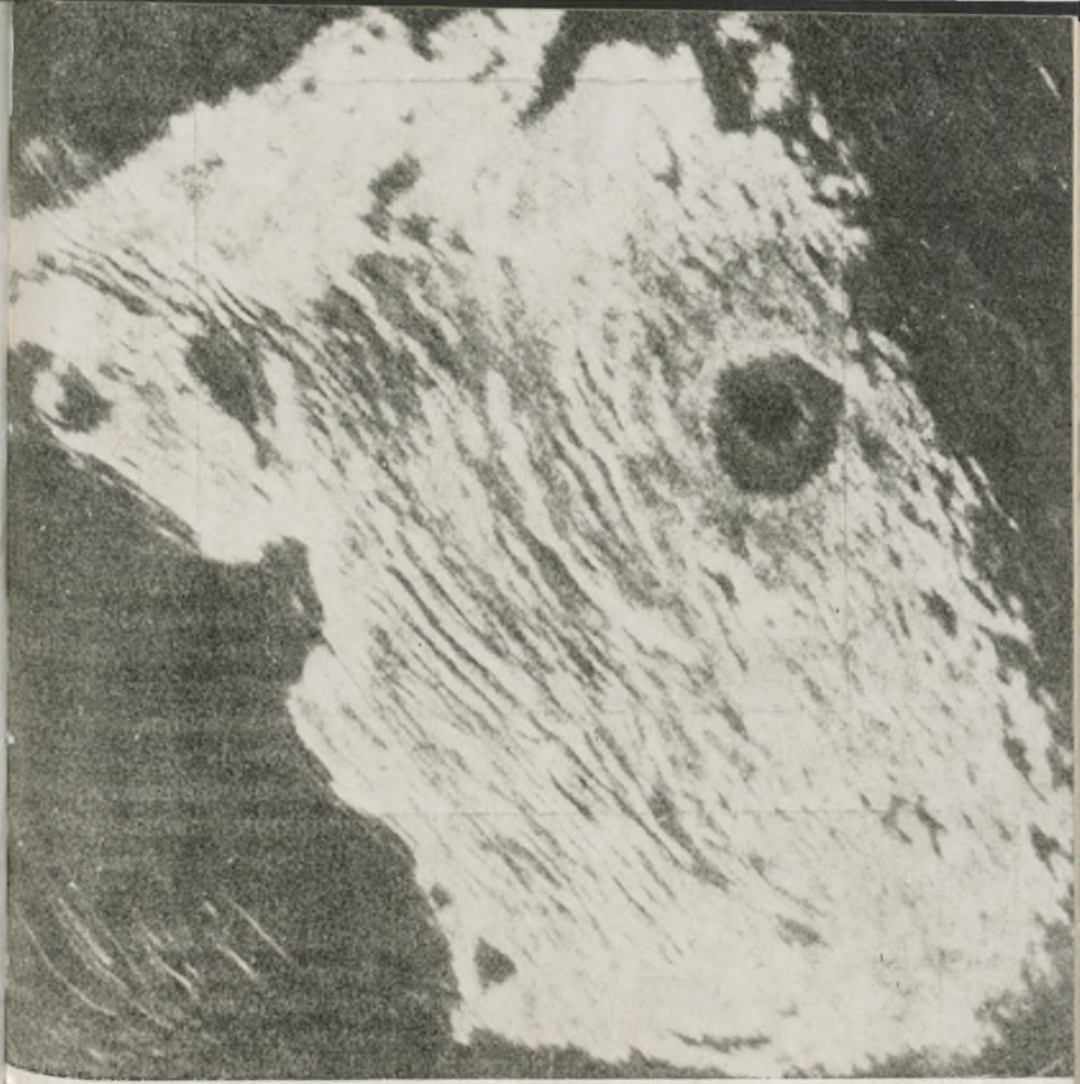


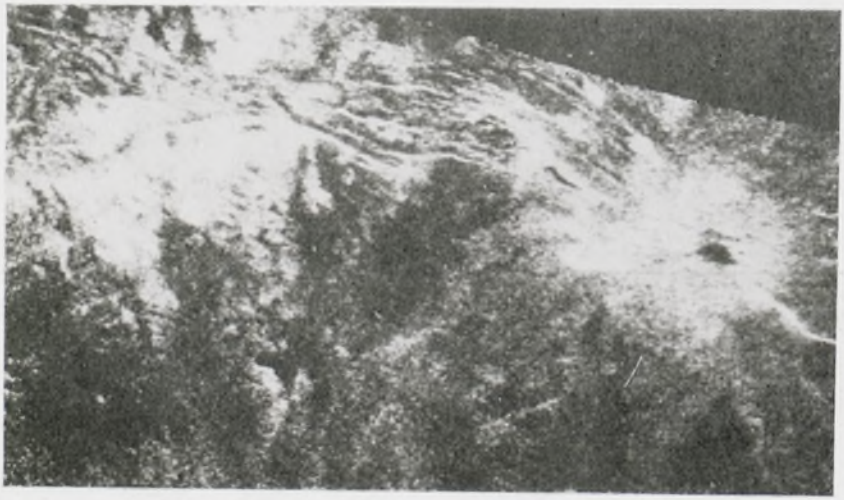
♋ Lancer

# URANIA

MIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA MIŁOŚNIKÓW ASTRONOMII

ROK LV CZERWIEC 1984 Nr 6

ZAKŁAD NARODOWY IMIENIA OSSOLIŃSKICH
WYDAWNICTWO POLSKIEJ AKADEMII NAUK



PL ISSN-0042-07-94

# URANIA

MIESIĘCZNIK POLSKIEGO TOWARZYSTWA MIŁOŚNIKÓW ASTRONOMII

ROK LV CZERWIEC 1984 Nr 6

WYDANO Z POMOCĄ FINANSOWĄ POLSKIEJ AKADEMII NAUK. CZASOPISMO ZATWIERDZONE PRZEZ MINISTERSTWO OŚWIATY DO UŻYTKU SZKÓŁ OGÓLNOKSZTAŁCĄCYCH, ZAKŁADÓW KSZTAŁCENIA NAUCZYCIELI I TECHNIKÓW (DZ. URZ. MIN. OŚW. NR 14 Z 1966 R. W-WA 5. 11. 66).

SPIS TREŚCI

**Włodzimierz Parzydło** — Protogwiazdy czyli o ewolucji przed ciągiem głównym (162).

**Tomasz Kwast** — Ewekcja i inne nierówności ruchu Księżyca (169).

**Roman Janiczek** — Zmiany jasności planet (172).

**Kronika:** Z prac polskich astronomów w 1983 roku (178) — W poszukiwaniu wspólnego języka (181) — Radarowe obrazy Wenus (183) — Czynne wulkany na Wenus (184) — Podstawowe dane liczbowe o planecie Wenus (185) — Sondy wenusjańskie (185).

**Kronika Historyczna:** Maria Kunicka (1620—1664). Pierwsza Polka — astronom (187).

**Kronika PTMA:** Bronisław Jankowski (1912—1984) (188).

**Nowości wydawnicze** (189).

**Kalendarzyk Astronomiczny** (189).

*Trzy zagadnienia dominują w niniejszym numerze* **Uranii**. *Ciągle mało znany problem powstawania gwiazd i początkowych etapów ich ewolucji jest tematem wstępnego artykułu. Uzupełnieniem i poszerzeniem informacji w nim zawartych może być niedawno u nas wydana świetna książka J. S. Szkłowskiego „Życie gwiazd", której krótką recenzję można znaleźć w* **Nowościach Wydawniczych**.

*Skomplikowany ruch Księżyca i związane z nim terminy, spotykane w podręcznikach astronomicznych ale nie zawsze do końca wytłumaczone, są wyjaśnione i przystępnie omówione w następnym artykule.*

*W ten poniekąd encyklopedyczny nurt głównych treści tego zeszytu włącza się także trzeci temat. Radarowe obrazy powierzchni Wenus, uzyskane ostatnio zarówno z Ziemi jak też za pomocą sond kosmicznych, które reprodukujemy na okładce i omawiamy w* **Kronice**, *dały okazję do zebrania i przypomnienia niektórych danych o najbliższej nam planecie oraz dotychczasowych metodach jej sondowania.*

**Pierwsza strona okładki:** Radarowy obraz fragmentu powierzchni Wenus (Maxwell Montes) uzyskany w w 1983 roku za pomocą 300 metrowego radioteleskopu w Arecibo (Puerto Rico); zdolność rozdzielcza wynosi 1,5 km.

**Druga strona okładki:** U góry — radarowy obraz tego samego fragmentu powierzchni Wenus co na pierwszej stronie okładki wykonany również za pomocą radioteleskopu w Arecibo, ale w 1976 roku ze zdolnością rozdzielczą równą 22 km. U dołu — radarowy obraz fragmentu powierzchni Wenus o nazwie Beta Regio również wykonany za pomocą radioteleskopu w Arecibo.

**Trzecia strona okładki:** Radarowe obrazy fragmentów powierzchni Wenus w okolicy północnego bieguna planety uzyskane za pomocą sond kosmicznych Wenera 15 i 16. Średnice najprawdopodobniej uderzeniowych kraterów widocznych na dolnych zdjęciach ocenia się na 100—200 km.

**Czwarta strona okładki:** Radarowe obrazy fragmentów powierzchni Wenus uzyskane za pomocą sondy Wenera 15; zdolność rozdzielczą ocenia się na 2,5—3 km.

WŁODZIMIERZ PARZYDŁO — Warszawa

# PROTOGWIAZDY CZYLI O EWOLUCJI PRZED CIĄGIEM GŁÓWNYM

O ile ewolucja gwiazd od momentu zapalenia wodoru w jądrze do końcowych jej etapów jest już dość dobrze znana, o tyle ewolucja do czasu uformowania się gwiazdy ciągu głównego * stanowi wciąż obiekt intensywnych badań. Sprawia to, że na ten temat można by napisać bardzo dużo. Nie ma bowiem jednolitego, spójnego obrazu tej ewolucji i trzeba by omawiać (często bardzo różne) wyniki otrzymane przez różnych badaczy tego problemu. Autor niniejszego omówienia zdecydował się opisać tylko te fragmenty badań, które wydają się być już zamknięte, a które stanowią istotny wkład do poznania ewolucji protogwiazd. Znajdzie się tu więc opis modeli hydrostatycznych oraz najprostszych modeli hydrodynamicznych zakładających symetrię sferyczną.

## Krótko o procesach gwiazdotwórczych i o miejscach powstawania gwiazd

Spośród różnych składników materii międzygwiazdowej tylko jeden (jedna faza) ma bezpośredni związek z procesami gwiazdotwórczymi. Jest to tak zwana faza molekularna, której gęstość wynosi $10^{-21} \div 10^{-20}$ g/cm$^3$ zaś temperatura waha się od kilku do kilkunastu Kelvinów. Około 1% masy tej fazy stanowi pył (niezwykle istotny jako źródło nieprzezroczystości), jak się przypuszcza głównie krzemianowy. Dzięki tak „dużym" gęstościom i obecności pyłu wnętrza obłoków molekularnych są praktycznie odizolowane od czynników dysocjujących i jonizujących. W takich warunkach głównym składnikiem obłoków jest wodór cząsteczkowy. Oprócz nich stwierdzono obecność kilkudziesięciu innych cząsteczek: CO, $NH_3$, $H_2CO$, $CH_3OH$, itp.

Jakie mogą być mechanizmy prowadzące do zapoczątkowania w obłoku molekularnym procesu powstawania gwiazdy? Jakie mechanizmy napędzają zapoczątkowany proces?

---

* Ciągiem głównym nazywamy obszar na wykresie Hertzsprunga-Russella „jasność absolutna — temperatura efektywna" (tzw. diagram HR) zajmowany przez gwiazdy, w których jądrach zachodzą reakcje przemiany wodoru w hel (przyp. red.).

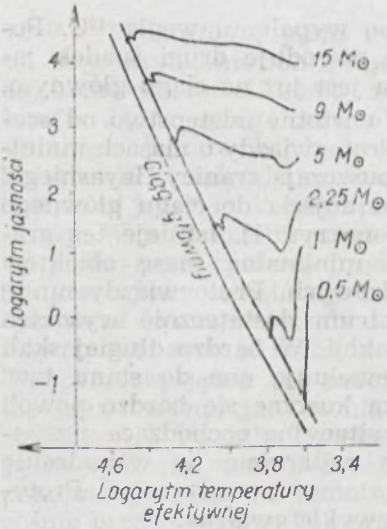
Wyobraźmy sobie przestrzeń wypełnioną jednorodnie gazem doskonałym o stałej temperaturze. Jeśli zaburzymy ten ośrodek (tzn. zwiększymy lokalnie gęstość i inne parametry fizyczne gazu; także potencjał grawitacyjny) to, jeśli tylko zaburzenie nałożymy na dostatecznie dużym obszarze, niejednorodność będzie samorzutnie narastać. Krytyczną długość fali zaburzenia, powyżej której samograwitacja będzie to zaburzenie napędzać, nazywamy długością Jeansa $\lambda_J$. Jest ona funkcją temperatury i gęstości początkowej ośrodka. Oczywiście omawiany przypadek — przestrzeń wypełniona jednorodnie materią — jest bardzo szczególny i wyidealizowany, lecz można go uogólnić na sytuacje bardziej zbliżone do rzeczywistych. Na przykład jednorodna, izotermiczna kula o ustalonej masie ściskana ciśnieniem zewnętrznym zacznie się zapadać pod wpływem własnej grawitacji, gdy jej promień osiągnie 2,24 $\lambda_J$. Tak więc bezsprzecznie odpowiedzią na pytanie, co podtrzymuje zainicjowany kolaps (zapadanie się), jest samograwitacja.

Pozostaje jeszcze problem uruchomienia aktywności gwiazdotwórczej obłoku? Co może skłonić obłok do rozpoczęcia kolapsu czyli do spełnienia kryterium Jeansa? Kryterium to mówi na przykład, że aby obłok o masie 20 $M_\odot$ (mas Słońca) i temperaturze 10 K zaczął kolapsować, jego gęstość musi przekroczyć $10^{-19}$ g/cm$^3$. Proponowanych alternatywnych mechanizmów takiej inicjacji jest kilka. Jednym z zasadniczych, jak się przypuszcza, jest okresowe sprężanie obłoków molekularnych przy przechodzeniu przez ramiona spiralne galaktyki (wyjaśniałoby to rozmieszczenie gwiazd młodych w ramionach). Może to też być konsekwencja takich procesów jak wybuch supernowej, ekspansja obłoków HII czy niestabilność grawitacyjna związana ze zlewaniem się obłoków. Istnieje jednak także bardzo ciekawa teoria odwracająca związek przyczynowy między ramionami spiralnymi i procesami tworzenia się gwiazd. Autorzy tej teorii — Gerda i Seiden — twierdzą, że zarówno inicjację jak i rozprzestrzenianie się procesów gwiazdotwórczych można opisać czysto stochastycznie (tzn. traktować je jako zdarzenia losowe i badać ich przebieg czasowy). Nie jest to więc wynik działania frontów uderzeniowych związanych z ramionami spiralnymi. To, że gwiazdy nowo powstałe układają się w zarys tych ramion jest wynikiem „ukierunkowania" procesu stochastycznego przez efekt rotacji dysku galaktycznego. Fakt rotacji uprzywilejowuje jedne zdarzenia, a utrudnia zajście innych. Powyższa hipoteza ma bardzo poważne zalety — można na jej podstawie wytłumaczyć obser-

wowaną zależność między krzywymi rotacji i typem morfologicznym galaktyk spiralnych typu Sa—Sd (maksymalna prędkość rotacji maleje od typu Sa do Sd). Odtwarza ona zarys ramion spiralnych dla galaktyk o zadanych krzywych rotacji i jednocześnie nie ma konkurentów, jeśli chodzi o modelowanie procesów gwiazdotwórczych w galaktykach nieregularnych i karłowatych. Jednakże dane obserwacyjne wskazujące na znaczącą rolę frontów jonizacyjno-uderzeniowych przy narodzinach gwiazd każą z jednakową uwagą traktować obydwa proponowane mechanizmy.

**A teraz do rzeczy**

Czas opisać drogę ewolucji protogwiazdy od momentu, gdy jest ona niestabilnym grawitacyjnie, kolapsującym obłokiem molekularnym, do chwili gdy osiądzie na ciągu głównym. Musimy jednak nieco poskromić nasze apetyty. Najpierw rozważymy bowiem modele hydrostatyczne (tzn. będziemy zakładać, że siły działające na dowolnie wybrany element protogwiazdy równoważą się), a to znacznie ogranicza obszar badań. Pierwszym więc krokiem będzie określenie granic, w jakich stosowanie tego przybliżenia jest słuszne. Oszacowania można dokonać korzystając z twierdzenia Hayashiego: dla obiektów w równowadze hydrostatycznej pewne kombinacje parametrów powierzchniowych, tzn. jasności i temperatury efektywnej, są wzbronione. Granica tego zakazanego obszaru, zwana powszechnie granicą Hayashiego, to na diagramie HR niemal pionowa, stromo nachylona do osi temperatur linia, położona na prawo od ciągu głównego. Położenie granicy Hayashiego dla różnych gwiazd jest oczywiście różne — zależy ono w szczególności od składu chemicznego. Na granicy tej leżą gwiazdy, w których transport energii od centrum ku powierzchni odbywa się na drodze konwektywnej (energia przenoszona jest wraz z matrią ku chłodniejszej powierzchni). Z tej lini rozpoczyna swoją drogę ewolucyjną obiekt będący w równowadze hydrostatycznej. Początkowo, niezależnie od masy, wszystkie protogwiazdy wędrują wzdłuż odpowiednich granic Hayashiego w dół (rys. 1). Dzieje się tak, bowiem przy praktycznie stałej temperaturze promień obłoku maleje, a więc maleje też jasność. Spadek ten zostaje zahamowany dopiero, gdy temperatura centralna wynosi około $7 \times 10^6$ K (początkowo temperatura ta, niezależnie od masy, wynosiła około $2 \times 10^5$ K) i protogwiazda opuszcza granicę Hayashiego. W momencie tym mamy już dobrze wykształcone




Rys. 1. Drogi ewolucyjne protogwiazd o różnych masach.

jądro o masie stanowiącej 75% masy całego obiektu, gdzie transprot energii odbywa się na drodze promienistej. Od tej chwili w drogach ewolucyjnych protogwiazd, zależnie od masy, pojawiają się istotne różnice.

Ilość energii, jaka może opuścić promieniste jądro, zależy od współczynnika nieprzezroczystości, ten zaś jest malejącą funkcją temperatury. Po opuszczeniu granicy Hayashiego protogwiazda zwiększa swą temperaturę, a zatem maleje współczynnik nieprzezroczystości. Dla mas większych od 10 $M_\odot$ maleje on jednak znacznie wolniej niż dla protogwiazd mniej masywnych (inne są źródła nieprzezroczystości). Dlatego w miarę zbliżania się do ciągu głównego jasność ich zwiększa się bardzo wolno, podczas gdy tych mniej masywnych może wzrosnąć nawet kilkakrotnie. W grupie obiektów małomasywnych wyróżnia się ponadto ostatni etap ewolucji protogwiazd o masie 1 $M_\odot$. Obserwuje się u nich tylko jedno załamanie wzrostu jasności (na ogół są dwa). Załamania są związane z zapalaniem się we wnętrzu gwiazdy reakcji jądrowych. Rozpoczęcie palenia węgla $^{12}C$ powoduje gwałtowny wzrost tempa produkcji energii i w rezultacie zahamowanie procesu zapadania się. Sprawia to, że gwiazda, której znaczna część promieniowania pochodziła z zamiany energii grawitacyjnej, staje się ciemniejsza. Dla protogwiazdy o masie rzędu masy Słońca wydajność reakcji palenia węgla jest tak nieduża, że po wyczerpaniu zapasu tego paliwa jądro płynnie przestawia się na palenie wodoru i bez dalszych wahań jasności obiekt osiada na ciągu głównym. Dla mas 1,2 $M_\odot$ wydajność tych reakcji jest znacznie większa i po wypaleniu węgla (choć działa cykl palenia wodoru) spadek produkcji energii jest znaczny. Gwiazda po wyczerpaniu jednego z paliw jądrowych zaczyna się znów kurczyć, a jej energia grawitacyjna i wzrost wydajności palenia wodoru dają wzrost jasności. Trwa to do momentu, gdy wzrost temperatury pozwoli na zamknięcie tzw. cyklu CNO tzn. umożliwi

spalanie produktów powstałych po wypaleniu węgla $^{12}C$. Ponowny zapłon reakcji jądrowych powoduje drugi spadek jasności. Po tym „zygzaku" gwiazda jest już na ciągu głównym.

Istnieje w ramach tego modelu istotne odstępstwo od scenariusza przedstawionego wyżej. Protogwiazdy o masach mniejszych od około 0,7 $M_\odot$ nigdy nie opuszczają granicy Hayashiego! Pozostają na niej aż do momentu dojścia do ciągu głównego (przypadek ten jest zilustrowany na rys. 1). Istnieje też granica, około 0,1 $M_\odot$, określająca minimalną masę obiektów zdolnych do zapalenia reakcji jądrowych. Protogwiazdy mniej masywne nie wytwarzają w centrum dostatecznie wysokich temperatur dla zapalenia tych reakcji. W bardzo długiej skali czasowej (rzędu miliardów lat) ewoluują one do stanu tzw. czarnego karła. Protogwiazda taka kurcząc się bardzo powoli jednocześnie stygnie. Energia grawitacyjna pochodząca z zapadania się obiektu jest zużywana całkowicie na wzbudzanie elektronów na coraz wyższe poziomy energetyczne. Protogwiazda taka nigdy nie stanie się zwykłą gwiazdą.

Teoria ta, rozwinięta w latach sześćdziesiątych, stanowiła pierwszy krok na drodze do zrozumienia ewolucji przed ciągiem głównym. Jej najważniejsze osiągnięcie to zbadanie granicy Hayashiego i określenie minimalnej masy gwiazdy palącej wodór na ciągu głównym. Nie pozwala ono jednak niczego powiedzieć o obiektach znajdujących się na diagramie HR na prawo do granicy Hayashiego, a tymczasem właśnie w latach sześćdziesiątych takie obiekty (podczerwone) znaleziono! Stało się jasne, że założenie równowagi hydrostatycznej jest zbyt upraszczające, żeby modelować dynamiczne fazy ewolucji. Rozwinięto więc rachunek oparty o pełne równania hydrodynamiki.

## Faza dynamiczna ewolucji protogwiazdy

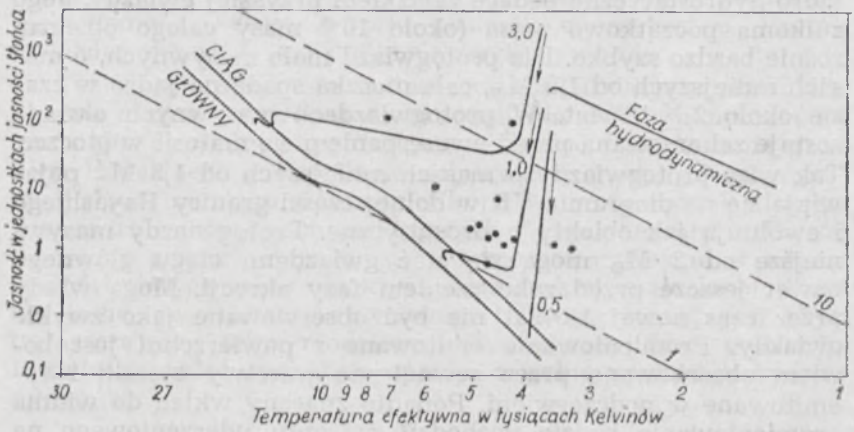
Warunki początkowe kolapsującego obłoku określone są, jak poprzednio, przez kryterium Jeansa. Mamy więc niestabilną grawitacyjnie kulę gazową o temperaturze 10 K i gęstości $10^{-19}$ g/cm$^3$ (nie musi być ona w równowadze hydrostatycznej). Po około $3 \times 10^5$ lat od chwili rozpoczęcia kolapsu gęstość zewnętrznych warstw obłoku utrzymuje się niemal niezmieniona, natomiast gęstość centralna wzrasta o kilka wielkości. Jest to proces w przybliżeniu izotermiczny. Ciepło wytwarzane przy sprężaniu gazu jest wypromieniowywane w dalekiej podczerwieni przez pył. Gdy gęstość jądra wzrośnie do około

$10^{-12}$ — $10^{-11}$ g/cm$^3$, jądro gwiazdy staje się nieprzezroczyste dla tego promieniowania i jego temperatura rośnie. Towarzyszy temu wzrost ciśnienia, a w konsekwencji zatrzymanie kolapsu. Jądro osiąga równowagę hydrostatyczną. Natomiast w ciągle jeszcze bardzo rozrzedzonych warstawach otoczki kolaps nie został zahamowany. Materia opada więc na hydrostatyczne jądro. na którego powierzchni tworzy się front uderzeniowy. W jego obszarze materia z otoczki jest wyhamowywana do praktycznie zerowej prędkości. Kurcząc się powoli hydrostatyczne jądro, na którego powierzchni tworzy się front uderzetycznie aż do momentu, gdy dochodzi do dysocjacji cząsteczek $H_2$. Równowaga zostaje zachwiana i rozpoczyna się wtórny kolaps. Temperatura jądra nie zmienia się, bowiem wyzwalana energia grawitacyjna jest pochłaniana niemal w całości przez dysocjację $H_2$. Po zakończeniu tego procesu tworzy się wtórne jądro hydrostatyczne będące zalążkiem przyszłej gwiazdy. Jego znikoma początkowo masa (około $10^{-3}$ masy całego obiektu) rośnie bardzo szybko. Dla protogwiazd mało masywnych, o masach mniejszych od 1,5 $M_\odot$, cała otoczka spada na jądro w czasie około $2 \times 10^5$ lat. W protogwiazdach masywnych akrecja zostaje zahamowana przed wyczerpaniem się materii w otoczce. Tak więc protogwiazdy o masach mniejszych od 1,5 $M_\odot$ pojawiają się na diagramie HR w dolnej części granicy Hayashiego i ewoluują jak obiekty hydrostatyczne. Protogwiazdy masywniejsze od 2 $M_\odot$ mogą się stać gwiazdami ciągu głównego nawet jeszcze przed zakończeniem fazy akrecji. Mogą wtedy przez czas nawet $10^6$ lat nie być obserwowane jako zwykłe gwiazdy. Promieniowanie emitowane z powierzchni jest bowiem absorbowane przez zewnętrzne warstwy otoczki i reemitowane w podczerwieni. Ponadto znaczny wkład do widma promieniowania będzie pochodził z frontu uderzeniowego na powierzchni gwiazdy. W tym miejscu naszego scenariusza nie da się już ominąć pewnej trudności. Jeżeli zmierzylibyśmy stosunek masy otrzymanej gwiazdy do masy obłoku na początku kolapsu, to ze wzrostem tej ostatniej stosunek ten maleje. Protogwiazdy lżejsze niż 1,5 $M_\odot$ przemieniają się całe w gwiazdę, natomiast protogwiazda o masie 60 $M_\odot$ daje już gwiazdę ciągu głównego o masie tylko 15 $M_\odot$; stosunek masy obłoku do masy gwiazdy zmienia się od 1 : 1 do 4 : 1! Oznacza to, że dla gwiazd masywniejszych niż 1,5 $M_\odot$ musi istnieć jakiś mechanizm odrzucania otoczki nie pozwalający na zużycie całej materii obłoku. Nie ma dotychczas zgodności co do jego natury — może to być np. rozdmuchanie otoczki przez ciśnienie pro-

mieniowania, czy też efekty dynamiczne związane z zapalaniem reakcji jądrowych. Dopiero po pozbyciu się nadmiaru masy dostatecznie cieżka protogwiazda może być obserwowana jako gwiazda ciągu głównego.

## Na zakończenie

Na zakończenie wypadałoby sprawdzić, jak opisane modelowanie rzeczywistości ma się do faktów obserwacyjnych. Porównamy więc własności naszych modeli z własnościami gwiazd typu T Tauri. Przypuszcza się bowiem, że gwiazdy te są na etapie ewolucyjnym poprzedzającym palenie wodoru na ciągu głównym. Miejsce kilku gwiazd typu T Tauri na diagramie HR ilustruje rys. 2 widać dobrą zgodność z przewidywaniami, że




Rys. 2. Rozmieszczenie wybranych gwiazd typu T Tauri na diagramie HR (oznaczone kółeczkami). Linie ciągłe to drogi ewolucyjne protogwiazd o masach 0,5 $M_\odot$, 1 $M_\odot$ i 3 $M_\odot$ liczone w modelu hydrostatycznym. Linie przerywane oznaczają linie stałego promienia.

gwiazdy o masach rzędu 1 $M_\odot$ powinny się pojawić na diagramie w dolnej części swoich granic Hayashiego. Obserwacje fotometryczne pokazują, że większość gwiazd typu T Tauri wykazuje wyraźny nadmiar emisji w podczerwieni (czasem do tego stopnia, że znaczna część strumienia emitowana jest w tych częściach). W naszym modelu można to wyjaśnić pochłanianiem przez pył otaczający młodą gwiazdę i następnie ponowną emisję w zakresie podczerwieni. Obserwacje spektroskopowe

natomiast ujawniły w niektórych gwizdach przesunięte dopplerowsko linie absorpcyjne. Wskazywałyby one na spadek materii na gwiazdę z prędkościami od 150 do 300 km/sek. Innym faktem potwierdzającym to zjawisko jest silne promieniowanie ciągłe w nadfiolecie. Pochodzi ono prawdopodobnie z bardzo gorącego (ponad $10^7$ K) frontu uderzeniowego na powierzchni gwiazdy. Efekty te obserwowane są tylko u nieliczych gwiazd typu T Tauri, bowiem etap, na którym mamy do czynienia z akrecją, trwa bardzo krótko w porównaniu z czasem ewolucji obiektu hydrostatycznego. Prawdopodobieństwo, że trafimy nań, jest więc także bardzo małe.

Widać, że nawet uproszczony model daje dobre jakościowo wyniki. Wydaje się, że lata osiemdziesiąte powinny przynieść znaczący postęp w modelowaniu wczesnych etapów ewolucji i poprawić także ilościową zgodność obliczeń z obserwacjami. Sprzyja temu ciągłe ulepszanie metod numerycznych stosowanych do rozwikłania tego problemu i coraz lepsze poznawanie realnych warunków fizycznych panujących w obłokach molekularnych.

*TOMASZ KWAST — Warszawa*

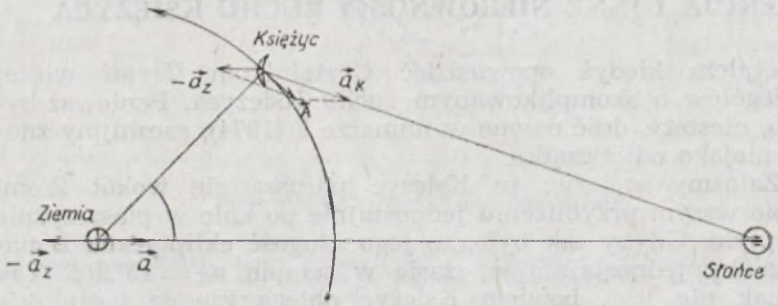
## EWEKCJA I INNE NIERÓWNOŚCI RUCHU KSIĘŻYCA

Obiecałem kiedyś opowiedzieć Czytelnikom *Uranii* więcej szczegółów o skomplikowanym ruchu Księżyca. Ponieważ było to, niestety, dość dawno w numerze 5 (1974), zacznijmy znowu niejako od początku.

Załóżmy wpierw, że Księżyc porusza się wokół Ziemi w pierwszym przybliżeniu jednostajnie po kole w płaszczyźnie ekliptyki. Gdyby tak było, to jego długość ekliptyczna $L$ narastałaby jednostajnie w czasie w tempie $n_K = 13°,2/d$. Tak jednak nie jest, bowiem Księżyc obiega Ziemię po elipsie (a więc niejednostajnie) o mimośrodzie $e = 0{,}055$. Wskutek tego jego rzeczywista długość ekliptyczna różni się od przewidywanej dla ruchu po kole (która oczywiście wynosiłaby $M = n_K t$, gdzie czas $t$ liczony jest w dniach od jakiegoś umownego momentu początkowego) o wyrażenie, którego głównym składnikiem jest $377' \sin M$. Wyrażenie to nosi nazwę **równania środka**. Jest to pierwsza i największa z tzw. nierówności w ruchu Księżyca. Znał ją, choć oczywiście inaczej interpretował, już Hipparch (190—125 p.n.e.).

Na tym nie koniec. Orbita Księżyca byłaby niezmienną elipsą, gdyby podlegał on oddziaływaniu tylko ze strony Ziemi. W rzeczywistości wskutek działania Słońca orbita jego nieustannie się zmienia — zmieniają się jej rozmiary, kształt, usytuowanie w przestrzeni. Odbija się to m.in. na długości ekliptycznej Księżyca w dość zawiły sposób, nie mniej jednak możemy prawie całkiem „w ciemno" przewidzieć istnienie kilku innych najważniejszych nierówności, czyli dalszych poprawek, o jakie należałoby wzbogacić wzór na $L$, by uzyskać jego zgodność z obserwacjami.

Oddziaływanie Słońca na Księżyc zależy od wzajemnej konfiguracji trzech ciał: Słońca, Ziemi i Księżyca, gdyż od niej zależy przyspieszenie perturbacyjne naszego satelity. Pojęcie tego przyspieszenia było już kilkakrotnie w *Uranii* wprowadzane (m.in. w numerach 11 (1972), 5 (1974), 6 (1977)), jednak — jak widać — na tyle dawno, że wypada przypomnieć w skrócie podstawowe rozumowanie. Otóż Słońce wywołuje przyspieszenie Księżyca $\vec{a}_K$ i przyspieszenie Ziemi $\vec{a}_Z$. Ponieważ interesuje nas ruch Księżyca względem Ziemi, to jego przyspieszenie względem Ziemi jest różnicą $\vec{a}_K - \vec{a}_Z$, czyli wektorową sumą $\vec{A} = \vec{a}_K + (-\vec{a}_Z)$, co ilustruje rys. 1.




Rys. 1. Schemat obrazujący przyspieszenia Księżyca w ruchu względem Ziemi.

Rysując cierpliwie tę konstrukcję dla rozmaitych kątów $\tau$, który — jak widzimy — jest różnicą długości ekliptycznych Księżyca i Słońca, stwierdzamy, że na jednym obiegu Księżyca (a ściślej: w ciągu jednego miesiąca synodycznego) przyspieszenie perturbacyjne $\vec{A}$ działa dwukrotnie na zewnątrz orbity i dwukrotnie do jej wnętrza, albo też dwukrotnie hamuje

i tak samo dwukrotnie przyspiesza ruch orbitalny Księżyca. Prosty z tego wniosek, że do wzoru na $L$ trzeba dopisać wyraz okresowy z argumentem $2\tau = 2(n_K - n_S)t$, gdzie ruch dzienny Słońca $n_S = 1^\circ,0/d$. Odpowiadającą mu nierówność rzeczywiście się obserwuje. Jest to tzw. **wariacja**, wynosząca $39' \sin 2\tau$, odkryta przez Abul Wefę (940—998), aczkolwiek współczesną nazwę wprowadził jej powtórny odkrywca Tycho Brahe (1546—1601).

Rozpatrzmy teraz pewną subtelność. Otóż warto sobie zdać sprawę z tego, że w przypadku orbity eliptycznej działanie takiej samej perturbacji może w różnych punktach orbity powodować różne skutki. Łatwo się o tym przekonać zauważywszy, że np. przyspieszenie satelity w okolicy perygeum powoduje wydłużanie orbity (wzrost mimośrodu), zaś takie samo przyspieszanie w okolicy apogeum powoduje jej „ukołowianie" (malenie mimośrodu). Rozważmy więc dla prostoty działanie tylko stycznej do orbity Księżyca składowej przyspieszenia perturbacyjnego $\vec{A}$. Załóżmy, że w pewnej chwili Księżyc w nowiu znajduje się zarazem w perygeum. Przez pierwszy tydzień składowa styczna usiłuje zmniejszyć mimośród orbity Księżyca (ponieważ hamuje go w okolicy perygeum), w drugim tygodniu też (przyspiesza przy apogeum), w trzecim usiłuje mimośród zwiększyć (hamuje przy apogeum) i w czwartym również (przyspiesza przy perygeum). Analogiczne rozumowanie można przeprowadzić dla drugiej składowej przyspieszenia perturbacyjnego, tzn. prostopadłej do orbity i leżącej w jej płaszczyźnie. Gdyby po miesiącu nów nadal wypadał w perygeum, to można by mieć nadzieję, że zmiany mimośrodu orbity zniosłyby się. Tak jednak nie będzie, gdyż perygeum prawie nie porusza się, a w każdym razie bardzo wolno ($0^\circ,1/d$) w porównaniu ze Słońcem, czyli początkowa symetria ulegnie złamaniu. W wyniku tego po miesiącu synodycznym zmiany mimośrodu nie wyrównają się. Okazuje się, czego już dowodzić nie będziemy, że do chwili wyrównania się tych zmian musi upłynąć jeszcze trochę czasu. W rezultacie okres zmian mimośrodu orbity Księżyca jest nieco dłuższy od miesiąca synodycznego i wynosi około 32 dni, zaś dokładne obliczenia dowodzą, że argumentem tych zmian jest $2\tau - M$. W ruchu Księżyca przejawia się to obecnością następnej nierówności zwanej **ewekcją**, która wynosi $76' \sin (2\tau - M)$. Jak widzimy, amplituda ewekcji jest nadspodziewanie duża, zważywszy że przyczyny jej istnienia są dość subtelne. Jest to w rezultacie największa nierówność po równaniu środka. Od-

krył ją Ptolemeusz (100—160), zaś współczesną nazwę wprowadził Ismael Boulliau (1605—1694).

Całkiem łatwo natomiast przewidujemy jeszcze dwie nierówności. Z oczywistego faktu, iż wskutek zmian odległości Księżyca od Słońca wartość przyspieszenia perturbacyjnego zmienia się w okresie miesiąca synodycznego, wnioskujemy, że musi istnieć nierówność o tym okresie, czyli o argumencie $\tau$. Jest ona znana jako **nierówność paralaktyczna:** $-1' \sin \tau$. Podobnie na wartość przyspieszenia perturbacyjnego musi mieć wpływ odległość Ziemi od Słońca, a więc z pewnością w ruchu Księżyca musi pojawić się tzw. **nierówność roczna** z okresem roku, czyli o argumencie $n_S t$: $-11' \sin n_S t$.

Domyślamy się, że na tym nie kończy się lista znanych obecnie nierówności. W niektórych zagadnieniach uwzględnia się ich kilkadziesiąt. Jednak pięć nierówności przedstawionych w tym artykule to najważniejsze z nich i, jak widzieliśmy, mające dość proste uzasadnienie na gruncie klasycznej mechaniki.

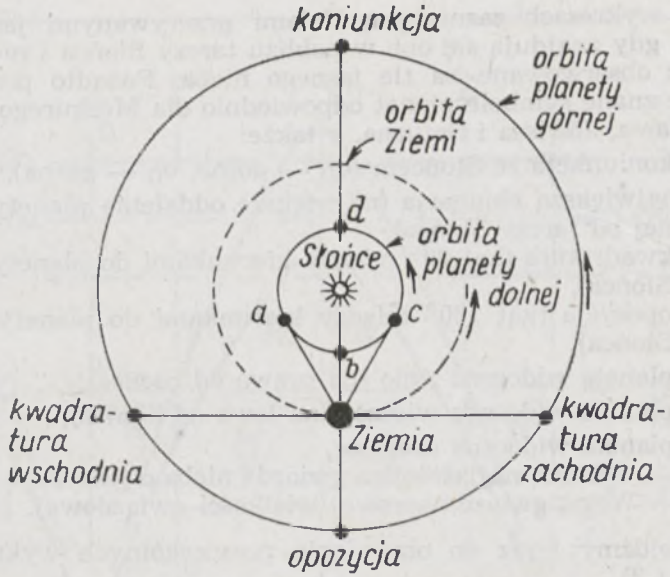
*ROMAN JANICZEK — Częstochowa*

## ZMIANY JASNOŚCI PLANET

W popularnej literaturze astronomicznej podaje się zwykle średnie oraz maksymalne jasności planet, nie zwracając uwagi na przebieg zmian jasności. Może nieco dokładniej opisywane są tylko zmiany jasności Marsa, ze względu na wyraźnie duży ich zakres. A jednak warto nieco dokładniej poznać zmiany jasności wszystkich pięciu jasnych planet: Merkurego, Wenus, Marsa, Jowisza i Saturna.

Korzystając z tablic zawartych w pracy Paula Ahnerta *Astronomisch-chronologische Tafeln* (Leipzig, 1968), sporządziłem wykresy przedstawiające zmiany jasności planet w ciągu ich okresów synodycznych. Dokładność wykresów wynosi jedną dziesiątą wielkości gwiazdowej, gdyż z taką dokładnością podane są wartości liczbowe w tabelach Ahnerta.

Zmiany jasności Merkurego w czasie całego okresu synodycznego — od dolnej do następnej dolnej koniunkcji (przypomnienie określeń konfiguracji planet zawiera rys. 1) — pokazano na rys. 2. Orbita Merkurego wyróżnia się wśród orbit planet stosunkowo dużym mimośrodem wynoszącym 0,206 i dlatego też rzeczywiste długości okresów synodycznych zmieniają się w granicach od około 90 do około 135 dni. Średnia




Rys. 1. Konfiguracje planet; dla planety dolnej: a — największa elongacja wschodnia, b — koniunkcja dolna, c — największa elongacja zachodnia, d — koniunkcja górna.

wartość wynosi 116 dni. Na rysunku podano tę przeciętną, orientacyjną wartość oraz zaznaczono średnie różnice czasów między największą elongacją, a koniunkcjami. Jasności Merkurego obserwowane z różnych punktów orbity Ziemi przy tych samych elongacjach Merkurego — w tej samej części okresu synodycznego — mogą się różnić ze względu na znaczne różnice odległości planety od Ziemi, jakie mogą wynikać z wyraźnie eliptycznego kształtu orbity Merkurego.

Dla pozostałych czterech planet (rys. 3) opracowano porównawcze zestawienie zmian ich jasności, przyjmując wspólnie początki wykresów od koniunkcji (dla Wenus od koniunkcji górnej) i ograniczając się do przedstawienia połowy symetrycznych krzywych. Orbity tych planet nie mają już tak dużych mimośrodów jak Merkury, ale rzeczywiste okresy synodyczne mogą jednak dość znacznie różnić się od ich średnich wartości. Na rysuknu podano średnie wartości odstępów czasu od koniunkcji do kwadratury (dla Wenus do maksymalnej elongacji) oraz dalej do opozycji (dla Wenus do koniunkcji dolnej). W rezultacie otrzymuje się połowę średniej wartości okresu synodycznego.

Na wykresach zaznaczono liniami przerywanymi jasności planet, gdy znajdują się one w pobliżu tarczy Słońca i nie mogą być obserwowane na tle jasnego nieba. Ponadto przyjęto ogólnie znane symbole planet odpowiednio dla Merkurego, Wenus, Marsa, Jowisza i Saturna, a także:

o — koniunkcja ze Słońcem ($o_D$ — dolna, $o_G$ — górna),

E — największa elongacja (największe oddalenie planety dolnej od tarczy Słońca),

□ — kwadratura (kąt 90° między kierunkami do planety i do Słońca),

oo — opozycja (kąt 180° między kierunkami do planety i do Słońca),

R — planeta widoczna rano (na prawo od Słońca),

W — planeta widoczna wieczór (na lewo od Słońca),

C — planeta widoczna całą noc,

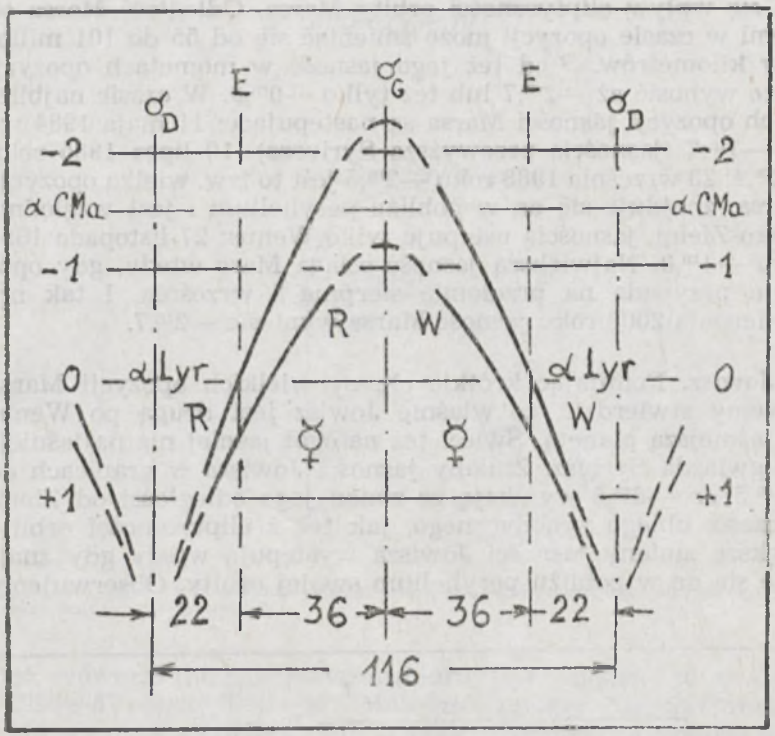
α CMa — Syriusz, najjaśniejsza gwiazda nieba o jasności $-1^m,5$,

α Lyr — Wega, gwiazda zerowej wielkości gwiazdowej.

Przejdźmy teraz do omówienia poszczególnych wykresów (rys. 2 i 3).

**Merkury.** Najlepsze warunki do obserwacji Merkurego występują wtedy, gdy świeci on najjaśniej. A więc raczej możliwie blisko górnej koniunkcji, czyli rano przed tą koniunkcją lub wieczorem po niej. Położenie ekliptyki oraz elongacja Merkurego muszą być przy tym odpowiednie dla umożliwienia obserwacji. Trzeba zaznaczyć, że maksymalne elongacje Merkurego w różnych okresach synodycznych osiągają różne wartości między 17°,5 i 27°,8 (patrz rys. 4). Na jasność Merkurego poważnie wpływa kąt fazy. W czasie największej elongacji Merkury jest widoczny w lunecie w postaci półkola. Ma wtedy jasność dochodzącą do zerowej wielkości gwiazdowej. Świeci jednak wtedy o dwie wielkości gwiazdowe słabiej niż w czasie górnej koniunkcji, gdy jest dalej od Ziemi, ale zwrócony jest do nas pełną oświetloną tarczą. Niestety nie może być wtedy widoczny, gdyż jego blask ginie wśród promieni Słońca.

**Wenus.** Zmiany jasności Wenus nie są zbyt duże. Wynika to stąd, że orbity Wenus i Ziemi niewiele różnią się od okręgów, oraz że w czasie obiegów synodycznych występują duże zmiany odległości Wenus od Ziemi poważnie redukujące wpływ fazy. Największą jasność $-4^m,3$ osiąga Wenus wtedy,



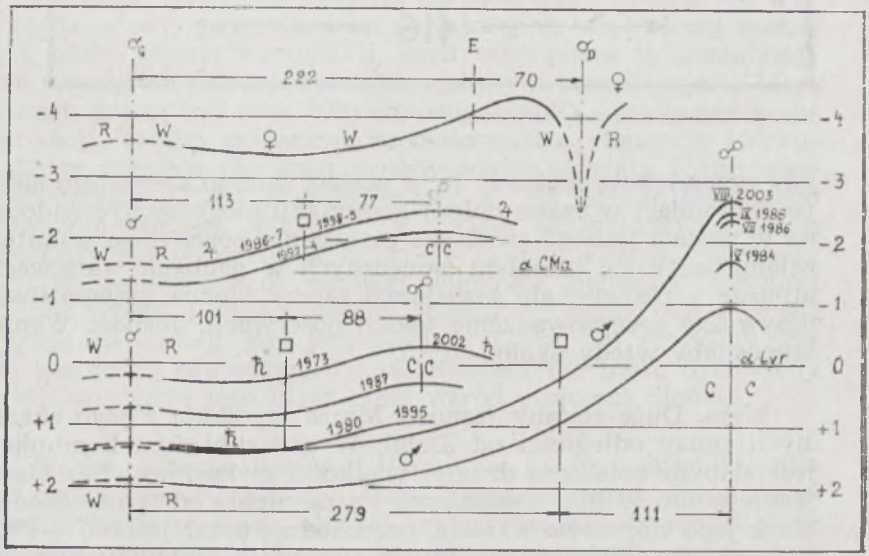

Rys. 2. Zmiany jasności Merkurego.

gdy przez lunetę widzimy ją w postaci dużego szerokiego sierpa. Natomiast w czasie dolnej koniunkcji mogłaby być widoczna w postaci jasnego cienkiego pierścienia powstałego wskutek załamywania się promieni słonecznych w grubych warstwach atmosfery planety, ale sąsiedztwo tarczy Słońca uniemożliwia oczywiście przeprowadzenie takich obserwacji. Jasność Wenus wynosiłaby wtedy około $-2^m,5$.

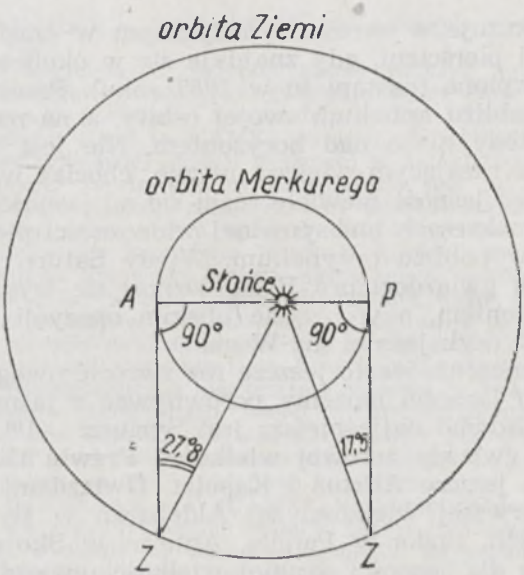
**Mars.** Duże zmiany jasności Marsa wynikają z jego znacznych zmian odległości od Ziemi. W czasie bliskim koniunkcji jest słabym obiektem drugiej wielkości gwiazdowej lub nieco jaśniejszym. W miarę oddalania się na niebie od tarczy Słońca blask jego stopniowo wzrasta, przechodząc przez jasność $+1^m,0$ w momencie kwadratury. Potem następuje szybki wzrost jasności aż do czasu opozycji, kiedy to stosunkowo silnie zazna-

cza się wpływ eliptyczności orbity Marsa. Odległość Marsa od Ziemi w czasie opozycji może zmieniać się od 55 do 101 milionów kilometrów. Stąd też jego jasność w mometach opozycji może wynosić aż —$2^m$,7 lub też tylko —$0^m$,9. W czasie najbliższych opozycji jasności Marsa są następujące: 11 maja 1984 roku —$1^m$,7 (jasnością przewyższa Syriusza) 10 lipca 1985 roku —$2^m$,4; 28 września 1988 roku —$2^m$,5 jest to tzw. wielka opozycja Marsa, znajduje się on w pobliżu peryhelium i jest względnie blisko Ziemi, jasnością ustępuje tylko Wenus; 27 listopada 1990 roku —$1^m$,8. Największą jasność osiąga Mars wtedy, gdy opozycja przypada na przełomie sierpnia i września. I tak np. 29 sierpnia 2003 roku jasność Marsa wyniesie —$2^m$,7.

**Jowisz.** Pomijając krótkie okresy wielkich opozycji Marsa możemy stwierdzić, że właśnie Jowisz jest drugą po Wenus najjaśniejszą planetą. Świeci też na ogół jaśniej niż najjaśniejsza gwiazda Syriusz. Zmiany jasności Jowisza w granicach od —$1^m$,5 do —$2^m$,5 wynikają ze zmian jego odległości od Ziemi w czasie obiegu synodycznego, jak też z eliptyczności orbity. Większe zmiany jasności Jowisza występują wtedy gdy znajduje się on w pobliżu peryhelium swojej orbity. Obserwujemy




Rys. 3. Zmiany jasności Wenus, Marsa, Jowisza i Saturna.




Rys. 4. Szkic objaśniający różne wartości kąta elongacji Merkurego. P — peryhelium, A — aphelium.

go wówczas na tle gwiazdozbioru Ryb. Będzie to w latach 1986—87 oraz 1998—99. Mniejsze zmiany jasności możemy zauważyć w okresach, gdy Jowisz przebywa w pobliżu aphelium. Widzimy go wtedy w okolicach gwiazdozbioru Panny (lata 1992—94).

**Saturn.** Na jasność Saturna w znacznym stopniu wpływa widoczność jego pierścieni. W okresach gdy pierścień jest niewidoczny, Saturn jest podobny do Marsa w czasie jego słabej jasności, gdy znajdzie się blisko koniunkcji ze Słońcem. Oczywiście zawsze odróżnimy Saturna od wyraźnie czerwonego Marsa. W czasie jednego obiegu Saturna wokół Słońca występują dwa okresy znikania pierścieni, gdy płaszczyzna pierścieni przechodzi przez Słońce i względnie blisko położoną Ziemię. Są to lata 1980, 1995, 2009. Saturn znajduje się wtedy w średniej odległości od Słońca i dlatego przebieg zmian jasności w okresie synodycznym jest w tych przypadkach znikania pierścieni praktycznie taki sam. W latach 1980 i 2009 Saturn jest widoczny na tle gwiazdozbioru Lwa, a w roku 1995 w gwiazdozbiorze Wodnika. Stosunkowo dużą jasność od $+0^m,8$ do

$+0^m,3$ wykazuje w okresie synodycznym w czasie najlepszej widoczności pierścieni, gdy znajduje się w okolicach gwiazdozbioru Skorpiona (nastąpi to w 1987 roku). Przebywa jednak wtedy w pobliżu aphelium swojej orbity, a na naszym niebie jest też wtedy nisko nad horyzontem. Nie jest więc Saturn obiektem zwracającym większą uwagę, chociaż w czasie tych opozycji jego jasność niewiele różni się od jasności Wegi. Inaczej jest w okresach maksymalnej widoczności pierścieni, gdy przebywa w pobliżu peryhelium. Wtedy Saturn znajduje się w okolicach gwiazdozbioru Byka, wznosi się wysoko nad naszym horyzontem, a w okresie bliskim opozycji świeci blaskiem $-0^m,3$ czyli jaśniej niż Wega.

Na zakończenie warto jeszcze raz zwrócić uwagę na gwiazdy, których jasności możemy porównywać z jasnościami planet. Jak wiadomo najjaśniejszą jest Syriusz: $-1^m,5$. Wega reprezentuje gwiazdy zerowej wielkości. Prawie taką samą jasność mają jeszcze Arktur i Kapella. Gwiazdami niemal dokładnie pierwszej wielkości są: Aldebaran w Byku, Polluks w Bliźniętach, Spika w Pannie, Antares w Skorpionie. Jako dobry wzór dla jasności drugiej wielkości gwiazdowej mamy nieruchomą na naszym niebie Gwiazdę Polarną. I wreszcie warto też zwrócić uwagę, że wśród siedmiu najjaśniejszych gwiazd Wielkiego Wozu sześć ma jasności od $+1^m,8$ do $+2^m,5$. Należą więc do klasy gwiazd drugiej wielkości. Siódma z gwiazd Wozu, znajdująca się w czworoboku u nasady dyszla, ma jasność $+3^m,4$.

Rozważania na temat zmian jasności planet przedstawiłem dla pięciu jasnych planet widocznych gołym okiem. Jednak dla wyczerpania postawionego w tytule zagadnienia wypada może podać jeszcze jasności dalszych trzech wielkich planet. Są to: Uran z jasnością zmieniającą się od $+5^m,7$ do $+6^m,3$, Neptun o jasności od $+7^m,6$ do $+7^m,8$ i wreszcie bardzo słaby Pluton, którego jasność wynosi zaledwie $+13^m,5$.

---

## KRONIKA

### Z prac polskich astronomów w 1983 roku

O niektórych pracach wykonanych w 1983 roku przez polskich astronomów informowaliśmy już czytelników *Uranii* przy okazji prezentacji materiałów ze Zjazdu Polskiego Towarzystwa Astronomicznego, który odbył się we wrześniu ubiegłego roku we Fromborku (patrz trzy pierwsze notatki w **Kronice** numeru 12/1983). Natomiast obecnie —

wzorem lat ubiegłych — przdestawmy inne ciekawe wyniki uzyskane w minionym roku.

Do najwartościowszych osiągnięć należy zaliczyć wyjaśnienie mechanizmu powodującego wybuchy gwiazd nowych karłowatych. Prof. dr Józef Smak (Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika Polskiej Akademii Nauk — CAMK) wykazał, że wybuchy te są konsekwencją niestacjonarnej akrecji dyskowej w kataklizmicznych gwiazdach podwójnych. Teoria dysków akrecyjnych jest już od kilku lat jedną z głównych dziedzin zainteresowań warszawskich astrofizyków. Wymieńmy więc jeszcze dwa spośród otrzymanych ostatnio w tym zakresie wyników. Dr Bronisław Rudak (CAMK) zbudował modele emisyjnego widma liniowego dysków akrecyjnych wokół supermasywnych czarnych dziur w celu próby odtworzenia widm aktywnych jąder galaktyk i kwazarów. Okazało się, że zbudowany przez niego dysk akrecyjny w sposób naturalny daje wymagany przez obserwacje zakres gęstości materii. Natomiast dr Bożena Czerny (CAMK) zbadała różne fenomenologiczne mechanizmy lepkości w relatywistycznych modelach dysków akrecyjnych wokół nierotujących czarnych dziur o różnych masach. Uzyskane wyniki potwierdziły poprzednio otrzymane rezultaty dla przybliżenia pseudonewtonowskiego.

Modelowaniem ewolucji układów kataklizmicznych zajmował się dr Ryszard Sienkiewicz (CAMK). Przedmiotem jego zainteresowania były gwiazdy podwójne mające okresy orbitalne krótsze od 80 minut. Jak wyjaśnił już wcześniej, istnienie tej granicy okresu dla bogatych w wodór układów jest związane z ewolucją pod wpływem promieniowania grawitacyjnego. Ale obserwuje się cztery układy o okresach orbitalnych od 18 do 50 minut, przy czym dwa z nich są pozbawione wodoru. W związku z tym policzył modele ciągów ewolucyjnych dla różnych obfitości wodoru i różnych mas obu gwiazd układu. Obniżając zawartość wodoru zdołał skrócić minimalne okresy do około 40 minut. Umożliwiło to zaproponowanie schematu ewolucyjnego prowadzącego do powstania takich układów jak GP Com i być może 4U 1915 oraz 4U 1626—67, których okresy zawierają się w przedziale 40—50 minut.

Mgr Monika Bałucińska i dr Mirosław Sztajno (CAMK) pokazali, że obserwowane zmiany jasności w maksimum wybuchu źródła rentgenowskiego Ser X-1 mogą być spowodowane zmianą powierzchni obszaru emisyjnego oraz tym, że widmo tego berstera nie jest widmem ciała doskonale czarnego. Analizę statusu ewolucyjnego masywnych układów rentgenowskich kontynuował dr Janusz Ziółkowski (CAMK). Zakończył on także konstruowanie modeli ewolucyjnych układu V 356 Sgr.

W Instytucie Problemów Jądrowych w Łodzi pod kierunkiem prof. dr Jerzego Wdowczyka prowadzone były badania propagacji promieniowania kosmicznego w Galaktyce, w szczególności badania mechanizmów powstawania rozproszonego promieniowania rentgenowskiego. W oparciu o rezultaty pomiarów z satelitów Uhuru, Ariel 5 i HEAO wyznaczono natężenie promieniowania galaktycznego oraz pokazano, iż promieniowanie to może, w przeważającej większości, być powiązane z oddziaływaniami elektronów wchodzących w skład promieniowania kosmicznego.

Analiza widm aktywnych galaktyk, głównie z punktu widzenia ich dwuskładnikowej struktury, była przedmiotem pracy mgr. Jacka Choloniewskiego (CAMK). Opracował on nową metodę wyznaczania

jasności otoczek w obiektach typu BL Lac (tzw. lacertydach). Pokazał, że istnieją dwie klasy tych obiektów różniące się jasnościami absolutnymi, a także odkrył istnienie korelacji pomiędzy stopniem polaryzacji, a jasnością lecertyd. Natomiast dr Zygmunt Turło (pracownia toruńska CAMK-u) badał zmienność polaryzacji radiowej lacertyd za pomocą 100 metrowego radioteleskopu w Bonn (RFN). Głównym celem tych prac było obserwacyjne określenie charakteru i skali czasowej zmienności polaryzacji lacertyd w zakresie radiowym sygnalizowanej już przez innych obserwatorów. Pierwsze systematyczne obserwacje wykonane jeszcze w czerwcu 1981 roku pozwoliły stwierdzić, iż dla niektórych lacertyd zauważalne zmiany obserwuje się w skali zaledwie kilku dni. Dalsze obserwacje w styczniu, wrześniu i ostatnich dniach 1982 roku definitywnie potwierdziły realne zmiany polaryzacji, a także pozwoliły wstępnie sklasyfikować pod względem morfologicznym typy zmienności. Z dotychczasowej analizy wynika, iż zmiany polaryzacji obserwuje się w fazie rozbłyskowej trwającej kilka miesięcy. W dłuższych okresach (rzędu lat) polaryzacja radiowa lacertyd zmienia się nieznacznie, w czasie rozbłysku szybkość i kierunek rotacji kąta pozycyjnego pozostają stałe, zmieniają się jednak w kolejnych rozbłyskach. Obiekty bardzo aktywne podczas rozbłysku w fazie pomiędzyrozbłyskowej nie wykazują mierzalnych zmian polaryzacji.

Ciekawe wyniki modelowania mgławic planetarnych uzyskał dr Romuald Tylenda (pracownia toruńska CAMK-u). Najlepiej udokumentowanym obserwacyjnie przypadkiem mgławicy planetarnej z masywnym jądrem jest NGC 7027. Analizując obserwowaną jasność gwiazdy centralnej w tej mgławicy oraz rozległe, słabe halo wokół jej głównej, jasnej części stwierdził, że masa gwiazdy centralnej jest równa masie Słońca. Pozwoliło to oszacować odległość mgławicy na około 740 parseków, co dość dobrze zgadza się z rezultatami uzyskanymi innymi metodami. Pokazał także, że mgławice NGC 2440 i NGC 6445 mają najprawdopodobniej masywne jądra. Zajmował się także ewolucją gwiazd centralnych mgławic planetarnych, głównie fazą szybkiego chłodzenia się. Po wygaśnięciu reakcji jądrowych gwiazda centralna opuszcza gałąź białych karłów. Dla typowej gwiazdy centralnej o masie około 0,6 mas Słońca początkowy etap tego chłodzenia zachodzi bardzo szybko, bo w skali czasowej rzędu kilkuset lat. Fakt ten może spowodować wystąpienie silnych efektów niestacjonarnej jonizacji w mgławicach planetarnych. Wstępne obliczenia teoretyczne pokazują, że najbardziej spektakularnym efektem obserwacyjnym fazy szybkiego chłodzenia się gwiazdy centralnej jest pojawienie się struktury dwuotoczkowej w obrazie mgławicy planetarnej: jasny centralny obszar mgławicy jest otoczony przez słabe, rozległe halo. Struktury tego typu są często obserwowane (patrz np. zdjęcie na str. 244 numeru 10/1983 *Uranii*).

W ramach diagnostyki gwiazd pulsujących prof. dr Wojciech Dziembowski (CAMK) zbadał rolę rezonansów w dwuokresowych pulsacja cefeid i gwiazd typu RR Lyrae. Ponadto wspólnie z mgr Małgorzatą Królikowską (CAMK) wyjaśnił przyczynę tego, że gwiazdy ciągu głównego leżące w obszarze istnienia liniowej niestabilności pulsacyjnej charakteryzują się brakiem obserwowalnej zmienności jasności lub zmiennością z bardzo małymi amplitudami. Zbadał także możliwości wyznaczania prędkości kątowej rotacji i natężenia pola magnetycznego we wnętrzu Słońca na podstawie danych o strukturze widma oscylacji słonecznych.

Doc. dr Jan Smoliński (pracownia toruńska CAMK-u) kontynuował badania skrajnego nadolbrzyma HD 217476, który należy do gwiazd naszej Galaktyki o największych jasnościach absolutnych. W oparciu o nowo uzyskane widma o dużej dyspersji uzupełnił krzywą prędkości radialnej tej gwiazdy. Przeanalizował własny bogaty materiał spektroskopowy z okresu 14 lat w celu uściślenia modelu gwiazdy zaproponowanego w 1982 roku. Obecna analiza potwierdziła, że nadolbrzym HD 217476 jest układem podwójnym o okresie około 2,6 lat. Układ ten znajduje się we wspólnej ekspandującej otoczce i zanurzony jest w obszarze zjonizowanego wodoru HII. Tylko taki model jest w zgodzie z obserwacjami ultrafioletowymi, optycznymi i radiowymi. Wyniki te mają istotne znaczenie dla poznania ewolucji nadolbrzymów.

Badanie m. in. gwiazd zmiennych typu Beta Cephei jest od lat specjalnością astronomów wrocławskich. Doc. dr Mikołaj Jerzykiewicz (Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Wrocławskiego) ze współpracownikami przeanalizował obserwacje fotometryczne dwu gwiazd tego typu wykonane w 1979 roku. Okazało się, że w przypadku 12 Lac nie ma długookresowych zmian widma częstości, podczas gdy w przypadku 16 Lac zmniejszanie się amplitud wszystkich trzech składowych zaobserwowane w 1977 roku prawdopodobnie trwało jeszcze w 1979 roku. Ponadto udało się zaobserwować fragmenty trzech kolejnych zaćmień 16 Lac i potwierdzić efemerydę uzyskaną uprzednio z obserwacji w latach 1965 i 1977. Natomiast wszystkie dostępne obserwacje jasności i prędkości radialnych 12 Lac od 1915 do 1979 wskazują na złożony charakter zmian długości okresu.

Dr Henryk Cugier (Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Wrocławskiego) zbadał widma Algola uzyskane za pomocą satelity IUE. Badania te wskazują na istnienie w pobliżu składnika głównego pewnego obszaru, który produkuje linie absorpcyjne Mg II, Al III i Si IV. Świadczy to, iż temperatura tego obszaru wynosi $10^4 - 7 \cdot 10^7$ K. Ponadto prędkości radialne i profile tych linii sugerują duże prędkości rotacji Algola.

I na zakończenie wspomnijmy jeszcze o pewnym sukcesie konstrukcyjnym. Kierowanym przez dr. Janusza Sylwestra (pracownia wrocławska Centrum Badań Kosmicznych PAN) zespół heliofizyków wykonał w ciągu zaledwie jednego roku wszystkie fazy budowy rakietowego dopplerometru rentgenowskiego: od pomysłu poczynając, a kończąc na przetestowaniu w przestrzeni kosmicznej na pokładzie radzieckiej rakiety Wertykał 11, której lot odbył się 20 października 1983 roku. Ten zupełnie nowy w skali światowej przyrząd do badań promieniowania rentgenowskiego Słońca dostarczył danych, które są obecnie opracowywane.

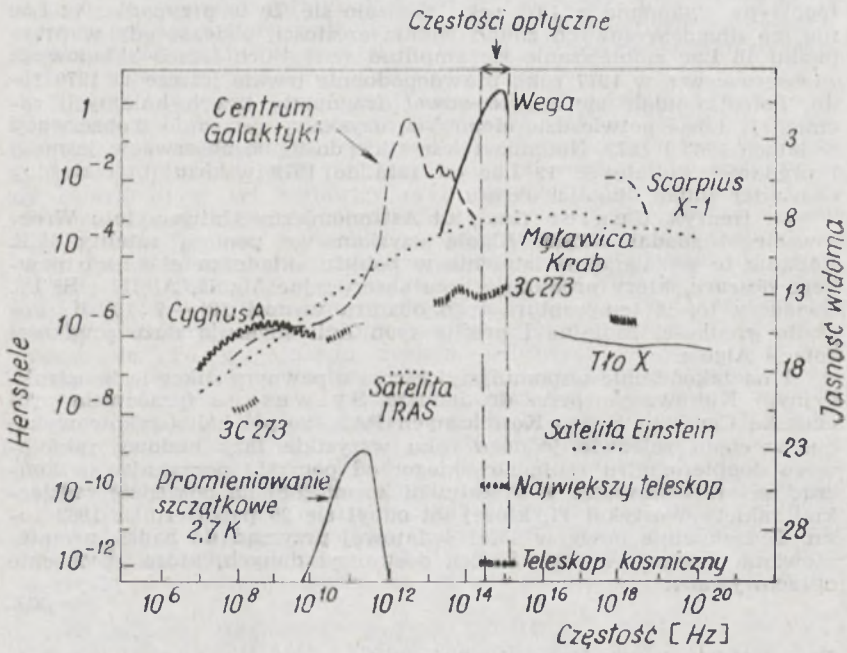
K.Z.

**W poszukiwaniu wspólnego języka**

Zależnie od tego, w jakiej dziedzinie widma prowadzone są obserwacje, astronomowie używają dziś rozmaitych jednostek określających jasność badanych obiektów. I tak np. w dziedzinie optycznej mamy, ze względów historycznych, magnituda, w radioastronomii najczęściej janskie (1 Jansky = 1 Jy = $10^{-26}$ W $m^{-2}$ $Hz^{-1}$), w astronomii rentgenowskiej np. ergi na $cm^2$ na sekundę na KeV itp. Prowadzi to — gdy chcemy korzystać z wszystkich dostępnych informacji o danym obiekcie — w naj-

lepszym wypadku do nudnych i żmudnych przeliczeń, a w wypadku najgorszym do wielu błędów. Aby tego uniknąć dwóch astronomów brytyjskich — Michael Disney i William Sparks — zaproponowało wprowadzenie nowej jednostki jasności ale takiej, żeby można nią było mierzyć widomą jasność obiektu w dowolnej części widma. Jednostce tej nadano nazwę Herschel na cześć angielskiego astronoma Fryderyka Williama Herschela (1738—1822) uważanego za twórcę nowoczesnej astronomii gwiazdowej.

Źródło, które w odległości 1 parseka miałoby jasność 1 Herschela na częstości $\nu_0$ musiałoby emitować w paśmie od 2/11 $\nu_0$ do 20/11 $\nu_0$ (pasmo ze środkiem w $\nu_0$, w którym częstość od początku do końca zmienia się o czynnik 10) tyle energii, co Słońce na wszystkich częstościach. Odpowiada to $3{,}198 \cdot 10^{-5}$ erga/cm²/s na „dziesiątkę" częstości wokół $\nu_0$. Według autorów projektu większy wskaźnik (przy tych jednostkach) oznaczałby jaśniejszy obiekt (wbrew tradycji z magnitudo).




Rys. 1. Jasności w Herschelach wybranych obiektów i zasięg niektórych instrumentów astronomicznych w funkcji częstości.

Syriusz w świetle widzialnym miałby 5,9 Herschela, a najjaśniejsze radioźródło na częstości 10 MHz — podobnie jak najsłabsza gwiazda widziana gołym okiem — tylko 0,01. Na rys. 1 pokazane są dalsze przykłady przeliczenia jasności na Herschele zarówno w odniesieniu

do obiektów astronomicznych jak i do obserwacyjnych możliwości instrumentów.

Oczywiście przejście od jasności widomych do absolutnych jest w tych jednostkach bardzo proste — wystarczy pomnożyć jasność widomą przez kwadrat odległości wyrażonej w parsekach. Jeśli więc obiekt odległy od nas o 52 ps ma w jakiejś dziedzinie widma jasność 0,009 Herschela, to jego jasność absolutna jest $0{,}009 \cdot 52^2 = 24$ (w omawianym paśmie wysyłana energia jest 24 razy większa od całkowitej energii emitowanej ze Słońca).

W jednostkach tych daje się łatwo wyrazić także inne często używane wielkości takie jak wskaźnik barwy czy stromość widma. Należałoby więc tylko życzyć sobie i innym, by Herschel, lub inna jednostka, szybko zadomowił się w świadomości i praktyce astronomów.

Wg *Sky and Telescope*, 1983, '66, 215

*MAGDALENA SROCZYŃSKA-KOŻUCHOWSKA*

**Radarowe obrazy Wenus**

10 i 14 października 1983 roku do Wenus dotarły kolejno dwie radzieckie sondy Wenera 15 i 16. Mimo braku oficjalnego potwierdzenia przypuszczano, iż każda z nich wyposażona jest w radar, a ich głównym zadaniem jest wykonanie mapy powierzchni Wenus. Domysły te zostały w listopadzie ubiegłego roku potwierdzone, kiedy agencja TASS opublikowała kilka zdjęć obrazów radarowych (patrz trzecia i czwarta strona okładki). Informacje na temat misji radzieckich sond są na razie skąpe i pochodzą bądź z komunikatów agencji TASS, bądź też zostały udostępnione dzięki kontaktom uczonych radzieckich z ich kolegami z innych krajów.

Najnowsze sondy Wenera są znacznie udoskonalone. Zwiększono rozmiary anten komunikacyjnych, wzrosło także tempo transmisji danych do ponad 100 000 bitów na sekundę. Sondy te wyposażone są w spektrometry podczerwieni wykonane w NRD i wysokościomierze radarowe o dokładności rzędu 50 metrów. Głównym urządzeniem znajdującym się na pokładzie każdej Wenery jest jednak radar. Antena posiada kształt prostokątny i ma rozmiary 6 na 1,4 metra. Wysyła ona w stronę powierzchni planety pulsy mikrofal (kąt padania wiązki waha się od 7° do 17°) i odbiera echa radarowe. Sondy poruszają się po silnie spłaszczonych orbitach biegunowych, o okresie obiegu 24 godziny. Apocentrum znajduje się na wysokości 1000 kilometrów nad powierzchnią. Powoduje to ograniczenie powierzchni, którą można badać, gdyż radar nie może pracować na dużych wysokościach efektywnie. Z opublikowanych obrazów wynika, iż pojedynczy pas obserwowany przez radar sondy podczas jej jednego obiegu ma długość 9000 kilometrów, a szerokość 150 km i leży w całości na półkuli północnej. Oznacza to, iż obszar, którego mapy wykonują Wenery ograniczony jest do części półkuli północnej powyżej 18° szerokości afrodytograficznej. Wydaje się to dziwne, zważywszy, iż właśnie obszar równikowy, najciekawszy pod względem geologicznym jak uważają specjaliści, powinien być głównym przedmiotem zainteresowania. W pobliżu równika mają zresztą lądować kolejne radzieckie próbniki wenusjańskie.

Najważniejsze zagadnienie to jednak kwestia wartości obrazów radarowych. Z przedstawionych przez TASS fotografii wynika, że roz-

dzielczość jest nie większa niż 1,5 km. Fakt ten wywołał zaskoczenie wśród naukowców. Analogiczną zdolność rozdzielczą posiadają przecież obserwacje wykonane za pomocą radioteleskopu w Arecibo, Puerto Rico (patrz zdjęcia na pierwszej i drugiej stronie okładki). Komentując opublikowane obrazy jeden ze specjalistów miał się wyrazić: „Nie jesteśmy nawet pewni, gdzie one znajdują się na planecie". Ze szczególną uwagą przebieg radzieckiej misji śledzą autorzy projektu Venus Radar Mapper *. Zapowiadana zdolność rozdzielcza ma być rzędu 250—500 metrów (aparatura jest podobna do zainstalowanej na sondach Wenera), VRM ma zostać umieszczony na bliższej niż Wenery orbicie, toteż będzie on mógł wykonać mapę całej powierzchni Wenus. Wyniki badań prowadzonych przez sondy Wenera mogą przyczynić się do lepszego zaplanowania szczegółów misji Venus Radar Mapper. Można się spodziewać, że zostaną one opublikowane w końcu tego roku.

Wg *Sky and Telescope*, 1984, 67, 110

*ANDRZEJ SITARZ*

**Czynne wulkany na Wenus**

Hipoteza znacznej aktywności wulkanicznej zachodzącej na Wenus nie jest nowa. Dopiero jednak materiały zebrane dzięki ostatnim badaniom prowadzonym przez sondy kosmiczne wydają się potwierdzać te przypuszczenia. Szczegóły rzeźby terenu czy analizy próbek gleby wenusjańskiej wskazują, iż wulkany były lub są czynnikiem kształtującym powierzchnię planety. Czy są one aktywne obecnie? Amerykański uczony, Larry W. Esposito z Uniwersytetu Colorado jest zdania, że potężna erupcja wulkaniczna zdarzyła się w połowie lat siedemdziesiątych. Wniosek ten wysnuł on po przeanalizowaniu pomiarów atmosfery Wenus, których dokonał próbnik Pioneer—Venus po dotarciu do planety w grudniu 1978 roku. Instrumenty sondy wykryły wtedy obłok zawierający znacznie więcej $SO_2$, niż wynikałoby to z wcześniejszych ustaleń dla całej atmosfery. Zaobserwowano również niewielkie zamglenie na znacznej wysokości, spowodowane prawdopodobnie skupieniem kropelek kwasu siarkowego. Esposito odkrył, iż w ciągu pięciu lat ilość $SO_2$ w atmosferze spadła do jednej dziesiątej wartości z końca roku 1978, przy porównywalnym zmniejszeniu się zamgleń. Zauważył także, że podobny cykl „zamglenie—rozjaśnienie" przejawiał się pod koniec lat pięćdziesiątych. W każdym przypadku erupcja wulkaniczna mogła spowodować wyrzucenie gazu i aerozoli w atmosefrę do wysokości około 50 km nad powierzchnię.

Inne tłumaczenie obserwowanych zjawisk, np. przedstaniem się gazu z niższych, bogatych w siarkę warstw atmosfery do stratosfery, jest nieprzekonywujące — Esposito sądzi, iż atmosfera między tymi warstwami jest raczej stabilna. Ponadto lądowniki Pioneer—Venus wykryły również pewien nadmiar $SO_2$ w niższych warstwach atmosfery. Szczególnie ten ostatni fakt zasługuje na uwagę — przypuszcza się, że $SO_2$ z atmosfery powinno reagować z wapniem ze skał i w ten sposób powoli zanikać jako gaz. Stała jego obecność wskazuje zatem, iż istnieją źródła wyzwalające $SO_2$ do atmosfery. Ron Prinn z Massachussets Institute of Technology sugeruje, iż lawa wulkaniczna może zawierać piryty (FeS — ich występowanie sugerowały dane Pioneera), które rea-

* Patrz *Urania* nr 11/1983, str. 294.

gując stopniowo z wodą i dwutlenkiem węgla dają dwutlenek siarki i kwas siarkowy. Zarówno Esposito jak i Prinn sądzą, iż wulkany aktywne są również obecnie, a erupcje powinny być dość częstym zjawiskiem.

Ostatnio pojawiły się doniesienia, jakoby radzieckie sondy Wenera 15 i 16, wykonujące radarową mapę Wenus, odkryły czynne wulkany. Brak jednak bliższych informacji na ten temat. Jeden z opublikowanych przez agencję TASS obrazów radarowych przedstawia krater, prawdopodobnie pochodzenia wulkanicznego, znajdujący się w pobliżu bieguna północnego plantey, w wyżynnym obszarze nazywanym Metis Regio. Rzeźba terenu w jego okolicy mogła zostać ukształtowana przez wylew lawy.

Wg *Sky and Telescope*, 1984, 67, 129

*ANDRZEJ SITARZ*

**Podstawowe dane liczbowe o planecie Wenus**

| | |
|---|---|
| Średnia odległość od Słońca | $108{,}2 \cdot 10^6$ km = 0,723 j.a. |
| Syderyczny (gwiazdowy) okres obiegu | 224,7 doby ziemskiej |
| Synodyczny okres obiegu | 584,0 dób ziemskich |
| Okres obrotu | 243,0 dób ziemskich |
| Długość doby | 116,7 doby ziemskiej |
| Gęstość strumienia promieniowania słonecznego na orbicie Wenus | 0,26 W/cm$^2$ |
| Albedo | 0,77 |
| Temperatura efektywna planety | 228 K |
| Średni promień powierzchni | 6051,5 km |
| Średni promień zewnętrznej granicy warstwy obłoków | 6120 km |
| Masa | $4{,}871 \cdot 10^{27}$ g |
| Średnia gęstość | 5,24 g/cm$^3$ |
| Ciążenie na powierzchni | 887 cm/s$^2$ |
| Temperatura przy powierzchni | 735 K |
| Ciśnienie przy powierzchni | 90 atmosfer |
| Stosunek masy atmosfery do masy planety | $10^{-4}$ |
| Główne składniki atmosfery: | |
| dwutlenek węgla | około 96% |
| azot | około 4% |

*K.Z.*

**Sondy wenusjańskie**

Prezentowane w tym numerze pierwsze wyniki misji radzieckich sond Wenera 15 i 16 są okazją do przypomnienia dotychczasowych lotów do planety Wenus. Poniższe zestawienie zawiera najważniejsze informacje o wszystkich sondach wenusjańskich wystrzelonych do połowy 1984 roku.

| Nazwa sondy | Kraj | Data startu z Ziemi | Data osiągnięcia Wenus | Uwagi |
|---|---|---|---|---|
| Wenera 1 | ZSRR | 12 II 1961 | 19 V 1961 | Zbliżenie: 99 800 km |
| Mariner 2 | USA | 26 VIII 1962 | 14 XII 1962 | Zbliżenie: 34 830 km |
| Wenera 2 | ZSRR | 12 XI 1965 | 27 II 1966 | Zbliżenie: 23 950 km |
| Wenera 3 | ZSRR | 16 XI 1965 | 1 III 1966 | Wtargnięcie w atmosferę do wysokości 32 km |
| Wenera 4 | ZSRR | 12 VI 1967 | 18 X 1967 | Prawdopodobnie spadek na powierzchnię |
| Mariner 5 | USA | 14 VI 1967 | 19 X 1967 | Zbliżenie: 3990 km |
| Wenera 5 | ZSRR | 5 I 1969 | 16 V 1969 | Prawdopodobnie spadek na powierzchnię |
| Wenera 6 | ZSRR | 10 I 1969 | 17 V 1969 | „ |
| Wenera 7 | ZSRR | 17 VIII 1970 | 15 XII 1970 | Lądowanie, praca 23 min. na powierzchni |
| Wenera 8 | ZSRR | 27 III 1972 | 22 VII 1972 | Lądowanie, praca 50 min. na powierzchni |
| Mariner 10 | USA | 3 XI 1973 | 5 II 1974 | Zbliżenie: 5310 km po drodze do Merkurego |
| Wenera 9 | ZSRR | 8 VI 1975 | 23 X 1975 | Lądowanie + orbiter, Pierwsze zdjęcia powierzchni |
| Wenera 10 | ZSRR | 14 VI 1975 | 26 X 1975 | „ |
| Pioneer Venus Orbiter | USA | 20 V 1978 | 4 XII 1978 | Altimetria radarowa powierzchni |
| Pioneer Venus Probe | USA | 8 VIII 1978 | 9 XII 1978 | 5 próbników atmosfery, jeden pracował 67 min. na powierzchni |
| Wenera 11 | ZSRR | 8 IX 1978 | 25 XII 1978 | Lądowanie, praca 95 min. na powierzchni |
| Wenera 12 | ZSRR | 14 IX 1978 | 21 XII 1978 | Lądowanie, praca 110 min. na popowierzchni |

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Wenera 13 | ZSRR | 30 X | 1981 | 1 III | 1982 | Lądowanie, zdjęcia powierzchni |
| Wenera 14 | ZSRR | 4 XI | 1981 | 5 III | 1982 | „ |
| Wenera 15 | ZSRR | 2 VI | 1983 | 10 X | 1983 | Orbiter, obrazy radarowe |
| Wenera 16 | ZSRR | 7 VI | 1983 | 14 X | 1983 | „ |

K.Z.

## KRONIKA HISTORYCZNA

### Maria Kunicka (1620—1664). Pierwsza Polka-astronom

W bieżącym roku mija 320 rocznica śmierci Marii Kunickiej, pierwszej polskiej kobiety-astronoma, przez współczesnych nazywaną Śląską Palladą (Pallas Silesiae).

Maria była starszą córką doktora Henryka Kunickiego, filozofa i medyka. Urodziła się w 1620 roku w Świdnicy. Kiedy miała 19 lat, zasłynęła już nie tylko z urody, lecz również z rozległej wiedzy i rozważań astronomicznych.

Do Świdnicy przybył w tym czasie sławny matematyk niemiecki doktor Eliasz von Loven, — który — chociaż już był słyszał o uzdolnionej Marii Kunickiej — początkowo dość sceptycznie odnosił się do jej umiejętności astronomicznych. Po bliższym poznaniu córki doktora przekonał się jednak, że jej sława jako astronoma jest zasłużona. Wkrótce nie tylko umysł, ale i serce matematyka zajmuje piękna Maria, która odwzajemnia jego uczucie. Zawarcie związku małżeńskiego przyspieszyła śmierć ojca Marii — Eliasz von Loven postanowił zostać na zawsze opiekunem panny Kunickiej i uzyskawszy zgodę jej krewnych, wziął z nią ślub.

Maria Kunicka-von Loven (przez Eliasza nazywana często „mea Cunitia") podejmuje pracę nad naukowym dziełem zatytułowanym później *Urania propitia, sive tabulae astronomicae*. Pomaga jej w tym mąż starając się stworzyć jak najlepsze warunki — nic dziwnego, sam przecież jest uczonym. Kunicka prowadzi obserwacje, utrzymuje liczne kontakty z różnymi uczonymi — między innymi z astronomem gdańskim Janem Heweliuszem.

Nie dane jej było ukończyć w spokoju swoje dzieło. Wojna trzydziestoletnia dociera i do Świdnicy. Maria i Eliasz muszą uchodzić ze Śląska zabierając tylko najpotrzebniejszy dobytek. Przenoszą się do Rzeczypospolitej, w której panuje wtedy król Władysław IV. Osiedlają się w Ołoboku koło Kalisza. Maria zamieszkuje w klasztorze cystersek, dokąd przenosi się później również jej mąż dzięki wyrozumiałości przeoryszy klasztoru Urszuli Kobiersickiej.

W murach tego klasztoru, w ciągu kilku lat, prowadzi Maria Kunicka-von Loven obserwacje i obliczenia przygotowując się do opublikowania dzieła *Urania propitia...*, o które dopominają się już uczeni Niemiec i Polski. W 1645 roku Maria Kunicka ukończyła część trzecią dzieła *Urania propitia...* Pora przekazać je do druku. Wybór pada na oficynę drukarską Johanna Seyffertusa w Byczynie, dokąd przenoszą się również von Lovenowie. W Byczynie ukazuje się wreszcie — ale

dopiero w 1654 roku — całość traktatu *Urania propitia, sive tabulae astronomicae*; księgi w trzech częściach na 144 stronicach z 286 tablicami astronomicznymi.

Sława Marii Kunickiej-von Loven dociera również do królowej Marii Ludwiki Gonzagi, żony króla Jana Kazimierza, który w tym czasie był zmuszony schronić się przed potopem szwedzkim na Śląsku w księstwie opolskim, oddanym Wazom w zastaw przez Habsburgów. Królowa Maria Gonzaga chciałaby się dowiedzieć przyszłości od swojej imienniczki. Wysyła do niej ministra Piotra des Noyers. Lecz Maria Kunicka jest astronomem, nie astrologiem. Misja pana des Noyers nie przynosi rezultatów.

W 1655 roku von Lovenów spotyka wielkie nieszczęście. Pożar, który wybuchł w Byczynie, strawił również ich dom. Spłonęło wszystko. „Całe nasze mienie, biblioteka i przyrządy naukowe, aparaty astronomiczne, tajemne medykamenta, zbierane przez lat trzydzieści przez mego męża na pożytek ludziom z największym mozołem i kosztami, dalej z górą dwieście najpewniejszych obliczeń astronomicznych, listy przyjaciół — wszystko to w ciągu pół godziny zmieniło się w garść popiołu". Tak napisała później Maria Kunicka do Piotra des Noyers.

Po pożarze bezdomni Eliasz i Maria znajdują gościnę w Księżnej Brzegu w Opolu. Tam też Kunicka zostaje przedstawiona królowej...

Niestety, spłonął również prawie cały nakład księgi *Urania propitia, sive tabulae astronomicae*. Ocalało zaledwie kilka egzemplarzy rozesłanych wcześniej do astronomów w różnych krajach. Nie wznowiono więcej tego dzieła i trudno orzec dzisiaj, czy *Urania propitia*... miała jakiś wpływ na rozwój siedemnastowiecznej astronomii.

Maria von Loven, z domu Kunicka, zmarła w 1664 roku. Nie odtworzyła dzieła swego życia, później została zapomniana. Przypomniała o niej dopiero Krystyna Kolińska w książce *Zamek na lewych papierach* (Wyd. „Śląsk", Katowice 1979).

*T. ZBIGNIEW DWORAK*

---

## KRONIKA PTMA

### Bronisław Jankowski (1912—1984)

W dniu 15 stycznia 1984 roku zmarł nagle w wieku 72 lat Bronisław Jankowski, członek Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii od 1954 roku. Zmarły był zaangażowany w działalności Oddziału Poznańskiego PTMA jako członek Komisji Rewizyjnej, a ostatnio jako skarbnik Zarządu. Był specjalistą od budowy teleskopów i szlifowania luster. Wykonał cztery teleskopy amatorskie typu Newtona, z których jeden ofiarował Szkole Podstawowej nr 58 w Poznaniu. W 1978 roku wykonał kulę metalową o średnicy 150 mm do sporządzenia wahadła Foucaulta, którą ofiarował naszemu Oddziałowi. Cechowała Go życzliwość do ludzi, chętnie udzielał fachowych rad dotyczących szlifowania zwierciadeł. Był zamiłowanym miłośnikiem astronomii. W 1973 roku Walny Zjazd Delegatów PTMA przyznał Mu Srebrną Honorową Odznakę Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii.

Cześć Jego pamięci!

*Zarząd Oddziału PTMA w Poznaniu*

## NOWOŚCI WYDAWNICZE

*Józef S. Szkłowski*, **Życie gwiazd**, z rosyjskiego tłumaczył *Tomasz Kwast*, Wydawnictwo Wiedza Powszechna, Warszawa 1982, stron 474, nakład 10 000 + 300 egz., cena 230 zł.

W tzw. Złotej Serii Wiedzy Powszechnej ukazała się już czwarta (po *Astronomii z perspektywy czasu* W. Zonna, *Dziejach materii przez fizyków odczytanych* B. Kuchowicza i J. T. Szymczak oraz *We wnętrzu Wszechświata* J. Stodółkiewicza) książka astronomiczna. Jest to *Życie gwiazd* znakomitego radzieckiego astrofizyka Józefa Szkłowskiego w tłumaczeniu Tomasza Kwasta. W stosunku do książek poprzednich jest, według mnie, znacznie trudniejsza choćby dlatego, że pisząc właściwie tylko o jednym rodzaju obiektów astronomicznych Autor mógł zagłębić się w daleko idące szczegóły. Książka składa się z czterech części — Gwiazdy rodzą się, Gwiazdy świecą, Gwiazdy wybuchają i Gwiazdy umierają — podzielonych na 18 rozdziałów. Poczynając od zupełnie elementarnych wiadomości o obserwacjach gwiazd, o konstruowaniu diagramu HR, o ośrodku międzygwiazdowym — Autor przedstawia całą gwiezdną ewolucję od protogwiazd w obłokach pyłowo-gazowych, poprzez ciąg główny aż do mniej lub bardziej gwałtownej śmierci. Nie zabrakło miejsca dla gwiazd zmiennych, dla ewolucji układów podwójnych, można przeczytać o kosmicznych maserach, pulsarach i czarnych dziurach. Lektura jest pasjonująca choć utrudniona np. przez małą (w stosunku do długości tekstu) ilość rysunków i brak tabel (na 467 stronach jest tylko 116 obrazków). I tak np. aż się prosi rysunek przy opisie kształtu Galaktyki, jej ramion spiralnych i różniczkowej rotacji (str. 63 i dalsze), czy tabelka gęstości materii międzygwiazdowej — ile jest pyłu, gazu, pierwiastków ciężkch — na str. 56. Wyławianie tego typu szczegółów, niejednokrotnie umieszczonych na kilku sąsiednich stronach tekstu, bez możliwości zerknięcia na zbiorczą tabelkę, jest bardzo uciążliwe. Podobnie jak to, że w odsyłaczach (które na szczęście są częste) podane są numery rozdziałów a nie stron. Przykre wrażenie robią bardzo złe technicznie reprodukcje zdjęć. I jeszcze zupełny drobiazg — na ogół jeśli już nie spolszcza się angielskiego *collaps* na *zapadanie się* to piszemy *kolaps*, a w książce systematycznie pojawia się *kollaps*.

Wszystko to nie zmienia faktu, że książkę tę warto nie tylko przeczytać ale po prostu ją mieć i móc do niej często wracać.

*MAGDALENA SROCZYŃSKA-KOŻUCHOWSKA*

---

## KALENDARZYK ASTRONOMICZNY

**Opracował G. Sitarski** **Lipiec 1984 r.**

**Słońce**

Deklinacja Słońca z dnia na dzień maleje, a w związku z tym dzień też się już nieco skraca. W Warszawie 1 lipca Słońce wschodzi o $4^h19^m$, zachodzi o $21^h1^m$, a 31 lipca wschodzi $4^h55^m$, zachodzi o $20^h29^m$. W lipcu Słońce wstępuje w znak Lwa.

Dane dla obserwatorów Słońca (na 14h czasu wsch.-europ.)

| Data 1984 | P | $B_0$ | $L_0$ | Data 1984 | P | $B_0$ | $L_0$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| VII 1 | —2°38 | +2°96 | 213°19 | VII 17 | + 4°82 | +4·60 | 1°44 |
| 3 | —1.46 | +3.18 | 186.72 | 19 | + 5.69 | +4.78 | 334.98 |
| 5 | —0.56 | +3.40 | 160.25 | 21 | + 6.56 | +4.96 | 308.52 |
| 7 | +0.35 | +3.61 | 133.78 | 23 | + 7.41 | +5.13 | 282.06 |
| 9 | +1.26 | +3.82 | 107.31 | 25 | + 8.25 | +5.30 | 255.60 |
| 11 | +2.16 | +4.02 | 80.84 | 27 | + 9.08 | +5.46 | 229.14 |
| 13 | +3.04 | +4.22 | 54.38 | 29 | + 9.90 | +5.62 | 202.69 |
| 15 | +3.94 | +4.41 | 27.90 | 31 | +10.71 | +5.76 | 176.24 |

P — kąt odchylenia osi obrotu Słońca mierzony od północnego wierzchołka tarczy; $B_0$, $L_0$ — heliograficzna szerokość i długość środka tarczy.
17d16h38m — heliograficzna długość środka tarczy wynosi 0°.

**Księżyc**

Kolejność faz Księżyca jest w tym miesiącu następująca: 5d23h pierwsza kwadra, 13d4h pełnia, 21d6h ostatnia kwadra i 28d14h nów. W perygeum Księżyc znajdzie się dwukrotnie, 3 i 30 lipca, a w apogeum 18 lipca. W lipcu tarcza Księżyca zakryje Saturna i Urana, ale żadne z tych zjawisk nie będzie u nas widoczne.

**Planety i planetoidy**

W drugiej połowie miesiąca wieczorem możemy obserwować Merkurego jako gwiazdę około +0.5 wielkości nisko nad zachodnim horyzontem. Pod koniec miesiąca może nam się też uda dostrzec Wenus, jeszcze niżej niż Merkury nad zachodnim horyzontem świeci jednak jako Gwiazda Wieczorna —3.4 wielkości. Mars widoczny jest w pierwszej połowie nocy w gwiazdozbiorze Wagi, oddala się od Ziemi i jego jasność spada w ciągu miesiąca od —0.9 do —0.3 wielk. gwiazd. W gwiazdozbiorze Wagi widoczny jest także Saturn jako gwiazda +0.7 wielkości. Jowisz widoczny jest prawie całą noc jako gwiazda —2.2 wielkości w gwiazdozbiorze Strzelca; tam też odnajdziemy Neptuna, ale wśród gwiazd 8 wielkości. Uran widoczny jest w pierwszej połowie nocy w gwiazdozbiorze Wężownika (6 wielk. gwiazd.), a Pluton dostępny jest w pierwszej połowie nocy w gwiazdozbiorze Panny, ale tylko przez duże teleskopy (około 14 wielk. gwiazd.). Cztery najjaśniejsze planetoidy nadal są w niekorzystnych warunkach obserwacyjnych.

**Meteory**

Od połowy lipca do połowy sierpnia promieniują meteory z roju delta Akwarydów; maksimum przypada na 27 i 28 lipca. Podwójny radiant leży w gwiazdozbiorze Wodnika i ma współrzędne: rekt. 22h36m, dekl. —17° i 0°. W tym roku warunki obserwacji są bardzo dobre.

$1^d$ Wieczorem na tle tarczy Jowisza przechodzą księżyce 2 i 3 oraz ich cienie, a księżyc 1 ukryty jest w cieniu planety. O $22^h11^m$ obserwujemy koniec zaćmienia księżyca 1 (blisko prawego brzegu tarczy w lunecie odwracającej), o $22^h45^m$ księżyc 2 kończy przejście, a o $22^h51^m$ jego cień schodzi z tarczy planety. Koniec przejścia księżyca 3 nastąpi o $23^h57^m$, a jego cienia o $24^h10^m$.

$3^d8^h32^m$ Ziemia na swej orbicie najdalej od Słońca w odległości 152 milionów km.

$6^d$ Do $22^h50^m$ na tarczy Jowisza widoczna jest plamka cienia jego 4 księżyca.

$7^d$ O $19^h$ bliskie złączenie Saturna z Księżycem; zakrycie planety przez tarczę Księżyca widoczne będzie w Afryce, na Madagaskarze i na Oceanie Indyjskim. O $24^h$ Mars w złączeniu z Księżycem w odl. 4°. Obserwujemy też początek przejścia 1 księżyca (o $24^h24^m$) i jego cienia ($24^h37^m$) na tle tarczy Jowisza.

$8^d$ Księżyce 2 i 3 wraz ze swymi cieniami przechodzą na tle tarczy Jowisza, a księżyc 1 za tarczą planety. Obserwujemy: początek przejścia księżyca 2 (o $22^h23^m$) i jego cienia (o $22^h49^m$), koniec zaćmienia księżyca 1 (o $24^h5^m$) oraz początek przejścia księżyca 3 (o $24^h9^m$) i jego cienia (o $24^h58^m$).

$10^d1^h$ Bliskie złączenie Urana z Księżycem; zakrycie planety przez tarczę Księżyca widoczne będzie w Ameryce Południowej, na Południowym Atlantyku, w Afryce Południowej i na Madagaskarze.

$11^d13^h$ Złączenie Księżyca z Neptunem w odl. 3°.

$12^d1^h$ Jowisz w złączeniu z Księżycem w odl. 3°.

$14^d6^h$ Saturn nieruchomy w rektascensji.

$15^d$ O $23^h21^m$ obserwujemy początek zakrycia 1 księżyca przez tarczę Jowisza, a o $24^h37^m$ początek przejścia księżyca 2 na tle planety.

$16^d4^h$ Pluton nieruchomy w rektascensji. Wieczorem księżyc 1 i jego cień przechodzą na tle tarczy Jowisza; obserwujemy koniec przejścia: księżyca 1 o $22^h50^m$ i jego cienia o $23^h15^m$.

$17^d$ O $22^h49^m$ obserwujemy koniec zaćmienia 2 księżyca Jowisza.

$19^d$ Tym razem o $22^h3^m$ obserwujemy koniec zaćmienia 3 księżyca Jowisza (pojawi się on nagle z cienia planety w pewnej odległości od brzegu tarczy, w lunecie odwracającej z prawej strony).

$22^d17^h58^m$ Słońce wstępuje w znak Lwa, jego długość ekliptyczna wynosi 120°.

$23^d$ Księżyc 1 i jego cień przechodzą na tle tarczy Jowisza. Obserwujemy początek przejścia: księżyca o $22^h21^m$, cienia o $22^h55^m$.

$24^d$ Księżyce 1 i 2 ukryte są za tarczą Jowisza. O $22^h22^m$ obserwujemy koniec zaćmienia księżyca 1 (księżyc 2 jest nadal niewidoczny).

$30^d9^h$ Merkury w złączeniu z Księżycem w odl. 7°. Księżyc 1 zbliża się do brzegu tarczy Jowisza: o $24^h7^m$ obserwujemy początek przejścia księżyca 1, a o $24^h50^m$ na tarczy planety pojawi się jego cień.

$31^d$ Dwa księżyce Jowisza ukryją się za tarczą planety: o $21^h18^m$ księżyc 1, a o $23^h53^m$ księżyc 2. Księżyc 1 przejdzie za tarczą planety przez strefę jej cienia i o $24^h17^m$ nastąpi koniec zaćmienia tego księżyca. W tym czasie blisko brzegu tarczy widoczny jest księżyc 4, który dopiero zbliża się do strefy cienia (oddalając sę od brzegu tarczy planety); początek zaćmienia tego księżyca nastąpi dopiero o $25^h21^m$ (czyli 1 sierpnia o $1^h21^m$).

Momenty wszystkich zjawisk podane są w czasie wschodnio-europejskim, czasie letnim w Polsce.

CONTENTS

W. Parzydło — Protostars or about Evolution before the Main Sequence.

T. Kwast — Evection and other Inequalities in the Moon's Motion.

R. Janiczek — Changes of Brightness of Planets.

Chronicle: From the Works of Polish Astronomers in 1983 — In a Searching of Common Language — Radar Images of Venus — Active Volcanoes on Venus — Basic Data on Venus — Venus' Missions.

Historical Chronicle: Maria Kunicka (1620—1664). The First Polish Women-Astronomer.

PTMA Chronicle.

New Books.

Astronomical Calendar.

СОДЕРЖАНИЕ

В. Пажидло — Протозвёзды или об эволюции до главной последовательности.

Т. Кваст — Эвекция и другие неравенства движения Луны.

Р. Яничек — Изменения блеска планет.

Хроника: Из работ польских астрономов в 1983 г. — В поисках общего языка — Радарные изображения Венеры — Действующие вульканы на Венере — Основные данные о Венере — Зонды Венеры.

Историческая хроника: Мария Куницка (1620—1664). Первая полька-астроном.

Хроника Общества (PTMA).

Новые книги.

Астрономический календарь.

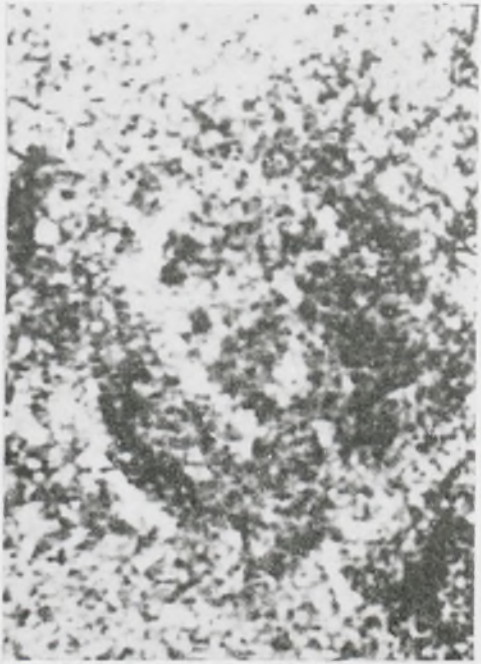
**Od Redakcji**

Przepraszamy wszystkich Czytelników za niezależne od nas kompletne załamanie się systemu dystrybucji *Uranii* od początku bieżącego roku. Ufamy, że Zarząd Główny PTMA podejmie skuteczne kroki zaradcze by zapewnić regularne i terminowe rozsyłanie naszego miesięcznika.

URANIA — Miesięcznik Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii. Redaguje kolegium w składzie: Krzysztof Ziołkowski — redaktor naczelny, Magdalena Sroczyńska-Kożuchowska — sekretarz redakcji, T. Zbigniew Dworak — redaktor techniczny. ADRES REDAKCJI: ul. Bartycka 18, 00-716 Warszawa. ADRES ADMINISTRACJI: Zarząd Główny PTMA, ul. Solskiego 30/8, 31-027 Kraków, tel. 22 38 92; nr konta PKO I OM Kraków 35510-16391-132. WARUNKI PRENUMERATY: roczna dla członków PTMA — 294 zł, cena pojedynczego egzemplarza — 25 zł, zgłoszenia w administracji, adres j.w.

Wydawca: Zakład Narodowy im. Ossolińskich — Wydawnictwo PAN, Wrocław. Oddział w Krakowie, 1984. Nakład 3020+130 egz. Obj. ark. wyd. 3,0, ark. druk. 2,0. Pap. druk. sat. kl. V, 65 g, 61 × 86.
Indeks 38001

Drukarnia Związkowa, Kraków, ul. Mikołajska 13 — 2385/84 — R-16 — 3130+32



Cena zł 25.—

Indeks 38001