PL ISSN 0032—5414

POSTĘPY ASTRONOMII

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY ASTRONOMICZNEJ

PTA

TOM XXVII — ZESZYT 3
LIPIEC — WRZESIEŃ 1979

WARSZAWA—ŁÓDŹ 1979
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

BIBLIOTEKA UNIWERSYTECKA w Toruniu

POLSKIE TOWARZYSTWO ASTRONOMICZNE

POSTĘPY ASTRONOMII

KWARTALNIK

TOM XXVII — ZESZYT 3
LIPIEC — WRZESIEŃ 1979

WARSZAWA—ŁÓDŹ 1979
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor naczelny:
Jerzy Stodółkiewicz, Warszawa

Członkowie:

Stanisław Grzędzielski, Warszawa
Andrzej Woszczyk, Toruń

Sekretarz Redakcji:
Tomasz Kwast, Warszawa

Adres Redakcji: 00-716 Warszawa, ul. Bartycka 18
Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika (PAN)

WYDAWANE Z ZASIŁKU
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

E.3415/79

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXVII (1979). Zeszyt 3

ASTROMETRIA KOSMICZNA

BARBARA KOŁACZEK
Centrum Badań Kosmicznych (Warszawa)

КОСМИЧЕСКАЯ АСТРОМЕТРИЯ

Б. Колачек

Содержание

В статье описан проект искусственного спутника оборудованного астрометрическим телескопом. Этот эксперимент должен принести заметнос уточнение астрометрических данных.

SPACE ASTROMETRY

Summary

The project of the artificial satellite equipped with astrometric telescope is described. The experiment should give a substantial increase of the astrometric data accuracy.

W astrometrii, najstarszej gałęzi astronomii, rozpoczyna się obecnie epoka satelitarna. Astronomię ominęła dotychczas eksplozja rozwoju, jaką przeżyły w ostatnich dziesięcioleciach inne działy astronomii, a także, fizyka, geofizyka i geodezja, dzięki nowym technikom obserwacyjnym, pomiarowym i obliczeniowym oraz satelitarnym i rakietowym. Ponieważ atmosfera ziemska stanowi główne ograniczenie dokładności i ilości pomiarów astrometrycznych na Ziemi, szybki rozwój astrometrii umożliwić mogą tylko pomiary satelitarne.

Europejska Agencja Kosmiczna ESA (European Space Agency) opracowuje projekt satelity wyposażonego w specjalny, astrometryczny teleskop; jego nazwa jest akronimem nazwy projektu naukowego, dla realizacji którego satelita ten będzie wysłany na orbitę, tj.: HIgh Precision PARalax COllecting Satellite (ESA 1978). Hipparcos jest, w transkrypcji angielskiej, nazwiskiem sławnego astronoma greckiego (190–220 p.n.e.), który m. in. jako pierwszy

Tabela 1

Charakterystyka teleskopu astrometrycznego satelity Hipparcos

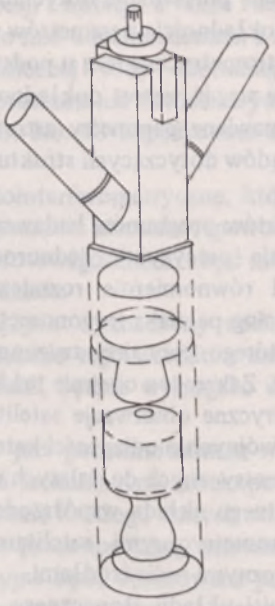
Średnica obiektywu	25 cm
Ogniskowa	250 cm
Pole widzenia	1^o
Odwzorowanie	1"/12,2 μm
Waga	86 kg
Termostatyczny inwarowy tubus zapewniający stabilność temperatury w granicach	1^o
Dopuszczalna tolerancja gięcia części mierzących teleskopu	0,"001/20 min
Obrót teleskopu wokół osi *z* (rys.)	10/okres obiegu satelity
Obrót osi *z* wokół kierunku satelita-Słońce	6–12 /rok
Rozmiary fotoelektrycznej siatki i szerokość szczelin	40 x 50 mm; 15μm
Zasilanie	Słoneczne

wyznaczył paralaksę Księżyca, otrzymując właściwą przybliżoną jego odległość równą 30 średnicom Ziemi.

Celem tego projektu przedstawionego w raporcie ESA ma być pomiar 5 astrometrycznych parametrów ciał niebieskich, tj. pozycji, ruchu własnego i paralaksy trygonometrycznej dla 50–100 tys. gwiazd o jasności większej od 11^m–13^m, w zależności od przyjętego ostatecznie programu i z dokładnością co najmniej o rząd wyższą od osiąganej dotychczas.

Projektowany satelita ma być wysłany na orbitę kołową geosynchroniczną o nachyleniu ok. 20^o do równika, a 3^o do ekliptyki i będzie wyposażony w teleskop astrometryczny, którego charakterystykę podaje tab. 1, a szkic – rysunek.

Pomiar astrometrycznych parametrów będzie realizowany przez precyzyjny pomiar kątowej odległości gwiazd odległych o ok. 70^o, dokonywany przez sprowadzenia do wspólnej płaszczyzny ogniskowej obrazów uzyskanych z 2 teleskopów nachylonych pod stałym kątem ok. 70^o, za pomocą odpowiedniego zestawu luster. Pomiar różnicowy odległości gwiazd będzie dokonywany na zasadzie fotoelektrycznej rejestracji przejść gwiazd. Ruch obrotowy teleskopu wokół osi *z* (por. rysunek) z szybkością 10 obrotów w ciągu 1 obiegu po orbicie, tj. 24 h, połączony z ruchem obrotowym osi wokół kierunku satelita-Słońce z szybkością 6–12 obrotów na rok pozwoli na obserwacje gwiazd na całym niebie. Eksperyment obserwacyjny ma trwać 2,5 roku. Jednorodne opracowanie materiału obserwacyjnego i przygotowanie katalogu wyznaczonych parametrów astrometrycznych potrwa kilka następnych lat. Rozmiary tego opracowania może scharakteryzować fakt, że przewiduje się wyznaczenie około półtora



Szkic teleskopu astrometrycznego

Tabela 2

Porównanie dokładności parametrów astrometrycznych wyznaczanych z obserwacji ziemskich i satelitarnych

Parametr	Hipparcos		Pomiary ziemskie	
	przewidywana dokładność	uwagi	największa osiągana dokładność	uwagi
Pozycja gwiazd	0,"0015	Dla 50–100 tys. gwiazd o jasności $m < 11^m–13^m$ zależnie od programu	0,"04	Dokładność pozycji katalogu FK4, zawierającego 1500 gwiazd
Ruch własny	0,"002/rok	Dokładność przewidywana po 2,5 latach obserwacji	0,"002/rok	Dokładność uzyskana po kilkudziesięciu latach obserwacji. Z uwagi na duże błędy systematyczne i przypadkowe, ruchy własne mają w większości wartość statystyczną
Paralaksa	0,"002		0,"013	Paralaksy trygonometryczne znane są dla ok. 7000 gwiazd i obarczone są dużymi błędami systematycznymi

miliona niewiadomych. Tabela 2 podaje porównanie dotychczasowej dokładności parametrów astrometrycznych z przewidywaną dokładnością parametrów wyznaczonych przez Hipparcosa.

Pamiętając, że precyzyjne dane astrometryczne leżą u podstaw wielu astrofizycznych teorii i kosmologicznych hipotez, przewiduje się, iż wzrost dokładności – a przede wszystkim liczby gwiazd, dla których znane będą omawiane parametry astrometryczne – spowoduje zmianę wielu dotychczasowych teorii i poglądów dotyczących struktury i ewolucji gwiazd i galaktyk, a także całej kosmologii.

Zgłoszono już kilkadziesiąt projektów programów badawczych dla satelity Hipparcos. Bezpośrednim jego osiągnięciem będzie precyzyjny, jednorodny katalog pozycji i ruchów własnych dla 50–100 tys. gwiazd równomiernie rozmieszczonych na sferze niebieskiej (2 gwiazdy na 1° kwadratowy) i katalog paralaks trygonometrycznych gwiazd o odległościach mniejszych od 75 ps, w zakresie którego paralaksy trygonometryczne będą mierzalne przy dokładności obserwacji satelitarnych. Zakres ten obejmie też kilka gromad otwartych, a przede wszystkim Hiady. Ponadto astrometryczne obserwacje satelitarne pozwolą na wykrycie kilku tysięcy nowych ciasnych gwiazd podwójnych o odległości kątowej $< 0\overset{''}{.}2$.

Wykorzystanie tych danych astrometrycznych do dalszych opracowań pozwoli na:

1. Uzyskanie inercjalnego, absolutnego układu współrzędnych, który powstanie w wyniku powiązania metodami radiointerferometrycznymi satelitarnego astrometrycznego układu współrzędnych gwiazd z pozagalaktycznymi radioźródłami.

2. Udokładnienie dynamiki Ziemi i układu słonecznego, a przede wszystkim wyznaczeń ruchu obrotowego Ziemi i ruchu planet, co pozwoli na wyznaczanie efektów relatywistycznych i wiekowych w ruchu planet.

3. Udokładnienie parametrów rotacji Galaktyki, a także lokalnych ruchów gwiazd w Galaktyce.

4. Znaczny wzrost dokładności wyznaczeń jasności absolutnej gwiazd bliższych. Dokładność $\pm 0\overset{m}{.}2$ będzie osiągnięta dla gwiazd w odległości 50 ps, podczas gdy obecnie jest osiągana dla gwiazd w odległości 10 ps.

5. Uzyskanie pozycji na diagramie H–R dla wielu gwiazd wcześniejszych typów widmowych i czerwonych olbrzymów, a także dokładnej struktury diagramu H–R dla gwiazd typu A, F, G, których duża liczba znajduje się w zakresie odległości 75 ps i będzie miała wyznaczone precyzyjne paralaksy.

6. Wyznaczenie dokładnych mas większej liczby gwiazd podwójnych o znanych orbitach, dla których wyznaczone zostaną paralaksy.

W konsekwencji osiągnięcia te mogą doprowadzić do redefinicji kosmicznej skali odległości, gruntownego poznania kinematyki i dynamiki dużej części Galaktyki, a łącznie z fotometrycznymi i spektroskopowymi danymi przyczynią się do rozwoju teorii chemicznej i dynamicznej ewolucji Galaktyki oraz przetestowania współczesnych teorii kosmologicznych. Tak duży wzrost liczby pomiarów i ich dokładności zawsze był związany z powstaniem nowych teorii i odkryć, toteż nie można obecnie przewidzieć ostatecznych rezultatów misji Hipparcosa.

Wobec perspektyw szybkiego rozwoju astrometrii opartej na pomiarach satelitarnych należy również zastanowić się nad możliwościami i kierunkami rozwoju astrometrii ziemskiej. Będzie można zaniechać pomiarów różnicowych prowadzonych dla celów katalogowych. Natomiast doskonalenie precyzji pomiarów absolutnych pozycji gwiazd będzie miało nadal duże znaczenie dla celów nawiązania różnicowego systemu współrzędnych gwiazd, uzyskanego z pomiarów satelitarnych. Ziemskie astrometryczne obserwacje, prowadzone dla celów wyznaczeń

ruchu obrotowego Ziemi, jej precesji i nutacji, a także ruchu planet, będą wciąż nieodzowne. Dlatego duże znaczenie mają prace nad udoskonaleniem i automatyzacją koła południkowego (Requieme 1978), fotograficznej tuby zenitalnej (Kühne 1978) i astrolabii (Billaud 1978), oparte na wprowadzeniu fotoelektrycznej metody obserwacji, które były prezentowane na kolokwium MUA No. 48 *Współczesna astrometria* (*Modern Astrometry*) w Wiedniu w 1978 r.

Rozwijane wciąż metody radiointerferometryczne, które – jak się przewiduje – osiągną dokładność rzędu 0,"001 w wyznaczaniu kierunku, spowodują wzrost dokładności wyznaczeń precesji i nutacji, a także ruchu obrotowego Ziemi, i być może w przyszłości zastąpią klasyczne metody astrometryczne w tej dziedzinie.

Z laserowych obserwacji Księżyca wyznaczony zostanie dokładny dynamiczny układ współrzędnych. Precyzyjne powiązanie tego układu z inercjalnym układem współrzędnych, opartym na katalogu pozycji gwiazd, będzie wymagało dodatkowych specjalnych pomiarów astrometrycznych.

Omawiany raport ESA, który jest podsumowaniem wstępnej fazy przygotowań założeń projektu, zawiera też opis założeń technicznych teleskopu i matematycznego modelu redukcji danych obserwacyjnych. Opracowanie katalogu danych astrometrycznych jest traktowane jako część projektu i będzie wykonane przez specjalną, astrometryczną grupę zorganizowaną przez ESA. Niezależnie, dane obserwacyjne będą opracowane przez projektodawców realizowanych programów obserwacyjnych. Następnie zarówno katalog, jak i dane obserwacyjne będą udostępnione innym zainteresowanym.

LITERATURA

Billaud G., 1978, IAU Colloquium No. 48 – *Modern Astrometry*, (referat).
ESA, 1978, *Space Astrometry – Hipparcos*, Report on Phase A Study.
Kühne C., 1978, IAU Colloquium No. 48 – *Modern Astrometry* (referat).
Requieme Y., 1978, IAU Colloquium No. 48 – *Modern Astrometry* (referat).

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXVII (1979), Zeszyt 3

AMERYKAŃSKIE PLANY LOTÓW KOSMICZNYCH DO KOMET

BARBARA CZAPIEWSKA

Planetarium Lotów Kosmicznych (Olsztyn)

АМЕРИКАНСКИЕ ПРОЕКТЫ КОСМИЧЕСКИХ ПОЛЁТОВ К КОМЕТАМ

Б. Чапевска

Содержание

В статье описано возможные космические полёты к комете Халлея в 1985–1986 гг. Показано, что это принесло бы много научных информаций несмотря на большую относительную скорость (порядка 60 км/сек) космического корабля и кометы. Существует тоже возможность вторичного использования корабля к полёту к следующей комете.

AMERICAN PROJECTS OF THE SPACE MISSIONS TO COMETS

Summary

The article describes alternative strategies for missions to Halley's comet in 1985–1986. It also shows that a large scientific return would be acquired from a comet intercept in spite of the high flyby speeds of almost 60 km/s that are associated with this mission mode. The possibility of retargeting the cometary spacecraft to additional comets after the Halley intercept also exists.

1. ROZWAŻANIA OGÓLNE

1. WSTĘP

W chwili obecnej komety należą do kategorii ciał niebieskich, o których informacje czerpiemy na podstawie obserwacji z dużych odległości astronomicznych. Dotychczas bowiem tylko w przypadku naszego Księżyca oraz niektórych planet udało się uzyskać wiadomości o nich na miejscu lub z niewielkich odległości, z pomocą odpowiednich sond kosmicznych.

Jedyną możliwością bezpośredniego badania materii kometarnej wydaje się być analiza fizyczna i chemiczna takich meteorytów, o których wiadomo, że są pochodzenia kometarnego. W dzisiejszych czasach możliwości techniczne lotów kosmicznych dają szansę zbliżeń automatycznych statków do wybranych komet, pobrania materiału obserwacyjnego i przekazania go, nawet z dużych odległości, do stacji odbiorczych na powierzchni Ziemi.

II. KOMETY JEDNOPOJAWIENIOWE I OKRESOWE – MOŻLIWOŚCI BADAŃ

Pod względem orbitalnym komety dają się podzielić na dwie klasy: na okresowe i jednopojawieniowe. Podział ten jest również istotny ze względu na zaplanowanie właściwego, odpowiedniego lotu kosmicznego, albowiem w przypadku komety okresowej wiemy z dużym wyprzedzeniem w czasie i z wystarczającą dokładnością, po jakim torze będzie ona biegła. Umożliwia to zarówno wyszukanie i numeryczne opracowanie toru przyszłego statku kosmicznego, jak i uruchomienie go w odpowiedniej chwili i z właściwymi parametrami startu.

Zupełnie inaczej przedstawia się zagadnienie możliwości planowania lotów kosmicznych do komet jednopojawieniowych. Rodzą się tutaj trudności jednoczesnego jakby powiązania w czasie obserwacji niespodziewanej, nowo odkrytej komety, stopniowo wzrastającej dokładności wyznaczanej z tych obserwacji orbity komety oraz zaprojektowania i obliczenia trajektorii statku z przyszłym, a nie przeszłym, startem. Warunek ten wydaje się być możliwy do spełnienia, w szczególności w przypadku komet odkrytych dość wcześnie, przed przejściem przez perihelium.

Na obecnym etapie planowania lotów kosmicznych do komet bierze się pod uwagę komety okresowe wybrane pod względem orbitalnym i czasu ich zbliżeń do Słońca i Ziemi.

III. TYPY ZBLIŻEŃ DO BADANYCH KOMET

Możemy rozróżnić dwa typy zbliżeń statku kosmicznego i komety, mianowicie przelecenie względem siebie (ang. *flyby*) oraz lot koło siebie (fr. *rendezvous*).

W pierwszym przypadku moduły i kierunki wektorów heliocentrycznych prędkości tych obiektów są ogólnie biorąc różne. Podczas zbliżenia prędkości względne komety i statku są duże, a więc czas zbliżenia jest bardzo krótki, co ogranicza możliwości obserwacyjne. Realizacja *flyby* jest stosunkowo łatwa, gdyż wymaga jedynie przecięcia się orbit i wystarczająco jednoczesnej tam obecności obiektów.

W drugim zaś przypadku zarówno moduły jak i kierunki wektorów heliocentrycznych prędkości dwóch obiektów różnią się niewiele. W czasie zbliżenia prędkości względne obiektów są niewielkie, dlatego też ten typ zbliżenia jest korzystniejszy dla możliwości obserwacyjnych, albowiem czas przebywania statku w pobliżu komety jest wyraźnie dłuższy.

Rejon zbliżeń statków badawczych do komet znajduje się w obszarze orbity Ziemi, stąd prędkości heliocentryczne są wtedy, średnio biorąc, rzędu 30–40 km/s. Natomiast w zależności od kierunków wektorów prędkości heliocentrycznych prędkość względna tych obiektów może się zawierać w granicach od wartości bliskich zeru (czyli w praktyce kilku kilometrów na sekundę) do nawet 70–80 km/s.

W związku z tym, że wszystkie loty kosmiczne odbywają się w przestrzeni międzyplanetarnej zgodnie z kierunkiem ruchu obiegowego Ziemi wokół Słońca, prędkości względne

statku i komety podczas zbliżenia zależą od kierunku ruchu heliocentrycznego komety. Dla komet o ruchu prostym prędkości powyższe mogą być rzędu tylko 10–20 km/s, zaś w przypadku komet o ruchu wstecznym mogą osiągać wartości nawet 50–70 km/s.

Zbliżenia typu *flyby* nie wymagają znacznego korygowania trajektorii statku podczas lotu, gdyż zasadniczo jest on typu grawitacyjnego z ewentualnością tylko niewielkich korekcji wynikających z niedokładności realizacji planu lotu.

W odróżnieniu od tego zbliżenie typu *rendezvous* przewiduje i wymaga istotnej zmiany grawitacyjnej trajektorii statku podczas samego lotu, co można uzyskać dodatkowym działaniem silników rakietowych. Mówiąc najogólniej, cały lot składa się z odcinków toru grawitacyjnego i odcinków toru napędowego. Głównym celem takiego złączenia torów jest uzyskanie orbity statku możliwie najbardziej zbliżonej do orbity komety w możliwie długim przedziale czasu.

IV. INSTRUMENTARIUM I MOŻLIWOŚCI BADAWCZE

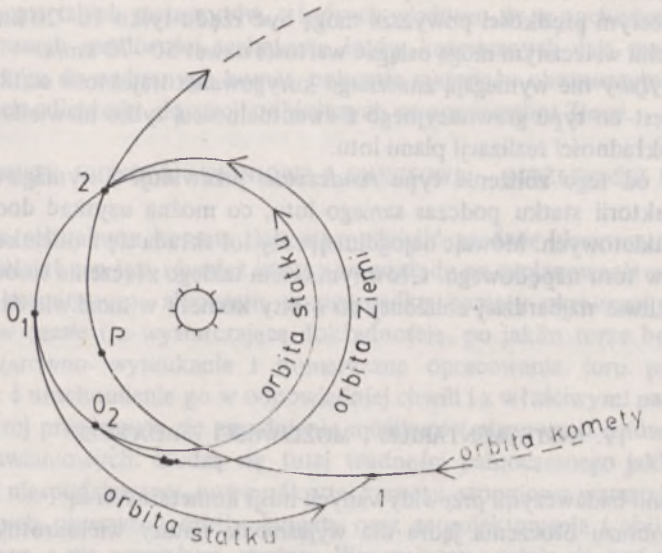
Głównymi celami badawczymi przewidywanych misji kometarnych są:

1. Uzyskanie obrazu otoczenia jądra dla wyjaśnienia natury wielokrotnych kondensacji jądrowych. Posłuży to do sprawdzenia postulowanej obecności halo, złożonego z ziaren lodu, otaczającego obszar jądra. Przewiduje się pomiar rozmiarów i kształtów tych kondensacji jądrowych.
2. Wyznaczenie obfitości i rozkładu przestrzennego obojętnych cząsteczek i pierwiastków w głowie komety.
3. Pomiar gęstości, rozkładu przestrzennego i energetycznego ciężkich cząstek w obszarze głowy i warkocza.
4. Badanie właściwości plazmy kometarnej i pola magnetycznego.
5. Określenie natury oddziaływania wiatru słonecznego z kometą oraz zlokalizowanie fali uderzeniowej i powierzchni kontaktu.
6. Wyznaczenie cech cząstek pyłu, a w szczególności ich składu, rozkładu wielkości i rozkładu przestrzennego.
7. Badanie zmian czasowych w budowie głowy obejmujących jej wodorowe halo, przez wykonanie pomiarów spektrofotometrycznych przy zbliżaniu się i oddalaniu od komety.

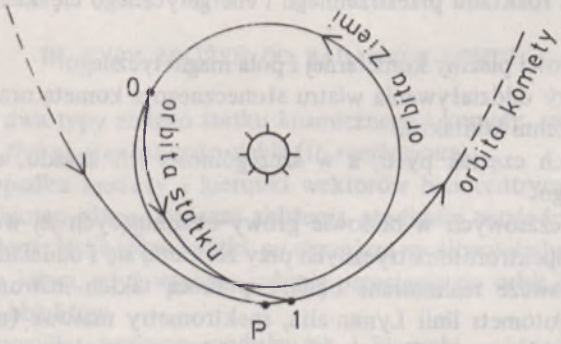
Założone cele badawcze realizowane będą z pomocą takich instrumentów, jak: system uzyskiwania obrazu, fotometr linii Lyman-alfa, spektrometry masowe (neutralny i jonowy), magnetometr, detektor plazmy, analizator elektronów, analizator plazmy i analizator pyłu.

V. RODZAJE TRAJEKTORII BEZPOŚREDNICH LOTÓW DO KOMET

Plany bezpośrednich lotów do komet uwzględniają różne możliwości. Charakterystyczne są tutaj następujące trajektorie: lot statku do spotkania komety przed jej przejściem przez perihelium oraz lot statku do spotkania komety po przejściu jej przez perihelium. Podział ten występuje wyraźnie dla komet o ruchu heliocentrycznym wstecznym dla $i \approx 180^{\circ}$C (rys. 1), natomiast mniej istotne ma znaczenie w przypadku ruchu prostego (rys. 2). Wynika to z faktu, że w przypadku ruchu wstecznego komety, przeciwnego do ruchu prostego statku, istnieją dwie



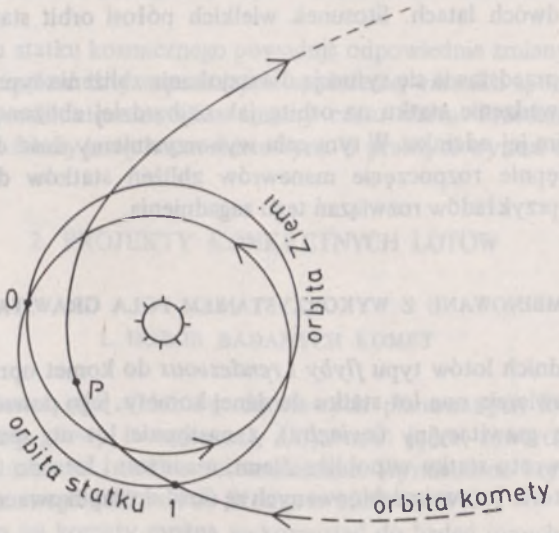
Rys. 1. Loty statków kosmicznych do spotkań z kometą o ruchu wstecznym. *P* – perihelium orbity komety, O_1 i O_2 – starty statków z Ziemi, 1 – spotkanie z kometą przed perihelium, 2 – spotkanie z kometą po perihelium



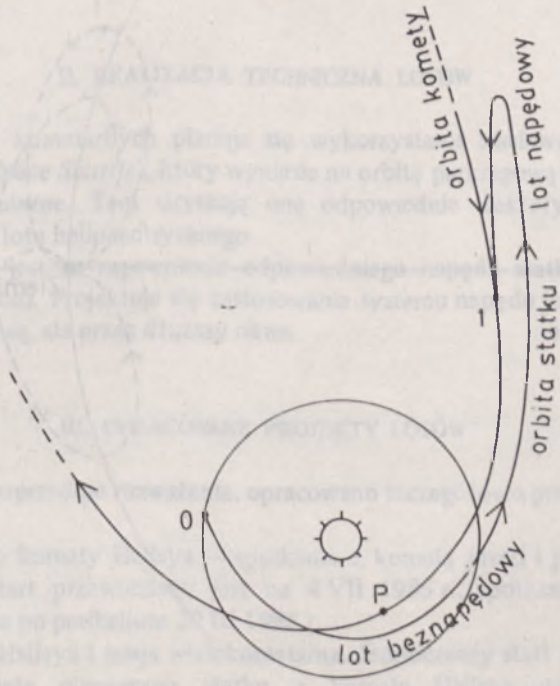
Rys. 2. Lot statku do spotkania z kometą o ruchu prostym. *P* – perihelium orbity komety, 0 – start, 1 – spotkanie

wyraźne możliwości spotkania: wylecenie naprzeciw komety przed jej zbliżeniem do Słońca albo „zastąpienie jej drogi" podczas oddalania się od Słońca.

Jeżeli do zaplanowania powyższych lotów dodamy jeszcze jeden warunek, a mianowicie żeby okres okołosłonecznego obiegu statku kosmicznego był równy okresowi obiegu Ziemi wokół Słońca, czyli jednemu rokowi, to po tym okresie statek kosmiczny znajdzie się znów w pobliżu Ziemi. Warunek ten jest spełniony, gdy połowy wielkich osi orbit statku i Ziemi są sobie równe. Ilustruje to rys. 3.



Rys. 3. Lot statku do spotkania z kometą i jego powrót do Ziemi. *P* – perihelium orbity komety, 0 – start i powrót statku, 1 – spotkanie z kometą



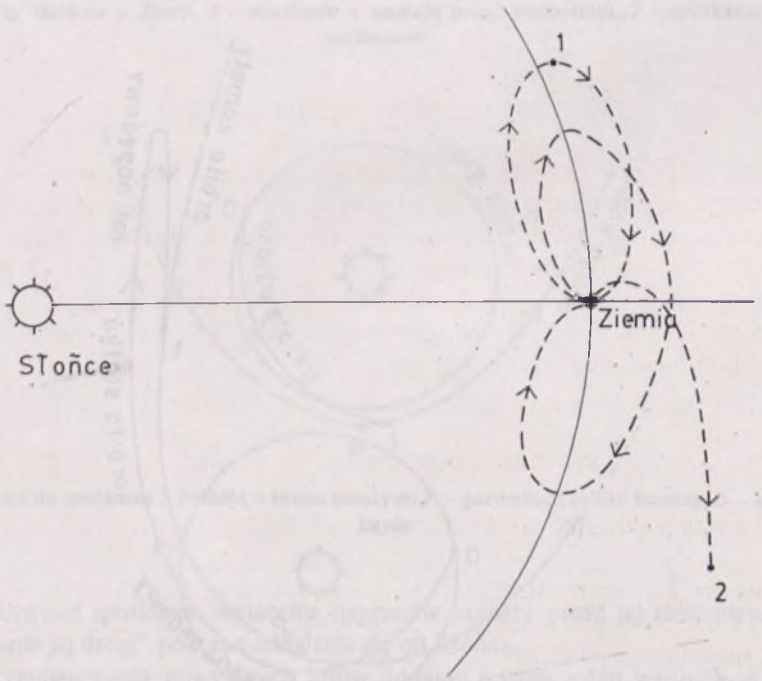
Rys. 4. Trajektoria lotu statku dla uzyskania zbliżenia *rendezvous* z kometą o ruchu wstecznym. *P* – perihelium orbity komety, 0 – start, 1 – spotkanie (*rendezvous*) z kometą

Zupełnie w podobny sposób możemy postawić analogiczny warunek dla lotu zakładającego powrót statku po dwóch latach. Stosunek wielkich półosi orbit statku i Ziemi wynosiłby wtedy $a_1/a_2 = \sqrt[3]{4}$.

Całkiem inaczej przedstawia się sytuacja dla uzyskania zbliżenia typu *rendezvous*. Chodzi tu mianowicie o wprowadzenie statku na orbitę jak najbardziej zbliżoną do orbity komety na wystarczająco długim jej odcinku. W tym celu wykorzystujemy dość długi lot beznapędowy, umożliwiający następnie rozpoczęcie manewrów zbliżeń statków do komety. Rysunek 4 przedstawia jeden z przykładów rozwiązań tego zagadnienia.

VI. LOTY KOMBINOWANE Z WYKORZYSTANIEM POLA GRAWITACYJNEGO ZIEMI

Oprócz bezpośrednich lotów typu *flyby* i *rendezvous* do komet opracowane są misje lotów kombinowanych. Zawierają one lot statku do danej komety, jego powrót w pobliże Ziemi, tam odpowiedni manewr grawitacyjny (*swingby*), a następnie lot do spotkania z inną kometą. Czasem ten cykl powrotu statku w pobliże Ziemi, manewru i lotu do innej komety może być wielokrotny. Trajektorie lotów kombinowanych są dość skomplikowane, przykład demonstruje je rys. 5.



Rys. 5. Trajektoria lotu statku w układzie rotującym, z wykorzystaniem pola grawitacyjnego Ziemi. 1 i 2 – kolejne spotkania z kometami

VII. OKNA STARTOWE DLA POSZCZEGÓLNYCH MISJI

Zmiany czasu startu statku kosmicznego powodują odpowiednie zmiany parametrów całego lotu. Aby w efekcie uzyskać loty zapewniające spełnienie warunku spotkania z kometą, bierzemy pod uwagę odpowiednio niewielkie zmiany czasu startu. Przedział czasu zawierający takie momenty startów zwany jest oknem startowym. W praktyce wynosi on kilka dni.

2. PROJEKTY KONKRETNYCH LOTÓW

I. DOBÓR BADANYCH KOMET

Kryteria doboru komet jako obiektów docelowych planowanych lotów są następujące: rozmiary komety (jądra, głowy i warkocza), aktywność jądra, zawartość materii pyłowej, dogodność orbitalna i czasowa, możliwości techniczne. Wymienione kryteria najlepiej spełni kometa Halleya podczas swego zbliżenia do Słońca w 1985/1986 r.

Niektóre z lotów do tej komety można wykorzystać do badań innych komet okresowych, spełniających dość dobrze powyższe kryteria. Bierze się tu pod uwagę komety: Borrelly, Tempel-2, Reinmuth–1, Pons-Winnecke, Encke. Planuje się również oddzielne loty do komet: Giacobini-Zinner, Grigg-Skjellerup, Borrelly, Tempel 2.

II. REALIZACJA TECHNICZNA LOTÓW

Dla realizacji misji kometarnych planuje się wykorzystanie niedawno skonstruowanego promu kosmicznego (*Space Shuttle*), który wyniesie na orbitę parkingową jeden lub nawet dwa badawcze statki kosmiczne. Tam uzyskają one odpowiednie wektory prędkości geocentrycznych dla dalszego lotu heliocentrycznego.

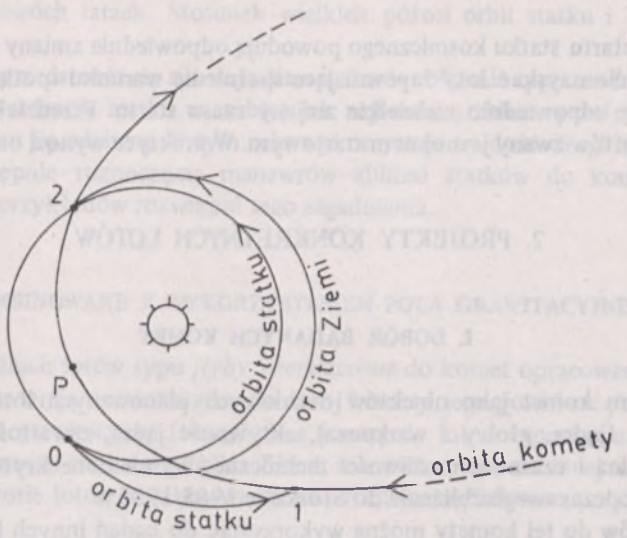
Trudniejszą sprawą jest tu zapewnienie odpowiedniego napędu statku dla zrealizowania zbliżenia typu *rendezvous*. Projektuje się zastosowanie systemu napędu jonowego, który może pracować z niedużą mocą, ale przez dłuższy okres.

III. OPRACOWANE PROJEKTY LOTÓW

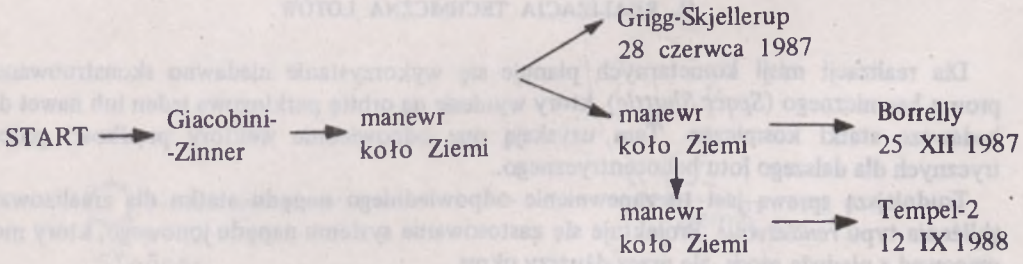
Biorąc pod uwagę poprzednie rozważania, opracowano szczegółowo projekty następujących lotów:

1. Podwójny lot do komety Halleya – spotkanie z kometą przed i po jej przejściu przez perihelium (rys. 6). Start przewidziany jest na 4 VII 1985 r., spotkanie przed perihelium 8 XII 1985 r., spotkanie po perihelium 20 III 1986 r.

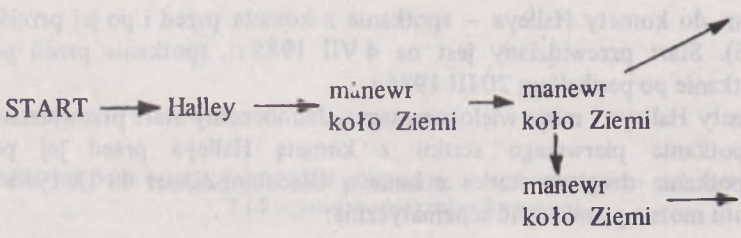
2. Lot do komety Halleya i misja wielokometarna. Jednoczesny start przewidziany jest na 10 III 1985 r., spotkanie pierwszego statku z kometą Halleya przed jej perihelium 13 XII 1985 r., spotkanie drugiego statku z kometą Giacobini-Zinner 11 IX 1985 r. Dalsze możliwości tego lotu można przedstawić schematycznie:



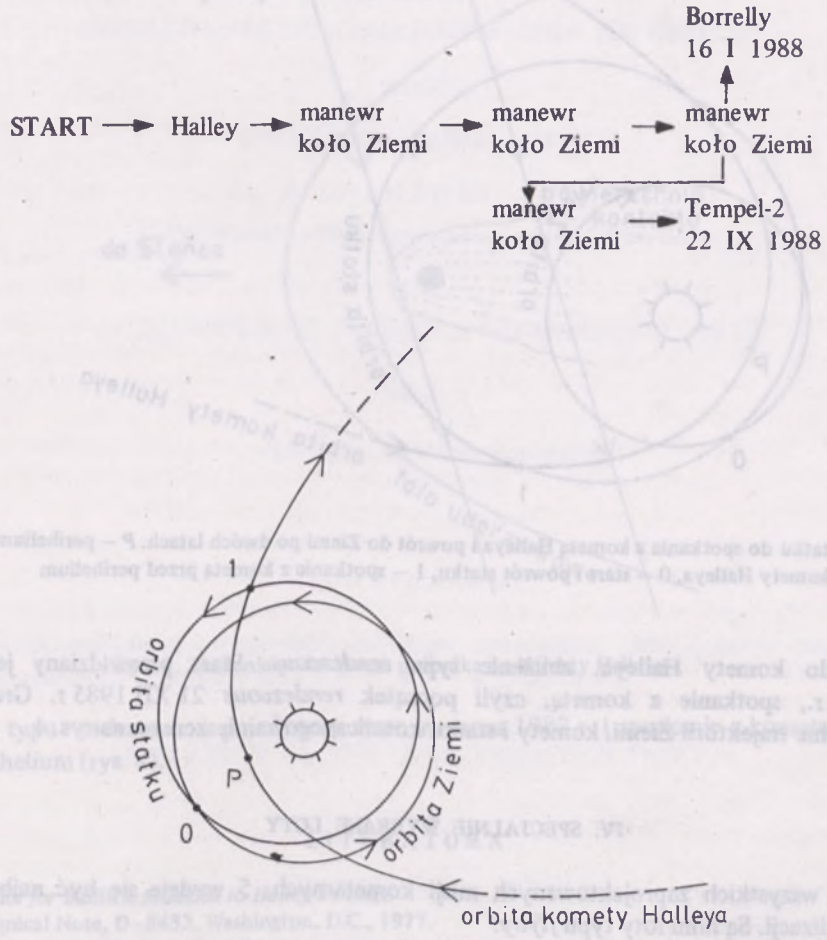
Rys. 6. Loty statków do spotkań z kometą Halleya. *P* – perihelium orbity komety, 0 – start, 1 i 2 – spotkanie z kometą odpowiednio przed i po perihelium



3. Lot do komety Halleya z powróceniem do Ziemi, spotkanie komety przed perihelium (rys. 3). Start jest przewidziany na 21 VII 1985 r., spotkanie z kometą 19 XII 1985. Dodatkowe warianty tego lotu są następujące:

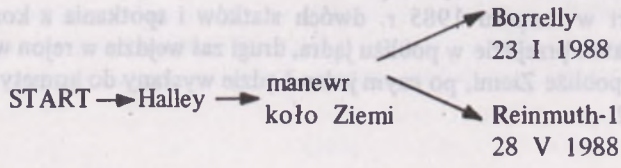


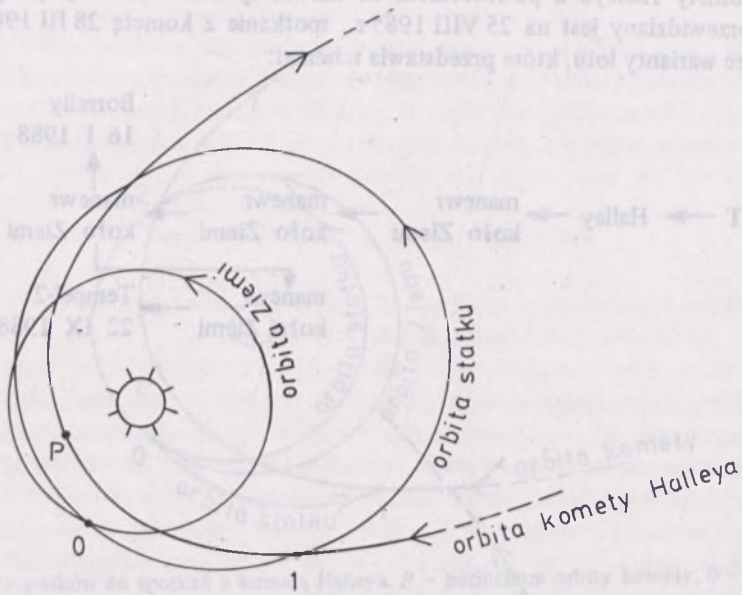
4. Lot do komety Halleya z powróceniem do Ziemi, spotkanie komety po perihelium (rys. 7). Start przewidziany jest na 25 VIII 1985 r., spotkanie z kometą 28 III 1986 r. Przewidziane są dalsze warianty lotu, które przedstawia schemat:



Rys. 7. Lot statku do spotkania z kometą Halleya i jego powrót do Ziemi. *P* – perihelium orbity komety Halleya, 0 – start i powrót statku, 1 – spotkanie z kometą po perihelium

5. Lot do komety Halleya z powróceniem do Ziemi po dwóch latach (rys. 8). Start jest przewidziany na 30 VIII 1985 r., spotkanie z kometą 1 XII 1985 r. Dalszy lot statku jest przedstawiony na schemacie:





Rys. 8. Lot statku do spotkania z kometą Halleya i powrót do Ziemi po dwóch latach. *P* – perihelium orbity komety Halleya, 0 – start i powrót statku, 1 – spotkanie z kometą przed perihelium

6. Lot do komety Halleya, zbliżenie typu *rendezvous*. Start przewidziany jest na 27 III 1982 r., spotkanie z kometą, czyli początek *rendezvous* 21 XII 1985 r. Graficzne przedstawienie trajektorii Ziemi, komety i statku kosmicznego zamieszczono na rys. 4.

IV. SPECJALNIE WYBRANE LOTY

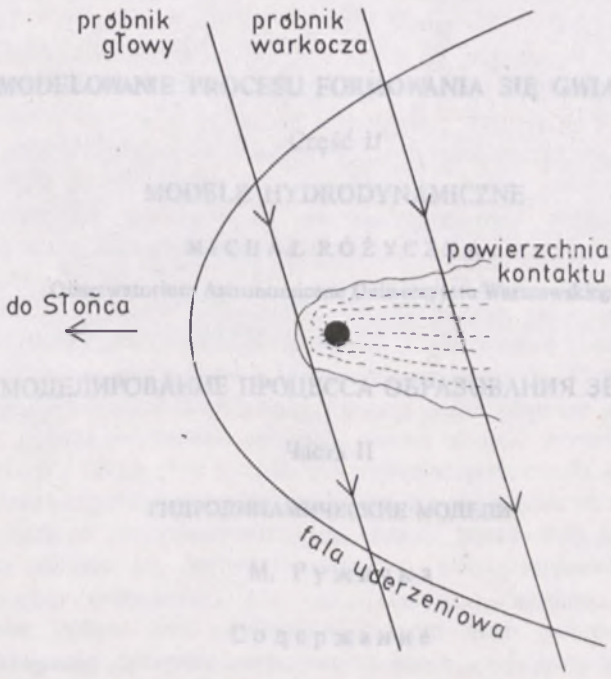
Spośród wszystkich zaprojektowanych misji kometarnych, 5 wydaje się być najbardziej wartych realizacji. Są nimi loty typu *flyby:*

1. Podwójny start w lipcu 1985 r. i spotkania z kometą Halleya przed i po perihelium (rys. 6). Wymaga pojedynczego lotu *Space Shuttle.*

2. Podwójny start w marcu 1985 r. oraz spotkania komety Halleya przed perihelium i komet Giacobini-Zinner i Borrelly (misja wielospotkaniowa). Wymagany jest pojedynczy start *Space Shuttle.*

3. Pojedynczy start w lipcu 1985 r. i spotkania kolejno z kometami Halleya i Borrelly. Następnie pojedynczy start w sierpniu 1985 r. i spotkanie komety Halleya po perihelium oraz późniejszy lot do spotkania z kometą Tempel-2.

4. Podwójny start w sierpniu 1985 r. dwóch statków i spotkania z kometą Halleya po perihelium. Jeden statek przejdzie w pobliżu jądra, drugi zaś wejdzie w rejon warkocza (rys. 9). Oba statki wrócą w pobliże Ziemi, po czym jeden będzie wysłany do komety Borrelly, a drugi do komety Tempel-2.

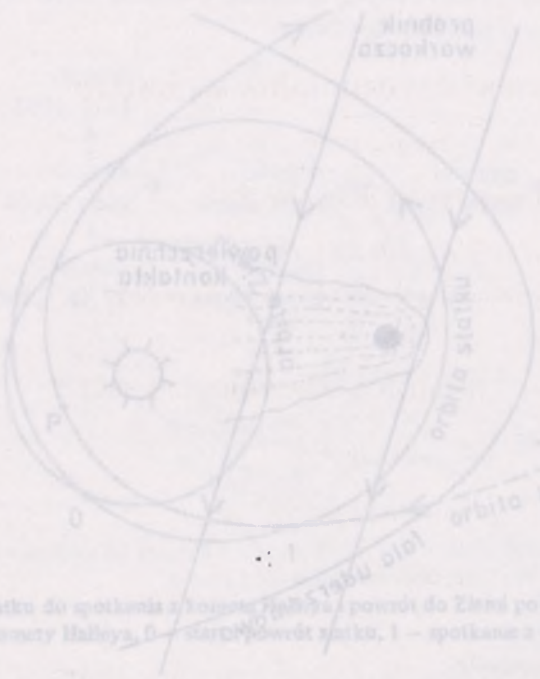


Rys. 9. Zbliżenie podwójnego próbnika do komety Halleya

5. Lot typu *rendezvous* – pojedynczy start w marcu 1982 r. i spotkanie z kometą Halleya przed perihelium (rys. 4).

LITERATURA

Opportunities for Ballistic Missions to Halley's Comet.
NASA Technical Note, D–8453, Washington, D.C., 1977.



Rys. 6. Lot statku do spotkania z kometą Halleya i powrót do Ziemi po dwóch latach. *P* – perihelium orbity komety Halleya, 0 – start/powrót statku, 1 – spotkanie z kometą przed peryhelium

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXVII (1979). Zeszyt 3

MODELOWANIE PROCESU FORMOWANIA SIĘ GWIAZD

Część II

MODELE HYDRODYNAMICZNE

MICHAŁ RÓŻYCZKA

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Warszawskiego

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ОБРАЗОВАНИЯ ЗВЁЗД

Часть II

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ

М. Ружичка

Содержание

Представлено обзор вычислений эволюции протозвёзд. Обсуждаются современные гидродинамические исследования одно–, дву– и трехмерные.

SIMULATION OF THE STAR FORMATION PROCESS

Part II

HYDRODYNAMICAL MODELS

Summary

The review of the numerical simulation of the protostar evolution is continued. The recent hydrodynamical investigations in 1, 2 and 3 dimensions are discussed.

Jak słusznie podkreślają Bodenheimer i Black (1978), prace poświęcone dynamicznym fazom kontrakcji na ciąg główny są w pełnym tego słowa znaczeniu eksperymentami numerycznymi, polegającymi na arbitralnym doborze zarówno warunków brzegowych, jak i reprezentacji numerycznej równań hydrodynamiki, oraz na wymuszonej ograniczonymi możliwościami maszyn cyfrowych, równie orbitalnej rezygnacji z uwzględnienia pe-

wnych czynników fizycznych. Zbieżność wyników podawanych przez różnych autorów była jeszcze do niedawna wysoce niezadawalająca nawet w najprostszym przypadku, w którym – zaniedbując efekty wywołane istnieniem rotacji i pól magnetycznych – zakładano symetrię sferyczną kurczącego się obiektu. Co gorsza, antycypując szczegółowe obserwacje źródeł podczerwonych eksperymenty te nie miały początkowo właściwie żadnych szans na nawiązanie do rzeczywistości. W tej sytuacji głębszy sens nadawało im jedynie przeświadczenie, iż poza metodą prób i błędów nie ma innej drogi prowadzącej do spójnego obrazu fazy dynamicznej. W obecnej chwili możemy uznać, że przeświadczenie to okazało się słuszne przynajmniej w odniesieniu do obiektów sferyczniesymetrycznych. Większość początkowych rozbieżności została w tym przypadku usunięta, zaś opublikowane w ostatnich latach prace (Wolf i in. 1977; Yorke 1977; Yorke i Bertout 1978) starają się już odtworzyć takie cechy źródeł podczerwonych, jak rozkład jasności na tarczy (nie zapominajmy, że w przeciwieństwie do gwiazd są to obiekty o skończonych rozmiarach kątowych) oraz kształt widma ciągłego czy nawet linii widmowych. Sytuacja przedstawia się o wiele gorzej w dziedzinie rachunków bazujących na bardziej skomplikowanej symetrii, gdzie nie udało się dotychczas rozwiązać nawet najprostszych problemów. Jest to jednak dziedzina stosunkowo młoda, zapoczątkowana w chwili, gdy rachunki sferyczniesymetryczne prowadzone były już od kilku lat.

Przed przejściem do szczegółowych relacji zawrzyjmy przyjętą już powszechnie konwencję nomenklaturową, w myśl której modele sferyczniesymetryczne będziemy nazywać jednowymiarowymi, osiowosymetryczne – dwuwymiarowymi, zaś wszelkie inne – trójwymiarowymi. Zamiast „obiektu", „modelu" czy też „przedmiotu eksperymentów hydrodynamicznych" będziemy nadal używać wygodnego, choć niezbyt precyzyjnego terminu „protogwiazda" (jak zobaczymy, może on obejmować wszystko, począwszy od niestabilnego grawitacyjnie obłoku molekularnego, a na tkwiącej w pyłowo-gazowej otoczce gwieździe ciągu głównego skończywszy).

I. RACHUNKI JEDNOWYMIAROWE

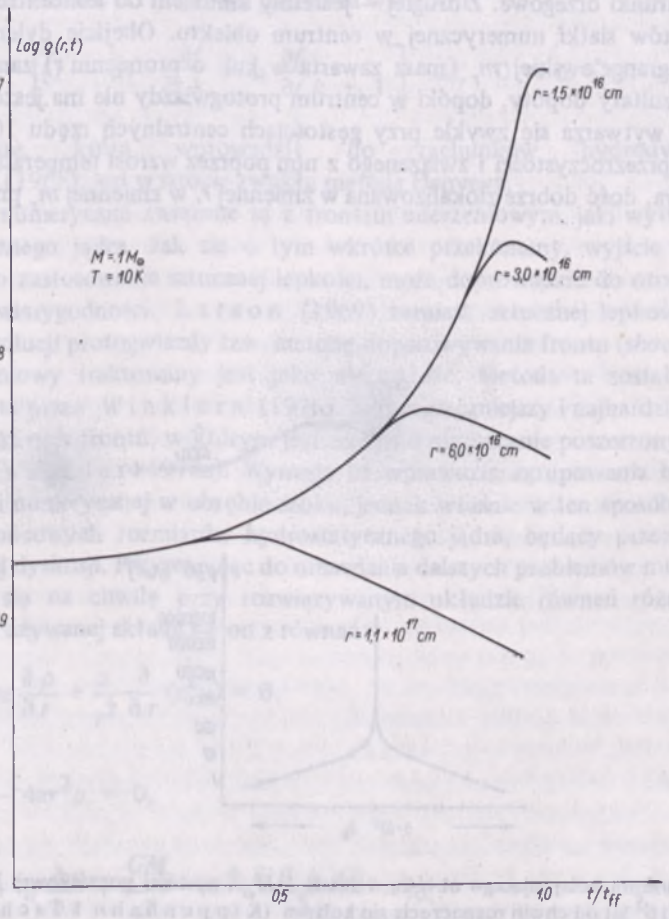
Jak już powiedzieliśmy we wstępie, w eksperymentach tego typu sferyczniesymetryczna protogwiazda rozpatrywana jest w całkowitym oderwaniu od otoczenia. Warunki początkowe są każdorazowo określone przez zmodyfikowane zgodnie z wymogami geometrii problemu kryterium niestabilności grawitacyjnej Jeansa (Mestel 1965). Głosi ono, iż poddawana rosnącemu, jednorodnemu ciśnieniu zewnętrznemu izotermiczna kula gazowa o masie M zaczyna się zapadać pod wpływem własnych sił grawitacyjnych w chwili, w której jej średnia gęstość przekracza wartość krytyczną:

$$\rho_k = \frac{3}{4\pi} M^{-2} \left(2{,}44 \frac{c^2}{G}\right)^3 . \tag{11}$$

G oznacza tu stałą grawitacyjną, zaś c – prędkość dźwięku charakteryzującą gaz, z którego utworzona jest kulą, Dla $M = 1\,M_\odot$ ρ_k ma wartość rzędu 10^{-19} g/cm^3 przy temperaturze 10 K, co dość dobrze zgadza się z warunkami panującymi w gęstych obłokach molekularnych. Ponieważ jednak trudno jest uważać rozpoczynającą kolaps protogwiazdę o masie $1\,M_\odot$ za odosobnioną, jeśli znajduje się ona w obłoku molekularnym o zbliżonej gęstości i masie rzędu 10^3–$10^4\,M_\odot$ – nie należy tej zbieżności przypisywać zbyt wielkiego znaczenia. Używane we wszystkich niemal omawianych rachunkach warunki początkowe (stała gęstość ρ_0, stała tempe-

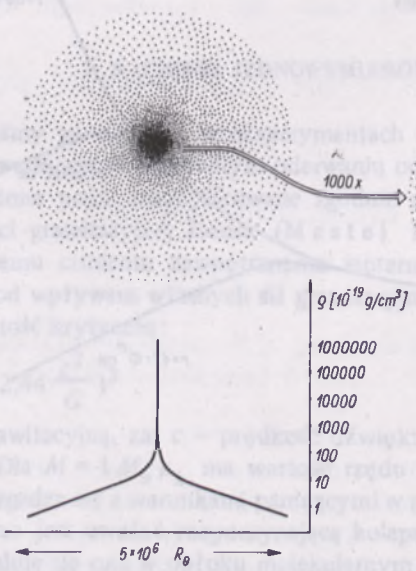
ratura T_0, zerowe pole prędkości) są skrajnie wyidealizowane nawet w tych przypadkach, w których wartości ρ_0 i T_0 znajdują pewne poparcie w obserwacjach. Nie inaczej rzecz ma się z warunkami brzegowymi, nakładanymi arbitralnie na powierzchnię protogwiazdy. Najczęściej stosowany bywa tu tzw. warunek stałej objętości, realizowany w praktyce poprzez sztuczne wyzerowywanie prędkości w ostatnim licząc od środka punkcie siatki numerycznej. Poza wczesnymi rachunkami B o d e n h e i m e r a i S w e i g a r t a (1968) brak jest, niestety, jakichkolwiek oszacowań wpływu warunków brzegowych na przebieg kolapsu. B o d e n h e i m e r i S w e i g a r t stwierdzają jedynie dość oczywisty fakt, iż wpływ ten może być bardzo znaczny, o ile prędkość dźwięku jest większa od średniej prędkości kolapsu zdefiniowanej jako stosunek R/t_{ff} (gdzie R jest promieniem rozpoczynającej kolaps protogwiazdy, zaś t_{ff} – czasem swobodnego spadku, po upływie którego kula gazowa o temperaturze początkowej 0 K kolapsuje do punktu). t_{ff} jest powszechnie używaną w literaturze jednostką czasu, a jej wartość zależy tylko od gęstości początkowej protogwiazdy:

$$t_{ff} = \sqrt{\frac{3\pi}{32\,G\,\rho_0}} \tag{12}$$



Rys. 6. Zmiany gęstości w kilku miejscach kolapsującego obłoku o masie 1 $M_\odot$ (z obliczeń autora)

Zależność przebiegu kolapsu od warunków początkowych (M, ρ_0 i T_0), przedyskutowaną dość szczegółowo przez Larsona (1969, 1972b), omówimy nieco później. Obecnie zatrzymamy się przy problemach czysto numerycznych. Pamiętając, że charakterystyczna skala czasowa kolapsu maleje z gęstością jak $\rho^{-0,5}$, dochodzimy natychmiast do wniosku, iż proces kurczenia się protogwiazdy jest wysoce niejednorodny. Mamy tu do czynienia z efektem, przypominającym dodatnie sprzężenie zwrotne: niewielki wzrost gęstości w centrum protogwiazdy powoduje zmniejszenie się lokalnej skali czasowej kolapsu, co z kolei pociąga za sobą dalszy, przyspieszony wzrost gęstości. Określone przez warunki początkowe tempo ewolucji zewnętrznych obszarów nie ulega przy tym prawie żadnym zmianom (rys. 6). Jednorodna pierwotnie protogwiazda o gęstości początkowej 10^{-19} g/cm^3 już po upływie $4{,}23\times 10^5$ lat od chwili rozpoczęcia się kolapsu (odpowiada to dwóm czasom swobodnego spadku) zamienia się w obiekt silnie skoncentrowany, z różnicą gęstości między centrum i obszarami zewnętrznymi sięgającą kilku rzędów wielkości (rys. 7). Trudności związane z opisem numerycznym takiej konfiguracji są oczywiste. Z jednej strony staramy się utrzymać zewnętrzną granicę modelowanego obszaru w możliwie dużej odległości od centrum tak, aby procesy które są najbardziej istotne z punktu widzenia przyszłej gwiazdy były możliwie mało zakłócone przez sztuczne warunki brzegowe. Z drugiej – jesteśmy zmuszeni do koncentrowania coraz większej ilości punktów siatki numerycznej w centrum obiektu. Obejście dylematu poprzez użycie zmiennej lagrange'owskiej m_r (masa zawarta w kuli o promieniu r) zamiast eulerowskiego r przynosi rezultaty dopóty, dopóki w centrum protogwiazdy nie ma jeszcze hydrostatycznego jądra, jakie wytwarza się zwykle przy gęstościach centralnych rzędu 10^{-12} g/cm^3 wskutek wzrostu nieprzezroczystości i związanego z nim poprzez wzrost temperatury wzrostu ciśnienia. Granica jądra, dość dobrze zlokalizowana w zmiennej r, w zmiennej m_r przesuwa się szybko ku



Rys. 7. Struktura kolapsującego obłoku o masie 1 $M_\odot$ i gęstości początkowej 10^{-19} g/cm^3 po upływie $4{,}2\times 10^5$ lat od chwili rozpoczęcia się kolapsu (Kippenhahn i Tscharnuter 1975)

powierzchni protogwiazdy (podobna sytuacja panuje w jądrze czerwonego olbrzyma otoczonym cienką warstwą spalania wodoru). W tej sytuacji najlepszą z opisanych w literaturze wydaje się być metoda rachunkowa zaproponowana przez Winklera (1976), w której punkty eulerowskiej zasadniczo siarki numerycznej są w trakcie obliczeń przegrupowywane zgodnie z wymogami przebiegu zmiennych zależnych. Prędkości punktów siatki pojawiają się przy tym *explicite* w rozwiązywanych równaniach.

W rachunkach hydrodynamicznych dystrybucja punktów siatki podlega czysto numerycznym ograniczeniom związanym z kryterium Couranta, zgodnie z którym krok czasowy $\Delta t = t^{k+1} - t^k$ dzielący modele $k+1$ i k nie może być dłuższy niż czas, jakiego potrzebuje fala dźwiękowa na przebycie odległości $\Delta r_{\min}$ między dwoma najbliżej siebie położonymi punktami. Grupując punkty w centrum szybko dochodzimy do absurdalnie krótkich kroków czasowych, na co wpływa zarówno zmniejszanie się $\Delta r_{\min}$ jak i wzrost prędkości dźwięku wywołany wzrostem temperatury w obszarach optycznie grubych. Kryterium Couranta, silnie ograniczające możliwości jawnych (*explicite*) schematów rachunkowych, nie stosuje się na szczęście do schematów niejawnych (*implicite*). Metodę rachunkową nazywamy jawną, jeśli współczynnik α w równaniu (13), obrazującym związek między zmiennymi zależnymi w chwilach t^{k+1} i t^k, ma wartość 0 i niejawną, jeśli α ma wartość 1:

$$f(t^{k+1}) = f(t^k) + \left[(1 - \alpha)\ \frac{\partial f}{\partial t_t k} + \alpha \frac{\partial f}{\partial t_t k} + 1\right] \cdot \Delta t, \quad 0 \leqslant \alpha \leqslant 1. \tag{13}$$

Metoda *implicite*, którą wprowadził do rachunków hydrodynamicznych Bodenheimer (1968), jest w istocie zwykłą metodą Henyeya.

Dalsze problemy numeryczne związane są z frontem uderzeniowym, jaki wytwarza się na granicy hydrostatycznego jądra. Jak się o tym wkrótce przekonamy, wyjście najprostsze, sprowadzające się do zastosowania sztucznej lepkości, może doprowadzić do otrzymania wyników o wątpliwej wiarygodności. Larson (1969) zamiast sztucznej lepkości stosuje w późnych stadiach ewolucji protogwiazdy tzw. metodę dopasowywania frontu (*shock fitting*), w której front uderzeniowy traktowany jest jako nieciągłość. Metoda ta została następnie ulepszona i rozwinięta przez Winklera (1976). Najbezpieczniejszy i najbardziej dokładny wydaje się jednak taki opis frontu, w którym jest on tylko nieznacznie poszerzony za pomocą sztucznej lepkości (Winkler 1978a). Wymaga to wprawdzie zgrupowania bardzo dużej ilości punktów siatki numerycznej w obrębie szoku, jednak właśnie w ten sposób został rozwiązany problem końcowych rozmiarów hydrostatycznego jądra, będący przez długi czas przedmiotem zażartej dyskusji. Przystępując do omawiania dalszych problemów numerycznych musimy zatrzymać się na chwilę przy rozwiązywanym układzie równań różniczkowych. W postaci najczęściej używanej składa się on z równań:

ciągłości
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} + \frac{\rho}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u) = 0, \tag{14}$$

masy
$$\frac{\partial M_r}{\partial r} - 4\pi r^2 \rho = 0, \tag{15}$$

ruchu
$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{GM_r}{r^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial (P + Q)}{\partial r} = 0, \tag{16}$$

energii $$\frac{dU}{dt} - \frac{(P+Q)}{\rho^2}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{\rho r^2}\frac{\partial}{\partial r}(r^2 F) = 0, \tag{17}$$

i transportu energii $$F + \frac{4\rho}{3\chi\rho}\frac{\partial T^4}{\partial r} = 0. \tag{18}$$

Q reprezentuje tu ciśnienie wywołane istnieniem sztucznej lepkości, U – energię wewnętrzną jednego grama materii, F – całkowity strumień energii płynącej przez jednostkę powierzchni, zaś u – prędkość radialną. Symbolem $\frac{d}{dt}$ oznaczono pochodną zupełną $\frac{\partial}{\partial t} + u\frac{\partial}{\partial r}$. Dopóki kolaps można uważać za izotermiczny – rozwiązywanie równań (17) i (18) jest zbyteczne. Skokowy wzrost komplikacji problemu następuje dopiero w chwili, w której całkowita głębokość optyczna protogwiazdy przekracza 1. Równania (17) i (18) zostały zapisane w postaci słusznej dla obszarów optycznie grubych, w związku z czym z pewnością źle opisują transport promieniowania w optycznie cienkiej otoczce hydrostatycznego jądra. Niemniej jednak są one używane przez wszystkich niemal cytowanych poniżej autorów. Nawet Yorke (1977), które podaje teoretyczne widmo ciągłe kolapsującej otoczki, separuje równanie transferu od równań (14)–(16) i rozwiązuje je na podstawie modeli otrzymanych uprzednio (Yorke i Krügel 1977), w przybliżeniu optycznie grubym. Transport promieniowania jest całkowicie pomijany przez Nakano, Ohyamę i Hayashiego (1968, 1970), którzy rozwiązują jedynie równania (14)–(17) z $F = 0$. Appenzeller i Tscharnuter (1974) używają (18) w nie zmienionej postaci, podczas gdy Larson (1972b) oraz Westbrook i Tarter (1975) wprowadzają pewne czynniki korekcyjne, których zadaniem jest ulepszenie przybliżenia optycznie grubego. Narita, Nakano i Hayaschi (1970) dzielą protogwiazdę na dwa obszary, z których wewnętrzny opisany jest przez (18), zaś zewnętrzny – przez uproszczone równanie transferu. Niewątpliwie najdokładniejszą i praktycznie chyba niemożliwą do ulepszenia metodę jednoczesnego rozwiązywania równań hydrodynamiki i transportu promieniowania podaje Winkler (1976, 1978a). Otrzymane przez niego rezultaty zdają się świadczyć, iż przybliżenie optycznie grube, zwłaszcza z poprawkami typu wprowadzonych przez Larsona, jest lepsze niżby się tego można spodziewać pamiętając, że dopóki kolaps trwa – dopóty stosuje się ono tylko do drobnego ułamka objętości protogwiazdy. Strumień F w (17) jest całkowitym strumieniem energii, co powinno być uwzględnione w (18) przez dodanie strumienia konwektywnego:

$$F + \frac{4\sigma}{3\chi\rho}\frac{\partial T^4}{\partial_r} - F_{\mathrm{conv}} = 0 \tag{18a}$$

Różnice w przyjmowanych przez poszczególnych autorów definicjach strumienia konwektywnego nie są wielkie; sprowadzają się do drobnych modyfikacji w standardowej teorii drogi mieszania. Jedynie Appenzeller i Tscharnuter (1974) upraszczają problem maksymalnie i opisują konwekcję w przybliżeniu adiabatycznym. W przypadku kolapsujących otoczek, w których prędkość może się znacznie zmieniać w obrębie jednej skali ciśnieniowej, do tradycyjnych wątpliwości związanych z teorią drogi mieszania dochodzą oczywiście nowe. I tak Westbrook i Tarter (1975) znajdują silną zależność struktury termicznej otoczki i związanego z nią wyglądu zewnętrznego protogwiazdy od wielkości przepływającego

przez otoczkę strumienia konwektywnego, który w ich rachunkach, opartych na nieco zmodyfikowanej teorii drogi mieszania, osiąga duże wartości. Spostrzeżenie to nie znajduje jednak potwierdzenia u Winklera (1978b). Na podstawie podręcznikowej wersji drogi mieszania określa on konwekcję w otoczce jako zaniedbywalną. Zgodnie z jego nie opublikowanymi jeszcze wynikami, zewnętrzne obszary protogwiazdy, jeśli w ogóle są konwektywne – to tylko formalnie: strumień konwektywny jest zawsze drobnym ułamkiem strumienia promienistego (oczywiście nie dotyczy to hydrostatycznego jądra). W przeciwieństwie do prezentowanych przez Westbrooka i Tartera wyniki Winklera wydają się być zgodne z intuicją, podpowiadającą, iż strumień konwektywny nie może być zbyt duży w obszarze niskich gęstości.

W omawianych rachunkach modelowych materia tworząca protogwiazdę składa się zwykle z gazu z niewielką domieszką pyłu (ok. 1% masy). Jej skład chemiczny odpowiada z reguły gwiazdom I populacji. Pył odgrywa przede wszystkim rolę źródła nieprzezroczystości i nie różni się od gazu własnościami dynamicznymi. Jedynie Yorke i Krügel (1977) traktują gaz i pył jako oddziaływające ze sobą, lecz odrębne składniki (wiąże się to z koniecznością rozwiązywania dwóch równań ruchu i dwóch równań ciągłości). Własności optyczne pyłu znane są tak słabo, że na dobrą sprawę można je uznać za parametr swobodny. Jak piszą Appenzeller i Tscharnuter (1974), dzięki nieznajomości składu pyłu oraz mechanizmów poszerzania linii molekularnych w niskich temperaturach, wartości współczynnika nieprzezroczystości dla $T = 3000$ K mogą być obarczone błędem sięgającym dwóch rzędów wielkości. Rozpiętość akceptowanych wartości współczynnika nieprzezroczystości jest rzeczywiście niebagatelna: od 0,15 cm^2/g (Larson 1969) do 0,01 cm^2/g (Westbrook i Tarter 1975). Znaczne różnice występują także w ocenie granicy, przy której nieprzezroczystość pyłu staje się porównywalna z nieprzezroczystością gazu, a nawet w postulowanych temperaturach topnienia pyłu. W obu przypadkach oceny wahają się w zakresie kilku tysięcy stopni Kelvina. Cytowani autorzy są zgodni jedynie co do tego, iż w najniższych temperaturach głównym źródłem nieprzezroczystości są ziarna lodowe (bądź też pokryte warstewką lodu), w wyższych zaś – ziarna mineralne (grafit, krzemiany).

Pomimo wszystkich omówionych przed chwilą różnic w stosowanych metodach i w przyjmowanych założeniach, jakościowa zbieżność większości wyników rachunków jednowymiarowych jest zadziwiająco dobra. W pierwszej, trwającej ok. 1,4–1,6 t_{ff} fazie kolapsu gęstość zewnętrznych części protogwiazdy utrzymuje się na niemal nie zmienionym poziomie, podczas gdy gęstość centralna wzrasta o kilka rzędów wielkości. W tym samym czasie temperatura zmienia się w zakresie 5–15 K. Jest to więc rzeczywiście kolaps niemal izotermiczny: ciepło wytwarzane przy kompresji gazu zostaje przekazane ziarnom pyłu poprzez zderzenia nieelastyczne i wypromieniowane w dalekiej podczerwieni. Przy gęstości 10^{-12}–10^{-11} g/cm^3 jądro protogwiazdy staje się nieprzezroczyste dla promieniowania podczerwonego i jego temperatura zaczyna wzrastać. Towarzyszący temu wzrost ciśnienia powoduje zwolnienie, a w końcu zatrzymanie kolapsu: po upływie dalszych 0,5 t_{ff} jądro osiąga równowagę hydrostatyczną. W ciągle jeszcze cienkich optycznie zewnętrznych częściach protogwiazdy kolaps nie zostaje wyhamowany, w wyniku czego na powierzchni jądra tworzy się front uderzeniowy. W jego obszarze prędkość napływającej z zewnątrz materii spada niemal do zera. Kurcząc się w skali Kelvina-Helmholtza i akreując masę z otoczki, jądro zwiększa swą gęstość i temperaturę centralną niemal adiabatycznie aż do momentu, w którym rozpoczyna się dysocjacja cząsteczek H_2. Równowaga hydrostatyczna zostaje zachwiana i dochodzi do wtórnego kolapsu, prowadzącego do szybkiego wzrostu gęstości w centrum hydrostatycznego pierwotnie obszaru.

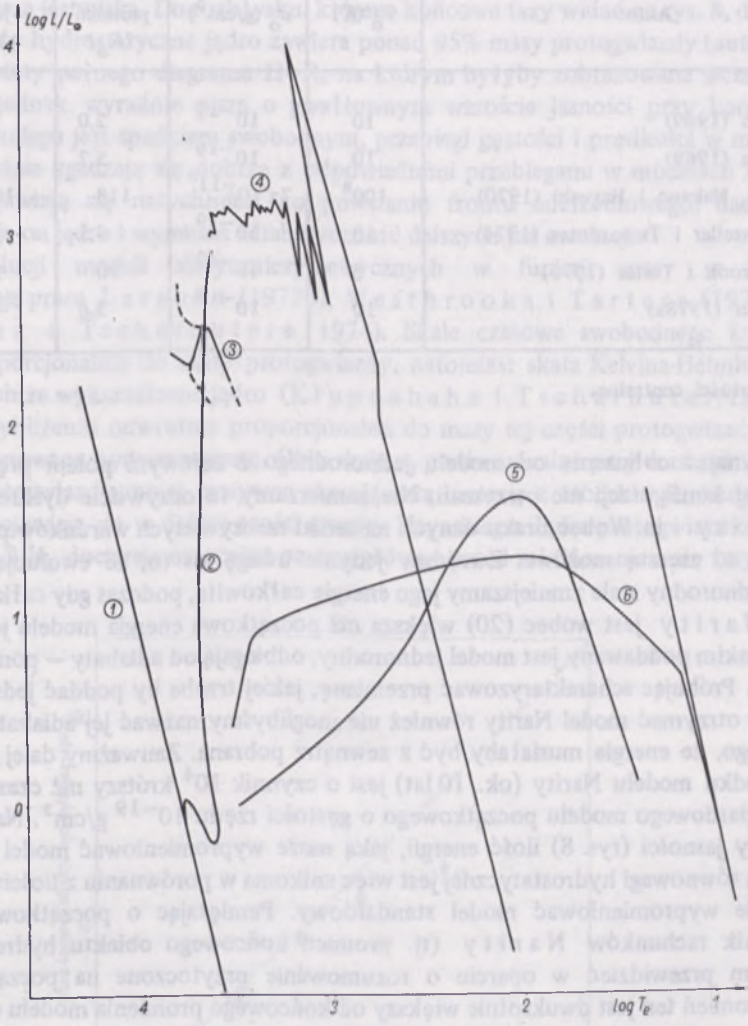
Wyzwolona przy tym energia grawitacyjna jest prawie w całości zużywana na dysocjację, w związku z czym temperatura gazu zmienia się tylko bardzo nieznacznie. Wtórny kolaps trwa aż do zakończenia się procesu dysocjacji wodoru, po czym powstaje drugie jądro hydrostatyczne, które jest już prawdziwym zalążkiem przyszłej gwiazdy. Jego znikoma początkowo masa (ok. 10^{-3} masy całego obiektu) rośnie na tyle szybko, że w przypadku protogwiazd mało masywnych ($M \leqslant 1{,}5\,M_{\odot}$) cała otoczka opada na jądro po upływie czasu porównywalnego z pierwotnym czasem swobodnego spadku. W protogwiazdach masywnych akrecja zostaje zahamowana przed wyczerpaniem się materii w otoczce bądź to przez wzrost ciśnienia promieniowania (Yorke i Krügel 1977), bądź też wskutek efektów dynamicznych wywołanych rozpoczęciem się reakcji jądrowych (Appenzeller i Tscharnuter 1974). Jonizacja wodoru nie prowadzi do kolejnego kolapsu jądra, posuwa się bowiem na tyle wolno, że wartość γ nie spada nigdy poniżej krytycznych 4/3. Część emitowanej w fazie akrecji energii pochodzi z kontrakcji jądra, jednak znaczna jej większość jest produkowana w obrębie frontu uderzeniowego. Promieniowanie opuszczające powierzchnię jądra jest pochłaniane w wewnętrznych warstwach otoczki i reemitowane następnie w podczerwieni. Temperatura otoczki spada jak r^{-2} od kilku tysięcy stopni w pobliżu fronu uderzeniowego do pierwotnych 10 K na powierzchni protogwiazdy, zaś gęstość – jak $r^{-3/2}$ od 10^{-11} g/cm^3 do ok. 10^{-20} g/cm^3. Wzrost masy jądra pociąga za sobą wzrost energii kinetycznej napływającej materii i wzrost produkowanej przez front uderzeniowy jasności, określonej w przybliżeniu wzorem:

$$L = \frac{GM_c}{R_c}\dot{M}, \tag{19}$$

gdzie: M_c i R_c oznaczają masę i promień jądra, zaś $\dot{M}$ – tempo akrecji. L osiąga maksimum, gdy w jądrze skupiona jest połowa masy całkowitej, po czym zaczyna się zmniejszać wskutek wyczerpywania się materii w otoczce.

Trzeba wyraźnie zaznaczyć, że powyższy obraz został przyjęty po wieloletnich sporach, które zakończono dopiero w 1978 r. na konferencji poświęconej powstawaniu gwiazd i układów planetarnych, jaka odbyła się w Tucson. Wystarczy spojrzeć na rys. 8, przedstawiający różne warianty drogi ewolucyjnej protogwiazdy o $M = 1\,M_{\odot}$ by przekonać się że niemało było powodów do prowadzenia dyskusji. Inne kontrowersyjne do niedawna wyniki zestawione są w tab. 1, która podaje końcowe rozmiary i jasności kilku modeli proto-Słońca otrzymanych przez różnych autorów. Ogólny schemat ewolucji protogwiazd poznany przez nas przed chwilą oparty jest na pracach Larsona (1972a), Appenzellera i Tscharnutera (1975) oraz Winklera (1978a). Narita, Nakano i Hayashi (1970) prezentują wyniki różniące się odeń jakościowo w takim stopniu, że wymaga to przedyskutowania. Podobnie rzecz ma się z pracą Westbrooka i Tartera (1975). Narita i in. używają całkowicie unikalnych warunków początkowych, które są u nich reprezentowane przez politropę o indeksie 4 i o średniej gęstości 10^{-11} g/cm^3 oraz przez pole prędkości:

$$u(r) = \left(\frac{2GM_r}{r}\right)^{1/2}. \tag{20}$$



Rys. 8. Hydrodynamiczne fazy ewolucji protogwiazdy o masie $1\,M_\odot$ przedstawione schematycznie na poszerzonym diagramie H–R. 1 – ciąg główny, 2 – hydrostatyczny ciąg ewolucyjny Ezera i Camerona (1971); 3, 4, 5 i 6 – modele hydrodynamiczne Westbrooka i Tartera (1975), Narity, Nakano i Hayashiego (1970), Larsona (1972b) oraz Appenzellera i Tscharnutera (1975)

Tabela 1
Wyniki rachunków jednowymiarowych

Autor	T_0 (K)	ρ_0 (g/cm^3)	Końcowy promień ($R_\odot$)	Końcowa jasność ($L_\odot$)
Larson (1969)	10	10^{-19}	2,0	1,5
Larson (1969)	10	10^{-16}	5,7	9,2
Narita, Nakano i Hayashi (1970)	100[a]	7×10^{-11}[a]	118	1000
Appenzeller i Tscharnuter (1974)	10	10^{-19}	4,5	2,5
Westbrook i Tarter (1975)	3	10^{-19}	90	165
Winkler (1978a)	10	10^{-19}	3,6	20

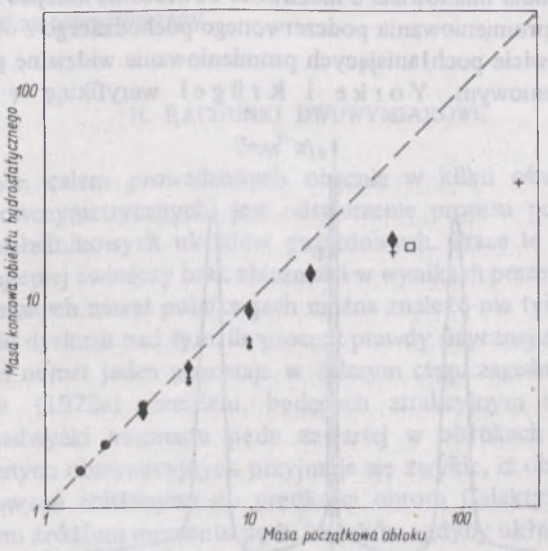
[a]Wartości centralne.

Rozpoczynając obliczenia od modelu jednorodnego z zerowym polem prędkości nigdy byśmy takiej konfiguracji nie otrzymali. Nie zamierzamy tu oczywiście dyskredytować wyników Narity i in. Wobec braku danych na temat rzeczywistych warunków początkowych nie byłoby to zresztą możliwe. Zwróćmy jedynie uwagę na to, że ewoluując model początkowo jednorodny stale zmniejszamy jego energię całkowitą, podczas gdy całkowita energia politropy Narity jest wobec (20) większa niż początkowa energia modelu jednorodnego. Przemiany, jakim poddawany jest model jednorodny, odbiegają od adiabaty – ponieważ energia jest tracona. Próbując scharakteryzować przemianę, jakiej trzeba by poddać jednorodną kulę gazową, aby otrzymać model Narity również nie moglibyśmy nazwać jej adiabatą; tym razem jednak dlatego, że energia musiałaby być z zewnątrz pobrana. Zauważmy dalej, że czas swobodnego spadku modelu Narity (ok. 10 lat) jest o czynnik 10^4 krótszy niż czas swobodnego spadku standardowego modelu początkowego o gęstości rzędu 10^{-19} g/cm^3. Nawet pomimo dużej różnicy jasności (rys. 8) ilość energii, jaką może wypromieniować model Narity przed osiągnięciem równowagi hydrostatycznej jest więc znikoma w porównaniu z ilością energii, jaką jest w stanie wypromieniować model standardowy. Pamiętając o początkowej nadwyżce energii, wynik rachunków Narity (tj. promień końcowego obiektu hydrostatycznego) można zatem przewidzieć w oparciu o rozumowanie przytoczone na początku części I. W istocie, promień ten jest dwukrotnie większy od końcowego promienia modelu ewoluującego adiabatycznie od standardowych warunków początkowych. Dochodzimy też przy tym do wniosku, że rozmiary końcowego obiektu hydrostatycznego rosną z gęstością modelu początkowego. Potwierdzenie tego wniosku możemy znaleźć u Larsona (tab. 1), który z jednorodnych kul o masie równej $1 M_\odot$ i o gęstościach 10^{-19} g/cm^3 oraz 10^{-16} g/cm^3 otrzymał obiekty hydrostatyczne o promieniach równych odpowiednio $2 R_\odot$ i $5.7 R_\odot$.

Przejdźmy obecnie do modeli Westbrooka i Tartera. Warunki początkowe i skala ewolucji są w tym przypadku zbliżone do standardowych; przyczyn rozbieżności należy więc szukać gdzie indziej. Najprawdopodobniej (Bodenheimer i Black 1978) są one związane z niewłaściwym opisem transportu promieniowania w obszarze frontu uderzeniowego i z wpro-

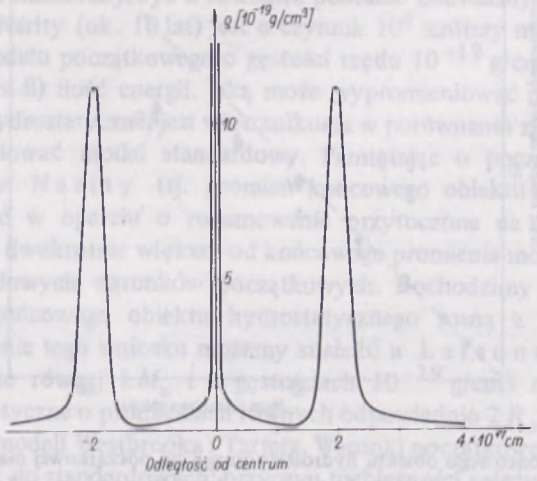
wadzeniem zbyt dużej sztucznej lepkości, która poszerzyła front do rozmiarów znacznie przekraczających promień hydrostatycznego jądra. Czas dyfuzji i fotonów z powierzchni jądra do optycznie cienkich obszarów otoczki wydłużył się przez to tak znacznie, że tylko niewielka ilość energii mogła się wydostać poza obręb jądra. Przez prawie cały czas jasność modeli Westbrooka i Tartera jest niska. Do rozbłysku, którego końcowe fazy widać na rys. 8, dochodzi dopiero wtedy, gdy hydrostatyczne jądro zawiera ponad 95% masy protogwiazdy (autorzy nie opublikowali niestety pełnego diagramu H–R, na którym byłyby zobrazowane wcześniejsze etapy ewolucji, jednak wyraźnie piszą o gwałtownym wzroście jasności przy końcu fazy akrecji). Dopóki kolaps jest spadkiem swobodnym, przebiegi gęstości i prędkości w modelach Westbrooka i Tartera zgadzają się dobrze z odpowiednimi przebiegami w modelach Larsona. Rozbieżności pojawiają się natychmiast po powstaniu frontu uderzeniowego: nadmiernie poszerzony, izoluje on jądro i wymusza adiabatyczność dalszych faz ewolucji.

Przegląd ewolucji modeli sferyczniesymetrycznych w funkcji masy w zakresie $0{,}1\,M_\odot$–$60\,M_\odot$ dają prace Larsona (1972b), Westbrooka i Tartera (1975) oraz Appenzellera i Tscharnutera 1974). Skale czasowe swobodnego kolapsu i akrecji rosną proporcjonalnie do masy protogwiazdy, natomiast skala Kelvina-Helmholtza, w jakiej ewoluuje dobrze wykształcone jądro (Kippenhahn i Tscharnuter 1975) jest w pierwszym przybliżeniu odwrotnie proporcjonalna do masy tej części protogwiazdy, która osiągnęła już równowagę hydrostatyczną. Obie skale są porównywalne przy masie ok. $1{,}5\,M_\odot$, dzięki czemu protogwiazdy mniej masywne akreują całą materię z otoczki i na tradycyjnym diagramie H–R pojawiają się w dolnej części granicy Hayashiego. Jądra protogwiazd o masach większych od ok. $2\,M_\odot$ docierają natomiast na ciąg główny przed zakończeniem się fazy akrecji



Rys. 9. Zależność masy końcowego obiektu hydrostatycznego od początkowej masy kolapsującego obłoku. Krzyżyki – Yorke Krugel (1977), kwadrat – Appenzeller i Tscharnuter (1974), romby – Westbrook i Tarter (1975), kółka – Larson (1972b). Kółka ze strzałkami oznaczają dolną granicę masy końcowego obiektu

i jeszcze przez dość długi czas (rzędu 10^6 lat) nie mogą być zaobserwowane jako zwykłe gwiazdy. Wydajność akrecji, mierzona stosunkiem masy otrzymanej gwiazdy (M_f) do masy, jaką mieliśmy do dyspozycji na początku kolapsu (M_{in}), maleje szybko ze wzrostem tej ostatniej i nie przekracza 25% przy $M_{in} = 60 M_\odot$. W tym miejscu musimy odnotować nie usuniętą dotychczas rozbieżność w opisie procesu utraty masy. Krzywa wydajności akrecji (rys. 9) wydaje się być wyznaczona dość dobrze, jest to jednak zapewne dziełem czystego przypadku. Każdy z autorów, których wyniki są przedstawione na rys. 9, przypisuje utratę masy działania innego czynnika. Według Westbrooka i Tartera jest nim po prostu ciśnienie promieniowania (co pozostaje w zgodzie z otrzymywanymi przez nich dużymi jasnościami). Larson nie obserwuje żadnej utraty masy aż do chwili, w której w jądrze protogwiazdy powinny się rozpocząć reakcje jądrowe. Ponieważ urywa on obliczenia w tym właśnie momencie, podawane przez niego końcowe masy gwiazd są w istocie dolnymi granicami. Na rys. 9 zostało to uwidocznione przez dodanie strzałek do punktów reprezentujących obiekty, które nie zakończyły akrecji przed zapaleniem się wodoru. Appenzeller i Tscharnuter również nie obserwują utraty masy wywołanej ciśnieniem promieniowania, jednak wkrótce po rozpoczęciu się reakcji jądrowych ich model traci całą otoczkę, zawierającą w tym momencie jeszcze aż 70% masy protogwiazdy. Autorzy ci nie potrafią niestety zinterpretować wymodelowanego zjawiska, ograniczają się jedynie do stwierdzenia, iż zostało ono wywołane nagłym wzrostem tempa produkcji energii. Rozpatrując możliwości wstrzymania akrecji, Larson i Starrfield (1971) dyskutują rolę takich czynników, jak ciśnienie promieniowania, pochłanianie ciepła w otoczce i jonizacja wodoru. Ich rozważania są zbyt ogólne, by dały się przedstawić w formie wykresu podobnego do rys. 9; zawierają jednak pewne spostrzeżenie, które doczekało się opracowania w pracy Yorke'a i Krügela (1977). Chodzi mianowicie o możliwość odwrócenia kolapsu zewnętrznych części otoczki przez ciśnienie promieniowania podczerwonego pochodzącego z obszarów położonych w pobliżu jądra i całkowicie pochłaniających promieniowanie widzialne generowane w jądrze oraz we froncie uderzeniowym. Yorke i Krügel weryfikują tę hipotezę modelując



Rys. 10. Struktura otoczki protogwiazdy o masie 60 $M_\odot$ w momencie wytworzenia się zewnętrznego kokonu; bliższe objaśnienia w tekście (Yorke 1977)

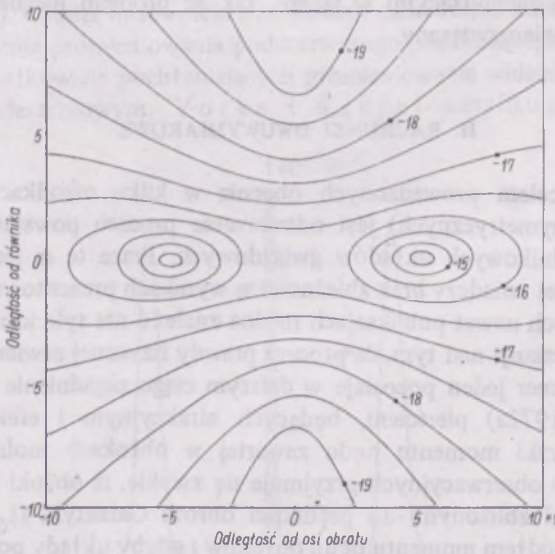
ewolucję dwóch protogwiazd o masach początkowych $60 M_\odot$ i $150 M_\odot$ i traktując gaz oraz pył jako dwa niezależne składniki materii powiązane jedynie siłami tarcia. W chwili, gdy znajdujące się już na ciągu głównym jądro ma masę ok. $15 M_\odot$, jego promieniowanie zwalnia kolaps w wewnętrznych częściach otoczki. W odległości 10^{14} cm od frontu uderzeniowego (którego promień jest w tym momencie równy 10^{12} cm) tworzy się kokon pyłowy o temperaturze 1000 K, przetwarzający widzialne i ultrafioletowe promieniowanie jądra na podczerwone. W zewnętrznych częściach otoczki (10^{17} cm), w których na ziarnach pyłu utrzymują się powłoki lodowe i które w związku z tym są nieprzezroczyste dla promieniowania podczerwonego, dochodzi niemal jednocześnie do całkowitego wstrzymania kolapsu. Powstaje zewnętrzny kokon pyłowy (rys. 10), który wkrótce rozpoczyna ekspansję pociągając za sobą gaz. Cała zewnętrzna część otoczki znajdująca się nad drugim kokonem (w obu przypadkach zawiera ona ok. 75% masy protogwiazdy) zostaje w ten sposób odrzucona. Ilość odrzuconej materii zależy bardzo silnie od własności optycznych pyłu; do dokładnych liczb nie należy więc przywiązywać zbyt wielkiej wagi. Teoretyczne widma masywnych protogwiazd o strukturze kokonowej otrzymane przez Yorke'a (1977) zgadzają się jakościowo z obserwowanymi widmami niektórych obiektów podczerwonych, odtwarzając ich oba maksima (w bliskiej podczerwieni widzimy niecałkowicie pochłonięte prominiowanie wewnętrznego kokonu, zaś w dalekiej – promieniowanie wysyłane przez kokon zewnętrzny). Można więc przypuszczać, że przynajmniej w niektórych przypadkach ani ciśnienie promieniowania w obrazie Westbrooka i Tartera, ani efekty termiczno-dynamiczne Appenzellera i Tscharnutera nie są w stanie wstrzymać kolapsu (musimy bowiem pamiętać, iż mechanizm zasugerowany przez Larsona i Starrfielda zaczyna działać jako ostatni z trzech omawianych). Niestety, Yorke i Krügel nie zajmowali się szczegółowo procesami zachodzącymi w jądrze, tak że problem mechanizmu utraty masy należy nadal uważać za nierozwiązany.

II. RACHUNKI DWUWYMIAROWE

Perspektywicznym celem prowadzonych obecnie w kilku ośrodkach rachunków dwuwymiarowych (osiowosymetrycznych) jest odtworzenie procesu powstawania układów planetarnych i wieloskładnikowych układów gwiazdowych. Prace te są jeszcze słabo zaawansowane, o czym najlepiej świadczy brak zbieżności w wynikach prezentowanych przez różnych autorów. W najświeższych nawet publikacjach można znaleźć nie tyle konkretne rezultaty, co raczej przesłanki do dyskusji nad tym, ile procent prawdy fizycznej zawierają wydruki komputerowe. Problemem numer jeden pozostaje w dalszym ciągu zagadnienie realności odkrytych przez Larsona (1972a) pierścieni, będących atrakcyjnym i efektywnym sposobem pozbywania się nadwyżki momentu pędu zawartej w obłokach molekularnych. Z braku jednoznacznych danych obserwacyjnych przyjmuje się zwykle, iż obłoki molekularne rotują z prędkościami kątowymi zbliżonymi do prędkości obrotu Galaktyki Ω_G. Gdyby obrót Galaktyki był jedynym źródłem momentu pędu obłoków i gdyby układy podwójne rzeczywiście powstawały drogą kondensacji i fragmentacji pojedynczych obłoków molekularnych – płaszczyzny orbit tych układów powinny by się pokrywać z płaszczyzną Galaktyki. Takiej korelacji niestety nie obserwuje się. Niemniej jednak założenie, iż obłok molekularny nie może rotować z prędkością kątową mniejszą od Ω_G wydaje się być rozsądne. Zgadzając się z nim

stajemy natychmiast w obliczu wspomnianego problemu momentu pędu: w przeliczeniu na jednostkę masy gwiazda ciągu głównego zawiera o kilka rzędów wielkości mniej momentu pędu niż jej obłok macierzysty. Kondensacja przy zachowanym momencie pędu prowadziłaby zatem do prędkości znacznie przekraczających prędkość krytyczną, przy której siły odśrodkowe są równe siłom grawitacyjnym. Aby powstawanie zwartych obiektów było w ogóle możliwe, obrotowy moment pędu musi być odtransportowywany na zewnątrz i tracony wraz z częścią materii, bądź też zamieniany na moment obiegowy fragmentów obłoku. Aż do 1978 r. uwaga autorów zajmujących się omawianym tematem skupiona była na tej drugiej możliwości, zaś zwolennicy pierścieni Larsona uważali je za ogniwo pośredniczące w procesie zamiany momentu obrotowego w obiegowy. Rysunek 11 pokazuje strukturę otrzymaną przez Larsona z jednorodnego, sztywno rotującego obłoku po upływie ok. $4t_{ff}$ od chwili rozpoczęcia się kolapsu. Masa pierścienia stanowi w tym momencie ok. 15% masy obłoku i nadal wzrasta. Nakładając na pierścień niewielkie zaburzenie typu fali gęstości lub prędkości kątowej możemy się przekonać, iż jest on tworem wysoce niestabilnym i szybko rozpada się na tyle fragmentów, ile maksimów zawierała fala zaburzająca.

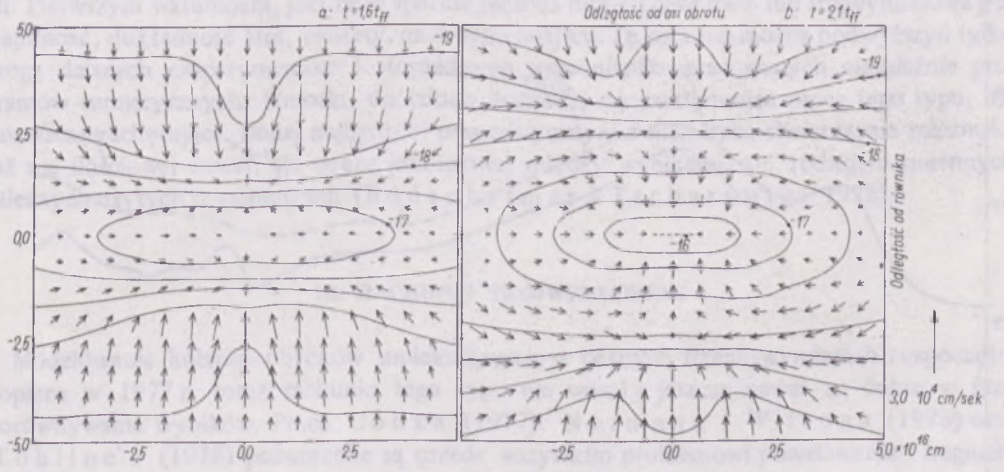
Rachunki ilustrujące fragmentację pierścieni omówimy w następnym paragrafie, teraz zaś zajmiemy się polemiką, jaką wywołało odkrycie Larsona. Została ona zapoczątkowana przez Tscharnutera (1975), który używając tych samych warunków początkowych co Larson, lecz całkowicie odmiennego schematu numerycznego, nie zaobserwował pierścieni w ogóle (tj. aż do momentu utworzenia się grubego optycznie jądra, kiedy to obliczenia zostały przerwane. Obaj autorzy używali zmiennych eulerowskich i ich schematy nie zapewniały za-



Rys. 11. Przykład pierścieni otrzymywanych przez Larsona (1972a). Masa obłoku – $1\,M_{\odot}$, początkowa gęstość i temperatura – $4{,}7\times10^{-19}$ g/cm^3 i 10 K. Początkowa prędkość kątowa – $3{,}0\times10^{-13}$. Rysunek przedstawia przebieg linii o stałej gęstości w płaszczyźnie południkowej obłoku po upływie $3{,}8\times10^5$ lat od chwili rozpoczęcia się kolapsu. Liczby przy liniach podają logarytm gęstości mierzonej w g/cm^3

chowania ani masy całkowitej, ani całkowitego momentu pędu. Nie wiadomo było także, z jaką dokładnością jest w nich spełniony postulat lokalnego zachowania momentu pędu, który *explicite* wprowadzono do rozwiązywanych równań eliminując w nich wyrazy opisujące tarcie i pole magnetyczne. Black i Bodenheimer (1975, 1976) opracowali metodę zapewniającą dokładne zachowanie wielkości globalnych i otrzymali pierścienie na tyle wyraźne, że ufając w pełni w ich realność zainicjowali trójwymiarowe studia fragmentacji. Tymczasem powtórzone rachunki Tscharnutera (Fricke, Möllenhoff i Tscharnuter 1976) ponownie nie doprowadziły do otrzymania pierścieni, nie otrzymał ich także Deissler (1976). Nakazawa, Hayashi i Takahara (1976) oraz Takahara i in. (1977) skrytykowali metodę Tscharnutera, twierdząc iż użyty w niej formalizm z góry uniemożliwia wytworzenie się pierścieni i przeprowadziwszy kolejne, niezależne od poprzednich eksperymenty dwuwymiarowe opowiedzieli się za ich istnieniem. Jak jednak przyznali, otrzymane przez nich wyniki zgadzały się tylko jakościowo z opublikowanymi przez Bodenheimera i Blacka oraz przez Larsona.

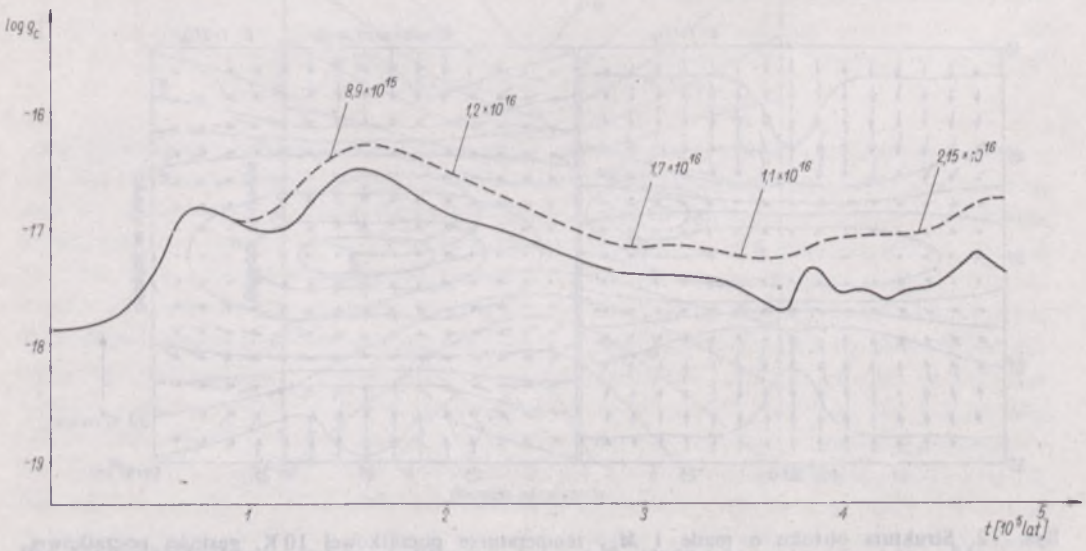
Pierwszy kod numeryczny zapewniający lokalne zachowanie momentu pędu opracował Kamiya (1977), który przeprowadził obliczenia w zmiennych lagrange'owskich. Jak stwierdza Kamiya, pierścienie powstają tylko w przypadku użycia szczególnych warunków początkowych (rotacja różniczkowa). Jego rachunki wzbudziły jednak pewne zastrzeżenia; w szczególności (do czego zresztą przyznał się sam autor) zastosowana w nich metoda rozwiązywania równania Poissona była bardzo mało dokładna. Prowadzone nieustannie prace nad udoskonalaniem metod numerycznych zakończyły się wstępnym uzgodnieniem stanowisk przynajmniej dwóch zaangażowanych w polemikę stron. Bodenheimer i Tscharnuter (1978) opisali po raz pierwszy mechanizm tworzenia się pierścieni i przedstawili kompromisowy obraz, w którym nie mają one cech trwałości, lecz są jedynie



Rys. 12. Struktura obłoku o masie 1 $M_\odot$, temperaturze początkowej 10 K, gęstości początkowej $1{,}4\times10^{-18}$ g/cm^3 i początkowej prędkości kątowej $6{,}0\times10^{-13}$ w chwili rozpoczęcia się pierwszego odpływu materii wzdłuż osi obrotu (a) oraz w chwili ustalenia się ponownego napływu materii do centrum obłoku (b). Bliższe objaśnienia w tekście. Znaczenie linii jest takie samo, jak na rys. 11; strzałki obrazują pole prędkości (z obliczeń autora)

biegnącymi przez protogwiazdę falami ciśnienia. Należy podkreślić, iż obraz ten został jednocześnie uzyskany za pomocą dwóch całkowicie różnych kodów numerycznych; można więc mieć nadzieję, że nie jest on kolejnym nieporozumieniem i że zawiera pewne pierwiastki fizyczne. Niestety, oznaczałoby to jednocześnie utratę prostego i efektywnego sposobu rozwiązania problemu momentu pędu.

Zgodnie z wynikami Bodenheimera i Tscharnutera kolaps rotującej protogwiazdy, podobnie jak w przypadku protogwiazdy sferyczniesymetrycznej, przebiega wysoce niejednorodnie. W płaszczyźnie równikowej rotującego obiektu napływ materii do centrum jest wprawdzie wstrzymywany przez siły odśrodkowe, jednak wzdłuż osi obrotu spływa ona niemal swobodnie do obszarów centralnych, w których szybko wytwarza się wyraźne maksimum gęstości (rys. 12). Po upływie ok. $1{,}5t_{ff}$ w centrum, w pobliżu osi obrotu, powstaje słaby front uderzeniowy. Wkrótce potem zostaje on odepchnięty na zewnątrz dzięki reakcji gazu nadmiernie sprężonego w kierunku prostopadłym do płaszczyzny równikowej. Faza rozprężania wzdłuż osi obrotu nie trwa zbyt długo i po ok. $0{,}3t_{ff}$ napływ materii do centrum zaczyna się znowu (rys. 12). Przed tym jednak gęstość centralna obniża się nieco, zaś jej maksimum odsuwa się od środka obłoku. Powstaje w ten sposób początkowo niezbyt wyraźny pierścień, który utrzymuje się jednak mimo ponownego napływu materii wzdłuż osi obrotu. Po upływie dalszych $0{,}5t_{ff}$ dochodzi do powtórnego rozprężenia gazu; tym razem – dzięki działaniu skumulowanych w pierścieniu sił odśrodkowych, które w pewnym momencie zaczynają przewyższać siły grawitacyjne. Gęstość rozszerzającego się pierścienia maleje, jest jednak w dalszym ciągu większa od gęstości centralnej (rys. 13). Po kilku oscylacjach o mniejszej amplitudzie modelowany przez Bodenheimera i Tscharnutera obłok przybiera stan równowagi.



Rys. 13. Zmiany gęstości centralnej (krzywa ciągła) i maksymalnej gęstości pierścienia (linia przerywana) w obłoku mającym takie same parametry początkowe, jak przedstawiona na rys. 12. Liczby przy linii przerywanej podają promień pierścienia w centymetrach (Bodenheimer i Tscharnuter 1978)

br

Uznając pierścienie za twory realne, lecz nieistotne z punktu widzenia problemu momentu pędu, jesteśmy zmuszeni do zwrócenia uwagi na drugi ze wspomnianych sposobów jego rozwiązania. Jak bowiem wynika z rachunków Tscharnutera (1978a,b), bez wprowadzenia transportu momentu pędu z rotującego obłoku nie da się otrzymać obiektu hydrostatycznego o masie porównywalnej z masą Słońca nawet wtedy, gdy całkowita masa obłoku jest o czynnik 10^2 większa i gdy ilość materii o małym momencie pędu (położonej w pobliżu osi obrotu) jest w związku z tym dostatecznie duża. Opis realistycznego transportu momentu pędu przez pole magnetyczne jest praktycznie niemożliwy. Nawet bez uwzględnienia pola problemy numeryczne hydrodynamiki dwuwymiarowej są dostatecznie skomplikowane. Alternatywny nośnik momentu pędu, jakim jest turbulencja, stanowi właściwie jedną wielką niewiadomą. Jedyne co w tej sytuacji można zrobić, to wprowadzenie do rozwiązywanych równań ogólnych wyrazów opisujących lepkość i określenie minimalnej wielkości jej współczynnika, przy której transport momentu pędu na zewnątrz jest na tyle efektywny, że w centrum obłoku wytwarza się pojedynczy, skondensowany obiekt. Wstępne rachunki tego typu przeprowadzone przez Tscharnutera (1978b) dały obiecujące wyniki: pierwotnie jednorodny i sztywno rotujący, lepki obłok wytworzył centralną kondensację hydrostatyczną otoczoną cienkim dyskiem i zanurzoną wraz z nim w rzadkiej otoczce. Można zatem przypuszczać, iż normalna droga ewolucyjna odosobnionego obłoku prowadzi do powstania protogwiazdy otoczonej mgławicą protoplanetarną i że odpowiedzi na pytanie: w jaki sposób powstają układy podwójne i wielokrotne – należy szukać, wprowadzając nieosiowosymetryczne zaburzenia warunków początkowych. Jest to już, oczywiście, zadanie z dziedziny rachunków trójwymiarowych.

Musimy jeszcze raz podkreślić, że rachunki dwuwymiarowe nie dały dotychczas w pełni wiarygodnych wyników i że na osiągnięcie choćby tego tylko stopnia wiarygodności, jaki możemy obecnie przypisać rachunkom jednowymiarowym, przyjdzie zapewne poczekać parę lat. Pierwszym warunkiem, jaki musi spełnić metoda numeryczna dwu- lub trójwymiarowa jest stabilność; dokładność stoi, niestety, na drugim miejscu. Tę ostatnią można podwyższyć tylko drogą dalszych eksperymentów i stopniowego uzgadniania opracowanych niezależnie programów numerycznych. Wnioski, do jakich dochodzi się kontynuując prace tego typu, nie zawsze są zachęcające. Bodaj najbardziej pesymistycznym z nich było stwierdzenie zależności już nie ilościowej nawet, ale wręcz jakościowej między wynikami, a ... rodzajem zmiennych zależnych użytych w rachunkach (Bodenheimer i Tscharnuter 1978).

III. RACHUNKI TRÓJWYMIAROWE

Modelowanie kolapsu obłoków molekularnych w pełnych trzech wymiarach rozpoczęto dopiero w 1977 r. toteż rachunki tego typu nie weszły jeszcze nawet na dobre w fazę porównywania wyników. Prace Cooka (1977), Normana i Wilsona (1978) oraz Tohline'a (1978) poświęcone są przede wszystkim problemowi powstawania i fragmentacji pierścieni. Narita i Nakazawa (1978) badają rozwój początkowych zaburzeń nieosiowosymetrycznych, zaś Larson (1978) – fragmentację obłoku niezaburzonego. Gingold i Monaghan (1977, 1978) modelują nie kolaps obłoków, lecz rozpad obiektów już uformowanych i jeśli wspominamy o ich pracach – to tylko dlatego, że używ ciekawej metody rachunkowej polegającej na odtwarzaniu przebiegu ciągłych parametrów

hydrodynamicznych z dyskretnego rozkładu punktów materialnych podlegających prawom zwykłej dynamiki. Zbliżonej metody używa też Larson; wprowadza jednak do równań dynamiki poprawki opisujące ciśnienie i siły lepkości. Stwierdza on, iż fragmentacja obłoku jest nieunikniona i rozpoczyna się już we wczesnych stadiach kolapsu, niezależnie od temperatury początkowej i prędkości kątowej oraz przy całkowitym braku początkowych zaburzeń. Ilość fragmentów, na jakie rozpada się kolapsujący obłok, odpowiada z dobrym przybliżeniem jego masie wyrażonej w masach Jeansa. Zupełnie inne wnioski prezentują pozostali z cytowanych autorów, którzy używają programów rozwiązujących równania hydrodynamiki. Stwierdzają oni, iż prawdopodobieństwo fragmentacji maleje ze wzrostem temperatury początkowej obłoku i że aby do fragmentacji w ogóle doszło – początkowe zaburzenia symetrii osiowej muszą być bardzo znaczne. Nie dotyczy to, oczywiście, zaburzeń nakładanych na już uformowane pierścienie, które zawsze są tworami wysoce niestabilnymi.

Dokładność trójwymiarowych rachunków hydrodynamicznych jest bardzo silnie ograniczona pojemnością i szybkością maszyn cyfrowych. Program Normana i Wilsona, który jest najdokładniejszym z będących w użyciu, bazuje na współrzędnych cylindrycznych (r, z, φ) reprezentowanych przez siatkę numeryczną składającą się z 40× 40× 24 punktów. Narita i Nakazawa używają siatki złożonej z 18× 26× 24 punktów we współrzędnych sferycznych (r, ϑ, φ), zaś Cook – siatki 10× 10× 12 we współrzędnych (r, z, φ). Każdy z programów zawiera tylko absolutne minimum fizyki i opisuje kolaps w przybliżeniu izotermicznym bądź adiabatycznym. We wszystkich przypadkach siatka numeryczna jest czysto eulerowska, tj. w czasie obliczeń punkty jej pozostają nieruchome. Warunkami początkowymi w rachunkach Normana i Wilsona są pierścienie otrzymane przez Blacka i Bodenheimera (1976). Nakładane na nie perturbacje gęstości mają postać:

$$\rho = \rho_0(1 + A\cos(m\varphi)), \tag{21}$$

gdzie ρ_0 jest gęstością niezaburzoną, zaś m przybiera wartości z przedziału (1,6). Amplituda A nie przekracza z reguły 10%. We wszystkich zbadanych przypadkach fragmentacja przebiega bardzo szybko; już po upływie 0.5 okresu obrotu pierścień rozpada się na wyraźnie wyodrębnione części, których liczba odpowiada ilości maksimów fali zaburzającej. W przypadku zaburzenia będącego superpozycją fal typu (21), najszybciej rosną składowe o małym m. Moment pędu związany z ruchem wirowym fragmentów stanowi zwykle ok. 20–30% momentu pędu pierścienia przed fragmentacją. Podobne wyniki przedstawia Tohline dla $m = 2$. Zarówno on, jak i dwaj poprzedni autorzy modelują fragmentację w stałej temperaturze. Cook prowadzi rachunki adiabatyczne, a swoje modele początkowe gęstych, niezaburzonych pierścieni otrzymuje analitycznie. Stwierdza on, iż do rozpadnięcia się pierścienia może doprowadzić zaburzenie prędkości kątowej o amplitudzie nie przekraczającej 10%.

Jak to już powiedzieliśmy, zaburzenia nakładane nie na pierścienie, lecz na typowe modele początkowe obłoków (jednorodna gęstość i sztywna rotacja) nie zawsze prowadzą do fragmentacji. Komentując pracę Tohline'a, Bodenheimer i Black (1978) stwierdzają, iż wcześnie nałożone perturbacje są tłumione nie tylko przez ciśnienie, ale i przez rozwijającą się z upływem czasu rotację różniczkową. Dzięki niej faza perturbacji staje się funkcją promienia i w chwili, gdy kolapsujący obłok ma wytworzyć pierścień początkowe perturbacje są już rozfazowane w takim stopniu, że ich efektywna amplituda staje się znikoma. W pracy Narity i Nakazawy model początkowy nie jest zaburzoną kulą, lecz trójosiową, sztywno rotującą elipsoidą z maksimum gęstości w centrum. Kolapsując formuje ona po-

czątkowo dysk, następnie niezbyt wyraźny pierścień, by w końcu ulec fragmentacji na dwie jednakowe subkondensacje. W momencie przerwania obliczeń okrążały się one wzajemnie po orbicie keplerowskiej, zawierając odpowiednio 50 i 25% całkowitej masy obłoku i całkowitego momentu pędu.

Trudno jest w chwili obecnej stwierdzić, czy większą przyszłość mają przed sobą trójwymiarowe rachunki czysto hydrodynamiczne, czy też symulowana hydrodynamika Larsona. Być może obie metody okażą się w jakimś sensie komplementarne. W późnych fazach kolapsu czysta hydrodynamika ze swoimi rzadkimi siatkami numerycznymi staje się narzędziem wręcz bezużytecznym. Otwiera się tu natomiast pole do działania dla hydrodynamiki symulowanej, która – będąc podatna na wszelkiego rodzaju przypadkowe fluktuacje – prawdopodobnie nie nadaje się do modelowania faz wczesnych.

3. ZAKOŃCZENIE

W dziedzinie rachunków sferyczniesymetrycznych jesteśmy już bliscy znalezienia odpowiedzi na pytania, jakie dały impuls do rozpoczęcia eksperymentów hydrodynamicznych. Zapewne już w ciągu najbliższego roku lub dwóch lat pojawią się prace opisujące dokładną strukturę i rozmiary końcowych obiektów hydrostatycznych. Jednocześnie powinien też zostać rozwiązany problem utraty masy i czynników tę utratę wywołujących. Rozwinięty ostatnio aparat numeryczny (Winkler 1976 i 1978a oraz Yorke i Bertout 1978) wydaje się być dla tych celów wystarczająco dokładny. Brak precyzyjności uzyskiwanych za jego pomocą wyników nawiązujących do obserwacji podczerwonych wywołany jest przede wszystkim niedokładną znajomością odpowiednich współczynników nieprzezroczystości, własności fizycznych pyłu i jego składu chemicznego.

Sytuacja przedstawia się o wiele gorzej w dziedzinie rachunków dwu- i trójwymiarowych. Przede wszystkim nie mamy tu aparatu numerycznego, któremu można by zaufać bez zastrzeżeń. Prowadzone rachunki praktycznie nie są powiązane z obserwacjami; ciągle jeszcze brak jest wiarygodnych danych na temat pól prędkości w obłokach molekularnych. Używane powszechnie przybliżenie sztywnej rotacji jest z pewnością bardzo złe. Na ostateczne rozwiązanie czeka w dalszym ciągu problem odkrytych przez Larsona (1972a) pierścieni i ich roli w procesie redystrybucji momentu pędu. Pracy Bodenheimera i Tscharnutera, którą omówiliśmy w rozdz. II, nie można uznać za rozstrzygającą, dopóki nie zostanie potwierdzona przez niezależne rachunki. Poza dalszymi badaniami pierścieni należy też rozwijać zapoczątkowane przez Tscharnutera (1978b) eksperymenty z kontrolowanym transportem momentu pędu przez tarcie; jest bowiem mało prawdopodobne, by redystrybucja momentu pędu dokonywała się tylko w jeden sposób (pamiętajmy, że transport momentu pędu przez tarcie zdaje się prowadzić do powstania protogwiazdy otoczonej mgławicą protoplanetarną, natomiast redystrybucja związana z fragmentacją pierścieni – do utworzenia się układu podwójnego lub wielokrotnego). Od rachunków trójwymiarowych należy przede wszystkim wymagać wzrostu dokładności. Pewne nadzieje na jej poprawę rokuje uruchamiany obecnie przy współudziale autora program, będący rozwinięciem dwuwymiarowego kodu Tscharnutera (1975). Dalsze zadania polegałyby na modelowaniu ewolucji obłoków o dowolnej symetrii początkowej. Szczególny nacisk należałoby położyć na

problem tworzenia się pierścieni w obłokach początkowo zaburzonych i na zależność rozwoju zaburzeń od ich wielkości oraz od parametrów początkowych obłoku.

Praca niniejsza została napisana podczas pobytu autora w Instytucie Fizyki i Astrofizyki im. Maxa Plancka w Monachium.

LITERATURA

Appenzeller I., Tscharnuter W., 1974, Astr. and Ap., 30, 432.
Appenzeller I., Tscharnuter W., 1975, Astr. and Ap., 40, 397.
Black D. C., Bodenheimer P., 1975, Ap. J., 199, 619.
Black D. C., Bodenheimer P., 1976, Ap. J., 206, 138.
Bodenheimer P., 1968, Ap. J., 153, 483.
Bodenheimer P., Black D. C., 1978, w *„Protostars and Planets"*, Univ. of Arizona Press, Tucson.
Bodenheimer P., Sweigart A., 1968, Ap. J., 152, 515.
Bodenheimer P., Tscharnuter W., 1978, preprint.
Cook T. L., 1977, Los Alamos Publ., LA–6841–T.
Deissler R. G., 1976, Ap. J., 209, 190.
Ezer D., Cameron A. G., 1965, Canad. J. Phys., 43, 1497.
Fricke K. J., Möllenhof C., Tscharnuter W., 1976, Astr. and Ap., 47, 407.
Gingold R. A., Monaghan J. J., 1977, M.N.R.A.S., 181, 375.
Gingold R. A., Monaghan J. J., 1978, preprint.
Kamiya Y., 1977, Progr. Theor. Phys., 58, 802.
Kippenhahn R., Tscharnuter W., 1975, Lec. Not. Phys., No. 42.
Larson R. B., 1969, M.N.R.A.S., 145, 271.
Larson R. B., 1972a, M.N.R.A.S., 156, 437.
Larson R. B., 1972b, M.N.R.A.S., 157, 121.
Larson R. B., 1978, M.N.R.A.S., 184, 69.
Larson R. B., Starrfield S., 1971, Astr. and Ap., 54, 183.
Mestel L., 1965, Quart. J.R.A.S., 6, 171.
Nakano T., Ohyama N., Hayashi C., 1968, Progr. Theor. Phys., 39, 1148.
Nakano T., Ohyama N., Hayashi C., 1970, Progr. Theor. Phys., 43, 672.
Nakazawa K., Hayashi C., Takahara M., 1976, Progr. Theor. Phys., 56, 515.
Narita S., Nakano T., Hayashi C., 1970, Progr. Theor. Phys., 43, 942.
Narita S., Nakazawa K., 1978, Progr. Theor. Phys., 59, 1018.
Norman M. L., Wilson J. R., 1978, preprint.
Takahara M., Nakazawa K., Narita S., Hayashi C., 1977, Progr. Theor. Phys., 58, 536.
Tohline J. E., 1978, preprint.
Tscharnuter W., 1975, Astr. and Ap., 39, 207.
Tscharnuter W., 1978a, w *„Protostars and Planets"*, Univ. of Arizona Press, Tucson.
Tscharnuter W., 1978b, informacja prywatna.
Westbrook C. K., Tarter C. B., 1975, Ap. J., 200, 48.
Winkler K. H., 1976, preprint Max Planck Inst. für Phys. u. Astroph., No. 90.
Winkler K. H., 1978a, w *„Protostars and Planets"*, Univ. of Arizona Press, Tucson.
Winkler K. H., 1978b, informacja prywatna.
Wolf B., Appenzeller I., Bertout, C., 1977, Astr. and Ap., 58, 163.
Yorke H., 1977, Astr. and Ap., 58, 423.
Yorke H., Bertout C., 1978, preprint.
Yorke H., Krügel E., 1977, Astr. and Ap., 54, 183.

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXVII (1979). Zeszyt 3

CAŁKA ZDERZEŃ W DYNAMICE UKŁADÓW GWIAZDOWYCH

Część I

IRINA W. PIETROWSKAJA
Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Leningradzkiego (Leningrad, ZSRR)

ИНТЕГРАЛ СТОЛКНОВЕНИЙ В ДИНАМИКЕ ЗВЁЗДНЫХ СИСТЕМ

Часть I

И. В. Петровская

Содержание

Дан обзор различных форм интеграла столкновений, используемых для описания действия нрретуляриых сил в звёздных системах. Рассмотрены полученные в схеме непрерывного случайного процесса интегралы столкновений Больцмана и Ландау, а также уравнение Фоккера–Планка, вывод его козффициентов и его решение.

COLLISION INTEGRAL IN THE DYNAMICS OF STELLAR SYSTEMS

Part I

Summary

The review of different forms of the collision integral used for the description of the irregular forces effects in stellar systems is given. The Boltzmann and Landau forms of the collision integral obtained in the continuous random process scheme, also the Fokker-Planck equation, its coefficients and solution are described.

1. WIELOCZĄSTKOWE FUNKCJE ROZKŁADU I WIĄŻĄCE JE RÓWNANIA

Układ składający się z N cząstek przyjęto opisywać w fizyce statystycznej za pomocą tzw. funkcji rozkładu $D_N(x_1, ..., x_N, t)$ w $6N$-wymiarowej przestrzeni fazowej, której nieskończenie mały obszar ma postać $d\vec{r}_1 d\vec{p}_1 ... d\vec{r}_N d\vec{p}_N = dx_1 ... dx_N$, gdzie $\vec{r}_i$ i $\vec{p}_i$ są odpowiednio wektorową współrzędną położenia i pędem cząstki. Wielkość $D_N dx_1 ... dx_N$ jest więc równa prawdopodobieństwu tego, że w chwili czasu t położenie i pęd pierwszej cząstki znajdują się w elemencie objętości $(x_1, x_1 + dx_1)$, położenie i pęd drugiej cząstki w elemencie objętości $(x_2, x_2 + dx_2)$ itd. aż do N-tej cząstki, której położenie i pęd leżą w elemencie $(x_N, x_N + dx_N)$.

Zakładamy, że zmiana w czasie liczby gwiazd w elemencie objętości jest możliwa tylko wskutek przechodzenia cząstek przez granicę tej objętości. Dlatego funkcja D_N spełnia równanie ciągłości:

$$\frac{\partial D_N}{\partial t} + \sum_{i=1}^{N} \left[\frac{\partial}{\partial \vec{r}_i} (\vec{r}_i D_N) + \frac{\partial}{\partial \vec{p}_i} (\vec{p}_i D_N) \right] = 0. \tag{1}$$

Wprowadzając hamiltonian H, otrzymujemy z (1) równanie Liouville'a:

$$\frac{\partial D_N}{\partial t} + \sum_{i=1}^{N} \frac{\partial H}{\partial \vec{p}_i} \frac{\partial D_N}{\partial \vec{r}_i} - \frac{\partial H}{\partial \vec{r}_i} \frac{\partial D_N}{\partial \vec{p}_i} = 0. \tag{2}$$

W przypadkach pól kulombowskiego i grawitacyjnego przy nieobecności pola zewnętrznego równanie Liouville'a przybiera postać:

$$\frac{\partial D_N}{\partial t} + \sum_{i=1}^{N} \vec{v}_i \frac{\partial D_N}{\partial \vec{r}_i} - \sum_{i,j=1}^{N} \left[\frac{\partial U'_{ij}(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)}{\partial \vec{r}_i} \frac{\partial D_N}{\partial \vec{p}_i} + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial U'_{ij}(|\vec{r}_i - \vec{r}_j|)}{\partial \vec{r}_j} \frac{\partial D_N}{\partial \vec{p}_j} \right] = 0, \tag{3}$$

przy czym dla tych pól potencjał ma odpowiednio postać:

$$U_{ij} = -U'_{ij} = -\frac{e_i e_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \tag{4}$$

i

$$U_{ij} = -U'_{ij} = \frac{G m_i m_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}. \tag{5}$$

W (4) i (5) e_i, m_i oraz $\vec{v}_i = \vec{p}_i/m_i$ są odpowiednio ładunkiem, masą i prędkością i-tej cząstki, zaś G stałą grawitacji.

Całkując D_N po wszystkich x oprócz współrzędnych x_n położenia i pędu cząstki typu a, oraz dzieląc otrzymane wyrażenie przez objętość układu V, dostaniemy gęstość prawdopodobieństwa znalezienia cząstki typu a w otoczeniu punktu x_n:

$$\frac{1}{V} f_1^a(x_n, t) = \int D_N(x_1, ..., x_N, t) dx_1 ..., dx_{n-1} dx_{n+1} ..., dx_N. \tag{6}$$

Funkcja f_1^a nazywa się jednocząstkową funkcją rozkładu. W podobny sposób można określić s-cząstkową funkcję rozkładu:

$$\frac{1}{V^s} f_s(x_1, ..., x_s, t) = \int D_N(x_1, ..., x_N, t) dx_{s+1} ..., dx_N, \tag{7}$$

przy czym wielkość $f_s(x_1, ..., x_s, t) dx_1, ..., dx_s/V^s$ jest równa prawdopodobieństwu tego, że położenia i pędy s cząstek znajdują się w elementach objętości $dx_1, ..., dx_s$ w otoczeniu punktów $x_1, ..., x_s$ przestrzeni fazowej.

Całkując równanie Liouville'a (3) po wszystkich współrzędnych oprócz położeń i pędów x_a cząstki typu a i zaniedbując człony rzędu $1/N$ otrzymamy równanie:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_a \frac{\partial}{\partial \vec{r}_a} + \vec{F}_a \frac{\partial}{\partial \vec{p}_a}\right] f_1^a = \frac{\partial}{\partial \vec{p}_a} \sum_b \frac{N_b}{V} \int f_2^{ab}(x_a, x_b, t) \frac{\partial U'_{ab}}{\partial \vec{r}_a} d\vec{r}_b d\vec{p}_b, \tag{8}$$

które wiąże jednocząstkową funkcję rozkładu z dwucząstkową. Przez $\vec{F}_a$ oznaczono tu siłę działającą na cząstkę typu a.

Całkując (3) po wszystkich x oprócz x_a i x_b, odpowiadających cząstkom typu a i b, i zaniedbując wyrazy proporcjonalne do $1/N$ otrzymamy równanie wiążące dwucząstkową funkcję rozkładu, z trójcząstkową:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}_a \frac{\partial}{\partial r_a} + \vec{v}_b \frac{\partial}{\partial \vec{r}_b} + \vec{F}_a \frac{\partial}{\partial \vec{p}_a} + \vec{F}_b \frac{\partial}{\partial \vec{p}_b}\right) f_2^{ab}(x_a, x_b, t) -$$

$$- \frac{\partial U'_{ab}}{\partial \vec{r}_a} \left(\frac{\partial}{\partial \vec{p}_a} - \frac{\partial}{\partial \vec{p}_b}\right) f_2^{ab}(x_a, x_b, t) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial \vec{p}_a} \sum_c \frac{N_c}{V} \int f_3^{abc}(x_a, x_b, x_c, t) \frac{\partial U'_{ac}}{\partial \vec{r}_a} d\vec{r}_c d\vec{p}_c +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial \vec{p}_b} \sum_c \frac{N_c}{V} \int f_3^{abc}(x_a, x_b, x_c, t) \frac{\partial U'_{bc}}{\partial \vec{r}_b} d\vec{r}_c d\vec{p}_c. \tag{9}$$

W podobny sposób można otrzymać równanie wiążące s-cząstkową funkcję z $(s+1)$-cząstkowymi:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \sum_{i=1}^{s}\left(\vec{v}_i \frac{\partial}{\partial \vec{r}_i} + \vec{F}_i \frac{\partial}{\partial \vec{p}_i}\right)\right] f_s^{a_1 \cdots a_s}(x_1, \ldots, x_s, t) -$$

$$- \sum_{i=1}^{s} \sum_{j} \frac{\partial U'_{ij}}{\partial \vec{r}_i} \frac{\partial f^{a_1 \cdots a_s}}{\partial \vec{p}_i} =$$

$$= \sum_{i=1}^{s} \sum_{k} \frac{N_k}{V} \int \frac{\partial f_{s+1}^{a_1 \cdots a_s a_{s+1}}}{\partial \vec{p}_k} \frac{\partial U'_{ik}}{\partial \vec{r}_k} d\vec{r}_k d\vec{p}_k. \tag{10}$$

Łańcuch równań (8), (9) i (10) nazywa się łańcuchem równań Bogolubowa-Borna-Greena-Kirkwooda-Yvona (BBGKY).

Często np. w fizyce plazmy, ograniczamy się do rozpatrywania jednocząstkowych funkcji rozkładu. Aby dostać równanie na jednocząstkową funkcję rozkładu, wystarczy funkcje wielocząstkowe wyrazić przez jednocząstkowe. Równania spełniane przez funkcje jednocząstkowe nazywają się kinetycznymi.

2. FUNKCJE KORELACYJNE. RÓWNANIA WŁASOWA I BOLTZMANNA

Duwcząstkową funkcję rozkładu można przedstawić w postaci:

$$\frac{N_a}{V}\frac{N_b}{V} f_2^{ab}(x_a, x_b, t) = f_a(\vec{r}_a, \vec{p}_a, t) f_b(\vec{r}_b, \vec{p}_b, t) + g_{ab}(\vec{r}_a, \vec{p}_a, \vec{r}_b, \vec{p}_b, t), \tag{11}$$

gdzie f_a jest jednocząstkową funkcją rozkładu cząstek typu a unormowaną do całej liczby cząstek N_a tego typu. Funkcja g_{ab} nazywa się podwójną funkcją korelacyjną. Jest ona miarą wzajemnej zależności ruchu cząstek i równa się zeru w przypadku braku oddziaływań pomiędzy cząstkami.

Podobne wyrażenie można napisać dla trójcząstkowej funkcji rozkładu:

$$\frac{N_a}{V}\frac{N_b}{V}\frac{N_c}{V} f_3^{abc}(x_a, x_b, x_c, t) = f_a(x_a, t) f_b(x_b, t) f_c(x_c, t) +$$

$$+ f_a(x_a, t) g_{bc}(x_b, x_c, t) + f_b(x_b, t) g_{ac}(x_a, x_c, t) +$$

$$+ f_c(x_c, t) g_{ab}(x_a, x_b, t) + d_{abc}(x_a, x_b, x_c, t). \tag{12}$$

Drugi, trzeci i czwarty składnik w tym wyrażeniu uwzględniają korelacje podwójne przy wzajemnym oddziaływaniu trzech cząstek, a piąty jest trójcząstkową funkcją korelacyjną. Podobne wyrażenie można napisać dla każdej s-cząstkowej funkcji rozkładu.

Jeśli nie brać pod uwagę wzajemnego oddziaływania cząstek, to funkcje wielocząstkowe można przedstawić jako iloczyn funkcji jednocząstkowych:

$$f_s^{a_1 \ldots a_s}(x_1, \ldots, x_s, t) = \frac{V}{N_{a_1}} f_{a_1}(x_1, t), \ldots \frac{V}{N_{a_s}} f_{a_s}(x_s, t). \tag{13}$$

Wtedy z równania (8) otrzymamy dla funkcji rozkładu cząstek typu a równanie kinetyczne bez uwzględnienia zderzeń:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \vec{v}_a \frac{\partial f_a}{\partial \vec{r}_a} + \vec{F}_a \frac{\partial f_a}{\partial \vec{p}_a} = 0. \tag{14}$$

Równanie to można otrzymać także bezpośrednio z równania Liouville'a (3) podstawiając do niego $D_N(x_1, \ldots, x_N, t) = [f(x_1, t)/N_1] \ldots [f(x_N, t)/N_N]$ i całkując po wszystkich x_i oprócz współrzędnych położenia i pędu cząstki typu a.

Równanie kinetyczne w postaci (14) bywa stosowane w fizyce plazmy przy opisie plazmy bezzderzeniowej i nazywa się równaniem Własowa (W ł a s o w 1938). W zastosowaniu do dynamiki gwiazdowej równanie to opisuje strukturę i ewolucję układu gwiazdowego bez uwzględnienia sił nieregularnych, tzn. spotkań członków układu.

Jeśli chcemy rozpatrywać również siły nieregularne, konieczne jest uwzględnienie w (8) wpływu korelacji. Podstawiając (11) do (8) otrzymamy równanie:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + \vec{v}_a \frac{\partial f_a}{\partial \vec{r}_a} + \vec{F}_a \frac{\partial f_a}{\partial \vec{p}_a} = \frac{\partial}{\partial \vec{p}_a} \sum_b \int g_{ab}(\vec{r}_a, \vec{p}_a, \vec{r}_b, \vec{p}_b, t) \frac{\partial U'_{ab}}{\partial \vec{r}_a} d\vec{r}_b d\vec{p}_b. \tag{15}$$

Aby otrzymać z niego równanie kinetyczne, wystarczy wyrazić podwójną funkcję korelacyjną g_{ab} przez funkcję jednocząstkową f_a za pomocą (9) i (12). Konieczne są przy tym pewne dodatkowe założenia o funkcjach korelacyjnych wyższego rzędu (B o g o l u b o w 1946).

W przypadku ogólnym równanie kinetyczne ma postać:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \vec{F} \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{zd}, \tag{16}$$

gdzie dla krótkości opuściliśmy wskaźnik a przy funkcji rozkładu. Równanie (16) nosi nazwę równania Boltzmanna i jest używane od dawna do opisu zjawisk transportu w gazach (B o l t z m a n n 1956). Prawa strona tego równania nazywa się całką zderzeń. W zastosowaniu do opisu struktury i ewolucji układów ciał grawitujących człon $[\partial f/\partial t]_{zd}$ przedstawia zmianę gęstości fazowej wskutek działania sił nieregularnych. Artykuł ten poświęcony jest rozpatrzeniu głównych postaci całki zderzeń używanych w dynamice gwiazdowej.

3. CAŁKA ZDERZEŃ BOLTZMANNA

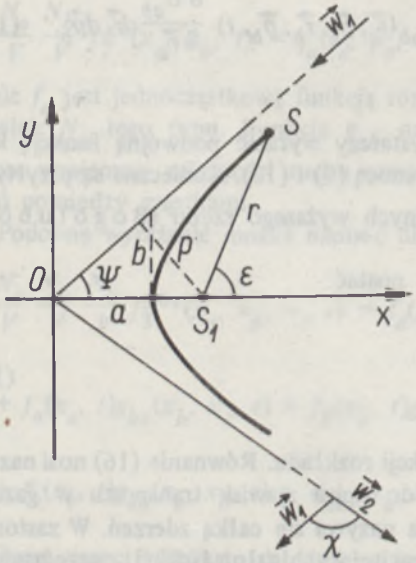
Prawa strona równania (16) opisuje zmianę w czasie gęstości fazowej cząstek pod wpływem zderzeń. Będziemy brać pod uwagę tylko zderzenia podwójne i będziemy zaniedbywać jednoczesne oddziaływania trzech lub więcej cząstek. Przez cząstkę możemy rozumieć molekułę gazu, cząsteczkę plazmy lub gwiazdę. Zderzenia z kolei mogą być nie tylko bezpośrednie, lecz także spotkaniami, podczas których moduł względnej prędkości cząstek przed i po spotkaniu nie zmienia się, jak to jest np. przy zderzeniu elastycznym.

Dla prostoty rozpatrywać będziemy zmiany gęstości fazowej w przestrzeni pędów, tzn. $f = f(\vec{p})$. Niech $d\sigma$ oznacza prawdopodobieństwo tego, że w wyniku spotkania cząstek o pędach $\vec{p}$ i $\vec{p}$ pierwsza z nich uzyska pęd $\vec{p} + \vec{\Delta}$, a druga $\vec{p}' + \vec{\Delta}$. Wtedy w ciągu jednostki czasu z elementu $d\vec{p}$ przestrzeni fazowej uchodzi $wd\sigma\, f(\vec{p})f'(\vec{p}')d\vec{p}d\vec{p}'$ cząstek, a przybywa $wd\sigma' f(\vec{p} + \vec{\Delta})f'(\vec{p}' + \vec{\Delta}')\, d(\vec{p} + \vec{\Delta})d\,(\vec{p}' + \vec{\Delta}')$, gdzie w jest względną prędkością cząstek. Prim przy funkcji rozkładu pędów cząstek, z którymi oddziałują cząstki o pędzie $\vec{p}$, oznacza że rozkłady pędów wzajemnie oddziałujących cząstek na razie mogą być różne.

Z prawa zachowania pędu wynika, że $\vec{\Delta} = -\vec{\Delta}'$, a z równań ruchu $d(\vec{p} + \vec{\Delta})d\,(\vec{p}' + \vec{\Delta}') = d\vec{p}d\vec{p}'$. Załóżmy, że prawdopodobieństwa przejścia cząstek w obie strony są równe, $d\sigma = d\sigma'$. Założenie takie jest słuszne, jeżeli np. Δ i Δ' są małe, czyli oddziaływania cząstek są dostatecznie słabe. Stąd otrzymamy całkę zderzeń Boltzmanna:

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t}\right]_{zd} = \int [f(\vec{p} + \vec{\Delta})f'(\vec{p}' + \vec{\Delta}') - f(\vec{p})f'(\vec{p}')]wd\vec{p}\,d\sigma. \tag{17}$$

Wielkość $d\sigma$, która jest równa prawdopodobieństwu tego, że cząstka o pędzie $\vec{p}$ dozna spotkania przy określonych parametrach, nazywa się różniczkowym przekrojem rozproszenia. Określiliśmy tę wielkość dla pola, którego potencjał jest odwrotnie proporcjonalny do odległości między cząstkami, tzn. dla przypadku pola kulombowskiego lub grawitacyjnego. W tym sensie będziemy mówić o spotkaniu dwóch gwiazd, które uważamy za masy punktowe.



Rys. 1. Spotkanie dwóch gwiazd

Na rys. 1 przedstawiliśmy pewną gwiazdę pola o masie m_1, względem której porusza się po hiperboli rozpatrywana gwiazda o masie m ze względną prędkością $\vec{w}$. Wektor $\vec{w}$ po zakończeniu spotkania obrócony jest o kąt $\chi = \pi - 2\psi$. Odległość ogniska S hiperboli od asymptoty oznaczona przez ρ nazywa się odległością spotkania i jest równa urojonej półosi hiperboli, czyli:

$$\operatorname{ctg}\psi = \frac{a}{b} = \frac{a}{\rho}. \tag{18}$$

Skorzystawszy z tego oraz z wyrażenia na kwadrat stałej pól:

$$h^2 = \frac{G(m + m_1)\rho^2}{a} = \left(r^2 \frac{d\varepsilon}{dt}\right)^2 = \rho^2 w^2, \tag{19}$$

gdzie ε jest kątem pomiędzy promieniem wodzącym rozpatrywanej gwiazdy a osią x, oraz wyrażając ρ przez w i χ otrzymujemy zamiast $d\sigma = \rho d\rho\, d\varphi$, gdzie φ jest azymutalnym kątem spotkania , wyrażenie:

$$d\sigma = \left[\frac{G(m + m_1)}{2w}\right]^2 \frac{d\Theta}{\sin^4 \frac{\chi}{2}}, \tag{20}$$

gdzie $d\Theta = \sin\chi\, d\chi\, d\varphi$ jest elementem kąta bryłowego, w którym odbywa się rozproszenie cząstek.

Znajdziemy także moduł wektorowego przyrostu prędkości $\vec{w}$ gwiazdy S w rezultacie spotkania z gwiazdą S_1 (Z o n n i R u d n i c k i 1957). Względem osi x sytuacja jest symetryczna, tzn. $\Delta w_y = 0$. Pełna zmiana prędkości względnej wskutek spotkania jest więc równa

$$\Delta w = \Delta w_x = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Gm_1}{r^2} \cos\varepsilon\, dt.$$

Z (19) znajdujemy, że $dt/r^2 = d\varepsilon/\rho w$, a więc:

$$\Delta w = \int_{-\psi}^{+\psi} \frac{Gm_1}{\rho w} \cos\varepsilon\, d\varepsilon = \frac{2Gm_1}{\rho w} \sin\psi.$$

Korzystając z (18) i (19) otrzymamy wyrażenie określające kąt obrotu wektora $\vec{w}$ w wyniku spotkania:

$$\operatorname{ctg}\psi = \frac{G(m + m_1)}{\rho w^2} \tag{21}$$

(Jeans 1928), skąd:

$$\Delta w = \frac{2Gm_1}{\rho w}\left[1 + \frac{G^2(m + m_1)^2}{\rho^2 w^4}\right]^{-1/2} \tag{22}$$

Przy $\chi \to 0$, tzn. dla spotkań dalekich, wywołujących małe zmiany kierunku prędkości gwiazdy, wyrażenie (20) ma osobliwość ($\sim\chi^{-4}$), a więc pełny przekrój rozproszenia i całka zderzeń są rozbieżne.

Całkę zderzeń Boltzmanna, jak pokazał Bogolubow (1946), można otrzymać bezpośrednio z (9) zakładając, że energia oddziaływania pary cząstek jest mała w porównaniu z ich średnią energią kinetyczną, a także zakładając $g_{ac} = g_{bc} \equiv 0$, tzn. zaniedbując kolektywne oddziaływanie wielu cząstek na proces spotkania dwu cząstek. Pierwsze założenie ogranicza zagadnienie do oddziaływań dosyć słabych, a więc zniekształca rezultaty spotkań bliskich. Z kolei przyjmując drugie założenie nie możemy otrzymać poprawnego wyrażenia na funkcję korelacyjną dla dużych odległości, czego wynikiem jest rozbieżność całki zderzeń przy wielkich odległościach.

Z rozbieżnością tą już od dawna ma do czynienia fizyka plazmy, gdzie naładowane cząstki przyciągają się lub odpychają zgodnie z prawem Coulomba (4). Ale w fizyce plazmy usuwa się tę rozbieżność przyjmując, że na dużych odległościach ładunki się ekranują i wprowadzając na potencjał zamiast (4) wyrażenie $U(r) = (-ee_1/r)\exp(-r/r_D)$, gdzie r_D jest promieniem Debye'a.

Zauważmy, że w gazach sytuacja jest lepsza, gdyż potencjał sił międzymolekularnych jest proporcjonalny do $r^{-\alpha}$, gdzie $\alpha > 1$ (Chapman i Cowling 1960), a więc całka zderzeń (17) jest zbieżna.

4. CAŁKA ZDERZEŃ LANDAUA

Osobliwość w wyrażeniu (20) przy małych χ dla potencjałów kulombowskiego i grawitacyjnego wskazuje, że małe przyrosty pędu $\vec{\Delta}$ (słabe oddziaływanie) dają wielki wkład do całki zderzeń Boltzmanna (17), ma więc sens rozpatrzenie tego przypadku osobno. Landau (1936) znalazł przybliżenie całki zderzeń Boltzmanna dla przypadku $\Delta \ll p$.

Oznaczmy prawdopodobieństwo (w jednostce czasu) zderzenia cząstki o pędzie $\vec{p}$ z cząstką o pędzie $\vec{p}'$, w wyniku którego $\vec{p}$ przechodzi w $\vec{p} + \vec{\Delta}$, a $\vec{p}'$ w $\vec{p}' - \vec{\Delta}$, przez $wdod\tau' = \Phi(\vec{p} + \frac{\vec{\Delta}}{2}, \vec{p}' - \frac{\vec{\Delta}}{2}) d\tau' d\tau_\Delta$, gdzie $d\tau' = dp_x dp_y dp_z$, a $d\tau_\Delta$ jest iloczynem różniczek parametrów określających zderzenie. Wtedy całka zderzeń (17) przybiera postać

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t}\right]_{zd} = \int \Phi \left[f(\vec{p} + \vec{\Delta}) f'(\vec{p}' - \vec{\Delta}) - f(\vec{p}) f'(\vec{p}')\right] d\tau' d\tau_\Delta .$$

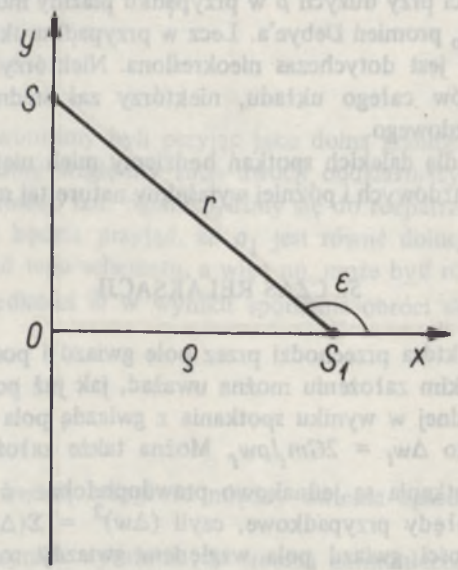
Rozwijając wyrażenie pod całką w szereg potęgowy względem $\vec{\Delta}$ i odrzucając wyrazy z potęgami $\vec{\Delta}$ wyższymi od drugiej oraz całkując współczynniki przez części możemy doprowadzić ostatni wzór do postaci (Landau 1936):

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t}\right]_{zd} = -\frac{\partial}{\partial p_i} \int \left[\left(f \frac{\partial f'}{\partial p_i'} - f' \frac{\partial f}{\partial p_k}\right) \int \frac{\Delta_i \Delta_k}{2} w d\tau_\Delta\right] d\tau .$$

Policzmy całki:

$$\alpha_{ik} = \int \frac{\Delta_i \Delta_k}{2} \, w d\tau_\Delta$$

dla przypadku sił grawitacyjnych. Jeżeli rozpatrujemy oddziaływania bardzo słabe, możemy ruch gwiazdy po hiperboli zastąpić ruchem po linii prostej (rys. 2). Składowa prędkości w_y



Rys. 2. Dalekie spotkanie dwóch gwiazd

nie zmienia się wskutek spotkania, zatem $\Delta_y = 0$. Zmianę prędkości $\vec{w}$ w kierunku osi x otrzymujemy całkując odpowiednią składową przyśpieszenia (L a n d a u 1936; O g r o d n i k o w 1958):

$$\Delta w = Gm_1 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\cos\varepsilon}{r^2} \, dt = \frac{Gm_1}{\rho w} \int_{\pi/2}^{-\pi/2} \cos\varepsilon \, d\varepsilon = \frac{2Gm_1}{\rho w} . \qquad (23)$$

Przy $\rho \to \infty$ (słabe oddziaływanie) wyrażenia (22) i (23) stają się identyczne.

W ogólnym przypadku, jeżeli punkt S_1 nie leży na osi x, mamy $\Delta_i = 2Gmm_1\rho_i/w\rho^2$, skąd wynika:

$$\alpha_{xx} = \alpha_{xy} = \alpha_{xz} = \alpha_{yz} = 0,$$

$$\alpha_{yy} = \alpha_{zz} = \frac{2\pi G^2 m^2 m_1^2}{w} \int_{\rho_1}^{\rho_0} \frac{d\rho}{\rho} .$$

Ostatnia całka jest rozbieżna logarytmicznie. Rozbieżność przy małych ρ pochodzi stąd, że zachodzą wtedy oddziaływania silne, tzn. kąt odchylenia χ wektora prędkości $\vec{w}$ w wyniku spotkania jest duży i schemat Landaua (ruch gwiazdy po prostej) jest niestosowalny. Jeśli rozpatrzyć schemat ścisły (ruch gwiazdy po hiperboli) i przy obliczaniu α_{ik} używać (22) zamiast (23), żadnej rozbieżności przy małych ρ nie będzie, co pokażemy w dalszym ciągu. Z kolei rozbieżności przy dużych ρ w przypądku plazmy można uniknąć podstawiając, jak powiedzieliśmy, na ρ_0 promień Debye'a. Lecz w przypadku układów ciał grawitujących taka graniczna odległość jest dotychczas nieokreślona. Niektórzy autorzy przyjmują na ρ_0 wielkość rzędu rozmiarów całego układu, niektórzy zaś średnią odległość pomiędzy członkami układu gwiazdowego.

Z rozbieżnością całki dla dalekich spotkań będziemy mieli niejednokrotnie do czynienia w dynamice układów gwiazdowych i później wyjaśnimy naturę tej rozbieżności.

5. CZAS RELAKSACJI

Rozpatrzmy gwiazdę, która przechodzi przez pole gwiazd i podlega z ich strony słabym oddziaływaniom. Przy takim założeniu można uważać, jak już powiedzieliśmy, że przyrost modułu prędkości względnej w wyniku spotkania z gwiazdą pola o masie m_i określony jest przez wyrażenie (23) jako $\Delta w_i = 2Gm_i/\rho w_i$. Można także założyć, że wzrost i zmalenie prędkości w wyniku spotkania są jednakowo prawdopodobne, a więc zmiany prędkości będą się sumować jak błędy przypadkowe, czyli $(\Delta w)^2 = \Sigma(\Delta w_i)^2$.

Niech rozkład prędkości gwiazd pola względem gwiazdy rozpatrywanej będzie $f(w)$, a rozkład mas $\varphi(m)$. W czasie Δt w jednostce objętości zachodzi $2\pi\rho d\rho w f(w) dw \varphi(m) dm \Delta t$ spotkań gwiazdy rozpatrywanej z gwiazdami pola mającymi prędkości względne zawarte w interwale $(w, w + dw)$, masy w interwale $(m, m + dm)$ i odległości spotkania w interwale $(\rho, \rho + d\rho)$. Ogólna zmiana prędkości w czasie Δt jest równa:

$$(\Delta w)^2 = \Delta t \int_{\rho_1}^{\rho_0} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{4G^2m^2}{\rho^2 w^2} 2\pi\rho f(w)\, \varphi(m) dm dw d\rho =$$

$$= 8\pi G^2\, \Delta t\, \ln(\rho_0/\rho_1) \int_0^{\infty} \frac{f(w)}{w} dw \int_0^{\infty} m^2 \varphi(m) dm.$$

Oznaczając (O g o r o d n i k o w 1958) $\int (f(w)/w) dw$ przez $D\,\hat{v} = D\,\langle w^{-1} \rangle$, gdzie D jest gęstością gwiazd pola, i przyjmując, że masy tych gwiazd są jednakowe, czyli $\varphi(m) = \delta(m)$, gdzie δ oznacza deltę Diraca, otrzymamy:

$$(\Delta w)^2 = 8\pi G^2\, \Delta t\, \frac{m^2}{\hat{v}}\, D \ln \frac{\rho_0}{\rho_1}.$$

Odstęp czasu, w którym średnia zmiana prędkości gwiazdy o średniej masie będzie równa średniej prędkości, nazywa się czasem relaksacji. Wstawiając $\Delta t = T_o$ i $\Delta w = \bar{v}$ do ostatniej formuły (możemy tu już prędkości względne zastąpić przez prędkości absolutne), otrzymujemy wyrażenie na czas relaksacji:

$$T_o = \frac{\bar{v}^2 \hat{v}}{8\pi G^2 m^2 D \ln(\rho_o/\rho_1)} . \tag{24}$$

W formule na $(\Delta w)^2$ powinniśmy byli przyjąć jako dolną granicę całki wartość $\rho_1 \neq 0$ zamiast zera, gdyż zastąpiliśmy względny ruch dwóch oddziałujących ze sobą gwiazd po hiperboli ruchem po linii prostej, tzn. ograniczyliśmy się do rozpatrzenia oddziaływań dość słabych. Dlatego naturalnie będzie przyjąć, że ρ_1 jest równe dolnej granicy odległości, w której można jeszcze używać tego schematu, a więc np. może być równe odległości spotkania, przy której wektor prędkości $\vec{w}$ w wyniku spotkania obróci się o 90°, tzn. $\chi = \pi/2$. Wtedy z (21) otrzymamy:

$$\rho_1 = G(m + m_1)/\vec{v}^2 . \tag{25}$$

Jako ρ_o bierze się zwykle średnią odległość między dwiema sąsiednimi gwiazdami w układzie.

Z twierdzenia o wiriale wynika wyrażenie na średnią harmoniczną odległości pomiędzy członkami układu gwiazdowego (por. np. O g o r o d n i k o w 1958, rozdz. V): $\langle 1/r_{ij} \rangle = 1/\hat{R} = 2\vec{v}^2/GNm$, gdzie N jest całkowitą liczbą gwiazd w układzie. Skorzystawszy z tego łatwo jest ocenić rząd stosunku ρ_o/ρ_1 na przykładzie gromady sferycznej (C h a n d r a s e k h a r 1947, rozdz. V). Dla takiej gromady mamy $(4/3)\pi(\rho_o/2)^3 N = 4\pi\hat{R}^3/3$, skąd $\rho_o/\rho_1 = \rho_o \vec{v}^2/2Gm = N^{2/3}/2$ oraz $\ln(\rho_o/\rho_1) = 2(\ln N - 0{,}45)/3 \cong (2/3)\ln N$. Widzimy więc, że współczynnik logarytmiczny w (24) jest proporcjonalny do logarytmu liczby członków układu gwiazdowego.

Wartość czasu relaksacji charakteryzuje efektywność działania sił nieregularnych w układzie. Dla kulistych gromad gwiazd czas relaksacji ocenia się na 10^9–10^{10} lat średnio, ale jest on znacznie mniejszy w regionach centralnych, a większy na peryferiach. Dla galaktyk średnio oraz dla gromad galaktyk w centrum czas relaksacji ocenia się na 10^{11}–10^{12} lat i jest on znacznie większy na peryferiach gromad galaktyk. Natomiast w gromadach otwartych gwiazd czas relaksacji rzędu 10^7 lat jest mniejszy od możliwego wieku tych układów. Oceny te wskazują, że siły nieregularne są efektywne w gromadach otwartych i w centralnych obszarach kulistych gromad gwiazdowych, jak również w centralnych obszarach galaktyk (por. np. P i e t r o w s k a j a 1973).

6. POJĘCIE PRZYPADKOWEGO PROCESU MARKOWOWSKIEGO. CIĄGŁY PROCES PRZYPADKOWY. RÓWNANIE FOKKERA-PLANCKA

Działanie sił nieregularnych w układach gwiazdowych, tzn. zmiany charakterystyk ruchu gwiazd (lub galaktyk) pod wpływem spotkań z innymi gwiazdami (lub galaktykami), jest procesem przypadkowym. Z (22) widać, że zmiana prędkości zależy tylko od jednej wartości prędkości przed spotkaniem, a nie zależy od prędkości w innych chwilach czasu. Taki proces przypadkowy nazywa się procesem markowowskim. Proces markowowski daje się całkowicie opisać funkcją $F(t, x; \tau, y)$, która jest równa prawdopodobieństwu tego, że w momencie τ wielkość przypadkowa ξ przyjmie wartość mniejszą od y, jeżeli wiadomo, że w momencie $t < \tau$ jej wartość była równa x. Funkcja $F(t, x; \tau, y)$ musi spełniać następujące warunki:

$$\lim_{y \to -\infty} F(t, x; \tau, y) = 0,$$

$$\lim_{y \to +\infty} F(t, x; \tau, y) = 1,$$

$$\lim_{\tau \to t+0} F(t, x; \tau, y) = \lim_{t \to \tau-0} F(t, x; \tau, y) = E(x, y) = \begin{cases} 0 \text{ dla } y \leqslant x \\ 1 \text{ dla } y > x. \end{cases}$$

Załóżmy, że istnieje gęstość prawdopodobieństwa rozkładu zmiennej ξ w momencie τ:

$$f(t, x; \tau, y) = \partial F(t, x; \tau, y)/\partial y. \tag{26}$$

Iloczyn $f(t, x; \tau, y)dy$ jest równy prawdopodobieństwu tego, że w momencie τ wielkość przypadkowa ξ będzie zawierać się pomiędzy y a $y + dy$, jeżeli w momencie t było $\xi(t) = x$. Funkcja $f(t, x; \tau, y)$ spełnia warunki:

$$\int_{-\infty}^{y} f(t, x; \tau, z)dz = F(t, x; \tau, y),$$

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(t, x; \tau, z)dz = 1,$$

$$\lim_{\tau \to t+0} f(t, x; \tau, y) = \lim_{t \to \tau-0} f(t, x; \tau, y) = \delta(y - x).$$

Prawdopodobieństwo tego, że w momencie $\tau + \Delta\tau$ zmienna losowa znajdzie się w interwale $(y, y + dy)$ można określić jako iloczyn prawdopodobieństw dwóch zdarzeń: pier-

wszego, polegającego na tym, że zmienna losowa mająca w momencie t wartość x, w momencie τ ma wartość zawartą w interwale $(z, z + dz)$ oraz drugiego, polegającego na tym, że zmienna mająca w momencie τ wartość z w chwili $\tau + \Delta\tau$ przybiera wartość z interwału $(y, y + dy)$. Prawdopodobieństwo pierwszego zdarzenia jest równe $f(t, x; \tau, z)dz$, zaś drugiego $f(\tau, z; \tau + \Delta\tau, y)dy$. Całkując ich iloczyn po wszystkich możliwych wartościach z otrzymujemy równanie:

$$f(t, x; \tau + \Delta\tau, y) = \int f(t, x; \tau, z) f(\tau, z; \tau + \Delta\tau, y) dz, \tag{27}$$

nazywane uogólnionym równaniem Markowa (G n e d e n k o 1961).

Proces przypadkowy nazywa się ciągłym, jeżeli prawdopodobieństwo dostrzegalnej zmiany zmiennej losowej w małym interwale czasu jest małe. W ramach takiego procesu możemy np. opisać zmiany charakterystyk ruchu gwiazdy w układzie gwiazdowym, ponieważ, jak widzieliśmy w rozdz. 3 i 4, dalekie spotkania wywołujące małe zmiany prędkości wnoszą znaczny wkład do całki zderzeń.

Rozpatrzmy zmiany w czasie wektora przypadkowego $\vec{v}$. Oznaczmy przez $\Phi(\vec{v}, \Delta\vec{v})$ prawdopodobieństwo tego, że w czasie Δt wektor $\vec{v}$ otrzyma przyrost $\Delta\vec{v}$. Biorąc pod uwagę (27) możemy wtedy napisać wyrażenie na gęstość prawdopodobieństwa znalezienia w chwili $t + \Delta t$ wektora losowego w interwale $(\vec{v}, \vec{v} + \Delta\vec{v})$:

$$f(t + \Delta t, \vec{v}) = \int f(t, \vec{v} - \Delta\vec{v})\, \Phi(\vec{v} - \Delta\vec{v}, \Delta\vec{v}) d\,\Delta\vec{v}.$$

Rozwijając lewą stronę tego równania w szereg potęgowy względem Δt, zaś funkcję podcałkową względem przyrostów składowych wektora $\vec{v}$, otrzymamy:

$$f(t, \vec{v}) + \frac{\partial f}{\partial t}\Delta t + 0(\Delta t^2) =$$

$$= \iiint \left[f(t, \vec{v}) - \sum_i \frac{\partial f}{\partial v_i} \Delta v_i + \frac{1}{2} \sum_i \frac{\partial^2 f}{\partial v_i^2} \Delta v_i^2 + \sum_{i<j} \frac{\partial^2 f}{\partial v_i \partial v_j} \Delta v_i \Delta v_j + \ldots \right] \times$$

$$\times \left[\Phi(\vec{v}, \Delta\vec{v}) - \sum_i \frac{\partial \Phi}{\partial v_i} \Delta v_i + \frac{1}{2} \sum_i \frac{\partial^2 \Phi}{\partial v_i^2} \Delta v_i^2 + \right.$$

$$\left. + \sum_{i<j} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial v_i \partial v_j} \Delta v_i \Delta v_j + \ldots \right] d(\Delta v_1) d(\Delta v_2) d(\Delta v_3).$$

Wykonując mnożenie pod znakiem całki, wprowadzając momenty rozkładu prawdopodobieństwa:

$$\langle \Delta v_i \rangle = \iiint \Delta v_i \Phi(\vec{v}, \Delta\vec{v})\, d(\Delta v_1)\, d(\Delta v_2)\, d(\Delta v_3), \tag{28}$$

$$\langle \Delta v_i^2 \rangle = \iiint \Delta v_i^2 \Phi(\vec{v}, \Delta\vec{v})\, d(\Delta v_1)\, d(\Delta v_2)\, d(\Delta v_3), \tag{29}$$

$$\langle \Delta v_i \, \Delta v_j \rangle = \iiint \Delta v_i \, \Delta v_j \, \Phi(\vec{v}, \Delta\vec{v}) d(\Delta v_1) d(\Delta v_2) d(\Delta v_3), \tag{30}$$

i odrzucając składniki małe w porównaniu z Δt otrzymujemy równanie różniczkowe:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -\sum \frac{\partial}{\partial v_i} (f \langle \Delta v_i \rangle) + \frac{1}{2} \sum \frac{\partial^2}{\partial v_i^2} (f \langle \Delta v_i^2 \rangle) + \sum \frac{\partial^2}{\partial v_i \partial v_j} (f \langle \Delta v_i \Delta v_j \rangle). \tag{31}$$

Równanie to nazywa się równaniem Fokkera-Plancka. Używano go np. w fizyce dla opisu procesu przypadkowego, jeżeli daje się wskazać takie interwały czasu Δt, w których zmienna losowa doznaje wielkiej liczby zmian, ale średni kwadratowy przyrost $\langle \Delta v^2 \rangle$ w każdym takim interwale pozostaje mały ($0(\Delta t)$) (Chandrasekhar 1947). Wielkości postaci (28) w równaniu (31) nazywają się współczynnikami tarcia dynamicznego, zaś postaci (29) i (30) współczynnikami dyfuzji.

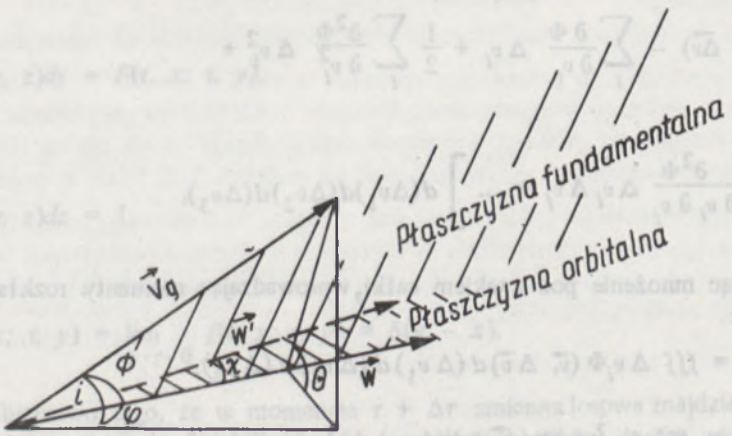
7. WSPÓŁCZYNNIKI TARCIA DYNAMICZNEGO I DYFUZJI

Wyprowadzimy teraz wzory na współczynniki tarcia dynamicznego i dyfuzji dla przypadku pola grawitacyjnego (Chandrasekhar 1943 a,b,c). Rozpatrzmy spotkania dwu gwiazd z parametrem spotkania ρ. Niech $\vec{v}$ oznacza prędkość rozpatrywanej gwiazdy, $\vec{v}_1$ prędkość gwiazdy pola, m i m_1 masy tych gwiazd, ϑ kąt między wektorami $\vec{v}$ i $\vec{v}_1$. Płaszczyzna równoległa do wektorów $\vec{v}$ i $\vec{v}_1$ nazywa się fundamentalną. Wektor prędkości środka masy pary oddziałujących gwiazd:

$$\vec{v}_g = (m\vec{v} + m_1\vec{v}_1)/(m + m_1) \tag{32}$$

jest równoległy do płaszczyzny fundamentalnej.

W układzie współrzędnych, względem którego środek masy jest nieruchomy, obie gwiazdy poruszają się po hiperbolach w płaszczyźnie orbitalnej. Prędkość względna gwiazd przed



Rys. 3. Prędkości gwiazd przed i po spotkaniu

spotkaniem jest równa $\vec{w} = \vec{v} - \vec{v}_1$, a po spotkaniu $\vec{w}' = \vec{v}' - \vec{v}_1'$. Wektor $\vec{w}$ leży zarówno w płaszczyźnie orbitalnej jak i fundamentalnej (rys. 3) i w rezultacie spotkania odchyla się o kąt $\chi = \pi - 2\psi$, gdzie, jak wynika z (21):

$$\cos\psi = \left(1 + \frac{\rho^2 w^4}{G^2(m + m_1)^2}\right)^{-1/2} \tag{33}$$

Ze wspomnianych zależności pomiędzy prędkościami mamy wyrażenie na wektor prędkości rozpatrywanej gwiazdy przed spotkaniem:

$$\vec{v} = \vec{v}_g + \frac{m_1}{m + m_1}\vec{w} \tag{34}$$

i po spotkaniu z gwiazdą pola:

$$\vec{v}' = \vec{v}_g + \frac{m_1}{m + m_1}\vec{w}'. \tag{35}$$

Oznaczając przez Ψ kąt między wektorami $\vec{v}_g$ i $\vec{w}$ oraz przez Ψ' kąt między $\vec{v}_g$ i $\vec{w}'$ otrzymamy:

$$v^2 = v_g^2 + \frac{2m_1}{m + m_1} v_g w \cos\Psi + \left(\frac{m_1}{m + m_1}\right)^2 w^2$$

oraz

$$v'^2 = v_g^2 + \frac{2m_1}{m + m_1} v_g w' \cos\Psi' + \left(\frac{m_1}{m + m_1}\right)^2 w'^2.$$

Znajdziemy teraz przyrost prędkości rozpatrywanej gwiazdy w kierunku jej ruchu początkowego, czyli $\Delta v_{\parallel} = \vec{v}'\vec{v}/v - \vec{v}$. Podstawiając tu (34) i (35) otrzymujemy:

$$\Delta v_{\parallel} = \frac{1}{v}\left[v_g^2 + \frac{m_1 w v_g \cos\Psi'}{m + m_1} + \frac{m_1 w v_g \cos\Psi}{m + m_1} + \frac{m_1^2 w^2 \cos\chi}{(m + m_1)^2}\right] - v.$$

Wprowadzając kąty azymutalne wektorów $\vec{w}$ i $\vec{w}'$ odpowiednio φ i φ' (rys. 3) takie, że $\varphi' = \varphi + \chi$, biorąc pod uwagę, że $\cos\Psi = \cos i \cos\varphi$, $\cos\Psi' = \cos i \cos\varphi'$, $\sin\Psi \cos\Theta = \cos i \sin\varphi$ (gdzie Θ jest kątem pomiędzy płaszczyzną orbitalną i fundamentalną oraz korzystając z (32) dostajemy:

$$\Delta v_{\parallel} = -\frac{2m_1}{m + m_1} [(v - v_1 \cdot \cos\vartheta)\cos\psi + v_1 \sin\vartheta \cos\Theta \sin\psi] \cos\psi. \quad (36)$$

W podobny sposób możemy uzyskać wyrażenie na przyrost prędkości w kierunku prostopadłym do kierunku ruchu początkowego:

$$\Delta v_{\perp} = \pm\frac{2m_1}{m + m_1}\left\{v^2 + v_1^2 - 2vv_1\cos\vartheta - \right.$$

$$\left. - [(v - v_1\cos\vartheta)\cos\psi + v_1\sin\vartheta\cos\Theta\sin\psi]^2\right\}^{1/2}\cos\psi, \quad (37)$$

jak również na przyrost kwadratu prędkości rozpatrywanej gwiazdy:

$$\Delta v^2 = v'^2 - v^2 = \frac{4m_1\cos^2\psi}{(m + m_1)^2}[mv^2 - m_1v_1^2 +$$

$$+ (m_1 - m)vv_1\cos\vartheta + (m + m_1)vv_1\sin\vartheta\cos\Theta\,\mathrm{tg}\,\psi],$$

gdzie ψ określone jest przez (33).

Aby otrzymać formuły na współczynniki tarcia dynamicznego i dyfuzji trzeba (36) i (37) scałkować po wszystkich parametrach spotkania: kątach ϑ, φ, Θ, module wektora prędkości $\vec{v_1}$ oraz odległości spotkania ρ. Okazuje się wtedy, że $\Sigma\Delta v_{\perp} = 0$, zaś

$$\Sigma\Delta v_{\parallel} = \Delta t \int_0^{\infty}\int_0^{\pi}\int_0^{2\pi}\int_0^{\rho_0}\int_0^{2\pi} 2\pi N(v_1, \vartheta, \varphi)\,\Delta v_{\parallel}\frac{d\Theta}{2\pi}\,2\pi\rho\,d\rho\,d\varphi\,d\vartheta\,dv_1 =$$

$$= -\pi m_1 (m + m_1) G^2 \Delta t \times$$

$$\times \int_0^{\infty}\int_0^{\pi}\frac{\sin\vartheta}{w^3}(v - v_1\cos\vartheta)\ln(1 + q^2w^4)d\vartheta\,N(v_1)dv_1,$$

gdzie $q = \rho_0/G(m + m_1)$, zaś rozkład prędkości $N(v_1, \vartheta, \varphi)$ gwiazd pola przyjęliśmy za sferyczny, czyli $N(v_1, \vartheta, \varphi) = (1/4\pi)\,N\,(v_1)\sin\vartheta\,d\vartheta\,d\varphi$. Wyrażając ϑ przez prędkość względną w wg oczywistej zależności $w^2 = v^2 + v_1^2 - 2vv_1\cos\vartheta$, możemy doprowadzić ostatni wzór do postaci:

$$\Sigma \Delta v_{||} = -\frac{1}{2} \pi m_1 (m + m_1) \frac{G^2}{v^2} \Delta t \int_0^{\infty} \frac{N(v_1)}{v_1} I \, dv_1,$$

gdzie oznaczono:

$$I = \int_{v-v_1}^{v+v_1} \left(1 + \frac{v^2 - v_1^2}{w^2}\right) \ln(1 + q^2 w^4) \, dw.$$

Biorąc pod uwagę, że w układach gwiazdowych $\alpha = q^2 w^4 \gg 1$ (a mianowicie jest rzędu 10^9–10^{10}) można dla całki I otrzymać przybliżone wyrażenie (Chandrasekhar 1943c):

$$I \approx \begin{cases} 8 v_1 \ln q v^2 & \text{dla } v_1 < v \\ 0 & \text{dla } v_1 > v, \end{cases}$$

skąd:

$$\Sigma \Delta v_{||} = -4\pi m_1 (m + m_1) \frac{G^2}{v^2} \ln(q v^2) \Delta t \int_0^{v} N(v_1) \, dv_1.$$

Przyjmijmy, że rozkład prędkości gwiazd pola jest maxwellowski:

$$N(v_1) = \frac{4 j^3}{\pi^{1/3}} D v_1^2 \exp(-j^2 v_1^2),$$

gdzie D jest gęstością gwiazd pola, a j jest związane ze średnią kwadratową prędkością tych gwiazd poprzez zależność $\overline{v_1^2} = 3/2 j^2$. Wprowadzając bezwymiarową prędkość $x = jv$ oraz oznaczenia:

$$\Phi(x) = \frac{2}{\pi^{1/2}} \int_0^{x} e^{-x^2} \, dx,$$

$$G(x) = [\Phi(x) - x \, \Phi'(x)]/2x^2,$$

$$H(x) = [x \, \Phi'(x) + (2x^2 - 1) \, \Phi(x)]/2x^2,$$

$$L = (8/3)\pi G^2 m_1^2 D \ln \alpha$$

a także kładąc $\Delta t = 1$, dostajemy:

$$\Sigma \Delta v_{\parallel} = -3Lj^2 \Delta t G(x) \frac{m + m_1}{m_1}. \tag{38}$$

W podobny sposób z (36) i (37) możemy otrzymać:

$$\Sigma (\Delta v_{\parallel})^2 = 3Lj \Delta t G(x)/x, \tag{39}$$

$$\Sigma (\Delta v_{\perp})^2 = 3Lj \Delta t H(x)/2x. \tag{40}$$

Liczbowe wartości funkcji $G(x)$ i $H(x)$ przedstawione są w tab. 1 (Chandrasekhar 1943c, 1948).

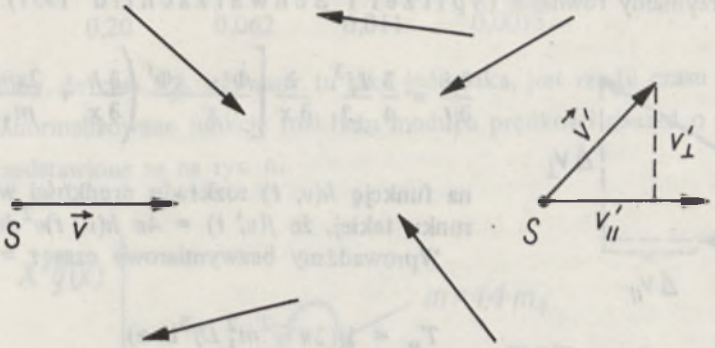
Tabela 1

x	$G(x)$	$H(x)$	x	$G(x)$	$H(x)$
0,0	0,000	0,000	1,6	0,163	0,813
0,2	0,0734	0,149	1,8	0,140	0,849
0,4	0,137	0,292	2,0	0,119	0,876
0,6	0,183	0,421	2,5	0,0805	0,920
0,8	0,208	0,534	3,0	0,0555	0,944
1,0	0,214	0,629	4,0	0,0313	0,969
1,2	0,205	0,706	5,0	0,0200	0,980
1,4	0,186	0,766		0,0000	1,000

Podstawiając v w miejsce średniej zmiany modułu prędkości rozpatrywanej gwiazdy po lewej stronie wyrażeń (38)–(40) i biorąc pod uwagę (24) i (25) widzimy, że znacząca zmiana tej prędkości dokonuje się w czasie rzędu czasu relaksacji.

Z (38) wynika, że współczynnik tarcia dynamicznego jest ujemny, tzn. równoległa składowa prędkości rozpatrywanej gwiazdy w wyniku wielokrotnych spotkań z gwiazdami pola, średnio biorąc maleje. Przy tym, jak widać z przebiegu funkcji $G(x)$, główną rolę grają spotkania z gwiazdami o porównywalnej prędkości.

Zjawisko tarcia dynamicznego łatwo zrozumieć na następującym przykładzie. Rozpatrzmy pole gwiazd, których wektory prędkości mają jednakowe moduły, a kierunki rozłożone przypadkowo. Niech przez to pole gwiazd przebiega inna gwiazda, której moduł prędkości jest taki sam (rys. 4). Gwiazda ta w czasie Δt będzie oddziaływała z gwiazdami pola, one zaś ponadto będą stale oddziaływać między sobą. Orientacyjnie można przyjąć, że moduły prędkości wszystkich gwiazd w czasie Δt nie zmienią się (ściśle biorąc, będzie



Rys. 4. Tarcie dynamiczne

to słuszne dla wielkości średniej), a kierunki wektorów prędkości zmienią się w sposób przypadkowy. Wtedy wektor prędkości $\vec{v}'$ rozpatrywanej gwiazdy odchyli się od kierunku początkowego $\vec{v}$. Składowa wektora v' w kierunku równoległym do ruchu początkowego jest oczywiście mniejsza od modułu prędkości v', a więc $v'_{||} < v$.

8. RÓWNANIE FOKKERA-PLANCKA DLA ZMIANY MODUŁU PRĘDKOŚCI GWIAZDY

Równanie Fokkera-Plancka (31) dla funkcji rozkładu modułu prędkości $f(v, t)$ przy sferycznie symetrycznym rozkładzie prędkości gwiazd pola ma postać:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v}\left(f\langle \Delta v \rangle\right) + \frac{1}{2v^2}\left[v^2 \frac{\partial}{\partial v}\left(f\langle \Delta v^2 \rangle\right)\right], \tag{41}$$

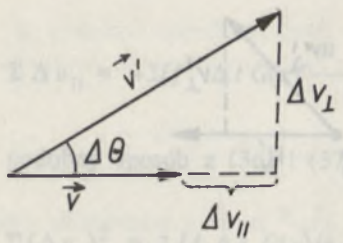
gdzie $\langle \Delta v \rangle$ i $\langle (\Delta v)^2 \rangle$ są odpowiednio średnią zmianą i średnim kwadratem zmiany modułu prędkości rozpatrywanych gwiazd w jednostce czasu. Wyraźmy wzory na $\langle \Delta v \rangle$ i $\langle (\Delta v)^2 \rangle$ przez współczynniki (38)–(40) (Cohen, Spitzer, Roulty 1950). Oznaczamy zmianę modułu prędkości v gwiazdy o masie m wskutek spotkania z gwiazdą pola przez $\Delta v = v' - v$, a zmianę kierunku ruchu przez $\Delta\vartheta$ (rys. 5). Wtedy $\Delta v = (v + \Delta v_{||})/\cos\Delta\vartheta - v$ oraz $\operatorname{tg}\Delta\vartheta = \Delta v_{\perp}/(v + \Delta v_{||})$. Ponieważ zakładamy, że efekt każdego spotkania z osobna jest mały, możemy napisać, że $\Delta\vartheta \approx \Delta v_{\perp}/(v + \Delta v_{||})$ oraz $1/\cos\Delta\vartheta \approx 1 + (\Delta\vartheta)^2/2$, skąd $\Delta v = \Delta v_{||} + (\Delta v_{\perp})^2/2v$, a następnie:

$$\langle \Delta v \rangle = \langle \Delta v_{||} \rangle + \frac{\langle (\Delta v_{\perp})^2 \rangle}{v}, \tag{42}$$

$$\langle (\Delta v)^2 \rangle = \langle (\Delta v_{||})^2 \rangle. \tag{43}$$

Podstawiając (38)–(40) i (42)–(43) do (41) oraz wykonując niezbędne przekształcenia algebraiczne, otrzymamy równanie (Spitzer i Schwarzschild 1951):

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{3}{4}\frac{Lj^3}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\Phi - x\Phi'}{x}\left(\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{2xm}{m_1}h\right)\right]$$



Rys. 5. Zmiana prędkości gwiazdy w wyniku spotkania

na funkcję $h(v, t)$ rozkładu prędkości w jednym kierunku takiej, że $f(v, t) = 4\pi\, h(v, t)v^2 dv$.

Wprowadźmy bezwymiarowy czas $\tau = t/T_R$, gdzie

$$T_R = 1/(2\pi G^2 m_1^2 Dj^3 \ln\alpha). \tag{44}$$

Ostatnie równanie przybiera wtedy postać

$$\frac{\partial h}{\partial \tau} = \frac{1}{x^2}\frac{\partial}{\partial x}\left[\frac{\Phi - x\Phi'}{x}\left(\frac{\partial h}{\partial x} + \frac{2xm}{m_1}h\right)\right]. \tag{45}$$

Rozwiązania tego równania szukamy w postaci:

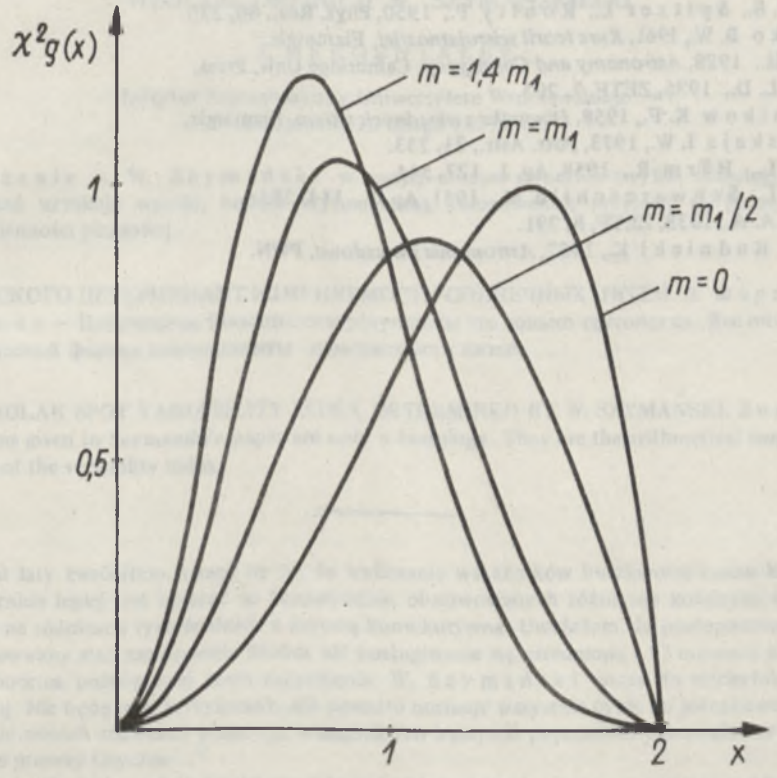
$$h(x, t) = g(x)\, e^{-\lambda\tau}, \tag{46}$$

gdzie $-\lambda = (1/h)\,\partial h/\partial\tau$ oznacza część gwiazd, które opuszczają układ w czasie T_R. Rozwiązanie typu (46) wymaga, aby sposób zależności funkcji $h(x, t)$ od x nie zmieniał się w czasie. Ograniczamy się więc do rozpatrzenia układu, który w procesie ewolucji uzyskał rozkład prędkości nie zmieniający się pod wpływem sił nieregularnych. Moglibyśmy nazwać taki układ stacjonarnym, ale ponieważ zachodzi z niego stała ucieczka gwiazd, nazywamy go układem kwazistacjonarnym w polu nieregularnym.

Spitzer i Härm (1958) znaleźli numerycznie rozwiązanie równania (45) w postaci (46) dla kilku wartości stosunku masy rozpatrywanych gwiazd m do masy gwiazd pola m_1, tzn. wyliczyli dla każdego m/m_1 wartość własną λ i odpowiadającą jej funkcję własną $g(x)$ przy warunkach granicznych $(dg/dx)_{x=0} = 0$ oraz $g(x_1) = 0$. Pierwszy z nich wymaga, aby funkcja $g(x)$ była symetryczna względem punktu $x = 0$, tzn. aby liczby gwiazd poruszających się w przeciwnych kierunkach były jednakowe. Warunek drugi wymaga, aby funkcja rozkładu prędkości gwiazd zerowała się przy pewnej wartości prędkości v_e, która nazywa się prędkością krytyczną. Zgodnie z twierdzeniem o wiriale, w sferycznie symetrycznym układzie gwiazdowym średnio $v_e = 2\sqrt{\overline{v^2}}$, skąd odpowiednia wartość x jest równa $x_1 = \sqrt{3/2}\, v_e/\sqrt{\overline{v^2}} = 6$. Przy tej prędkości krytycznej Spitzer i Härm znaleźli następujące wartości tempa dysypacji układu gwiazdowego:

m/m_1	0	0,5	1,0	1,4
λ	0,20	0,062	0,011	0,0015.

Zauważmy, że czas T_R, używany tu jako jednostka, jest rzędu czasu relaksacji (24) ($T_R \approx 2T_0$). Znormalizowane funkcje rozkładu modułu prędkości gwiazd o różnych masach $x^2g(x)$ przedstawione są na rys. 6.



Rys. 6. Funkcje rozkładu prędkości gwiazd o różnych masach w układzie kwazistacjonarnym, otrzymane z rozwiązania równania Fokkera-Plancka

Widać, że rozkład ten jest najbardziej przesunięty w stronę wielkich prędkości dla gwiazd o masie równej zeru, zaś najmniej dla gwiazd o masie największej. Wynika to z faktu, że dążąc do stanu kwazistacjonarności układ zarazem dąży do ekwipartycji energii pomiędzy członkami. Tempo dysypacji gwiazd λ jest przy tym największe dla gwiazd najlżejszych, a najmniejsze dla gwiazd najbardziej masywnych. Spitzer i Härm rozpatrywali przypadek idealny, gdy wszystkie masy m_1 gwiazd w układzie są jednakowe, oprócz małej domieszki gwiazd o masie m, których tempo ucieczek było liczone. Przy takim schemacie w czasie T_R z układu uchodzi 20% gwiazd o masie zero, 1% gwiazd o masie m_1 i 0,15% gwiazd o masie 1,4 m_1. Uwzględnienie dyspersji mas gwiazd powiększyłoby tempo dysypacji.

LITERATURA

Bogolubow N. N., 1946, *Problemy dinamiczeskoj teorii w statisticzeskoj fizikie*, Gostechizdat.
Boltzmann L., 1956, *Lekcii po teorii gasow*, Gostechizdat.
Chandrasekhar S., 1943a, Ap. J., 97, 255.
Chandrasekhar S., 1943b, Ap. J., 97, 263.
Chandrasekhar S., 1943c, Ap. J., 98, 54.
Chandrasekhar S., 1947, *Stochasticzeskije problemy w fizikie i astronomii*, I.L.
Chandrasekhar S., 1948, *Principy zwiozdnoj dinamiki*, I.L.
Chapman S., Cowling T., 1939, *The Mathematical Theory of Non Uniform Gases*, Cambridge Univ. Press.
Cohen R. S., Spitzer L., Roulty P., 1950, Phys. Rev., 80, 230.
Gnedenko B. W., 1961, *Kurs teorii wierojatnostiej*, Fizmatgiz.
Jeans J. H., 1928, *Astronomy and Cosmogony*, Cambridge Univ. Press.
Landau L. D., 1936, ZETF, 7, 203.
Ogorodnikow K. F., 1958, *Dinamika zwiozdnych sistem*, Fizmatgiz.
Pietrowskaja I. W., 1973, Post. Astr., 21, 233.
Spitzer L., Härm R., 1958, Ap. J., 127, 544.
Spitzer L., Schwarzschild M., 1951, Ap. J., 114, 385.
Własow A. A., 1938, ZETF, 8, 291.
Zonn W., Rudnicki K., 1957, *Astronomia gwiazdowa*, PWN.

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXVII (1979), Zeszyt 3

UWAGI O WSKAŹNIKU ZMIENNOŚCI PLAMOWEJ WEDŁUG DEFINICJI W. SZYMAŃSKIEGO

J. MERGENTALER

Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Wrocławskiego
(Otrzymano 10 lutego 1979 r.)

Streszczenie – W. Szymański w swojej notatce popełnia zwykłą tautologię. Drogą zawiłych obliczeń uzyskuje wyniki, będące arytmetyczną konsekwencją przyjętej na początku definicji wskaźnika zmienności plamowej.

ШИМАНЬСКОГО ДЕТЕРМИНАНТ ИЗМЕНЯЕМОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН. Я. Мэргэнталер. Содержание – Полученные Шиманьским результаты это только таутология. Все они возникают из математической формы детерминанты изменяемости пятен.

ON THE SOLAR SPOT VARIABILITY INDEX DETERMINED BY W. SZYMAŃSKI. Summary – All conclusions given in Szymanski's paper are only a tautology. They are the arithmetical consequences of the definition of the variability index.

Przed kilku laty zwróciłem uwagę na to, że wyliczanie wskaźników burzliwości zmian liczb Wolfa w cyklach 11-letnich lepiej jest opierać na bezpośrednio obserwowanych różnicach kolejnych średnich miesięcznych niż na różnicach tych średnich z krzywą konsekutywną. Uważałem, że postępowanie takie bliżej opisuje obserwowany stan zaplamienia Słońca niż posługiwanie się uśrednioną z 13 miesięcy krzywą konsekutywną. W notatce poświęconej temu zagadnieniu W. Szymański wraca do odchyłek od krzywej konsekutywnej. Nie będę tego krytykował. Ale ponadto normuje wszystkie cykle do jednakowej wysokości i na zakończenie swoich rozważań pisze: „... wskaźnik ten lepiej niż poprzednio wprowadzone wskaźniki ... charakteryzuje procesy fizyczne ..."

Wydaje mi się, że zarówno taka konkluzja, jak i cała praca, są grubym nieporozumieniem i że nie mają nic wspólnego z fizyką, tylko z arytmetyką.

Szymański w następujący sposób definiuje wskaźnik zmienności plamowej Z:

$$Z = \frac{100}{R_{\max}} \sqrt{\sum_{i=1}^{m} (R_i - \bar{R}_i)^2/(m-1)}.$$

Jak widać, w mianowniku występuje $\bar{R}_{\max}$, co z góry determinuje liniową zależność wskaźnika Z od odwrotności wysokości maksimum, a zatem malenie tego wskaźnika ze wzrostem wysokości maksimum. Autor nie zauważył widocznie tej czysto rachunkowej konsekwencji i zwraca uwagę na to, że cykl XV, którego błąd średni (wg Balli'ego) jest identyczny jak w cyklu XIV, ma jednak niższy wskaźnik wyliczony ze wzoru Szymańskiego niż cykl XIV. Jest to naturalnie prostą konsekwencją tego, że cykl ów jest wyższy od poprzedniego, konsekwencją czysto arytmetyczną, rachunkową, wynikającą z ustalonego przez autora wzoru na wskaźnik.

Szymański pisze też: „Ciekawe, że najmniejszą wartość wskaźnika zmienności plamowej ma bardzo wysoki cykl XIX ..." To wcale nie jest ciekawe, bo także jest prostym wynikiem, czysto rachunkowym, przyjętej postaci wzoru na ów wskaźnik. Wylicza wreszcie współczynnik korelacji pomiędzy wskaźnikiem zmienności i wysokością cykli i beztrosko pisze: „... należy zaznaczyć ..., że ... współczynnik korelacji jest stosunkowo wysoki ..." Nie orientuje się, że liczenie współczynnika korelacji jest w tym przypadku pozbawione sensu, skoro w samej metodzie postępowanie występuje warunek, że musi on być duży i musi mieć wartość ujemną. To, że różni się od jedności, potwierdzałoby wnioski wysuwane przez Balli'ego i przeze mnie, wskazujące na wzrost burzliwości ze wzrostem wysokości maksimum. Wielki trud rachunkowy, jaki Szymański włożył w swoje obliczenia, był jak widać zupełnie daremny. Gdyby chciał uprościć swoje rachunki, mógłby tak zdefiniować swój współczynnik:

$$Z = \frac{1}{\bar{R}_{max}}\,\Delta \quad \text{albo} \quad Z = \frac{1}{\bar{R}_{max}}\,\zeta.$$

Wyniki uzyskałby podobne, mniejszym wysiłkiem, i nie posłałby chyba ich do druku, bo zorientowałby się wtedy, że jest to tylko arytmetyczna kombinacja prowadząca do tautologii.

LITERATURA

Mergentaler J., 1975, Post. Astr., **23**, 65.
Szymański W., 1978, Post. Astr., **26**, 219.

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXVII (1979), Zeszyt 3

KATALOG GWIAZD Z LINIAMI EMISYJNYMI H I K

R. GŁĘBOCKI, G. MUSIELAK, J. SIKORSKI

Instytut Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego

A. STAWIKOWSKI

Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika, PAN (Toruń)

(Otrzymano 3 marca 1979 r.)

Streszczenie – Przedstawione są informacje o katalogu gwiazd, wykazujących aktywność chromosferyczną. Opisano dane zawarte w katalogu oraz możliwość korzystania z nich.

КАТАЛОГ ЗВЁЗД С ЭМИССИОННЫМИ ЛИНЯМИ H И K. Р. Глэмбоцки, Г. Муселяк, Е. Сикорски, А. Ставиковски. Содержание – Представлено информации о каталоге звёзд с хромосферичной активностью. Описано данные помещены в каталоге и возможности их использования.

THE CATALOGUE OF THE STARS WITH H AND K EMISSION LINES. Summary – Informations about catalogue of stars with chromospheric activity are given. Contents and accebility of the catalogue are described.

Linie emisyjne H i K zjonizowanego wapnia oraz h i k zjonizowanego magnezu są jednym z głównych wskaźników występowania chromosfer gwiazdowych. Emisje te są charakteryzowane poprzez natężenie (wysokość pików emisyjnych) oraz szerokość jądra emisyjnego. Natężenia są prawdopodobnie skorelowane z aktywnością chromosferyczną gwiazd, natomiast szerokości linii związane są ze strukturą chromosfery. Ponadto szerokość połówkowa emisji CaII jest skorelowana z jasnością absolutną gwiazdy (efekt Wilsona-Bappu).

Od szeregu lat ukazują się informacje o natężeniach i szerokościach emisji H i K wapnia. Ostatnio pojawia się coraz więcej danych z obserwacji satelitarnych o emisjach h i k magnezu. Dane te są jednak rozproszone w wielu źródłach w literaturze. Dla opracowań statystycznych niezbędne jest zebranie wszystkich dostępnych danych obserwacyjnych. W tym celu w Zakładzie Astrofizyki Instytutu Fizyki UG wykonano katalog gwiazd, wykazujących efekty występowania chromosfer.

Katalog w chwili obecnej zawiera ok. 1400 gwiazd typów widmowych F, G, K, M. Jedynym kryterium włączenia gwiazdy do katalogu jest fakt posiadania jakiejkolwiek informacji o emisjach H i K. Natężenia podawane są przez różnych autorów w różnych skalach. Najczęściej stosowana jest ocena emisji w skali $0 \div 5$ zaproponowana przez Wilsona, gdzie 0 oznacza brak zauważalnej emisji, 5 – emisję o wysokości porównywalnej z sąsiadującym kontinuum. Spotyka się także skale $0 \div 8$ oraz pomiary względne fotoelektryczne w skali „absolutnej". Dane te są wprowadzone do katalogu w postaci podanych przez autorów pomiarów, a w dalszej kolejności podjęta zostanie próba nawiązania tych skal do jednego systemu. Szerokości emisji są podane w postaci $\log W_0$, gdzie W_0 jest szerokością w połowie natężenia wyrażoną w km/s. Wartości $\log W_0$ mogą być obarczone błędami systematycznymi ze względu na różną technikę pomiaru oraz poprawki na profil instrumentalny. Sprowadzenie do jednolitej skali jest zadaniem na przyszłość.

Nieliczne dotychczas obserwacje emisji MgII h i k mają tę zaletę, że podawane są w skalach strumieni absolutnych i nie wymagają specjalnej redukcji do jednego systemu.

W celu wykrywania korelacji między występowaniem i wielkością emisji a innymi parametrami fizycznymi katalog zawiera również parametry gwiazd. Dla każdej gwiazdy, poza wspomnianymi wyżej informacjami o emisjach CaII oraz MgII, zawarte są w katalogu następujące dane:

1. Numery identyfikacyjne (HR, HD, BD).
2. Współrzędne (α i δ) na rok 1900.
3. Jasność obserwowana.
4. Informacja o podwójności (VB, SB, EB oraz elementy orbit jeśli są znane).
5. Paralaksy i ich błędy.
6. Typ widmowy.
7. Wskaźniki barwy (fotometria *UBV* oraz inne wskaźniki barwy, które są publikowane dla danej gwiazdy. Istnieje możliwość wprowadzenia 22 wskaźników barwy dla każdej gwiazdy).
8. Jasność absolutna.
9. Temperatura efektywna.
10. Składowe prędkości przestrzennych (*U, V, W*).
11. Prędkość rotacji.
12. Informacja o linii 10830 Å He (linia ta jest związana z występowaniem chromosfer).
13. Skład chemiczny (obfitość He, Li, C, N, O, Na, Mg, Si, Ca, Ti, Cr, Mn, Fe, Ni, Zr, Ba, La, Eu oraz dowolnych 7 innych pierwiastków).

Oczywiście, nie wszystkie wyżej wymienione parametry są wyznaczone dla poszczególnych gwiazd. Istnieje jednak możliwość sukcesywnego uzupełniania danych w miarę ukazywania się obserwacji. Wszystkie dane są wprowadzane wraz z odnośnikami do pracy oryginalnej, z której zostały zaczerpnięte. Spis wszystkich źródeł jest dodatkiem do katalogu, opracowanego w formie kart katalogowych. Został on również zarejestrowany na taśmie magnetycznej, która może być użyta z maszyną cyfrową ODRA 1204. Opracowane są programy umożliwiające wydruk dowolnych danych wg dowolnego kryterium i porządku oraz wprowadzanie wspomnianych wyżej sukcesywnych uzupełnień.

Nie przewidujemy drukowania katalogu w całości, ale istnieje możliwość uzyskania wydruku potrzebnych danych na życzenie osób zainteresowanych. Istnieje również możliwość przekopiowania całego katalogu na nową taśmę magentyczną.

W zespole planujemy wykorzystywanie katalogu do szukania korelacji charakteru emisji z takimi cechami, jak: położenie na wykresie H-R, prędkości przestrzenne, nadwyżki barwy itp. Do tej pory ustalono korelacje natężenia emisji z okresem gwiazd podwójnych (Głębocki i Stawikowski 1977) oraz poprawki do relacji Wilsona-Bappu (Głębocki i Stawikowski 1978). Ważnym zadaniem będzie sprowadzenie różnych skal do jednego systemu.

Opracowanie katalogu było dofinansowane przez Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika w ramach problemu MR.I.8, temat 1–04.

LITERATURA

Głębocki, R., Stawikowski, A., 1977 Acta Astr., 27, 225.
Głębocki, R. Stawikowski, A., 1978 Astron. and Astrophys., 68, 69.

NAUKOWE OŚRODKI ASTRONOMICZNE W POLSCE

Aktualizacja na 31 marca 1979 r.

Obserwatorium Astronomiczne U.J. (Kraków): Z dniem 15 II 1979 zatrudniony został mgr Waldemar H a b e r. Dnia 22 XII 1978 przekazano do użytkowania nowy pawilon laboratoryjno-dydaktyczny w Obserwatorium na Forcie Skała, w którym pomieszczenia posiada również Zakład Astrofizyki CAMK PAN.

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXVII (1979). Zeszyt 3

9. TEKSASKIE SYMPOZJUM ASTROFIZYKI RELATYWISTYCZNEJ

Monachium, 14–19 grudnia 1978 r.

M. ABRAMOWICZ, M. DEMIAŃSKI

Kolejne 9. Teksaskie Sympozjum Astrofizyki Relatywistycznej odbyło się w dniach 14–19 XII 1978 r. w Monachium, po raz pierwszy poza Stanami Zjednoczonymi. Warto przypomnieć, że pierwsze sympozjum zorganizowali w 1963 r. Alfred Schild, Ivor Robinson i Engelbert Schucking. Było ono poświęcone głównie przeglądowi danych obserwacyjnych o kwazarach i dyskusji różnych modeli mechanizmu ich promieniowania. Od tego też czasu zaczęto się interesować czarnymi dziurami.

Program 9. Sympozjum był bardzo obszerny. Zgodnie z tradycją najwięcej czasu poświęcono pozagalaktycznym źródłom promieniowania elektromagnetycznego i najnowszym osiągnięciom, a więc obserwacyjnym danym o źródłach promieniowania rentgenowskiego i promieniowania gamma. Prócz tego dyskutowano nad problemem powstawania galaktyk, modelem supernowych i procesem grawitacyjnego zapadania oraz omawiano własności gwiazd neturonowych i modele pulsarów. Nie zabrakło oczywiście referatów o najnowszych osiągnięciach teorii grawitacji i obserwacyjnych testach ogólnej teorii względności.

Największe zainteresowanie wywołał referat Taylora o obserwacjach jedynego pulsara radiowego wchodzącego w skład układu podwójnego oraz Mullera o obserwacjach promieniowania reliktowego.

Kiedy w końcu 1974 r. Hulse i Taylor odkryli radiowego pulsara PSR 1913 + 16 wchodzącego w skład układu podwójnego i gdy okazało się, że okres obiegu orbitalnego wynosi 27 908 s (7^h45^m), układ ten stał się obiektem szczególnego zainteresowania. Po raz pierwszy bowiem znaleziono układ, który doskonale nadawał się do sprawdzania przewidywań ogólnej teorii względności. Pulsara wchodzącego w jego skład można uważać za doskonały zegar poruszający się swobodnie w polu grawitacyjnym. Analiza eksperymentów myślowych z takimi układami doprowadziła Einsteina do sformułowania szczególnej i ogólnej teorii względności.

Okres pulsara PSR 1913 + 16, czyli odstęp między kolejnymi impulsami, jest bardzo krótki i wynosi 0,059 s. Dzięki nowym standardom czasu jego odstępy można obecnie wyznaczać z dokładnością do 50 μs. Śledząc zmiany w czasie okresu i interpretując je jako dopplerowską zmianę częstości, można obserwować wiekowe zmiany parametrów układu. Aby to jednak zrobić trzeba uwzględnić wszelkie możliwe czynniki zewnętrzne. Praktycznie rzecz biorąc dane obserwacyjne (zmianę okresu pulsara w czasie) dopasowuje się do krzywej teoretycznej uwzględniając takie parametry, jak położenie środka masy układu podwójnego, okres pulsara i jego pierwszą i drugą pochodną po czasie, pięć parametrów orbity keplerowskiej i cztery parametry uwzględniające efekty szczególnej i ogólnej teorii względności, a mianowicie: prędkość kątową ruchu periastronu ω, grawitacyjny i podłużny efekt Dopplera γ, prędkość zmian okresu orbitalnego P_b i grawitacyjną dylatację czasu. Pomiary grawitacyjnej dylatacji czasu pozwalają wyznaczyć kąt nachylenia orbity do płaszczyzny nieba. Interpretacja danych obserwacyjnych wymagała uwzględnienia efektów relatywistycznych, bowiem pulsar porusza się z dużą prędkością ($v/c \approx 10^{-3}$) po bardzo spłaszczonej orbicie ($e = 0{,}617$) w stosunkowo silnym polu grawitacyjnym ($GM/c^2 < R > \approx 10^{-6}$, gdzie $< R >$ jest średnim promieniem orbity pulsara, a M masą drugiego składnika). Po rocznych obserwacjach Taylor wyznaczył prędkość kątową ruchu periastronu $\dot{\omega} = 4{,}2$/rok. Wielkość ta jest obecnie znana ze znacznie większą dokładnością: $\dot{\omega} = (4{,}22 \pm 0{,}002)^o$/rok.

Dopasowanie teoretycznej zależności okresu od czasu do danych obserwacyjnych pozwala na wyznaczenie mas poszczególnych składników układu; okazały się one być równe $M_p = 1{,}39 \pm 0{,}15\, M_\odot$, $M_c = 1{,}44 \pm 0{,}15\, M_\odot$.

Bez wątpienia najważniejsze znaczenie ma wyznaczenie prędkości zmian okresu orbitalnego układu. Zgodnie z przewidywaniami ogólnej teorii względności, układ podwójny powinien być źródłem fal grawitacyjnych. Fale grawitacyjne unoszą energię, co powoduje powolne zbliżanie się gwiazd ku sobie i w wyniku skrócenie okresu orbitalnego. Z obserwacji T a y l o r a, F o w l e r a i M c C u l l o c h a wynika, że $\dot{P}_b = (-3{,}2 \pm 0{,}6) \cdot 10^{-12}$. Wartość ta doskonale zgadza się z przewidywaniami teoretycznymi. W ten sposób po raz pierwszy uzyskano pośrednie obserwacyjne potwierdzenie istnienia fal grawitacyjnych. Nawet przy obecnej dokładności pomiarów za kilka lat można będzie sprawdzić ilościowo klasyczny wzór, podający tempo wypromieniowania energii przez układ podwójny.

W przeglądowym referacie M u l l e r a po raz pierwszy zostały przedstawione wyniki pomiarów widma promieniowania reliktowego. Dokonali ich W o o d y i R i c h a r d s za pomocą spektrofotometru wyniesionego przez balon stratosferyczny na wysokość 41 km nad powierzchnię Ziemi. Zbadano widmo w obszarze częstości od 1,7 do 40 cm^{-1} (50 – 1200 GHz), a więc po raz pierwszy również w wysokoenergetycznej części widma. Jak powszechnie przypuszczano, widmo promieniowania reliktowego jest z bardzo dobrym przybliżeniem takie samo jak widmo promieniowania ciała doskonale czarnego o temperaturze 3 K. Tym razem pomiary były już na tyle dokładne, że zauważono odstępstwa od rozkładu Plancka. Nie jest to żadnym zaskoczeniem gdyż od kilku lat przewidywano ich wystąpienie. Istnieje wiele procesów, które mogą je wywołać, przy czym za główne uważa się dysypację makroskopowych ruchów plazmy i zaburzeń adiabatycznych przed rekombinacją lub powtórną jonizację gazu po rekombinacji: Zaskoczeniem natomiast było to, że odstępstwa zauważono nie tam, gdzie się ich spodziewano. Przewidywano wystąpienie załamania widma w obszarze niskoenergetycznym lub też nadmiaru fotonów w całym obszarze wysokoenergetycznym, poza maksimum rozkładu Plancka. Tymczasem z obserwacji wynika, że w promieniowaniu reliktowym w porównaniu z promieniowaniem ciała doskonale czarnego występuje nadmiar fotonów w pobliżu maksimum rozkładu Plancka i niedobór fotonów o energiach $h\nu \approx kT$. Jak dotychczas nikt nie potrafił wyjaśnić, jakie procesy mogły doprowadzić do takiej zmiany widma.

W kilku krótkich 3-minutowych komunikatach przedstawiono inne, najważniejsze doniesienia z ostatniej chwili. Na uwagę zasługują informacje o wyznaczeniu położenia rozbłyskujących źródeł promieni gamma, o odkryciu gwiazdy 23 wielkości, która jest jednym ze składników układu podwójnego z pulsarem PSR 1913 + 16.

W pozostałych referatach plenarnych najwięcej miejsca poświęcono źródłom promieniowania rentegnowskiego. L e w i n przedstawił bogaty materiał obserwacyjny o rozbłyskujących źródłach promieni X. Szczegółowe dane obserwacyjne przemawiają za tym, że rozbłyski na powierzchni gwiazdy neutronowej powstają w wyniku wybuchów termojądrowych spowodowanych akreowanym gazem. Coraz więcej wiadomo też o pozagalaktycznych źródłach rentgenowskich. Pierwsze wyniki obserwacji źródeł rentgenowskich za pomocą satelity HEAO-B zostały przyjęte z wielkim zainteresowaniem. Otrzymane rozkłady natężenia w zwartych źródłach mogą w niedługim czasie pomóc rozstrzygnąć kwestię, czy istotnie promieniowanie rentgenowskie powstaje w wyniku akrecji gazu przez czarną dziurę.

Dyskutowano też nad wynikami obserwacji Galaktyki w promieniach gamma dokonanych za pomocą satelity Cos-B. Bardzo wyraźnie wyróżnia się promieniowanie z centrum Galaktyki. W dysku galaktycznym zauważono kilka zwartych źródeł, niektóre z nich udało się utożsamić z pulsarami. Typowe odległości do zwartych źródeł to kilka kiloparesków. Zaobserwowane pulsary charakteryzują się tym, że ich uśrednione profile impulsów posiadają dwa maksima. Impulsy gamma są przesunięte w fazie o ok. 0,4 okresu.

Właściwie nie dowiedzieliśmy się niczego nowego o pulsarach. Ciągle trwają spory o to, czy obserwowane impulsy są generowane w pobliżu cylindra świetlnego, tzn. daleko od pulsara, czy też przy jego powierzchni. R u d e r m a n przedstawił ulepszoną wersję swojego modelu, podkreślając że w naturalny sposób przewiduje on istnienie impulsów w obszarze promieni gamma.

Istniejące obecnie potężne komputery pozwalają dokładnie śledzić, co się dzieje z gwiazdą w ostatnich fazach ewolucji poprzedzających wybuch supernowej oraz dynamikę wybuchu. W e a v e r badał ewolucję gwiazd pierwszej populacji o masach 15 i 25 $M_\odot$, poczynając od gwiazdy ciągu głównego. Dalsza historia gwiazdy, to kolejne stadia spalania coraz cięższych pierwiastków, w końcu zapadanie się żelaznego jądra gwałtownie zatrzymane, gdy gęstość centralna staje się porównywalna z gęstością materii jądrowej, co powoduje powstanie fali uderzeniowej i wybuchowe wydzielenia energii. Otrzymane modele bardzo dobrze zgadzają się z obserwowanymi charakterystykami supernowych 2 typu. S c h r a m m badał straty energii na emisje neutrin podczas wybuchu supernowej i powstania gwiazdy neutronowej lub czarnej dziury, uwzględniając nowy rodzaj neutrin, których istnienie przewiduje model kwarkowy. Choć znane są już dość

szczegółowe modele gwiazd pre-supernowych, ciągle jeszcze nie wiadomo, kiedy po wybuchu supernowej powstanie gwiazda neutronowa, a kiedy czarna dziura.

Dwie ranne sesje poświęcone były teorii grawitacji i kosmologii. E h l e r s zwrócił uwagę na trudności, na jakie napotykają próby poprawnego sformułowania równań ruchu ciał rozciągłych w ogólnej teorii względności. Należy zatem z pewną ostrożnością odnosić się np. do oszacowań tempa strat energii wypromieniowywanej przez układ podwójny w postaci fal grawitacyjnych. Próby unifikacji oddziaływań grawitacyjnych z innymi doprowadziły do powstania nowej teorii – supergrawitacji. Jest to teoria, w której występują cząstki bezmasowe o spinie 2 (grawitony) i cząstki o spinie 3/2, przy czym dopuszczalne są transformacje mieszające te dwa pola. Trudno jednak uważać tę próbę za udaną, nie doprowadziła bowiem do żadnych konkretnych rezultatów.

Jedyna metoda obserwowania Wszechświata, to analiza sygnałów elektromagnetycznych dochodzących do powierzchni Ziemi. Startując z tego oczywistego stwierdzenia, E l l i s poddał krytycznej analizie testy kosmologiczne wykazując, że na niektóre pytania nie można uzyskać odpowiedzi z zasadniczych powodów, wynikających z praw rozchodzenia się światła w zakrzywionych czasoprzestrzeniach.

Problem akrecji w silnych polach grawitacyjnych (białe karły, gwiazdy neutronowe, czarne dziury) był omawiany w wielu referatach, poświęcono mu też jedno wieczorne spotkanie dyskusyjne. L a m b przedstawił w dłuższym wykładzie teorię akrecji na namagnesowane i nienamagnesowane białe karły oraz gwiazdy neutronowe. Zarówno w przypadku sferycznej akrecji, jak i akrecji zachodzącej w pewnych kątach bryłowych (np. akrecja dyskowa, kolumna akrecyjna), wyniki teoretyczne bardzo dobrze zgadzają się z obserwacjami. Generalny obraz akrecji na białe karły i gwiazdy neutronowe przedstawiony przez L a m b a nie budził żadnych zastrzeżeń, choć nie jest to obraz pełny. Najciekawsze referaty dyskutujące szczegóły tej teorii przedstawili K i r k (o niestabilnościach plazmowych pojawiających się w kolumnie akrecyjnej) i P u g e t (o wyznaczaniu widma w przypadku pulsarów X).

Sferyczna akrecja omawiana była głównie w zastosowaniu do modeli kwazarów. Przeważa pogląd, że wytwarza się sferyczna, cienka, gorąca fala uderzeniowa, a niestabilności powodują fragmentację i powstanie obłoków. Obraz ten nieźle tłumaczy powstawanie różnych linii widmowych, choć na razie jest to zgodność raczej bardzo gruba. W tej dziedzinie jest jeszcze wiele do zrobienia (naszym zdaniem model kwazara oparty na sferycznej akrecji jest błędny).

Akrecja na białe karły i gwiazdy neutronowe wydaje się być obecnie dobrze opisywana przez istniejącą teorię, choć bardzo wiele jest tu jeszcze do zrobienia. Akrecja na czarne dziury (np. modele kwazarów) wydaje się być ciągle w bardzo początkowym stadium rozwoju. Można spekulować, że przyczyną takich dysproporcji w rozwoju teorii jest stosunkowo duża ilość dokładnych danych obserwacyjnych w różnych obszarach widma i różnych skalach czasowych w pierwszym przypadku i stosunkowo mała ilość takich obserwacji w drugim.

Ogólnie rzecz biorąc odnosi się wrażenie, że prace teoretyczne nie nadążają za rosnącym ciągle strumieniem danych obserwacyjnych.

SPIS TREŚCI ZESZYTU 3

ARTYKUŁY

B. Kołaczek, Astrometria kosmiczna 147
B. Czapiewska, Amerykańskie plany lotów kosmicznych do komet 153
M. Różyczka, Modelowanie procesu formowania się gwiazd. Część II. Modele hydrodynamiczne 165
I. W. Pietrowskaja, Całka zderzeń w dynamice układów gwiazdowych. Część I 185

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

J. Mergentaler, Uwagi o wskaźniku zmienności plamowej według definicji W. Szymańskiego . 207
R. Głębocki, G. Musielak, J. Sikorski, A. Stawikowski, Katalog gwiazd z liniami emisyjnymi H i K 209
Naukowe ośrodki astronomiczne w Polsce 211

KRONIKA

M. Abramowicz, M. Demiański, 9. Teksaskie Sympozjum Astrofizyki Relatywistycznej. Monachium, 14–19 grudnia 1978 r. 213

СОДЕРЖАНИЕ ТЕТРАДИ 3

СТАТЬИ

Б. Колачек, Космическая астрометрия 147
Б. Чапевска, Американские проекты космических полётов к кометам 153
М. Ружичка, Моделирование процесса образования звёзд. Часть II. Гидродинамические модели 165
И. В. Петровская, Интеграл столкновений в динамике звёздных систем. Часть I. 185

ИЗ ЛАБОРАТОРИЙ И ОБСЕРВАТОРИЙ

Я. Мэргэнталер, Шиманьского детермиант измеияемости солиечных пятеи. 207
Р. Глэмбоцки, Г. Муселяк, Е. Сикорски, А. Ставиковски, Каталог звёзд с эмиссионными линями Н и К 209
Научные астрономические учреждения в Польше 211

ХРОНИКА

М. Абрамович, М. Дэмяньски, 9–ый Тексаский Симпозиум Релятивитской Астрофизики, Мюнхен, 14–19 декабря 1978 г. 213

CONTENTS OF NUMBER 3

ARTICLES

B. Kołaczek, Space Astrometry 147
B. Czapiewska, American Projects of the Space Missions to Comets 153
M. Różyczka, Simulation of the Star Formation Process. Part II. Hydrodynamical Models . . . 165
I. W. Pietrowskaja, Collision Integral in the Dynamics of Stellar Systems. Part I 185

FROM LABORATORIES AND OBSERVATORIES

J. Mergentaler, On the Solar Spot Variability Index Determined by W. Szymański 207
R. Głębocki, G. Musielak, J. Sikorski, A. Stawikowski, The Catalogue of the Stars with H and K Emission Lines 209
Scientific Astronomical Centres in Poland 211

CHRONICLE

M. Abramowicz, M. Demiański, 9th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics. Munich, December 14–19, 1978 213

NAGRODA MŁODYCH
POLSKIEGO TOWARZYSTWA ASTRONOMICZNEGO

Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Astronomicznego ogłasza coroczny konkurs na najlepsze prace naukowe młodych astronomów. Prace, kwalifikujące się do nagrody, muszą spełniać następujące warunki:

1. Praca ma być wydrukowana w „Acta Astronomica".
2. Autor (ew. wszyscy współautorzy) powinien posiadać obywatelstwo polskie i w dniu złożenia pracy w „Acta Astronomica" nie może mieć ukończonego 30 roku życia.
3. Praca powinna wykazywać inicjatywę i oryginalną myśl autora oraz stanowić wartościowy wkład do nauki.

Do nagród za rok 1979 będą kandydowały prace, które ukażą się w okresie od 1 września 1978 r. do 31 sierpnia 1979 r. Nagrody zostaną przyznane przed 30 listopada 1979 r.

Zarząd Główny PTA powołał Jury Konkursu o Nagrodę Młodych PTA na lata 1979 i 1980 w następującym składzie: doc. dr hab. Wojciech D z i e m b o w s k i, doc. dr hab. Michał H e l l e r, doc. dr hab. Tadeusz J a r z ę b o w s k i (przewodniczący Jury), dr hab. Mikołaj J e r z y k i e w i c z, doc. dr hab. Antoni S t a w i k o w s k i, doc. dr hab. Kazimierz S t ę p i e ń (redaktor „Acta Astronomica").

Prezes PTA
(–) Doc. dr hab. Jerzy Stodółkiewicz

Warszawa, 4 kwietnia 1979 r.

Printed in Poland

Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Oddział w Łodzi 1979

Wydanie I. Nakład 732+108 egz. Ark. wyd. 5,50. Ark. druk. 4,75.
Papier offset. kl. III, 80 g, 70×100. Oddano do składania w maju 1979 r.
Podpisano do druku w listopadzie 1979 r. Druku kończono w listopadzie 1979 r.
Zam. 442/79. I-3. Cena zł 10,—

Zakład Graficzny Wydawnictw Naukowych
Łódź. ul. Żwirki 2

Cena zł 10,–

WARUNKI PRENUMERATY KWARTALNIKA
„POSTĘPY ASTRONOMII"

Cena prenumeraty krajowej:

rocznie	zł 40,–
półrocznie	zł 20,–

Prenumeratę na kraj przyjmują Oddziały RSW „Prasa–Książka–Ruch" oraz urzędy pocztowe i doręczyciele w terminach:

– do 25 listopada na I półrocze roku następnego i na cały rok następny,
– do 10 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Jednostki gospodarki uspołecznionej, instytucje, organizacje i wszelkiego rodzaju zakłady pracy zamawiają prenumeratę w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa–Książka–Ruch"; zaś w miejscowościach, w których nie ma Oddziałów RSW – w urzędach pocztowych.

Czytelnicy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych i u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę przyjmuje RSW „Prasa–Książka–Ruch", Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00–958 Warszawa, konto PKO nr 1531–71.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę jest droższa od prenumeraty krajowej o 50% dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla zleceniodawców instytucji i zakładów pracy.

Bieżące i archiwalne numery można nabyć lub zamówić we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN – Ossolineum – PWN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter) 00–901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki".

A subscription order stating the period of time, along with the subscriber's name and address can be sent to your subscription agent or directly to Foreign Trade Enterprise Ars Polona – Ruch, 00–068 Warszawa, 7 Krakowskie Przedmieście, P.O. Box 1001, Poland.

Please send payments to the account of Ars Polona – Ruch in Bank Handlowy S.A., 7 Traugutt Street, 00–067 Warszawa, Poland.

Post. Astr. T. XXVII z. 3, s. 76. Warszawa—Łódź, lipiec—wrzesień 1979
Indeks nr 36968