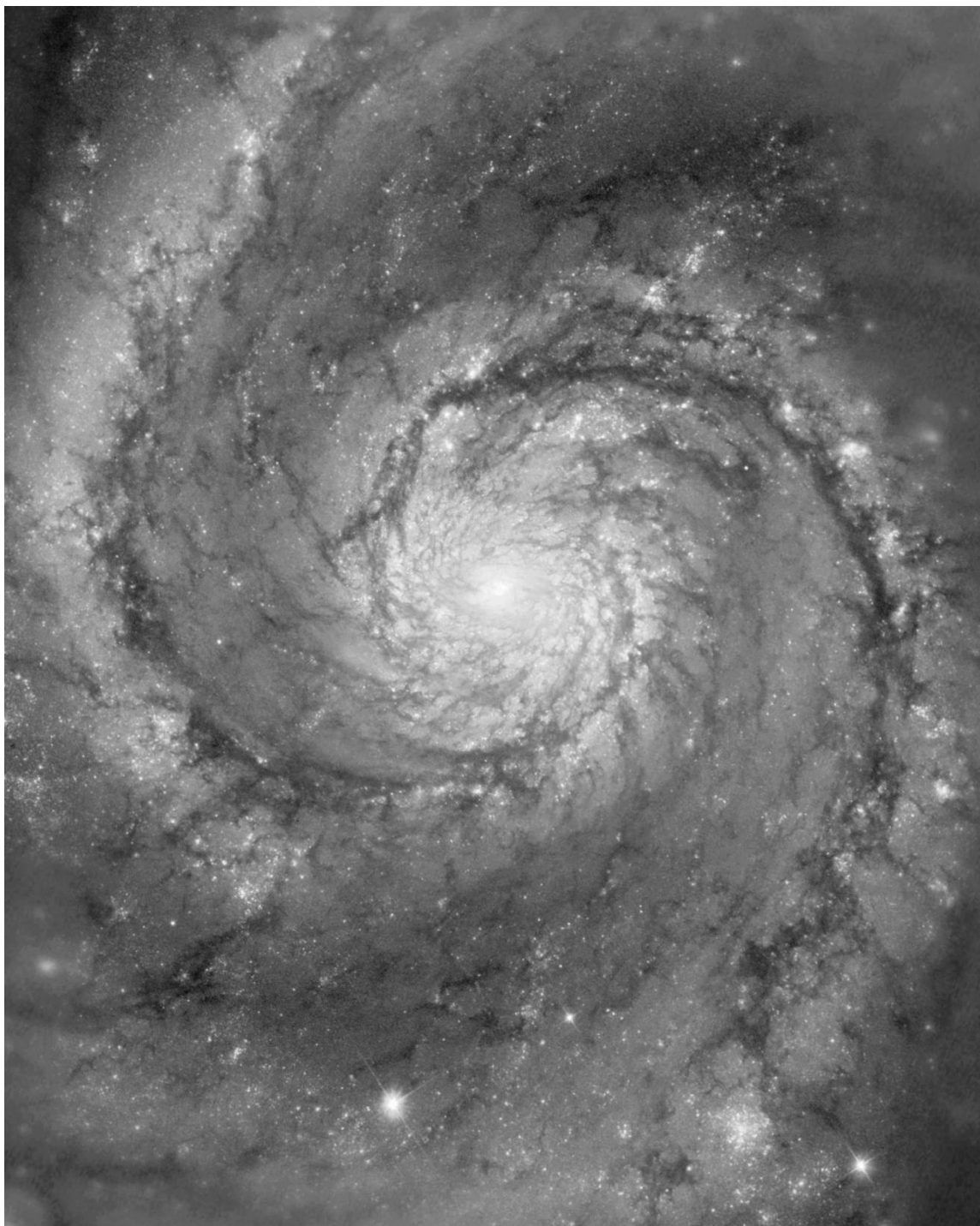
W dostępnej badaniom części Wszechświata obserwuje się ogromne ilości galaktyk, skupisk materii mniej lub bardziej podobnych do naszej Galaktyki. Na fotografiach nieba wykonanych z użyciem 5-metrowego teleskopu można ich naliczyć ponad miliard. Galaktyki różnią się między sobą wyglądem, rozmiarami, masami, mocami promieniowania oraz innymi parametrami. Ze względu na obserwowany wygląd galaktyk dzieli się je na szereg typów. Według klasyfikacji zaproponowanej przez Hubble'a (rys. 11.1) wyróżnia się galaktyki *eliptyczne* (o różnym stopniu spłaszczenia), *soczewkowate*, *spiralne* z poprzeczką albo bez poprzeczki (w obu przypadkach z różnym stopniem rozwoju ramion spiralnych). Nadto wyróżnia się też galaktyki *nieregularne*, bez jakiegokolwiek wyróżnionej struktury. Fotografie 11.1 i 11.2 ukazują zróżnicowanie kształtów galaktyk.



Rys. 11.1. Podział galaktyk na typy morfologiczne zaproponowany przez Hubble'a.



Fot. 11.1. Galaktyka M87 (E0) w gwiazdozbiornie Panny.



Fot. 11.2. Galaktyka spiralna M51.

Galaktyki nie są rozłożone w przestrzeni równomiernie, ale tworzą *grupy i gromady galaktyk*. Przykładem grupy może być tzw. *Lokalna Grupa Galaktyk*, do której należy nasza Galaktyka, Obłoki Magellana, galaktyka M31 w gwiazdozbiornie Andromedy i inne (tab. 11.1).

W skład grupy galaktyk wchodzi zwykle jedna lub kilka masywnych, dużych galaktyk i kilkadziesiąt małych (karłowatych). W Grupie Lokalnej nasza Galaktyka jest druga co do wielkości po galaktyce M31.

Przykładem gromady galaktyk może być gromada w gwiazdozbiorze Panny. Jest to najbliższa gromada. Jej odległość wynosi około 12 Mps. Gromada ta liczy sobie kilkaset jasnych i kilka tysięcy słabych galaktyk. Gromady galaktyk mają zwykle po kilkaset członków. Nasza Galaktyka leży wewnątrz jednej z większych gromad galaktyk, rozciągającej się na przestrzeni wielu dziesiątek megaparseków. Gromadę tę nazywa się *Supergalaktyką*.

11.1. Odległości galaktyk

Poważnym problemem w astronomii jest wyznaczanie *odległości galaktyk*. Najdokładniejsza metoda wyznaczania tych odległości to metoda z użyciem cefeid. Zaobserwowawszy w jakiejś galaktyce cefeidę mierzymy jej okres zmian blasku, który jest dość jednoznacznie związany z jasnością absolutną gwiazdy. Znając wielkość absolutną cefeidy oraz mierząc jej widomą wielkość gwiazdową obliczamy odległość gwiazdy (a zarazem i galaktyki do której ta gwiazda należy) wykorzystując wzór na moduł odległości. Niestety, metodą cefeid można wyznaczyć tylko odległości niezbyt duże, nie większe niż 2 Mps. Inne metody pozwalają sięgnąć dalej, ale są mniej dokładne. Jedną z nich jest metoda wykorzystująca gwiazdy nowe. Gwiazdy te mają w maksimum stosunkowo duże moce promieniowania, a ponadto są to moce mało różniące się między sobą. Jeśli w danej galaktyce zaobserwujemy gwiazdę nową (pomierzmy jej widomą wielkość gwiazdową), a skądinąd przyjmiemy, że jej absolutna wielkość gwiazdowa jest typowa i w przybliżeniu znana (z obserwacji gwiazd tego typu w naszej Galaktyce) to stosując wzór na moduł odległości

$$m - M = 5 \log r - 5$$

możemy wyliczyć odległość gwiazdy, a tym samym i galaktyki, w której ta gwiazda występuje. Galaktyki w większości są zbyt oddalone, by można w nich wyodrębnić choćby najjaśniejsze gwiazdy. Odległości takich galaktyk możemy określać np. w oparciu o mierzone rozmiary kątowe czy też widome wielkości gwiazdowe tychże galaktyk, czyniąc jednocześnie bardzo grube założenie, że wszystkie galaktyki są równe co do rozmiarów czy mocy promieniowania. Im rozmiar czy jasność obserwowana galaktyki są mniejsze, tym galaktyka powinna być bardziej oddalona. Takie podejście, zważywszy na duży rozrzut rozmiarów i jasności absolutnych galaktyk, nie pozwala oczywiście ustalić odległości poszczególnych obiektów. Pozwala natomiast wnioskować o odległościach większych skupisk galaktyk. Jeżeli, przykładowo, wybierzemy z katalogu galaktyk dwie w miarę liczne próbki obiektów; pierwszą, obejmującą obiekty o większych, a drugą o mniejszych rozmiarach kątowych, to mamy podstawę sądzić, że galaktyki z drugiej próbki są, średnio biorąc, bardziej oddalone niż galaktyki z próbki pierwszej.

Jeśli galaktyki są bardzo odległe, to wyglądem nie różnią się już od gwiazd. Wyglądają jak obiekty punktowe. Wtedy jawi się problem odróżnienia odległych

galaktyk od słabych gwiazd w naszej Galaktyce. Naturę obiektu można w takiej sytuacji określić, jeśli dokona się obserwacji spektroskopowych. Rozkład energii promieniowania gwiazd jest bowiem inny niż galaktyk.

Tab. 11.1. Skład Grupy Lokalnej.

Galaktyka	α_{1950}	δ_{1950}	M_{pg}	Odległość [Kps]	Średnica [ps]
Nasza	—	—	-19	—	30 000
Serpens	15 ^h 13 ^m .4	+0°05'	—	30	90
Wielki Obłok Magellana	5 26	-69	-18.1	55	8400
Mały Obłok Magellana	0 50	-73	-16.2	55	3900
Draco	17 19.4	+57 58	—	60	230
NGC 2419	7 34.8	+39 0	-7.4	60	80
Ursa Minor	15 08.2	+67 18	—	80	—
Capricornus	21 43.8	-20 29	-6.5	80	500
Sculptor	0 57.5	-33 58	-11.2	110	—
Ursa Maior	11 26.6	+29 15	-5.8	120	80
Szabazjan	10 32.0	+40 40	—	130	—
Sektans C	10 03.0	+0 18	—	140	—
Pegasus	23 04.2	+12 28	-8.7	170	400
Fornax	2 37.5	-34 44	-12.9	230	4000
Leo I	10 05.8	+12 33	-10.7	230	800
Leo II	11 10.8	+22 26	-9.1	230	700
Reaves 8	12 56.2	+14 29	-9.2	320	230
NGC 6822	19 42.1	-14 53	-14.8	500	2900
IC 1613	0 02.5	+1 52	-14.2	660	4200
M 31	0 40.0	+41 00	-20.3	690	40000
M 32	0 40.0	+40 36	-15.6	690	2400
NGC 205	0 37.6	+41 25	-15.8	690	5200
NGC 147	0 30.4	+48 14	-14.4	690	3600
NGC 185	0 36.1	+40 04	-14.7	690	2800
M 33	1 31.1	+30 24	-18.3	720	18000
WLM	0 00	-15 44	-13.7	870	3300
Sextans A	10 08.6	-4 27	-13.6	1000	2700
Sextans B	9 57.3	+5 34	-13.5	1000	2300
Leo III	9 56.5	+30 59	-12.3	1100	2300
IC 10	0 17.6	+59 02	-17.3	1260	1800

11.2. Prawo Hubble'a

Dla ustalenia odległości galaktyk i innych obiektów pozagalaktycznych bardzo pomocne jest empiryczne prawo, nazywane na cześć jego odkrywcy prawem Hubble'a. Badając widma galaktyk Hubble zauważył, że linie emisyjne pochodzące od ustalonych pierwiastków przypadają dla różnych galaktyk w różnych miejscach na skali długości fali. W zdecydowanej większości przypadków linie były przesunięte w kierunku fal dłuższych w stosunku do położenia swoich labo-

ratoryjnych odpowiedników. Zdefiniowano parametr z określający wielkość tego przesunięcia

$$z = \Delta\lambda/\lambda = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0$$

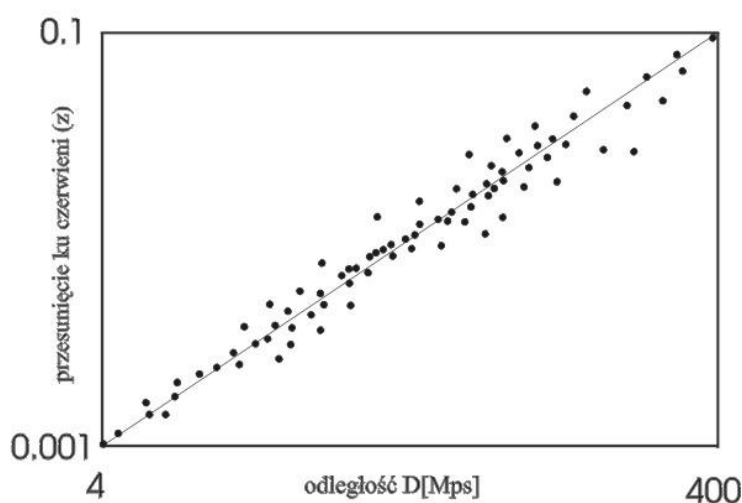
gdzie λ i λ_0 oznaczają odpowiednio mierzoną w widmie galaktyki oraz mierzoną w widmie laboratoryjnym długość fali ustalonej linii. Parametr ten jest, jak się okazało, niezależny od λ . Nieważne zatem, czy do pomiaru z użyjemy linii na falach krótkich czy długich, czy będzie to linia przypadająca w zakresie optycznym czy radiowym. Jako, że z na ogół przyjmuje wartości dodatnie (wyjątek stanowią niektóre bliskie galaktyki), nazywa się go **przesunięciem ku czerwieni** (ang. redshift), by podkreślić, że mamy do czynienia z przesunięciem linii w kierunku fal dłuższych. (Jeśli parametr z wyznaczamy w oparciu o długość fali λ_0 mniejszą od długości fali λ_{cz} typowej dla barwy czerwonej, to jego nazwę, przesunięcie ku czerwieni, można bez trudu zaakceptować. Jednak jeśli dla wyznaczenia z używamy linii radiowej i mamy przesunięcie w kierunku fal dłuższych, to przecież nie „ku czerwieni” ale „od czerwieni”).

Jeśli sporządzić diagram (pierwszy zrobił to Hubble), na osiach którego zostaną odłożone odległość r i parametr z (co naturalnie jest możliwe tylko dla stosunkowo bliskich galaktyk dla których jesteśmy w stanie jako tako pomierzyć r), to otrzymamy zależność podobną do tej na rysunku 11.2.

Przyglądając się otrzymanemu rozrzutowi punktów na diagramie Hubble uznał, że można go aproksymować zależnością liniową

$$z = \text{const} \cdot r$$

Relacja powyższa, jeśli miałaby być słuszną dla dowolnych odległości, pozwala wyznaczać odległości w oparciu o znajomość parametru z , który jest praktycznie możliwym do pomierzenia nawet w przypadku bardzo odległych obiektów pozagalaktycznych. Jako że rozrzut punktów na diagramie (z , r) jest duży, w zależności od użytych próbek galaktyk otrzymujemy różne pochylenia dopasowanej do rozkładu punktów prostej, a stąd różne wartości stałej w podanym wyżej równaniu.



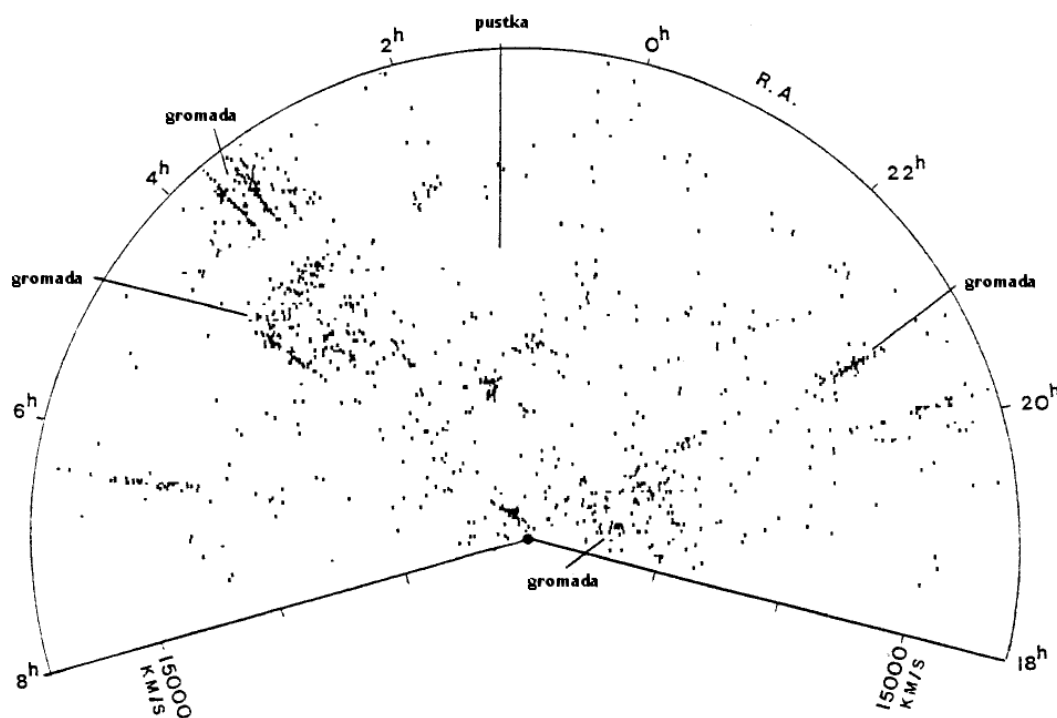
Rys. 11.2. Diagram Hubble'a. (schemat).

Obserwowane zjawisko przesunięć linii widmowych w galaktykach na ogół interpretuje się jako przesunięcie Dopplera dla fal elektromagnetycznych, z którym to przesunięciem mamy zawsze do czynienia, gdy źródło promieniowania oddala się lub zbliża względem obserwatora. Dla źródeł poruszających się z prędkościami małymi w porównaniu z prędkością światła stosuje się wzór przybliżony na przesunięcie dopplerowskie

$$z_D = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{v_r}{c}$$

gdzie v_r jest prędkością wzdłuż kierunku obserwator – źródło, a c oznacza prędkość światła. Dla v_r bliskich c stosuje się wzór

$$z_D = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\frac{1 + \frac{v_r}{c}}{1 - \frac{v_r}{c}}} - 1$$



Rys. 11.3. Obserwowany wielkoskalowy rozkład galaktyk. Wyraźnie widoczne są obszary zagęszczeń obiektów (gromady galaktyk) i obszary ich niedoboru (pustki). Prędkości radialne, liczone z obserwowanych przesunięć ku czerwieni, odłożono wzdłuż promienia, podczas gdy rektascensje obiektów zaznaczono wzdłuż łuku. Deklinacje galaktyk, nie uwidocznione na diagramie, zawierają się w wąskim (w porównaniu z przedziałem rektascensji) zakresie, $(-57^{\circ}.5, -47^{\circ}.5)$.

Jeśli za przesunięcie linii widmowych odpowiedzialny jest przede wszystkim efekt Dopplera, to relację otrzymaną przez Hubble'a można zapisać w powszechnie podawanej postaci (tzw. kinematyczne prawo Hubble'a):

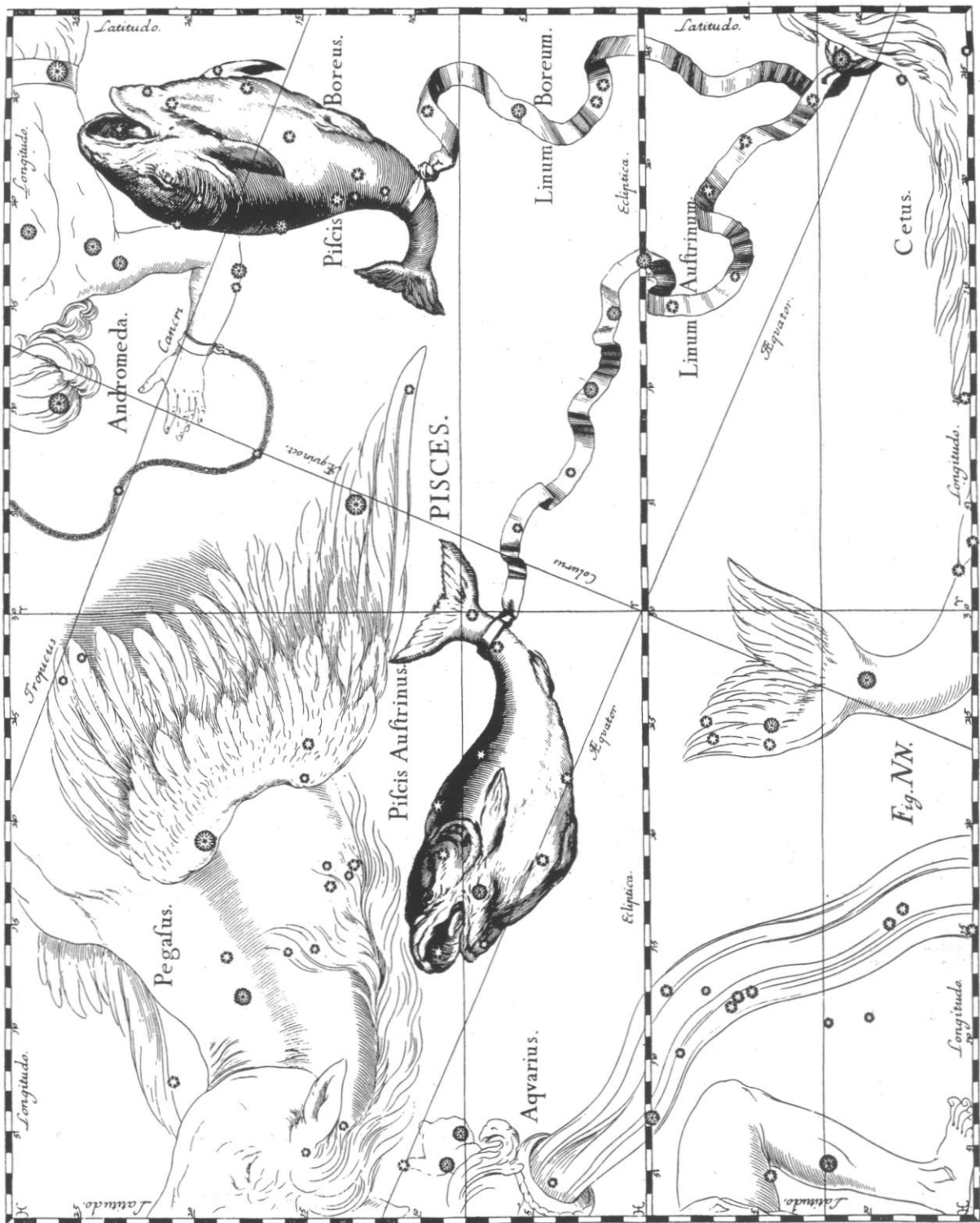
$$v = H \cdot r$$

v — oznacza tu prędkość oddalania się galaktyki wyrażoną w km/s, r — odległość w Mps natomiast parametr H nosi nazwę stałej Hubble'a i podawany jest w km/s/Mps. Wartość liczbowa stałej Hubble'a nie została jeszcze ostatecznie wyznaczona. Ocenia się jednak, że zawiera się gdzieś pomiędzy 50 a 100.

Biorąc przesunięcia ku czerwieni jako miarę odległości dalekich obiektów pozagalaktycznych mamy możliwość badania przestrzennego rozkładu tych obiektów. Okazuje się, że rozkład galaktyk jest bardzo niejednorodny nie tylko w dwóch wymiarach, t.j. w rzucie na sferę niebieską, ale także w przestrzeni. Obserwuje się *pustki* w rozkładzie przestrzennym galaktyk (rys. 11.3). Średnice takich pustek (jeśli pustki traktować jak kule) mogą dochodzić do kilkudziesięciu Mps.

Ćwiczenia

264. Wyjaśnić, na czym polega różnica między poczerwienieniem a przesunięciem ku czerwieni.
265. Średnią gęstość materii we Wszechświecie ocenia się na około $5 \cdot 10^{-28} \text{ kg/m}^3$. Ile galaktyk podobnych do naszej (o masie około $10^{11} M_{\odot}$) powinno się znajdować w pustce o promieniu 20 Mps, aby gęstość materii w pustce dorównała średniej we Wszechświecie? (Rozw.: ok. 250)
266. Jak długo biegnie światło od galaktyki o przesunięciu ku czerwieni $z = 0.09$ zanim zostanie pochwycone przez obserwatora?
(Rozw.: 1.76 mld lat, jeśli za stałą Hubble'a przyjąć wartość 50)
267. Laboratoryjna długość fali dla jednej z linii OII wynosi 4676.2 \AA . W widmie obiektu pozagalaktycznego linia ta występuje dla $\lambda = 6500 \text{ \AA}$. Jakie przesunięcie ku czerwieni ma obiekt? (Rozw.: $z = 0.394$)
268. Na jakiej długości fali należy szukać linii $\text{Ly}\alpha$ (1216 \AA) dla obiektu o przesunięciu ku czerwieni $z = 0.1$? Gdzie leży linia radiowa 21 cm dla tego obiektu? (Rozw.: $\lambda = 1337 \text{ \AA}$, $\lambda = 23.1 \text{ cm}$)



12. Wszechświat

Śledząc historyczny rozwój poglądów na temat Wszechświata zauważymy, że od najdawniejszych czasów rozważanymi problemami były jego pochodzenie, wiek i rozmiary. Nadto można wysunąć problem struktury Wszechświata, jego ewolucji itd.

Dysponujemy dziś kilkoma ważnymi faktami obserwacyjnymi pozwalającymi, zdaniem wielu, prowadzić spekulacje dotyczące Wszechświata jako całości. Na uwagę szczególnie zasługują następujące:

- dostępna dziś obserwacjom astronomicznym przestrzeń Wszechświata zawiera takie obiekty jak: Ziemia — zamieszkała przez istoty żywe, planety i ciała planetopodobne, gwiazdy, komety, materia międzygwiazdowa, galaktyki, kwazary, grupy i gromady galaktyk, materia międzygalaktyczna i powszechne promieniowanie elektromagnetyczne i korpuskularne,
- ze wszystkich stron dochodzi silne *promieniowanie mikrofalowe*, którego natura jest termiczna, a rozkład widmowy daje się idealnie opisać wzorem Plancka dla ciała doskonale czarnego o temperaturze około 2.7 K,
- w widmach kwazarów i galaktyk obserwuje się wyraźne, czasem bardzo duże, przesunięcia linii widmowych w stronę fal dłuższych,
- w dostępnej obserwacjom części Wszechświata występuje głównie wodór (ok. 75%) i hel (ok. 25%), a względne obfitości tych oraz innych pierwiastków zachowują się prawie niezmiennie przy przejściu od obiektu do obiektu (tymi obiektami są Słońce i inne gwiazdy).

Tak jak posiadanie kilku przypadkowo znalezionych elementów układanki *puzzle* nie pozwala odtworzyć całej planszy, tak i posiadanie fragmentarycznych, choćby i najpewniejszych, obserwacji nie wystarcza dla przeniknięcia większości tajemnic dotyczących Wszechświata. W tej sytuacji można by stać na stanowisku, że pozostaje jedynie pomnażać fakty obserwacyjne i dopiero po jakimś, pewnie bardzo odległym czasie próbować rozwikłać niektóre tajemnice. Nie bez znaczenia jednak jest tworzenie, w oparciu o istniejące fakty, hipotez i spójnych teorii dotyczących Wszechświata. Nie mogą one rościć sobie pretensji co do prawdziwości, ale zawsze, choćby tylko przez krótki czas, będą stanowić swego rodzaju wyzwanie dla przedsięwzięć obserwacyjnych.

Modną obecnie teorią tego rodzaju jest tzw. *teoria Wielkiego Wybuchu*. Zgodnie z tą teorią Wszechświat jako całość ulega ewolucji opisanej matematycznie przez jeden z modeli Friedmanna (wynikających z rozwiązań równań ogólnej teorii względności dla jednorodnej i izotropowej czasoprzestrzeni wypełnionej materią i promieniowaniem). Zgodnie z teorią Wielkiego Wybuchu historia Wszechświata rozpoczęła się wielką eksplozją, która miała miejsce około 20 miliardów lat temu. Teoria nie udziela odpowiedzi na pytanie, co było wcześniej ani jakie warunki fizyczne panowały w chwili początkowej. Po upływie 10^{-44} s od momentu wybuchu, czyli pod koniec tzw. *ery Plancka* temperatura materii miała wynosić 10^{33} K przy gęstości 10^{96} kg/m³. W czasie *ery hadronowej*, trwa-

jącej do 10^{-4} s od wybuchu, cała przestrzeń Wszechświata była wypełniona promieniowaniem wynikłym z anihilacji cząstek i antycząstek oraz hadronami tworzącymi się w czasie zderzeń fotonów. Pod koniec ery hadronowej temperatura wynosiła już tylko 10^{12} K przy gęstości materii rzędu 10^{17} kg/m³. Po erze hadronowej nastąpiła **era leptonowa** trwająca aż do chwili 10^4 s od wybuchu. Temperatura i gęstość pod koniec tej ery spadły odpowiednio do 10^{10} K i 10^7 kg/m³. Spodziewaną, choć niestwierdzoną jeszcze obserwacyjnie pozostałością po erze leptonowej ma być tzw. **tło neutrinowe**. Gęstość materii zmalała w erze leptonowej wystarczająco, by powstające w reakcjach neutrina przestały efektywnie oddziaływać z materią. Po erze leptonowej nastąpić miała **era promienista**, która trwała do około $3 \cdot 10^5$ lat. W początkowych minutach tej ery były spełnione warunki dla efektywnego zachodzenia reakcji syntezy wodoru w hel. W tym krótkim okresie ustaliły się wyjściowe proporcje w obfitościach tych dwu pierwiastków. Pod koniec ery promienistej, gdy temperatura i gęstość zmalały odpowiednio do około 10^4 K i 10^{-18} kg/m³, Wszechświat stał się dość rzadkim, by uwolniło się promieniowanie przestając efektywnie oddziaływać z materią. Mikrofalowe promieniowanie tła (przez zwolenników teorii Wielkiego Wybuchu nazywane często promieniowaniem reliktowym) jest interpretowane jako pamiątka po tej fazie ewolucji Wszechświata. Ostatnia era w historii Wszechświata to trwająca do chwili obecnej **era materii**. Przy bardzo już małych gęstościach i w niskich temperaturach większość atomów znajduje się w stanie neutralnym, a nie w stanie plazmy. Promieniowanie oddziałuje bardzo słabo z materią i możliwe stają się procesy skupiania się materii w obłoki, a w konsekwencji tworzenie się gwiazd czy galaktyk.

Teoria Wielkiego wybuchu ma wielu zwolenników i wielu przeciwników. Tak jedni jak i drudzy widzą słabe punkty teorii, zwłaszcza w świetle pojawiających się nowych faktów obserwacyjnych. Zwolennicy teorii starają się ją ulepszać tak, by nowe fakty znajdowały w niej wytłumaczenie. Przeciwnicy uważają, że pora zakończyć z modą na Wielki Wybuch i próbują tworzyć teorie alternatywne.

Wszystko wskazuje na to, że jeszcze wiele nowych faktów obserwacyjnych należy zgromadzić, a w stosunku do tych które już istnieją, zrewidować interpretację, zanim poglądy na temat ewolucji Wszechświata zostaną dostatecznie uściśnione.

Ćwiczenia

269. Wartość stałej Hubble'a otrzymana na początku (przez samego Hubble'a) wynosiła $530 \text{ km s}^{-1} \text{ Mps}^{-1}$. Jaką wartość stałej otrzymałby Hubble, gdyby wiedział, że wyznaczone przez niego odległości są aż 7-krotnie zaniżone?

(Rozw.: 75.7)

270. Zwolennicy hipotezy wielkiego wybuchu wyliczają wiek Wszechświata jako odwrotność stałej Hubble'a. Jak stary jest dla nich Wszechświat, jeśli za stałą Hubble'a przyjmą wartość $75 \text{ km s}^{-1} \text{ Mps}^{-1}$?

Skorowidz

- aberracja światła 80
- almukantar 8
- azymut 10
- biała noc 36
- biały karzeł 148
- biegun świata południowy 7
 - — północny 7
- cefeida 153
- ciąg główny 145
- cosinusy kierunkowe 9
- czarny karzeł 148
- czas letni 41
 - gwiazdowy 38
 - portowy 84
 - prawdziwy słoneczny 38
 - średni słoneczny 39
 - uniwersalny 40
- deklinacja 12
- detektor CCD 61
- diagram H-R 145
- długość węzła wstępującego 102
- dołowanie 27
- dysk Galaktyki 173
- dyspersja kątowna 64
 - liniowa 64
- dzień polarny 36
- echelle 63
- ekliptyka 13
- ekstynkcja 162
 - kolorowa 166
 - ogólna 163
 - selektywna 163
 - szara 166
- elementy orbity 100, 101
- elongacja 97
 - maksymalna 97
 - wschodnia 97
 - zachodnia 97
- era hadronowa 183
 - leptonowa 184
 - materii 184
 - Plancka 183
 - promienista 184
- fazy Księżyca 89
- galaktyka eliptyczna 175
 - nieregularna 175
 - soczewkowata 175
 - spiralna 175
- gnomon 47
- górowanie 27
- granulacja Słońca 130
- gromady galaktyk 176
 - kuliste gwiazd 156
 - otwarte gwiazd 156
- grupy galaktyk 176
- gwiazda neutronowa 149
- halo galaktyczne 173
- horoskop 16
- horyzont 7
- interferometr radiowy 66
- jądro Galaktyki 173
- jasności gwiazd 139
- Jowisz 118
- kalendarz gregoriański 44
- kamera Maksutowa 57
 - Schmidta 57
- kardynalne punkty horyzontu 7
- kąt godzinny 12
- kierunki świata 7
- koniunkcja 89, 97
 - dolna 98
 - górna 98
- krater 93
- krzywa charakterystyczna 60
 - ekstynkcji 165
- kwadratura 97
- libracja 90
 - dzienna 91
 - w długości 90
 - w szerokości 90
- liczba Wolfa 133
- linia węzłów 91
- Lokalna Grupa Galaktyk 176

luneta astronomiczna 56
Mars 117
 materia międzygwiazdowa 159
 Merkury 107
 metoda syntezy apertury 67
 mgławica emisyjna 169
 — refleksyjna 170
 miesiąc anomalistyczny 42
 — smoczy 42, 92
 — sydereczny (gwiazdowy) 42
 — synodyczny 42
 międzygwiazdowe linie 166
 — pasma rozmyte 168
 — pole magnetyczne 170
 mikrofotometr 60
 mimośród 100
 moduł odległości 140
nadir 7
 Neptun 121
 Niedziela Wielkanocna 44
 nigdy niewschodzące ciała niebieskie 27
 — niezachodzące ciała niebieskie 27
 noc polarna 36
 nutacja 85
obłoki międzygwiazdowe 160
 obserwacje astrofizyczne 55
 — astrometryczne 55
 obszar HI 169
 — wodoru zjonizowanego HII 169
 odległości galaktyk 177
 odległość zenitalna 11
 okrąg godzinny 12
 — mały 8
 — wierzchołkowy (wertykalny) 7
 — wielki 8
 okres gwiazdowy 102
 — synodyczny 103
 olbrzym 148
 opozycja 89, 97

oś świata 7
paralaksa roczna 140
 parametr R 166
 parsek 141
 pasma rozmyte 167
 pierwszy wertykał 7
 plamy na Słońcu 131
 planety dolne 97
 — górne 97
 Pluton 122
 pochodnie słoneczne 134
 poczerwienienie 163
 polaryzacja światła 170
 południk niebieski 7
 popielate światło Księżyca 89
 populacje gwiazd 173
 powiększenie kątowe 58
 — rozdzielcze 59
 prawa Keplera 99
 prawo Hubble'a 178, 181
 precesja 85
 — lunisolarna 87
 — ogólna 87
 — planetarna 87
 promieniowanie kosmiczne 74
 — mikrofalowe 183
 promień Schwarzschilda 149
 protogwiazda 148
 protuberancja 134
 przeciwstawienie 97
 przejście wzbronione 169
 przesunięcie ku czerwieni 179
 pryzmat obiektywowy 62
 punkty przesilen i równonocy 13
radioteleskop 66
 redshift 179
 refrakcja światła 29
 rektascensja 14
 rok anomalistyczny 43
 — gwiazdowy 43

— zaćmieniowy 43
 — zwrotnikowy 43
 równanie czasu 40
 — siatki 64
 równik niebieski 10
 równoleżnik niebieski 12
Saturn 120
 sfera niebieska 7
 siatka dyfrakcyjna 62
 siła Coriolisa 79
Słońce 127
 słońce średnie 39
 soczewka korekcyjna 57
 spłaszczenie 100
 strefy czasowe 40
Supergalaktyka 177
 szerokość ekliptyczna 16
 — galaktyczna 17
 światło popielate Księżyca 90
 światłociężność 58
 świty i zmierzchy 35
teleskop 56
 — soczewkowy 56
 — zwierciadlny 56
 temperatura barwna 128
 — efektywna 130
 teoria Wielkiego Wybuchu 183
 tło neutrinowe 184
 typy widmowe 143
Uran 121
wahadło Foucaulta 77
Wenus 107
 węzeł 91
 — wstępujący 92
 — zstępujący 92
 wiatr słoneczny 135
 wielkość gwiazdowa 139
 — — absolutna 140
 — — widoma 140
 wodór międzygwiazdowy 168
 wschodząco-zachodzące ciała niebieskie 27
 wschody i zachody 27
 wskaźnik barwy 164
 współrzędne ekliptyczne 16
 — galaktyczne 17
 — horyzontalne 10
 — równikowe godzinne 12
 — — równonocne 13
 — sferyczne 8
 wysokość 11
 wzór Pogsona 140
zaczernienie 60
 zaćmienie Księżyca 92
 zdolność rozdzielcza 58
 zenit 7
Ziemia 112
 zjawisko sił przyływowowych 82
 złączenie 97
 zmiana fazy 89

Dodatek A

Tabela Ia. Uśrednione momenty dni, do których odnoszą się współrzędne Słońca podane w tabeli Ib. (Przykład użycia tabel Ia i Ib podano w rozdziale 2 (przykład 2.2)). Liczba -1 występująca przy niektórych wartościach w tabeli Ia oznacza, że odczytane wartości należy odnieść do dnia poprzedniego. (Tabele Ia i Ib pobrano z książki Jana Mietelskiego „Astronomia w geografii” – PWN Warszawa, 1989).

Czterolecie	Lata zwykłe			Rok przestępny	
	1	2	3	do 28 II	od 28 II
1993 – 1996	0 ^d .60	0 ^d .84	1 ^d .09	1 ^d .33	0 ^d .33
1997 – 2000	0.57	0.81	1.05	1.30	0.30
2001 – 2004	0.54	0.78	1.02	1.27	0.27
2005 – 2008	0.51	0.75	0.99	1.23	0.23
2009 – 2012	0.48	0.72	0.96	1.20	0.20
2013 – 2016	0.45	0.69	0.93	1.17	0.17
2017 – 2020	0.41	0.66	0.90	1.14	0.14
2021 – 2024	0.38	0.62	0.87	1.11	0.11
2025 – 2028	0.35	0.59	0.84	1.08	0.08
2029 – 2032	0.32	0.56	0.80	1.05	0.05
2033 – 2036	0.29	0.53	0.77	1.02	0.02
2037 – 2040	0.26	0.50	0.74	0.98	0.98 -1
2041 – 2044	0.23	0.47	0.71	0.95	0.95 -1
2045 – 2048	0.20	0.44	0.68	0.92	0.92 -1
2049 – 2052	0.16	0.41	0.65	0.89	0.89 -1
2053 – 2056	0.13	0.37	0.62	0.86	0.86 -1
2057 – 2060	0.10	0.34	0.59	0.83	0.83 -1
2061 – 2064	0.07	0.31	0.55	0.80	0.80 -1
2065 – 2068	0.04	0.28	0.52	0.77	0.77 -1
2069 – 2072	0.01	0.25	0.49	0.73	0.73 -1
2073 – 2076	0.98 -1	0.22	0.46	0.70	0.70 -1
2077 – 2080	0.95 -1	0.19	0.43	0.67	0.67 -1
2081 – 2084	0.91 -1	0.16	0.40	0.64	0.64 -1
2085 – 2088	0.88 -1	0.13	0.37	0.61	0.61 -1
2089 – 2092	0.85 -1	0.09	0.34	0.58	0.58 -1
2093 – 2096	0.82 -1	0.06	0.30	0.55	0.55 -1

Tabela Ib. Współrzędne równikowe Słońca oraz równanie czasu dla poszczególnych dni roku. DM i DR oznaczają odpowiednio dzień miesiąca i dzień roku. Używać w połączeniu z tabelą Ia.

DM	DR	α	$\Delta\alpha$	δ
I 1	1	18^h48^m.7	-3^m.7	-22°58'
2	2	18 53.1	-4.2	-22 53
3	3	18 57.6	-4.7	-22 47
4	4	19 01.9	-5.1	-22 41
5	5	19 06.3	-5.6	-22 34
6	6	19 10.7	-6.0	-22 27
7	7	19 15.1	-6.4	-22 19
8	8	19 19.5	-6.9	-22 11
9	9	19 23.8	-7.3	-22 03
10	10	19 28.2	-7.7	-21 54
11	11	19 32.5	-8.1	-21 44
12	12	19 36.8	-8.5	-21 35
13	13	19 41.1	-8.8	-21 25
14	14	19 45.5	-9.2	-21 14
15	15	19 49.9	-9.6	-21 03
16	16	19 54.0	-9.9	-20 52
17	17	19 58.3	-10.2	-20 40
18	18	20 02.6	-10.5	-20 48
19	19	20 06.8	-10.9	-20 15
20	20	20 11.1	-11.1	-20 02
21	21	20 15.3	-11.4	-19 49
22	22	20 19.5	-11.7	-19 35
23	23	20 23.7	-12.0	-19 21
24	24	20 27.9	-12.2	-19 06
25	25	20 32.1	-12.4	-18 52
26	26	20 36.2	-12.7	-18 37
27	27	20 40.4	-12.9	-18 21
28	28	20 44.5	-13.1	-18 05
29	29	20 48.6	-13.2	-17 49
30	30	20 52.7	-13.4	-17 33
31	31	20 56.8	-13.5	-17 16
II 1	32	20 00.9	-13.7	-16 59
2	33	21 05.0	-13.8	-16 41
3	34	21 09.0	-13.9	-16 24
4	35	21 13.1	-14.0	-16 06
5	36	21 17.1	-14.1	-15 48
6	37	21 21.1	-14.1	-15 29
7	38	21 25.1	-14.2	-15 11
8	39	21 29.1	-14.2	-14 52

DM	DR	α	$\Delta\alpha$	δ
9	40	21 33.0	-14.3	-14 33
10	41	21 37.0	-14.3	-14 13
11	42	21 40.9	-14.3	-13 53
12	43	21 44.9	-14.3	-13 33
13	44	21 48.8	-14.2	-13 13
14	45	21 52.7	-14.2	-12 53
15	46	21 56.6	-14.2	-12 32
16	47	22 00.5	-14.1	-12 11
17	48	22 04.3	-14.0	-11 50
18	49	22 08.2	-14.0	-11 29
19	50	22 12.0	-13.9	-11 08
20	51	22 15.9	-13.8	-10 46
21	52	22 19.7	-13.6	-10 25
22	53	22 23.5	-13.5	-10 03
23	54	22 27.3	-13.4	-9 41
24	55	22 31.1	-13.2	-9 19
25	56	22 34.9	-13.1	-8 56
26	57	22 38.7	-12.9	-8 34
27	58	22 42.5	-12.7	-8 11
28	59	22 46.2	-12.6	-7 49
III 1	60	22 50.0	-12.4	-7 26
2	61	22 53.7	-12.2	-7 03
3	62	22 57.4	-11.9	-6 40
4	63	23 01.2	-11.7	-6 17
5	64	23 04.9	-11.5	-5 54
6	65	23 08.6	-11.3	-5 31
7	66	23 12.3	-11.0	-5 07
8	67	23 16.0	-10.8	-4 44
9	68	23 19.7	-10.5	-4 20
10	69	23 23.4	-10.3	-3 57
11	70	23 27.0	-10.0	-3 33
12	71	23 30.7	-9.7	-3 10
13	72	23 34.4	-9.5	-2 46
14	73	23 38.1	-9.2	-2 22
15	74	23 41.7	-8.9	-1 59
16	75	23 45.4	-8.6	-1 25
17	76	23 49.0	-8.3	-1 11
18	77	23 52.7	-8.0	-0 48
19	78	23 56.3	-7.8	-0 24

DM	DR	α	$\Delta\alpha$	δ
20	79	0 00.0	-7.5	0 00
21	80	0 03.6	-7.2	0 24
22	81	0 07.3	-6.9	0 47
23	82	0 10.9	-6.6	1 11
24	83	0 14.6	-6.3	1 35
25	84	0 18.2	-6.0	1 58
26	85	0 21.8	-5.7	2 22
27	86	0 25.5	-5.4	2 45
28	87	0 29.1	-5.1	3 09
29	88	0 32.8	-4.7	3 32
30	89	0 36.4	-4.4	3 55
31	90	0 40.0	-4.1	4 19
IV 1	91	0 43.7	-3.8	4 42
2	92	0 47.3	-3.6	5 05
3	93	0 51.0	-3.3	5 28
4	94	0 54.6	-3.0	5 51
5	95	0 58.3	-2.7	6 13
6	96	1 01.9	-2.4	6 36
7	97	1 05.6	-2.1	6 59
8	98	1 09.2	-1.8	7 21
9	99	1 12.9	-1.5	7 43
10	100	1 16.6	-1.3	8 06
11	101	1 20.3	-1.0	8 28
12	102	1 23.9	-0.7	8 50
13	103	1 27.6	-0.5	9 11
14	104	1 31.3	-0.2	9 33
15	105	1 35.0	0.0	9 54
16	106	1 38.7	0.2	10 16
17	107	1 42.4	0.5	10 37
18	108	1 46.2	0.7	10 58
19	109	1 49.9	0.9	11 19
20	110	1 53.6	1.1	11 39
21	111	1 57.4	1.3	12 00
22	112	2 01.1	1.5	12 20
23	113	2 04.9	1.7	12 40
24	114	2 08.6	1.9	13 00
25	115	2 12.4	2.1	13 19
26	116	2 16.2	2.2	13 39
27	117	2 19.9	2.4	13 58
28	118	2 23.7	2.5	14 17
29	119	2 27.5	2.7	14 35
30	120	2 31.3	2.8	14 54

DM	DR	α	$\Delta\alpha$	δ
V 1	121	2 35.2	2.9	15 12
2	122	2 39.0	3.1	15 30
3	123	2 42.8	3.2	15 47
4	124	2 46.7	3.3	16 05
5	125	2 50.5	3.4	16 22
6	126	2 54.4	3.4	16 39
7	127	2 58.3	3.5	16 55
8	128	3 02.2	3.6	17 12
9	129	3 06.0	3.6	17 28
10	130	3 09.9	3.6	17 44
11	131	3 13.9	3.7	17 59
12	132	3 17.8	3.7	18 14
13	133	3 21.7	3.7	18 29
14	134	3 25.7	3.7	18 43
15	135	3 29.6	3.7	18 58
16	136	3 33.6	3.7	19 12
17	137	3 37.5	3.7	19 25
18	138	3 41.5	3.6	19 38
19	139	3 45.5	3.6	19 51
20	140	3 49.5	3.5	20 04
21	141	3 53.5	3.5	20 16
22	142	3 57.5	3.4	20 28
23	143	4 01.6	3.3	20 39
24	144	4 05.6	3.2	20 50
25	145	4 09.6	3.1	21 01
26	146	4 13.7	3.0	21 12
27	147	4 17.7	2.9	21 22
28	148	4 21.8	2.8	21 31
29	149	4 25.9	2.6	21 41
30	150	4 29.9	2.5	21 50
31	151	4 34.0	2.4	21 58
VI 1	152	4 38.1	2.2	22 07
2	153	4 42.2	2.0	22 14
3	154	4 46.3	1.9	22 22
4	155	4 50.4	1.7	22 29
5	156	4 54.6	1.5	22 35
6	157	4 58.7	1.4	22 42
7	158	5 02.8	1.2	22 47
8	159	5 06.9	1.0	22 53
9	160	5 11.1	0.8	22 58
10	161	5 15.2	0.6	23 03
11	162	5 19.4	0.4	23 07
12	163	5 23.5	0.2	23 11

DM	DR	α	$\Delta\alpha$	δ
13	164	5 27.7	0.0	23 14
14	165	5 31.8	-0.2	23 17
15	166	5 36.0	-0.4	23 20
16	167	5 40.1	-0.7	23 22
17	168	5 44.3	-0.9	23 24
18	169	5 48.4	-1.1	23 25
19	170	5 52.6	-1.3	23 26
20	171	5 56.8	-1.5	23 26
21	172	6 00.9	-1.7	23 27
22	173	6 05.1	-2.0	23 26
23	174	6 09.3	-2.2	23 25
24	175	6 13.4	-2.4	23 24
25	176	6 17.6	-2.6	23 23
26	177	6 21.7	-2.8	23 21
27	178	6 25.9	-3.0	23 19
28	179	6 30.0	-3.2	23 16
29	180	6 34.2	-3.4	23 13
30	181	6 38.3	-3.6	23 09
VII 1	182	6 42.2	-3.8	23 05
2	183	6 46.6	-4.0	23 01
3	184	6 50.7	-4.2	22 56
4	185	6 54.8	-4.4	22 51
5	186	6 58.9	-4.5	22 45
6	187	7 03.0	-4.7	22 39
7	188	7 07.1	-4.9	22 33
8	189	7 11.2	-5.0	22 26
9	190	7 15.3	-5.2	22 19
10	191	7 19.4	-5.3	22 11
11	192	7 23.5	-5.5	22 03
12	193	7 27.6	-5.6	21 55
13	194	7 31.6	-5.7	21 46
14	195	7 35.7	-5.8	21 37
15	196	7 39.7	-5.9	21 28
16	197	7 43.8	-6.0	21 18
17	198	7 47.8	-6.1	21 08
18	199	7 51.8	-6.2	20 57
19	200	7 55.8	-6.3	20 47
20	201	7 59.8	-6.3	20 35
21	202	8 03.8	-6.4	20 24
22	203	8 07.8	-6.4	20 12
23	204	8 11.8	-6.4	20 00
24	205	8 15.8	-6.5	19 47
25	206	8 19.7	-6.5	19 34

DM	DR	α	$\Delta\alpha$	δ
26	207	8 23.6	-6.5	19 21
27	208	8 27.6	-6.5	19 07
28	209	8 31.5	-6.4	18 54
29	210	8 35.4	-6.4	18 39
30	211	8 39.3	-6.4	18 25
31	212	8 43.2	-6.3	18 10
VIII 1	213	8 47.1	-6.3	17 55
2	214	8 51.0	-6.2	17 40
3	215	8 54.8	-6.1	17 24
4	216	8 58.7	-6.0	17 08
5	217	9 02.5	-5.9	16 52
6	218	9 06.4	-5.8	16 36
7	219	9 10.2	-5.7	16 19
8	220	9 14.0	-5.6	16 02
9	221	9 17.8	-5.4	15 45
10	222	9 21.6	-5.3	15 27
11	223	9 25.4	-5.1	15 09
12	224	9 29.2	-5.0	14 51
13	225	9 32.9	-4.8	14 33
14	226	9 36.7	-4.6	14 15
15	227	9 40.4	-4.4	13 56
16	228	9 44.2	-4.2	13 37
17	229	9 47.9	-4.0	13 18
18	230	9 51.6	-3.8	12 58
19	231	9 55.3	-3.5	12 39
20	232	9 59.1	-3.3	12 19
21	233	10 02.7	-3.1	11 59
22	234	10 06.4	-2.8	11 39
23	235	10 10.1	-2.6	11 19
24	236	10 13.8	-2.3	10 58
25	237	10 17.5	-2.0	10 37
26	238	10 21.1	-1.7	10 17
27	239	10 24.8	-1.4	9 56
28	240	10 28.4	-1.2	9 34
29	241	10 32.1	-0.9	9 13
30	242	10 35.7	-0.6	8 52
31	243	10 39.3	-0.2	8 30
IX 1	244	10 43.0	0.1	8 08
2	245	10 46.6	0.4	7 46
3	246	10 50.2	0.7	7 24
4	247	10 53.8	1.1	7 02
5	248	10 57.4	1.4	6 40
6	249	11 01.0	1.7	6 18

DM	DR	α	$\Delta\alpha$	δ
7	250	11 04.6	2.1	5 55
8	251	11 08.2	2.4	5 33
9	252	11 11.8	2.8	5 10
10	253	11 15.4	3.1	4 47
11	254	11 19.0	3.5	4 25
12	255	11 22.6	3.8	4 02
13	256	11 26.2	4.2	3 39
14	257	11 29.8	4.5	3 16
15	258	11 33.4	4.9	2 53
16	259	11 37.0	5.2	2 29
17	260	11 40.6	5.6	2 06
18	261	11 44.1	5.9	1 43
19	262	11 47.7	6.3	1 20
20	263	11 51.3	6.6	0 56
21	264	11 54.9	7.0	0 33
22	265	11 58.5	7.3	0 10
23	266	12 02.1	7.7	-0 14
24	267	12 05.7	8.0	-0 37
25	268	12 09.3	8.4	-1 00
26	269	12 12.9	8.7	-1 24
27	270	12 16.5	9.1	-1 47
28	271	12 20.1	9.4	-2 10
29	272	12 23.7	9.7	-2 34
30	273	12 27.3	10.1	-2 57
X 1	274	12 30.9	10.4	-3 20
2	275	12 34.6	10.7	-3 44
3	276	12 38.2	11.0	-4 07
4	277	12 41.8	11.3	-4 30
5	278	12 45.5	11.6	-4 53
6	279	12 49.1	11.9	-5 16
7	280	12 52.8	12.2	-5 39
8	281	12 56.4	12.5	-6 02
9	282	13 00.1	12.8	-6 25
10	283	13 03.8	13.0	-6 48
11	284	13 07.7	13.3	-7 10
12	285	13 11.2	13.5	-7 33
13	286	13 14.9	13.8	-7 55
14	287	13 18.6	14.0	-8 18
15	288	13 22.3	14.2	-8 40
16	289	13 26.0	14.5	-9 02
17	290	13 29.8	14.7	-9 24
18	291	13 33.5	14.8	-9 46
19	292	13 37.3	15.0	-10 07

DM	DR	α	$\Delta\alpha$	δ
20	293	13 41.0	15.2	-10 29
21	294	13 44.8	15.4	-10 50
22	295	13 48.6	15.5	-11 12
23	296	13 52.4	15.7	-11 33
24	297	13 56.2	15.8	-11 53
25	298	14 00.0	15.9	-12 14
26	299	14 03.9	16.0	-12 35
27	300	14 07.7	16.1	-12 55
28	301	14 11.6	16.2	-13 15
29	302	14 15.5	16.3	-13 35
30	303	14 19.3	16.3	-13 55
31	304	14 23.2	16.4	-14 14
XI 1	305	14 27.2	16.4	-14 33
2	306	14 31.1	16.4	-14 52
3	307	14 35.0	16.4	-15 11
4	308	14 39.0	16.4	-15 30
5	309	14 42.9	16.4	-15 48
6	310	14 46.9	16.3	-16 06
7	311	14 50.9	16.3	-16 24
8	312	14 54.9	16.2	-16 41
9	313	14 59.0	16.1	-16 58
10	314	15 03.0	16.0	-17 15
11	315	15 07.0	15.9	-17 32
12	316	15 11.1	15.8	-17 48
13	317	15 15.2	15.7	-18 04
14	318	15 19.3	15.5	-18 20
15	319	15 23.4	15.3	-18 35
16	320	15 27.5	15.2	-18 50
17	321	15 31.7	15.0	-19 05
18	322	15 35.8	14.7	-19 19
19	323	15 40.0	14.5	-19 33
20	324	15 44.2	14.3	-19 47
21	325	15 48.4	14.0	-20 00
22	326	15 52.6	13.8	-20 13
23	327	15 56.8	13.5	-20 26
24	328	16 01.0	13.2	-20 38
25	329	16 05.3	12.9	-20 50
26	330	16 09.5	12.6	-21 01
27	331	16 13.8	12.3	-21 12
28	332	16 18.1	11.9	-21 23
29	333	16 22.3	11.6	-21 33
30	334	16 26.6	11.2	-21 43

DM	DR	α	$\Delta\alpha$	δ
XII 1	335	16 31.0	10.9	-21 52
2	336	16 35.3	10.5	-22 01
3	337	16 39.6	10.1	-22 09
4	338	16 44.0	9.7	-22 17
5	339	16 48.3	9.3	-22 25
6	340	16 52.7	8.9	-22 32
7	341	16 57.0	8.4	-22 39
8	342	17 01.4	8.0	-22 46
9	343	17 05.8	7.5	-22 51
10	344	17 10.2	7.1	-22 57
11	345	17 14.6	6.6	-23 02
12	346	17 19.0	6.2	-23 06
13	347	17 23.4	5.7	-23 11
14	348	17 27.9	5.2	-23 14
15	349	17 32.3	4.7	-23 17
16	350	17 36.7	4.2	-23 20

DM	DR	α	$\Delta\alpha$	δ
17	351	17 41.1	3.8	-23 22
18	352	17 45.6	3.3	-23 24
19	353	17 50.0	2.8	-23 25
20	354	17 54.5	2.3	-23 26
21	355	17 58.9	1.8	-23 26
22	356	18 03.3	1.3	-23 26
23	357	18 07.8	0.8	-23 26
24	358	18 12.2	0.3	-23 25
25	359	18 16.7	-0.2	-23 23
26	360	18 21.1	-0.7	-23 21
27	361	18 25.5	-1.2	-23 19
28	362	18 30.0	-1.7	-23 16
29	363	18 34.4	-2.2	-23 12
30	364	18 38.8	-2.6	-23 09
31	365	18 43.2	-3.1	-23 04

Tabela II. Podstawowe dane o planetach. W kolumnach podano dla każdej z planet: wielką półoś orbity w jednostkach astronomicznych a , mimośród e , okres obiegu dookoła Słońca w latach T , nachylenie orbity do ekliptyki i , promień równikowy w kilometrach R , okres obrotu na równiku t , masę planety w masach Ziemi m oraz liczbę naturalnych księżyców N (ilość odkrywanych księżyców u olbrzymich planet zwiększa się w miarę doskonalenia technik obserwacyjnych).

Planeta	a [j.a.]	e	T [lata]	i [°]	R [km]	t	m [M_Z]	N
Merkury	0.387	0.2056	0.24084	7	2440	58 ^d 65	0.0552	0
Wenus	0.723	0.0068	0.61515	3	6052	243 ^d .01	0.8149	0
Ziemia	1.000	0.0167	1.00004	0	6378	23 ^h 56 ^m 04 ^s	1	1
Mars	1.524	0.0934	1.8808	1.8	3402	24 ^h 37 ^m 23 ^s	0.1074	2
Jowisz	5.203	0.0483	11.862	1.3	71492	9 ^h 51 ^m	317.8	63
Saturn	9.539	0.0560	29.456	2.5	60268	10 ^h 14 ^m	95.162	61
Uran	19.191	0.0461	84.07	0.8	25559	17 ^h 24 ^m	14.536	27
Neptun	30.061	0.0100	164.81	1.8	24764	17 ^h 50 ^m	17.147	13
Pluton	39.529	0.2484	248.53	17.1	1187	6 ^d .38718	0.002	5

Tabela III. Najbliższe gwiazdy. W poszczególnych kolumnach podano: rektascensję gwiazdy, deklinację, widomą i absolutną wielkość gwiazdową, paralaksę oraz odległość.

Nazwa	α (1950)	δ (1950)	m	M	π ["]	r [ps]
Proxima Centauri	14 ^h 26 ^m .3	-62°28'	10.7	15.1	0.762	1.31
α Centauri A	14 36.2	-60 38	0.1	4.5	0.760	1.32
α Centauri B	14 36.2	-60 38	1.5	5.7	0.760	1.32
Gwiazda Barnarda	17 55.4	4 24	9.5	13.2	0.552	1.81
Wolf 359	10 54.1	7 19	13.5	16.7	0.431	2.32
BD +36°2147	11 00.6	36 18	7.5	10.5	0.402	2.49
α Canis Maioris A	6 42.9	-16 39	-1.5	1.4	0.377	2.65
α Canis Maioris B	6 42.9	-16 39	8.7	10.1	0.377	2.65
Luyten 726-8 A	1 36.4	-18 13	12.5	15.3	0.365	2.74
Luyten 726-8 B	1 36.4	-18 13	13.0	15.8	0.365	2.74

Tabela IV. Najjaśniejsze gwiazdy. W kolumnach podano: rektascensję i deklinację na epokę 1950.0, widomą wielkość gwiazdową w zakresie V, wskaźnik barwy B–V, paralaksę oraz absolutną wielkość gwiazdową.

Nazwa	α	δ	m_V	B–V	π ["]	M_V
α Cma (Syriusz)	6 ^h 42 ^m .9	–16° 39′	–1.45	–0.10	0.377	1.4
α Car (Conopus)	6 22.8	–52 40	–0.72	+0.16	0.018	–4.4
α Cen(Rigil Kent)	14 36.2	–60.38	–0.27	+0.71	0.760	4.4
α Boo(Arctur)	14 13.4	19 27	0.06	+1.24	0.091	–0.2
α Lyr(Vega)	18 35.2	38 44	0.00	0.00	0.123	0.5
α Aur(Capella)	5 13.0	45 57	0.01	0.81	0.071	–0.6
β Ori(Rigel)	5 12.1	–8 15	0.15	–0.03	0.004	–7.0
α Cmi(Procjon)	7 36.7	5 21	0.35	0.43	0.287	2.6
α Eri(Achernar)	1 35.9	–57 29	0.49	–0.17	0.029	–2.2
β Cen(Hadar)	14 0.3	–60 08	0.63	–0.24	0.008	–5.0
α Ori(Betelgeuse)	5 52.5	7 24	zmienna	1.86	0.006	—
α Aql(Altair)	19 48.3	8 44	0.74	0.23	0.198	2.3
α Cru(Acrux)	12 23.8	–62 49	0.83	–0.26	0.012	–3.7
α Tau(Aldebaran)	4 33.0	16 25	0.86	1.55	0.048	–0.8
α Sco(Antares)	16 26.3	–26 19	0.89	1.83	0.008	–4.7
α Vir(Spica)	13 22.6	–10 54	0.96	–0.25	0.015	–3.1
β Gem(Pollux)	7 42.3	28 09	1.13	1.00	0.093	1.0

Tabela V. Wybrane stałe i wielkości często używane w astronomii.

Jednostka astronomiczna (1 j.a.)	$1.496 \cdot 10^{11}$ m
Rok świetlny (1 r.św.)	63240 j.a. = $9.467 \cdot 10^{15}$ m
Parsek (1 ps)	206265 j.a. = $3.086 \cdot 10^{16}$ m
Masa Ziemi	$5.9753 \cdot 10^{24}$ kg
Masa Słońca	$1.989 \cdot 10^{30}$ kg
Masa protonu	$1.6721 \cdot 10^{-27}$ kg
Stosunek masy Ziemi do masy Księżyca	81.3
Rok zwrotnikowy (31556926 sekund)	365.2422 średnich dób słonecznych
Rok gwiazdowy	365.2564 średnich dób słonecznych
Stała słoneczna	$1360 \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$
Moc promieniowania Słońca	$3.82 \cdot 10^{26}$ W
Promień Słońca	$6.96 \cdot 10^8$ m
Stała grawitacji (G)	$6.672 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$
Prędkość światła w próżni	$2.997925 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Nachylenie ekliptyki do równika (ϵ)	23° 44′
Stała Plancka (h)	$6.6256 \cdot 10^{-34}$ J s
Stała Boltzmanna (k)	$1.3805 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
Stała Stefana-Boltzmanna (σ)	$5.669 \cdot 10^{-8} \text{ m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4} \cdot \text{W}$

Tabela VI. Wykaz gwiazdozbiorów. Obok znaków zodiakalnych zamieszczono ich symbole. Wytłuszczone w kolumnie trzeciej gwiazdozbiory są w całości lub częściowo dostrzegalne z Polski. Oznaczenia *z e r i g* po skrócie gwiazdozbioru oznaczają że gwiazdozbiór jest zodiakalny (*z*), że jest przecinany przez ekliptykę (*e*), że jest przecinany przez równik niebieski (*r*) oraz że jest przecinany przez równik galaktyczny (*g*). Gwiazdozbiorom ze znacznikiem *H* nadał nazwę Jan Heweliusz.

Nazwa łacińska Symbol	Dopelniacz nazwy łac.	Skrót Uwagi	Nazwa polska
Andromeda	Andromedae	And	Andromeda
Antlia	Antliae	Ant	Pompa
Apus	Apodis	Aps	Rajski Ptak
Aquarius ♒	Aquarii	Aqr <i>z e r</i>	Wodnik
Aquila	Aquilae	Aql <i>r g</i>	Orzeł
Ara	Arae	Ara <i>g</i>	Ołtarz
Aries ♈	Arietis	Ari <i>z e</i>	Baran
Auriga	Aurigae	Aur <i>g</i>	Woźnica
Bootes	Bootis	Boo	Wolarz
Caelum	Caeli	Cae	Rylec
Camelopardalis	Camelopardalis	Cam <i>g</i>	Żyrafa
Cancer ♋	Cancri	Cnc <i>z e</i>	Rak
Canes Venatici	Canum Venaticorum	CVn <i>H</i>	Psy Gończe
Canis Maior	Canis Maioris	CMA <i>g</i>	Wielki Pies
Canis Minor	Canis Minoris	CMi <i>r</i>	Mały Pies
Capricornus ♐	Capricorni	Cap <i>z e</i>	Koziorożec
Carina	Carinae	Car <i>g</i>	Kil
Cassiopeia	Cassiopeiae	Cas <i>g</i>	Kasjopeja
Centaurus	Centauri	Cen <i>g</i>	Centaur
Cepheus	Cephei	Cep <i>g</i>	Cefeusz
Cetus	Ceti	Cet <i>r</i>	Wieloryb
Chamaeleon	Chamaeleontis	Cha	Kameleon
Circinus	Circini	Cir <i>g</i>	Cyrkiel
Columba	Columbae	Col	Gołąb
Coma Berenices	Comae Berenices	Com	Warkocz Bereniki
Corona Australis	Coronae Australis	CrA	Korona Południowa
Corona Borealis	Coronae Borealis	CrB	Korona północna
Corvus	Corvi	Crv	Kruk
Crater	Crateris	Crt	Puchar
Crux	Crucis	Cru <i>g</i>	Krzyż
Cygnus	Cygni	Cyg <i>g</i>	Łabędź
Delphinus	Delphini	Del	Delfin
Dorado	Doradus	Dor	Złota Ryba
Draco	Draconis	Dra	Smok
Equuleus	Equulei	Equ	Żrebię
Eridanus	Eridani	Eri <i>r</i>	Erydan
Fornax	Fornacis	For	Piec
Gemini ♊	Geminorum	Gem <i>z e g</i>	Bliźnięta
Grus	Gruis	Gru	Żuraw
Hercules	Herculis	Her	Herkules
Horologium	Horologii	Hor	Zegar

Nazwa łacińska Symbol	Dopełniacz nazwy łac.	Skrót Uwagi	Nazwa polska
Hydra	Hydrae	Hya <i>r</i>	Hydra
Hydrus	Hydri	Hyi	Wąż Wodny
Indus	Indi	Ind	Indianin
Lacerta	Lacertae	Lac <i>H</i>	Jaszczurka
Leo Ω	Leonis	Leo <i>z e r</i>	Lew
Leo Minor	Leonis Minoris	Lmi <i>H</i>	Mały Lew
Lepus	Leporis	Lep	Zając
Libra ♎	Librae	Lib <i>z e</i>	Waga
Lupus	Lupi	Lup	Wilk
Lynx	Lyncis	Lyn <i>H</i>	Ryś
Lyra	Lyrae	Lyr	Lutnia
Mensa	Mensae	Men	Góra Stołowa
Microscopium	Microscopii	Mic	Mikroskop
Monoceros	Monocerotis	Mon <i>r g</i>	Jednorożec
Musca	Muscae	Mus	Mucha
Norma	Normae	Nor <i>g</i>	Węgielnica
Octans	Oktantis	Oct	Oktant
Ophiuchus	Ophiuchi	Oph <i>e r g</i>	Wężownik
Orion	Orionis	Ori <i>r g</i>	Orion
Pavo	Pavonis	Pav	Paw
Pegasus	Pegasi	Peg	Pegaz
Perseus	Persei	Per <i>g</i>	Perseusz
Phoenix	Phoenicis	Phe	Feniks
Pictor	Pictoris	Pic	Malarz
Pisces ♓	Piscium	Psc <i>z e r</i>	Ryby
Piscis Austrinus	Piscis Austrini	PsA	Ryba Południowa
Puppis	Puppis	Pup <i>g</i>	Rufa
Pyxis	Pyxidis	Pyx	Kompas
Reticulum	Reticuli	Ret	Sieć
Sagitta	Sagittae	Sge <i>g</i>	Strzała
Sagittarius ♐	Sagittarii	Sgr <i>z e g</i>	Strzelec
Scorpius ♏	Scorpii	Sco <i>z e g</i>	Skorpion
Sculptor	Sculptoris	Scl	Rzeźbiarz
Scutum	Scuti	Sct <i>H g</i>	Tarcza (Sobieskiego)
Serpens	Serpentis	Ser <i>r g</i>	Wąż
Sextans	Sextantis	Sex <i>H r</i>	Sekstant
Taurus ♉	Tauri	Tau <i>z e r g</i>	Byk
Telescopium	Telescopii	Tel	Teleskop
Triangulum	Trianguli	Tri	Trójkąt
Triangulum Australe	Trianguli Australis	TrA	Trójkąt Południowy
Tucana	Tucanae	Tuc	Tukan
Ursa Maior	Ursae Maioris	UMa	Wielka Niedźwiedzica
Ursa Minor	Ursae Minoris	UMi	Mała Niedźwiedzica
Vela	Velorum	Vel <i>g</i>	Żagle
Virgo ♍	Virginis	Vir <i>z e r</i>	Panna
Volans	Volantis	Vol	Latająca Ryba
Vulpecula	Vulpeculae	Vul <i>H g</i>	Lisek

Dodatek B. Bryk

Cosinusy kierunkowe:

$$(X, Y, Z) = \left(\frac{x}{r}, \frac{y}{r}, \frac{z}{r} \right) = (\cos\beta\cos\alpha, \cos\beta\sin\alpha, \sin\beta)$$

Wzory transformacyjne:

$$\begin{cases} \cos\delta\cos t = \sinh\cos\varphi - \cosh\sin\varphi\cos\alpha \\ \cos\delta\sin t = -\cosh\sin\alpha \\ \sin\delta = \sinh\sin\varphi + \cosh\cos\varphi\cos\alpha \end{cases} \begin{cases} \cosh\cos\alpha = \sin\delta\cos\varphi - \cos\delta\sin\varphi\cos t \\ \cosh\sin\alpha = -\cos\delta\sin t \\ \sinh = \sin\delta\sin\varphi + \cos\delta\cos\varphi\cos t \end{cases}$$

$$\begin{cases} \cos\beta\cos\lambda = \cos\delta\cos\alpha \\ \cos\beta\sin\lambda = \cos\epsilon\cos\delta\sin\alpha + \sin\epsilon\sin\delta \\ \sin\beta = -\sin\epsilon\cos\delta\sin\alpha + \cos\epsilon\sin\delta \end{cases} \begin{cases} \cos\delta\cos\alpha = \cos\beta\cos\lambda \\ \cos\delta\sin\alpha = \cos\epsilon\cos\beta\sin\lambda - \sin\epsilon\sin\beta \\ \sin\delta = \sin\epsilon\cos\beta\sin\lambda + \cos\epsilon\sin\beta \end{cases}$$

Wzory na wyliczenie a i t :

$$\cos\alpha = \frac{\sin\delta - \sinh\sin\varphi}{\cosh\cos\varphi} \quad \cos t = \frac{\sinh - \sin\delta\sin\varphi}{\cos\delta\cos\varphi}$$

Wzory na wys. kulminacji:

$$\begin{array}{llll} HGN = \varphi + 90^\circ - \delta & HGS = 90^\circ - \varphi + \delta & HDN = \delta + \varphi - 90^\circ & HDS = -\varphi - 90^\circ - \delta \\ (\delta > \varphi) & (\delta < \varphi) & (\delta > -\varphi) & (\delta < -\varphi) \end{array}$$

Czasy:

$$T_* = t + \alpha \quad T_* = \alpha_{g.g.} \quad T_* = t_{\text{punktu Barana}}$$

$$\Delta\alpha = \alpha_\ominus - \alpha_\circ \quad T_\ominus = t_\ominus + 12^h \quad T_\ominus = t_\ominus + 12^h \quad T_1 - T_2 = \lambda_2 - \lambda_1$$

$$\langle T_* \rangle \quad T_\circ = T_* + 12^h - \alpha_\circ \quad T_\ominus = T_* + 12^h - \alpha_\circ - \Delta\alpha$$

$$\langle T_\circ \rangle \quad T_* = T_\circ - 12^h + \alpha_\circ \quad T_\ominus = T_\circ - \Delta\alpha$$

$$\langle T_\ominus \rangle \quad T_* = T_\ominus - 12^h + \alpha_\circ + \Delta\alpha \quad T_\circ = T_\ominus + \Delta\alpha$$

Siła Coriolisa: $F = 2 \cdot m \cdot v \times \omega$ $\omega_\otimes = 0.00007292 \text{ s}^{-1}$

Gnomon: $tgh = \frac{s}{c}$ Wahadło Foucaulta: $T = \frac{T_z}{\sin\varphi}$

Teleskop: $w = \frac{F}{f}$, $\rho = 2.44 \frac{\lambda}{D}$, $l = F\theta$

Pływy: $P_A = 2GM \frac{r}{d^3}$

Planety: $\frac{(m+M)T^2}{a^3} = \text{const}$, $e = \frac{c}{a}$, $T_d = \frac{s}{s+1}$, $T_g = \frac{s}{s-1}$

Liczba Wolfa: $W = 10g + f$, Szer.r. linii: $EW = \int \frac{l_\lambda - l_c}{l_c} d\lambda$

Gwiazdy:

$$E = \sigma T^4, \quad \lambda_{max} T = 2.898 \cdot 10^{-3} mK, \quad I(\lambda, T) = 2\pi hc^2 \lambda^{-5} \frac{1}{\exp \frac{hc}{\lambda kT} - 1}$$

$$m = -2.5 \log I - 14.05, \quad m_1 - m_2 = 2.5 \log \frac{I_2}{I_1}, \quad m - M = 5 \log r - 5 + A$$

$$r_g = \frac{2GM}{c^2}, \quad R = \frac{r}{T^2} \sqrt{\frac{I}{\sigma}}$$

$$CI = m(\lambda_1) - m(\lambda_2), \quad E_{B-V} = (B - V) - (B - V)^0$$

$$F(\lambda) = \frac{E(\lambda, V)}{E(B, V)}, \quad R \cong 3.1 \frac{A_V}{E(B, V)}$$

Galaktyki:

$$z = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0}, \quad z_D = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cong \frac{v_r}{c}, \quad z_D = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\frac{1 + \frac{v_r}{c}}{1 - \frac{v_r}{c}}} - 1, \quad v = H \cdot D$$

Współrzędne geograficzne wybranych miejsc:

Cieszęcin	$\varphi = 51^\circ 17' = 51^\circ.28333(3)$	$\lambda = -18^\circ 10' = -1^h 12^m 40^s$
Częstochowa	$\varphi = 50^\circ 49' = 50^\circ.8166(6)$	$\lambda = -19^\circ 07' = -1^h 16^m 28^s$
Kraków	$\varphi = 50^\circ 04' = 50^\circ.0666(6)$	$\lambda = -19^\circ 58' = -1^h 19^m 52^s$
Rzepiennik Biskupi	$\varphi = 49^\circ 47' = 49^\circ.78333(3)$	$\lambda = -21^\circ 05' = -1^h 24^m 20^s$

Alfabet grecki:

A α alfa	H η eta	N ν ni	T τ tau
B β beta	Θ θ teta	Ξ ξ ksi	Υ υ ypsilon
Γ γ gamma	I ι jota	O o omokron	Ψ φ fi
Δ δ delta	K κ kappa	Π π pi	X χ chi
E ε epsilon	Λ λ lambda	P ρ ro	Ψ ψ psi
Z ζ dzeta	M μ mi	Σ σ sigma	Ω ω omega

Symbole często używane w astronomii:

☉ Słońce
☾ Księżyc
☿ Merkury
♀ Wenus
♁ Ziemia
♂ Mars
♃ Jowisz
♄ Saturn
♅ Uran
♆ Neptun
♇ Pluton

♈ Baran
♉ Byk
♊ Bliźnięta
♋ Rak
♌ Lew
♍ Panna
♎ Waga
♏ Skorpion
♐ Strzelec
♑ Koziorożec
♒ Wodnik
♓ Ryby

Sinus i cosinus wybranych kątów:

x	sin(x)	cos(x)
-0°51'	-0.01483475	0.99988996
-0°35'	-0.01018091	0.99994817
23°27'	0.39794863	0.91740770
49°47'	0.76360824	0.64567990
50°04'	0.76679184	0.64189584
50°49'	0.77512831	0.63180385
51°17'	0.78024850	0.62546965