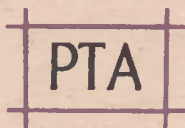


83

# POSTĘPY ASTRONOMII

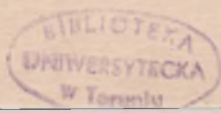
C Z A S O P I S M O  
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY ASTRONOMICZNEJ



TOM VIII — ZESZYT 3

1 9 6 0

WARSZAWA · LIPIEC — WRZESIEŃ 1960



## SPIS TREŚCI ZESZYTU 3

### ARTYKUŁY

- I. S e m e n i u k, Zagadnienie Supergalaktyki . . . . . 133  
J. S m a k, Statystyczne problemy ewolucji gwiazd . . . . . 145

### Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

- F. K ę p i ń s k i, Stacjonarność geocentrycznego ruchu planet . . . . . 151  
A. G. P a c h o l c z y k, Magnetograwitacyjna niestabilność niejednorodnego  
ściśliwego ośrodka biorącego udział w rotacji różniczkowej . . . . . 155

### Z LITERATURY NAUKOWEJ

- M. B i e l i c k i, Obserwacje pozycyjne sztucznych satelitów Ziemi . . . . . 163  
W. K r z e m i ń s k i, Materia pomiędzy Ziemią i Słońcem . . . . . 169  
S. G r z ę d z i e l s k i, Gaz międzygalaktyczny w Lokalnej Grupie Galaktyk 171

### KRONIKA

- W. Z o n n, P. P. P a r e n a g o . . . . . 175  
K. S e r k o w s k i, Wrażenia z konferencji polaryzacyjnej w Tucson (Ari-  
zona) . . . . . 177

### ERRATA

„Postępy Astronomii” X—XII 1959, Zesz. 4 tomu VII:

- druga strona okładki, wiersz 25 od dołu:  
zamiast: Fale uderzeniowe w środku HI  
ma być: Fale uderzeniowe w ośrodku HI  
druga strona okładki, wiersz 15 od dołu:  
zamiast: P. Kamieński  
ma być: M. Kamieński  
strona 284, wiersz 5 od góry:  
zamiast: (t w latach)  
ma być: (t w dniach)

### OD REDAKCJI

Redakcja „Postępów Astronomii” zwraca się do Autorów z prośbą o składanie maszynopisów swych opracowań w dwóch egzemplarzach.

POLSKIE TOWARZYSTWO ASTRONOMICZNE

# POSTĘPY ASTRONOMII

KWARTALNIK

TOM VIII — ZESZYT 3

WARSZAWA • LIPIEC — WRZESIEŃ 1960

## KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor Naczelny:

Stefan Piotrowski, Warszawa

Członkowie:

Józef Witkowski, Poznań

Włodzimierz Zonn, Warszawa

Sekretarz Redakcji:

Ludostaw Cichowicz, Warszawa

Adres Redakcji: Warszawa, ul. Koszykowa 75

Obserwatorium Astronomiczne Politechniki

---

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE, ODDZIAŁ W ŁODZI

---

Nakład 380 + 120 egz. Ark. wyd. 3,5, ark. druk. 3  
Papier offset. kl. III, 70 g z Fabryki Papieru w Boruszonicach  
Podpisano do druku 12. VIII. 1960 r. Druk ukończono w sierpniu 1960 r.  
Zamówienie Nr 73 R-7 Cena zł 10,—

---

ZAKŁAD GRAFICZNY PWN ŁÓDŹ, UL. GDAŃSKA 162

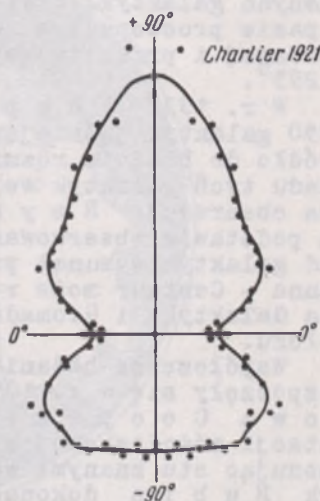
## ZAGADNIENIE SUPERGALAKTYKI

IRENA SEMENIUK

Termin lokalna supergromada galaktyk, czy też Supergalaktyka Lokalna pojawił się w astronomii stosunkowo niedawno. Oznacza on wielki, realny fizycznie układ gromad i obłoków galaktyk, w którym nasza Galaktyka wraz z Gromadą Lokalną stanowią jedną z kondensacji galaktyk położoną z dala od centrum.

Samo pojęcie supergromady, czy gromady drugiego rzędu znane już było kosmologom XVIII w. Pierwszy Lambert zaproponował model nieskończonego Wszechświata jako hierarchii grawitujących układów o coraz to większych rozmiarach i większej liczbie obiektów. Uczeń XIX w. odrzucali myśl o Wszechświecie nieskończonym na podstawie znanych paradoksów Olbersa i Seeliger'a. Jak wiadomo, odkrycia materii międzygwiazdowej i przesunięcia ku czerwieni podważyły założenia tkwiące u podstaw tych paradoksów.

Lecz jeszcze zanim doszło do tych odkryć, Charlier w r. 1922 pokazał, jak można uniknąć paradoksów fotometrycznego i grawitacyjnego w ramach przezroczystego, statycznego Wszechświata euklidesowego. Zaproponowany przez niego Wszechświat miał strukturę hierarchiczną, podlegającą pewnym prostym nierównościom wiążącym masy i promienie układów poszczególnych rzędów. Charlier szukał obserwacyjnego potwierdzenia swojej hipotezy. Otrzymany przez niego diagram zależności liczby mgławic, wziętych z katalogu Dreyera, na jednostkę powierzchni od szerokości galaktycznej wykazuje silne maksimum w kierunku dużych północnych szerokości galaktycznych (rys. 1). Diagram ten, jakkolwiek skażony przez nieuwzględnienie pochłaniania i obecności mgławic galaktycznych w New General Cata-



Rys. 1. Diagram Chaliiera ilustrujący zależność między liczbą mgławic katalogu N.G.C. na jednostkę powierzchni a szerokością galaktyczną

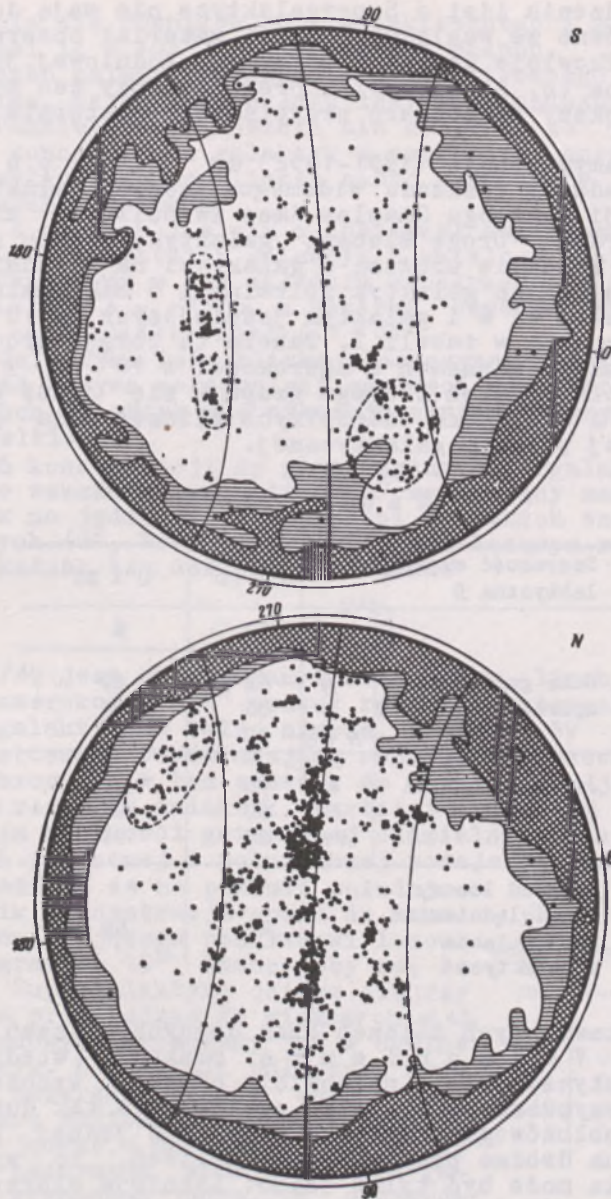
gue, jest uważany obecnie za pierwszą wskazówkę istnienia Supergalaktyki Lokalnej.

W latach trzydziestych prace C h a r l i e r a kontynuowali H o l m b e r g i R e i z. Badając rozmieszczenie przestrzenne galaktyk wskazywali oni na istnienie obszarów o dużej gęstości w okolicy bieguna północnego Galaktyki i sugerowali możliwość istnienia dużego metagalaktycznego obłoku galaktyk, w którym nasza Galaktyka leżałaby gdzieś na peryferiach. Prace te nie wzbudziły wtedy większego zainteresowania. Klączkowatość w rozkładzie galaktyk była już faktem znanym. Badania harwardzkie wykazały znaczny nadmiar galaktyk na półkuli północnej w porównaniu z południową. S h a p l e y był jednak skłonny interpretować ten fakt raczej jako wielkoskalowy, metagalaktyczny gradient gęstości w naszej okolicy Wszechświata, niż jako wskazanie na istnienie Supergalaktyki. Dopiero szczegółowe badania rozmieszczenia ograniczonej liczby jasnych galaktyk postawiły problem na nowo.

Fakt grupowania się dużej liczby jasnych galaktyk wzdłuż gwiazdozbiorów Wielkiej Niedźwiedzicy, Warkocza Bereniki, Panny i Centaura był zaobserwowany już przez H e r s c h e l ó w w połowie XIX w. Największą rolę w dziedzinie obserwacji na tym polu odegrał jednak R e y n o l d s, który wykazał, że jasne galaktyki układają się w pasie przebiegającym całe niebo wzdłuż długości galaktycznej  $100^{\circ}$  i znacznie bogatszym na półkuli północnej niż południowej. Obserwacje R e y n o l d s a potwierdził w r. 1927 L u n d m a r k badając rozkład 780 jasnych galaktyk. Stwierdził on, że jasne spirale grupują się w pasie prostopadłym (w przybliżeniu) do płaszczyzny Drogi Mlecznej i przecinającym ją w długościach galaktycznych  $100^{\circ}$  i  $295^{\circ}$ .

W r. 1932 S h a p l e y i A m e s sporządzili katalog 1250 galaktyk jaśniejszych od  $13^m$ , który stanowi najlepsze źródło do badania rozmieszczenia jasnych galaktyk. Diagram rozkładu tych galaktyk we współrzędnych galaktycznych potwierdza obserwacje R e y n o l d s a (rys. 2). W r. 1938 Zwicky na podstawie obserwowanych przez niego dużych rozmiarów gromad galaktyk wysunął przypuszczenie, że wielki obłok galaktyk Panna - Centaur może rozciągać się aż do naszej okolicy. Nasza Galaktyka i Gromada Lokalna leżałyby na peryferiach tego obłoku.

Współczesne badania związane z problemem Supergalaktyki rozpoczęły się w r. 1951, kiedy to w związku z sugestią G a m o w a C o o p e r - R u b i n dokonała próby wykrycia efektu rotacji różniczkowej w prędkościach radialnych galaktyk. Dysponując stu znanymi wówczas prędkościami radialnymi galaktyk R u b i n dokonała ich analizy zgodnie z teorią rotacji galaktyki O o r t a [1], [2] przyjąwszy za równik metagalaktyczny koło wielkie, wzdłuż którego grupują się jasne galaktyki. Otrzymaną podwójną falę w rozkładzie prędkości radialnych wzdłuż "uniwersalnej" długości metagalaktycznej interpretowała jako dowód rotacji Metagalaktyki wokół pewnego centrum. Praca R u b i n spotkała się z niedowierzaniem ze strony astronomów, zwłaszcza, że analogiczna analiza prędkości radialnych galaktyk dokonana w tym samym czasie przez O g o r o d n i k o w a dała inne wyniki. Obydwie te prace



Rys. 2. Rozkład galaktyk katalogu Shapley-Ames we współrzędnych galaktycznych z uwzględnieniem stref całkowitej i częściowej absorpcji w Drodze Mlecznej. Na rysunku zaznaczone są równik supergalaktyczny, równoleżniki o szerokości supergalaktycznej  $\pm 30^\circ$  oraz biegun Supergalaktyki (biała kropka przy  $l = 15$ ,  $b = +5$ ). Linie przerywane ograniczają obłoki lub super-układy zewnętrzne. Wydłużony obłok galaktyk na półkuli południowej między  $l = 160$  i  $l = 240$  jest "Supergalaktyką Południową"

z punktu widzenia idei o Supergalaktyce nie mają dużego znaczenia, zarówno ze względu na ubogi materiał obserwacyjny pozostawiony całkowicie danych z półkuli południowej, jak również ze względu na to, że obszar, którego dotyczy ten materiał jest znacznie większy od obszaru przypisanego następnie Supergalaktyce.

W tym samym czasie (1951-1952) de Vaucouleurs rozpoczął badania rozkładu widomego jasnych galaktyk. Dokonując rewizji katalogu Shapley-Ames zwrócił on mianowicie uwagę na wyraźną "Drogę Mleczną" galaktyk, bogatą na półkuli północnej i znacznie uboższą w galaktyki na południowej. Wstępne zliczenia dużych galaktyk spiralnych o maksymalnej średnicy  $a$  większej od  $8'$  i galaktyk jaśniejszych od  $10^m$  dały wyniki zamieszczone w tabeli I. Tabela ta podaje procentową zawartość galaktyk w pasach o szerokości  $\pm 10^\circ$  i  $\pm 30^\circ$  wokół wielkiego koła, wzdłuż którego grupują się jasne galaktyki. Wskaźniki  $N$  i  $S$  dotyczą oddzielnych zliczeń dla północnej i południowej półkuli galaktycznej.

T a b e l a I

Szerokość supergalaktyczna B		$0 \pm 10^\circ$	$0 \pm 30^\circ$
		%	%
Duże galaktyki spiralne ( $a > 8'$ )	$N$	62	89
	$S$	53	93
	$N+S$	60	90
Jasne galaktyki ( $m_T < 10$ )	$N$	73	90
	$S$	50	93
	$N+S$	67	91
Rozkład losowy z uwzględnieniem pochłaniania w Galaktyce		21	59

Na podstawie tych zliczeń oraz dawnych zliczeń Shapley'a, de Vaucouleurs postawił wtedy hipotezę o Supergalaktyce. Jeżeli mianowicie odrzucić wysoce nieprawdopodobne przypuszczenie, że do zgrupowania tak dużej liczby galaktyk i obłoków galaktyk praktycznie w jednej płaszczyźnie doszło na drodze przypadkowych zbliżeń, to wyjaśnienie tego zjawiska może być tylko jedno: istnieje olbrzymi, spłaszczony super-układ galaktyk, w którym nasza Galaktyka leży w dość dużej odległości od jego centrum. Podjęte przez de Vaucouleursa na gruncie tej hipotezy szczegółowe badania jakościowe i ilościowe problemu doprowadziły do otrzymania następujących rezultatów.

Równik supergalaktyczny jest kołem wielkim o biegunie mającym współrzędne galaktyczne  $l = 15^\circ$ ,  $b = +5^\circ$  i przecinającym Drogę Mleczną w długościach galaktycznych  $l = 105^\circ$  i  $l = 285^\circ$ . Długość supergalaktyczną  $l$  liczymy umownie od punk-

tu przecięcia się równików supergalaktycznego i galaktycznego w Kasjopei ( $l = 105^{\circ}$ ) w kierunku na północ.

Ze zliczeń galaktyk wzdłuż supergalaktycznego pasa równikowego wynika, że centrum układu leży w gwiazdozbiornie Panny. Gromada w Pannie stanowi jeżeli nie centrum, to jedną z zasadniczych koncentracji galaktyk w centralnej części układu, przy czym wyłączenie ze zliczeń samej gromady w Pannie nie zmienia kierunku centrum.

De Vaucouleurs obliczył współrzędne supergalaktyczne  $L, B$  wszystkich galaktyk z katalogu Shapley-Ames. Gromada w Pannie ma w tym układzie współrzędne  $L = 105^{\circ}, B = -4^{\circ}$  ( $l = 225^{\circ}, b = +75^{\circ}$ ), a centrum Supergalaktyki leży w długości supergalaktycznej  $L = 104^{\circ}$ .

Nasza Galaktyka leży blisko płaszczyzny równikowej układu, ponieważ krzywa maksymalnej gęstości powierzchniowej rozkładu jasnych galaktyk nie wykazuje systematycznych odchyłeń od koła wielkiego.

Stopień koncentracji do płaszczyzny supergalaktycznej charakteryzuje wskaźnik koncentracji  $C$  wyrażający nadmiar liczby galaktyk na jednostkę powierzchni w niskich szerokościach galaktycznych ( $0^{\circ}, \pm 30^{\circ}$ ) w porównaniu z losowym rozkładem galaktyk. Wskaźnik ten definiuje równanie

$$C + 1 = \frac{N/N_t}{0,59},$$

w którym  $N/N_t$  jest obserwowanym stosunkiem liczby galaktyk w pasie o szerokości  $\pm 30^{\circ}$  wzdłuż równika supergalaktycznego do liczby galaktyk na całej sferze. Liczba 0,59 jest wartością tego stosunku odpowiadającą rozkładowi losowemu z uwzględnieniem absorpcji w ten sposób, że  $C = 0$  dla jednorodnego statystycznie rozkładu galaktyk. Wartości wskaźnika  $C$  obliczone jako funkcja wielkości gwiazdowej oddzielnie dla półkul galaktycznych północnej i południowej podaje tabela II. Wynika z niej wyraźnie, że na półkuli południowej wskaźnik koncentracji spada do znaczenia odpowiadającego rozkładowi losowemu już za granicą  $10^m$ . Znaczyłoby to, że tu granicę Supergalaktyki osiąga się przy  $10^m - 11^m$ , a przechodząc do większych wielkości gwiazdowych wkraczamy już w ogólne pole galaktyk. Na półkuli północnej koncentracja supergalaktyczna rośnie najpierw w miarę zbliżania się do gęstych obszarów w jądrze, a następnie maleje, gdy do zliczeń zaczynają wchodzić słabe galaktyki za granicami jądra, z obszarów o stopniowo zmniejszającej się gęstości. Wartość wskaźnika koncentracji odpowiadającą rozkładowi losowemu otrzymuje się przy  $15^m, 16^m$ , przy czym należy zauważyć, że wskutek dyspersji jasności absolutnych galaktyk, już przy  $m = 13$  mogą wchodzić do zliczeń galaktyki tła.

Liczbę obiektów wchodzących w skład Supergalaktyki oceniamy na  $10^4 - 10^5$ . Podanie bardziej dokładnej liczby jest obecnie niemożliwe.

Średnicę układu szacuje się na podstawie znanego modułu

Tabela II

$m$	$C$	
	$N$	$S$
$m < 10$	0,56	0,71
$m < 11$	0,60	0,04
$m < 12$	0,56	0,00
$m < 13$	0,45	0,04
$m < 14$	0,43	0,10

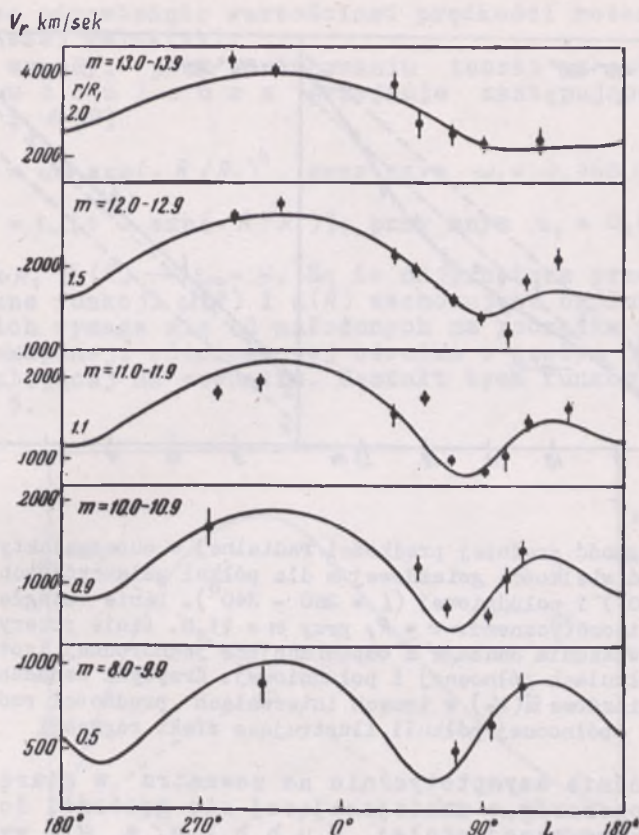
odległości gromady w Pannie na 30 - 40 Mps (w nowej skali odległości), przy czym Gromada Lokalna leży w odległości  $\frac{2}{3}$  -  $\frac{3}{4}$  promienia od środka układu w kierunku na południe.

Grubość układu, oszacowana z maksimum szerokości warstwy o największej gęstości galaktyk na półkuli północnej, wynosi  $\frac{1}{5}$  -  $\frac{1}{40}$  średnicy układu.

Budowa Supergalaktyki jest nieregularna w porównaniu z budową Galaktyki, w tym samym niemal stopniu, w jakim budowa Galaktyki jest nieregularna w porównaniu z budową Systemu Słonecznego.

Silne spłaszczenie układu sugeruje istnienie w nim ruchu obrotowego. Myśl o rotacji jest zresztą konsekwencją logiczną hipotezy o Supergalaktyce. Jeżeli tego rodzaju układ nie jest rezultatem przypadkowych spotkań dużej liczby niezależnych gromad i obłoków galaktyk, lecz jest układem realnym fizycznie, rządzoneym przez własne pole grawitacyjne, to spłaszczenie takiego układu powinno być wywołane jego rotacją. Dokonana przez de Vaucouleursa szczegółowa analiza prędkości radialnych galaktyk z katalogu Humasona, Mayalla, Sandage'a, opublikowanego w r. 1956 wyraża się potwierdzać założenie o rotacji. Z katalogu tego de Vaucouleurs wybrał około 300 galaktyk od  $8^m$  -  $14^m$ , grupujących się w pasie supergalaktycznym i obliczył średnie prędkości radialne jako funkcję długości supergalaktycznej  $L$  dla pięciu interwałów wielkości gwiazdowych. W każdym z tych przedziałów galaktyki znajdują się średnio w tej samej odległości. Zgodnie z panującym obecnie poglądem o liniowości i izotropowości uniwersalnego przesunięcia ku czerwieni średnie prędkości galaktyk o jednakowych średnich odległościach powinny być jednakowe niezależnie od kierunku. Tymczasem diagramy otrzymane przez de Vaucouleursa (rys. 3) wyrażają się przeczyć przyjętemu pogładowi o izotropowości pola prędkości w każdym z rozpatrywanych przez niego przedziałów, aż do  $14^m$ . Obserwuje się mianowicie głębokie minimum w rozkładzie prędkości w okolicy  $L = 80^\circ$ , w pobliżu północnego bieguna Galaktyki i szerokie maksimum w okolicy  $L = 320^\circ$ . Brak danych obserwacyjnych w okolicy  $L = 0^\circ$  i w przedziale  $L$  od  $150^\circ$  do  $260^\circ$  widoczny na diagramach de Vaucouleursa odpowiada obszarom przecięcia się równika supergalaktycznego z Drogą Mleczną i tym okolicom południowej półkuli galaktycznej, dla których brak prędkości radialnych. Porównanie błędów prawdopodobnych średnich prędkości z odchyleniem od izotropowości oraz fakt, że to odchylenie zachowuje się wzdłuż całego przedziału wielkości gwiazdowych od  $8^m$  do  $14^m$  świadczy o realności zjawiska.

Już zresztą w r. 1956 Sandage, analizując dane otrzymane przez Humasona i Mayalla odkrył, że prędkości radialne galaktyk półkuli południowej są systematycznie większe od prędkości radialnych galaktyk półkuli północnej odpowiadających tym samym wielkościom gwiazdowym, przy czym obserwowana zależność prędkości radialnych od odległości dla półkuli północnej przeczyła założeniu o izotropowości. Wyniki Sandage'a ilustruje rys. 4, na którym jest wyraźnie widoczny obszar stagnacji prędkości radialnych galaktyk z półkuli północnej w przedziale  $10^m$  -  $12^m$ . Galaktyki na



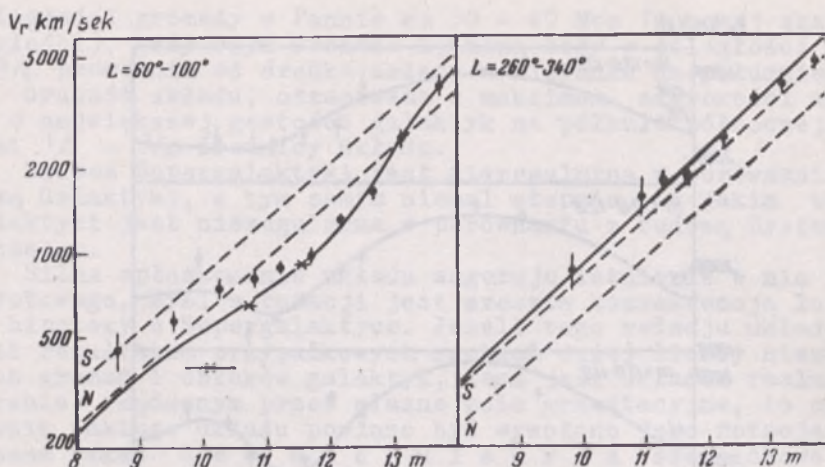
Rys. 3. Rozkład średnich prędkości radialnych galaktyk w supergalaktycznym pasie równikowym wzdłuż długości supergalaktycznej  $L$ , dla pięciu przedziałów wielkości gwiazdowej. Krzywe ciągłe są zależnościami teoretycznymi otrzymanymi na podstawie modelu opisanego w tekście. Kreski pionowe oznaczają błędy prawdopodobne średnich prędkości

półkuli południowej nie wykazują tego efektu. Tutaj granica Supergalaktyki nie przekracza  $11^m$ . Większe wielkości gwiazdowe odpowiadają już galaktykom ogólnego pola, zatem zależność  $\log V_r(m)$  pozostaje klasyczna, liniowa.

W r. 1958 de Vaucouleurs dokonał próby wyjaśnienia wyników obserwacyjnych Sandage'a i swoich na gruncie hipotezy o Supergalaktyce w oparciu o następujące założenia:

1. Supergalaktyka Lokalna znajduje się w stanie rotacji różniczkowej wokół centrum leżącego w gromadzie w Pannie, przy czym prędkość kątowa rotacji  $\omega(R)$  jest funkcją malejącą odległości  $R$  od centrum.

2. Supergalaktyka jest jednocześnie w stanie ekspansji różniczkowej wokół tegoż centrum. Prędkość ekspansji  $\epsilon(R) = -R'/R$  jest mała lub zaniedbywalna w centralnej, gęstej części



Nys. 4. Zależność średniej prędkości radialnej w supergalaktycznym pasie równikowym od wielkości gwiazdowej  $m$  dla półkul galaktycznych północnej ( $L = 60^\circ - 100^\circ$ ) i południowej ( $L = 260^\circ - 340^\circ$ ). Linie ciągle odpowiadają modelowi teoretycznemu.  $r = R_1$  przy  $m = 11,5$ . Linie przerywane przedstawiają rozwiązania Sandage'a odpowiadające jednorodnej izotropowej ekspansji na półkulach północnej i południowej. Krzyżyki oznaczają średnie wielkości gwiazdowe  $\bar{m}(V_r)$  w trzech interwałach prędkości radialnej dla północnej półkuli ilustrujące efekt regresji

układu i rośnie asymptotycznie na zewnątrz w miarę przechodzenia do obszarów o zmniejszającej się gęstości do wartości  $\epsilon_\infty$  równej klasycznej stałej Hubble'a  $H$ , wyznaczonej z niezależnych gromad galaktyk. Jest to równoważne założeniu, że Supergalaktyka jest układem zgęszczającym się wskutek oddziaływań grawitacyjnych w jednorodnie ekspandującym układzie współrzędnych, o prędkości ekspansji zdeterminowanej przez odległe, niezależne gromady galaktyk. Założenie o ekspansji różniczkowej, konieczne dla wyjaśnienia wielkiej północno-południowej asymetrii prędkości radialnych galaktyk, jest poparte teoretycznym argumentem o możliwości zmniejszenia lub całkowitego zahamowania przez siły grawitacyjne ogólnej ekspansji w obszarach o wysokiej gęstości przestrzennej materii. Jak wiadomo z obserwacji, Gromada Lokalna nie rozszerza się. Z drugiej znów strony całkowite zaniedbanie ekspansji jest niemożliwe ze względu na znaczne prędkości ucieczki galaktyk w dalekich od nas obszarach Supergalaktyki. Zatem jedynie słuszne wydaje się przyjęcie różniczkowego charakteru ekspansji. W układach o jednoczesnej rotacji i ekspansji różniczkowej prędkość radialna w odległości  $r$  od obserwatora wyraża się wzorem [3]

$$V_r = R_1 [\omega(R) - \omega_1] \sin(L - L_0) - R_1 [\epsilon(R) - \epsilon_1] \cos(L - L_0) + \epsilon(R)r,$$

gdzie w tym przypadku  $L_0$  jest długością supergalaktyczną centrum,  $R_1$  odległością supergalaktocentryczną naszej Galaktyki,

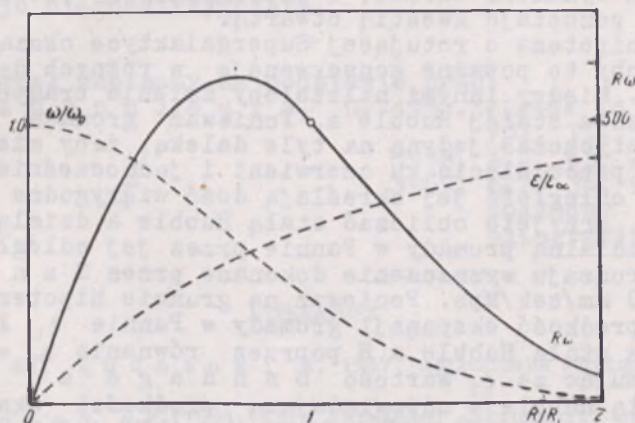
$\omega_1$  i  $\varepsilon_1$  są odpowiednio wartościami prędkości rotacji i ekspansji naszej Galaktyki.

Dla wygody, przy porównywaniu teorii z obserwacjami, de Vaucouleurs przyjmuje następujące wyrażenia na  $\omega(R)$  i  $\varepsilon(R)$

$$\omega(R) = \omega_0 \exp(-R/R_1)^2, \text{ przy czym } \omega_1 = 0,368 \omega_0$$

$$\varepsilon(R) = \varepsilon_\infty [1 - \exp(-R/R_1)], \text{ przy czym } \varepsilon_1 = 0,632 \varepsilon_\infty,$$

a przy  $R \gg R_1$   $\varepsilon(R) \rightarrow \varepsilon_\infty = H$ . Są to najprostsze przedstawienia analityczne funkcji  $\omega(R)$  i  $\varepsilon(R)$  zachowujące ogólne właściwości, jakich wymaga się od założonych na początku prędkości rotacji i ekspansji różniczkowej ośrodka o gęstym jądrze i gęstości malejącej na zewnątrz. Kształt tych funkcji przedstawia rys. 5.



Rys. 5. Prędkość rotacji Supergalaktyki zgodnie z modelem dla  $R_1 \omega_1 = 500$  km/sek (skala na prawo). Krzywe przerywane oznaczają prędkość kątową  $\omega(R)$  i prędkość ekspansji  $\varepsilon(R)$  (skala na lewo). Galaktyka leży przy  $R = R_1$

Przy porównaniu modelu z danymi obserwacji mamy tylko jeden niezależny parametr – prędkość obrotu w okolicy naszej Galaktyki  $R_1 \omega_1$ . Założenie, że centrum układu leży w gromadzie w Pannie określa jednoznacznie wszystkie pozostałe parametry, a więc  $L_0 = 104^0$ ,  $R_1 \varepsilon_1 = 1100$  km/sek i pomocniczą zależność między odległością i wielkością widomą  $m$ , ponieważ dla gromady w Pannie  $\bar{m} = 11,5$  przy  $r = R_1$ .

Wartość parametru  $R_1 \omega_1 = 500$  km/sek z błędem prawdopodobnym  $\pm 50$  km/sek została dobrana metodą prób tak, żeby dawała najlepszą zgodność modelu z obserwacją. Zgodność krzywych teoretycznych  $V_r(L)$  i  $\log V_r(m)$  otrzymanych na podstawie powyżej opisanego modelu i przedstawionych na rys. 3 i 4 z zależnościami obserwowanymi wydaje się wystarczająca. Nie można, naturalnie, oczekiwać idealnej zgodności zarówno ze względu na dość dowolne postaci analitycznej funkcji  $\omega(R)$  i  $\varepsilon(R)$ , jak i ze względu na duże prędkości swoiste gromad galaktyk.

Na podstawie prędkości obrotu w okolicy naszej Galaktyki można oszacować całkowitą masę  $M$  układu tak, jak to się robi dla galaktyk. Przyjmując  $R_1 \omega_1 = 500$  km/sek i  $R_1 = 10$  Mps otrzymuje  $M \approx 10^{15} M_{\odot}$ , co wydaje się być dość sensowną wartością, zważywszy iż masa samej gromady w Pannie oszacowana na podstawie twierdzenia o wirale jest rzędu  $10^{14} M_{\odot}$ . Okres obrotu w okolicy naszej Galaktyki jest rzędu  $2 \times 10^{11}$  lat. Zatem w kosmicznej skali czasu Supergalaktyka, a przynajmniej jej części zewnętrzne nie dokonałyby jeszcze ani jednego pełnego obrotu. Obrót Supergalaktyki odbywa się w kierunku przeciwnym do ruchu wskazówek zegara, jeżeli patrzeć na nią z jej północnego bieguna.

Należy zauważyć, że analiza prędkości radialnych dokonana przez de Vaucouleursa rzuca pewne światło tylko na kinematykę Supergalaktyki, w istocie tylko na kinematykę jej zewnętrznych części, najbliższych naszej Galaktyce. Problem dynamiki układu, w szczególności problem jego trwałości, pozostają kwestią otwartą.

Gdyby hipoteza o rotującej Supergalaktyce okazała się słuszną, miałyby to poważne konsekwencje w różnych dziedzinach astronomii. Między innymi należałoby zmienić tradycyjny sposób określania stałej Hubble'a. Ponieważ gromada w Pannie jest jak dotychczas jedyną na tyle daleką, żeby mieć dostatecznie duże przesunięcie ku czerwieni i jednocześnie na tyle bliską, że odległość jej określają dość wiarygodne wskaźniki odległości, przyjęto obliczać stałą Hubble'a dzieląc średnią prędkość radialną gromady w Pannie przez jej odległość. Ostatnie tego rodzaju wyznaczenie dokonane przez Sandage'a daje  $H = 83$  km/sek/Mps. Ponieważ na gruncie hipotezy o Supergalaktyce prędkość ekspansji gromady w Pannie  $v_1$  łączy się z klasyczną stałą Hubble'a  $H$  poprzez równanie  $v_1 = 0,632 H$ , więc przyjmując za  $v_1$  wartość Sandage'a otrzymuje się na stałą Hubble'a odpowiadającą prędkości ekspansji galaktyk tą wartość 130 km/sek/Mps, a jeżeli moduł odległości Sandage'a dla gromady w Pannie poprawić na absorpcję, 140 km/sek/Mps. Wartość ta prowadziłaby zatem do zmniejszenia rozmiarów Wszechświata w porównaniu z rozmiarami Sandage'a.

Jakkolwiek rezultaty badań de Vaucouleursa silnie przemawiają za tym, że Supergalaktyka jest układem realnym fizycznie, o własnym rządzącym nim polu grawitacyjnym, to jednak pełne potwierdzenie słuszności tej hipotezy mogą dopiero przynieść dalsze obserwacje, w szczególności obserwacje, które doprowadziłyby do wykrycia analogicznych superukładów zewnętrznych na dalekich odległościach od nas. Wydaje się, że takie super-układy powinny istnieć. Być może jednym z nich jest wielki konglomerat gromad galaktyk ciągnący się wzdłuż gwiazdozbiorów Cetus, Dorado, Fornax, Horologium, nazwany "Supergalaktyką Południową", który wygląda jak supergalaktyka widziana z profilu.

Należy oczekiwać, że analiza statystyczna danych z Obserwatorium Licka dokonywana przez Neymana i Scotta wykaze, że przyjęcie istnienia prostych gromad galaktyk nie wyjaśnia wystarczająco charakteru rozkładu słabych galaktyk. Za tego rodzaju twierdzeniem przemawiają także wyniki zli-

czeń słabych galaktyk dokonywane przez A b e l l a przy pomocy Atlasu Palomarskiego.

Warto wspomnieć, w jakim stosunku do hipotezy o Supergalaktyce pozostają dane radiowe. Otóż obserwacje dokonane w r. 1952 niezależnie w Jodrell Bank w częstotliwości 158 Mc/s i w Ohio w częstotliwości 250 Mc/s wykazały maksimum intensywności promieniowania radiowego w okolicy pasa supergalaktycznego w pobliżu północnego bieguna Galaktyki. Ponieważ obliczono, że tylko 10% tego promieniowania może pochodzić od galaktyk obserwowanych optycznie, wnioskowano, że jego źródłem jest materia międzygalaktyczna. Najnowsze obserwacje H i l l a dokonane w Sidney w częstotliwości 85 Mc/s wykazały jednak, że obszar wysokiej intensywności tego rzekomo "supergalaktycznego" promieniowania jest raczej skorelowany z pewnymi szczegółami strukturalnymi korony galaktycznej w dużych szerokościach galaktycznych, niż z równikowym pasem Supergalaktyki. Obecnie zatem kwestia radiowego promieniowania Supergalaktyki pozostaje nierozstrzygnięta.

\*

Artykuł został napisany na podstawie prac:

- de V a u c o u l e u r s, G. 1956, "*Vistas in Astronomy*",  
 vol, II, 1584.  
 - 1958, A.J. 63, 253.  
 - 1959, A.Ż. 36, 977 (tamże  
 dokładny wykaz bibliografii).

#### LITERATURA

- [1] Z o n n W., R u d n i c k i K. 1957, *Astronomia gwiazdowa* str.205-211.  
 [2] P a r e n a g o, P.P. 1954, *Kurs zwieżdnoej astronomii*, str. 147-157.  
 [3] T r u m p l e r, R.J., W e a v e r H.F. 1953, *Statistical Astronomy*, str. 583.



## STATYSTYCZNE PROBLEMY EWOLUCJI GWIAZD

JÓZEF SMAK

W roku 1955 E.E. Salpeter podjął próbę powiązania funkcji jasności absolutnych (f.j.a.) z zagadnieniami ewolucji gwiazd. Przy nader uproszczonych założeniach (stałe tempo powstawania; teoria Schönberga - Chandrassekhar'a) otrzymał on prostą zależność między f.j.a. dla gwiazd świeżopowstałych ( $\Psi$ ), a tą samą funkcją dla gwiazd ciągu głównego, obserwowaną w otoczeniu Słońca ( $\Phi_{MS}$ ):

$$\Psi(M_V) \begin{cases} \Phi_{MS}(M_V) & \text{dla gwiazd słabszych od } M_0 \\ \Phi_{MS}(M_V) \frac{t_0}{t(M_V)} & \text{dla gwiazd jaśniejszych od } M_0 \end{cases} \quad (1)$$

gdzie  $t(M_V)$  jest czasem życia na ciągu głównym gwiazdy o jasności  $M_V$ ;  $t_0$  jest wiekiem Galaktyki, a  $M_0$  - pewną krytyczną jasnością taką, że  $t(M_0) = t_0$ . Zależności (1) odzwierciedlają istnienie następującej sytuacji. Gwiazdy słabe, małowymienne ( $M_V > M_0$ ) ewoluują powoli i wszystkie pozostają jeszcze na ciągu głównym; z gwiazd jaśniejszych, których czas życia na ciągu głównym jest mniejszy od wieku Galaktyki, pozostają na nim jedynie te, które "urodziły" się stosunkowo niedawno; krótki czas "życia" sprawia, że w porównaniu z początkową f.j.a. ( $\Psi$ ) obserwujemy w funkcji  $\Phi_{MS}$  jedynie część powstałych dotąd obiektów.

W dwa lata później Sandage i niezależnie van den Bergh pokazali, że otrzymana przez Salpetera, na podstawie zależności (1), początkowa f.j.a. pozostaje w zadziwiającej zgodzie z danymi obserwacyjnymi dla gromad otwartych\*.

Ostatnio ukazało się szereg prac, (Schmidt 1958; 1959; Mathis 1959; Salpeter 1959), których autorowie poszli znacznie dalej, wiążąc zagadnienia f.j.a. z innymi problemami ewolucji: obiegiem materii w Galaktyce, powstawaniem pierwiastków chemicznych itp. Nowe prace zawierają też daleko bardziej precyzyjne potraktowanie zagadnienia. Wyniki są dość interesujące, okazuje się mianowicie, że przy bardziej ścisłym podejściu, oraz potraktowaniu szerszego wach-

\* Pierwsze prace Salpetera, Sandage'a i van den Bergha zostały omówione w "Postępie Astronomii", tom VI, zeszyt 3 (1958).

larza spraw uzyskanie wewnętrznej zgodności teorii, oraz jej zgodności z danymi obserwacyjnymi staje się praktycznie niemożliwe. Nie ulega też wątpliwości, że poprzednie powodzenie uproszczonego modelu S a l p e t e r a było wynikiem szczęśliwego zbiegu okoliczności. Mimo takiej sytuacji wydaje się celowym zreferowanie nie tylko tych wyników wzmiankowanych wyżej prac, które uznać można za pomyślne, ale również niepowodzeń, jakich doznali ich autorowie.

Zacząć wypada od jakościowego\* opisu sytuacji, oraz związku omawianych rozważań z podstawowymi danymi obserwacji. Pojęciem podstawowym jest funkcja określająca tempo powstawania gwiazd o jasności absolutnej  $M_v$  na danym etapie życia Galaktyki,  $t$ . We wszystkich dotychczasowych pracach przyjmowano, że względny rozkład jasności (lub mas) nowopowstających gwiazd był identyczny we wszystkich epokach: zmianie ulegać może tylko tempo powstawania gwiazd, tj. ilość materii międzygwiazdowej zużywana w jednostce czasu na tworzenie się nowych obiektów. Przy takim założeniu omawiana funkcja daje się zapisać w postaci:  $\Psi(M_v) \cdot f(t)$ . W pierwszej pracy S a l p e t e r a mieliśmy wprost:  $f(t) = \text{const}$ . W rzeczywistości tempo powstawania gwiazd zależy niewątpliwie od gęstości materii międzygwiazdowej. Zależność ta ma w ogólności postać:  $f(t) = [\rho_g(t)]^n$ , gdzie  $\rho_g(t)$  jest gęstością gazu w chwili  $t$ , a wykładnik  $n$  jest związany, w nieznanym bliżej sposób z przebiegiem procesu kondensacji materii międzygwiazdowej. Porównanie rozmieszczenia przestrzennego wodoru międzygwiazdowego ( $\beta = 140$  ps) z rozmieszczeniem najmłodszych obiektów w naszej Galaktyce (gwiazdy typu OB, cefeidy;  $\beta$  około 50–65 ps) wskazuje, że prawdopodobnie  $n = 2$  lub nieco powyżej.

Start naszych rozważań odpowiada Galaktyce "wieku zero", złożonej wyłącznie z gazu, prawdopodobnie czystego wodoru. W czasie kilku miliardów lat, dzielących nas od tamtej epoki, z materii tej powstawały gwiazdy w tempie zmniejszającym się wraz z wyczerpywaniem się tworzywa. W wyniku procesów ewolucji część z nich (przede wszystkim masywniejsze) opuszczała ciąg główny, przechodziła szybko przez stadium olbrzymów i wyrzucając materię zamieniała się wreszcie w białe karły; odrzucona zostaje cała nadwyżka masy w stosunku do limitu białego karła stanowiącego ok.  $0,7 - 1,0 M_{\odot}$ . Teorie ewolucji dają jedynie bardzo przybliżone oszacowania ilości helu, jaka zostaje przez gwiazdę wytworzona do momentu wyrzucenia owej nadwyżki, a tym bardziej jaki jego procent przypada na jądro gwiazdy tworzące później białego karła, a jaki zostaje przekazany do ośrodka międzygwiazdowego. Ponieważ ilość helu odłożonego we wnętrzu białego karła nie ma wpływu na dalszy przebieg ewolucji w Galaktyce, a ponadto nie dysponujemy pewnymi informacjami o składzie chemicznym białych karłów, przeto interesować nas będzie tylko ta część wyprodukowanego w gwieździe helu, która zostaje wyrzucona w przestrzeń międzygwiazdową. Wprowadzamy zatem, jako nowy parametr nieznaną bliżej wielkość  $\alpha$ , określającą jaki procent wyrzuconej przez

\* Ponieważ większość trudności napotykaných w statystycznych problemach ewolucji ma charakter nie matematyczny, przeto w dalszym ciągu artykułu zwracać będziemy uwagę raczej na aspekty jakościowe i ogólne.

gwiazdę masy stanowi wyprodukowany w jej wnętrzu hel. Prawdopodobnie owa "efektywność" produkcji helu wynosi ok. 0,5, będąc w każdym razie znacznie mniejsza od 1,0. Z biegiem czasu materia międzygwiazdowa będzie zatem wzbogacać się w hel (i pierwiastki cięższe).

Formalnie zagadnienie sprowadza się do rozwiązania równania:

$$\Phi_{MS}(M_V^*) = \Psi(M_V) \int_{t_0 - t(M_V)}^{t_0} f(t) dt \quad (2)$$

gdzie  $f(t)$  jest proporcjonalne do aktualnej gęstości gazu. Występująca po lewej stronie funkcja  $\Phi_{MS}$  musi być przy tym brana nie dla jasności  $M_V$ , lecz dla nieco większej,  $M_V^*$ , by uwzględnić ewolucyjny wzrost jasności gwiazdy na etapie ciągu głównego. Ściśle rozpatruje to zagadnienie jedynie Mathis. Równanie (2) po podstawieniu odpowiedniego wyrażenia na  $f(t)$  wiąże więc dwie funkcje:  $\Psi$  i  $\Phi_{MS}$ . Pierwsza znana jest w przypadku gromad, druga to znana również ogólna f.j.a. liczona tylko dla gwiazd ciągu głównego. W zasadzie więc rozwiązując równanie (2) otrzymujemy bądź  $\Psi$ , przy założonej  $\Phi_{MS}$ , bądź odwrotnie i porównując wynik z rzeczywistością przekonujemy się o słuszności zrobionych założeń, względnie otrzymujemy informacje o możliwych wartościach podstawowych parametrów teorii ( $n$ ,  $\alpha$  lub ewentualnie jeszcze dalsze). Następnie odtworzyć możemy kształt funkcji  $f(t)$  oraz obliczyć jak zmieniała się w czasie ilość materii międzygwiazdowej, jej skład chemiczny itd., mając w wielu wypadkach znane warunki brzegowe (dla chwili 0 i obecnej).

Istotną komplikację problemu stanowi fakt, że obserwowana funkcja  $\Phi_{MS}$  jest znana jedynie dla najbliższego sąsiedztwa Słońca. Wchodzą do niej przede wszystkim gwiazdy populacji I, zwłaszcza te, których koncentracja galaktyczna jest znaczna. "Wymykają" się natomiast niemal wszystkie gwiazdy populacji II, wchodzące rzecz jasna dla ogólnego bilansu wymiany materii w Galaktyce, a tworzące podsystem kulisty. Wiąże się z tym również ogólne podejście do zagadnienia: czy rozważać będziemy jedynie najbliższe otoczenie Słońca, czy rozszerzymy nasze rozważania na cylinder prostopadły do płaszczyzny Galaktyki a obejmujący Słońce, czy wreszcie zajmować się będziemy Galaktyką jako całością. W poszczególnych przypadkach mamy do czynienia z różną gęstością przestrzenną różnych obiektów, przede wszystkim gazu międzygwiazdowego.

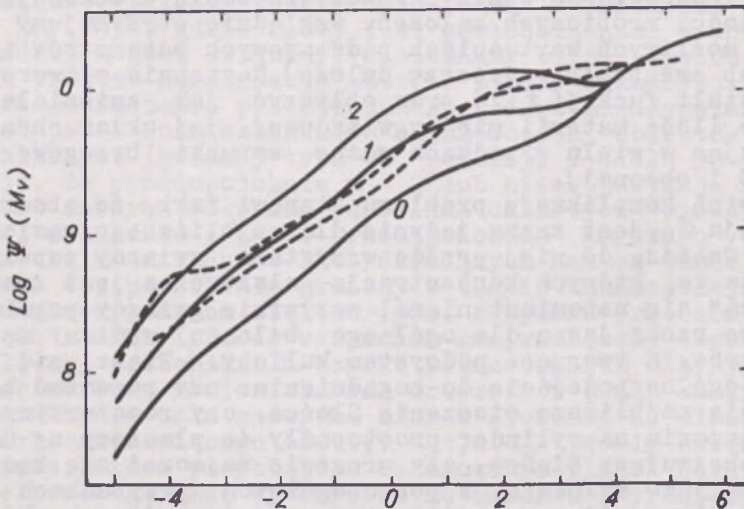
Schmidt (1958, 1959) rozpatruje ewolucję jedynie w obszarach Galaktyki bliskich Słońcu; w cylindrze prostopadłym do płaszczyzny Galaktyki o podstawie  $1 \text{ ps}^2$  poszczególne obiekty stanowią następujące masy:

gwiazdy ciągu głównego	-	44 $M_{\odot}$
olbrzymy i nadolbrzymy	-	1 $M_{\odot}$
białe karły	-	ok. 4 $M_{\odot}^*$
gaz	-	11 $M_{\odot}$

Gaz międzygwiazdowy zawiera około 40% helu (34% dla Mgławicy Oriona, nieco ponad 40% dla najmłodszych gwiazd). Następnie

\* Liczba ta jest niepewna; opiera się ona na ilości znanych białych karłów w najbliższym sąsiedztwie Słońca.

S c h m i d t prowadzi rozważania dla przypadku dowolnego  $n$ , robiąc rachunki szczegółowe dla  $n = 0, 1$  i  $2$ . Za tą ostatnią wartością przemawiają wspomniane wyżej dane o rozmieszczeniu gazu i młodych gwiazd. W rachunkach tych nie uwzględnione są wszakże ewolucyjne zmiany jasności gwiazd (na ciągu głównym). Otrzymane funkcje  $\Psi(M_v)$  przedstawione są na rys. 1, gdzie dla porównania naniesiono również obserwowaną f.j.a. dla gromad otwartych. Najlepszą zgodność daje  $n = 2$ , lub ewentualnie nieco mniejsza wartość tego parametru. Tempo powstawania gwiazd ( $f(t)$ ) zależy oczywiście silnie od  $n$ ; dla  $n = 1$  w chwili  $t = 0$  produkowane było pięciokrotnie więcej gwiazd niż obecnie, gdy dla  $n = 2$  jest aż:  $f(0) = 25 f(t_0)$ . Następnie S c h m i d t rozpatruje zagadnienie produkcji helu. Okazuje się, że jeśli założyć  $Y(0) = 0$ , to dla chwili obecnej otrzymuje się przy zbyt małych wartościach  $n(0, 1)$  nierealnie niską zawartość helu w gazie międzygwiazdowym. Wartość  $Y(t_0) = 0,34$  (jak dla Mgławicy Oriona) jest możliwa dopiero dla  $n = 2$ , o ile "efektywność" produkcji helu wyraża się liczbą  $\alpha = 0,53$ . Dla tego samego przypadku stwierdzamy, że ok. 4,5 miliona lat temu, tj. w epoce powstania Słońca zawartość helu wynosiła  $Y(t) = 0,17$ , co jest w dobrej zgodzie z naszymi danymi o Słońcu.



Rys. 1. Porównanie funkcji  $\Psi(M_v)$  otrzymanych dla różnych wartości parametru  $n$  z f.j.a. obserwowaną w gromadach

Wyniki pracy S c h m i d t a oznaczają więc, że tempo powstawania gwiazd zależy prawdopodobnie od około drugiej potęgi gęstości gazu. S c h m i d t wskazuje na pewne, znane od dawna konsekwencje tego stanu rzeczy. Układy gwiazdowe o dużej gęstości powinny ewoluować szybciej, tracąc już w pierwszym okresie swego rozwoju prawie wszystkich gaz. Rzeczywiście, galaktyki eliptyczne pozbawione są gazu prawie zupełnie, a ich zaludnienie stanowią stare gwiazdy populacji II; w przeciwieństwie do nich w posiadających niewielką gęstość średnią Obłokach Magellana obserwujemy ogromne ilości bogatej jeszcze wwo-  
dór materii międzygwiazdowej. Zresztą nawet w obrębie naszej

Galaktyki stwierdzić można podobną sytuację: w jądrze, przy niewielkich ilościach wodoru przeważają stare, czerwone olbrzymy typu M 67.

M a t h i s (1959) rozpatruje bardzo starannie wpływ wzrostu jasności gwiazd przed opuszczeniem ciągu głównego, poprzestaje jednak na przypadkach  $n = 0$  i 1. Zwraca on też uwagę, że należałoby uwzględnić zależność czasu życia gwiazdy na ciągu głównym od zawartości helu (gwiazdy bogatsze w hel ewoluują szybciej); nie jest to jednak efekt drastycznie zmieniający wyniki. Konkluzje M a t h i s a są dość pesymistyczne. Okazuje się mianowicie, że o ile do uzyskania zgodności z warunkami brzegowymi, w szczególności z obserwowaną zawartością helu, potrzeba większych wartości  $n$  (ok. 2, jak u S c h m i d t a), to porównanie teoretycznej f.j.a.  $\Psi(M_V)$  z f.j.a. dla gromad wypada najkorzystniej przy  $n = 0$ ! Różnica w stosunku do wyników S c h m i d t a pochodzi niewątpliwie z uwzględnienia zmian jasności w trakcie ewolucji. M a t h i s przypuszcza, że niesłuszne może być podstawowe założenie niezależności funkcji  $\Psi(M_V)$  od czasu, dodaje jednak, że rozbieżności pochodzące też mogą z nieuwzględniania (w obserwowanej f.j.a.,  $\Phi_{MS}$ ) gwiazd populacji II, ucieczki z okolic Słońca "szybkich" gwiazd typu OB, jak również z braku bliższych wiadomości o genetycznych związkach gazu z gwiazdami znajdującymi się na dużych odległościach od płaszczyzny Galaktyki.

S a l p e t e r (1959) traktuje Galaktykę jako całość. W tym przypadku sytuacja jest oczywiście nieco odmienna. I tak na przykład wiadomo, że gaz stanowi zaledwie ok. 2% całkowitej masy naszego układu. Ponadto S a l p e t e r wprowadza jako dodatkowy parametr nieznaną bliżej część masy, jaka przypada na produkcję najślabszych gwiazd ( $M_V > 12^m$ ). Mankament jego rozważań stanowi jakościowe tylko potraktowanie przypadków  $n > 1$ ; ścisłe rachunki dotyczą  $n = 1$ . Wychodząc z początkowej f.j.a. ( $\Psi$  gromad) S a l p e t e r oblicza funkcję  $\Phi_{MS}^*$  odniesioną do Galaktyki, jako całości. Porównanie z obserwowaną funkcją  $\Phi_{MS}$  staje się możliwe dopiero po uwzględnieniu różnic rozmieszczenia gwiazd o różnych jasnościach (koncentracja w kierunku osi  $z$ ). S a l p e t e r odrzuca też gwiazdy powstałe w najwcześniejszej epoce życia Galaktyki, tj. gwiazdy populacji II. W funkcji  $\Phi_{MS}^*$  występują one w pobliżu  $M_0$  (ze względu na znaczny wiek), a ich usunięcie daje lepszą zgodność  $\Phi_{MS}^*$  z  $\Phi_{MS}$ . Zgodność ta jest zresztą nienadzwyczajną; prawdopodobnie przyczynę tego stanowi istotna różnica między Galaktyką, jako całością, a szczególnym jej obszarem - sąsiedztwem Słońca. W szczególności istotne są różnice w obecnej zawartości gazu. S a l p e t e r podkreśla też analogiczne różnice, jakie istnieć mogą, jeśli chodzi o zawartość helu. Otrzymuje się mianowicie, że możliwe są w obrębie rozpatrywanych teorii zawartości helu rzędu  $Y = 0,40$ , co odpowiada danym dla obszarów bliskich Słońca; w obszarach bliskich centrum Galaktyki, charakteryzujących się znacznie wyższą gęstością, zawartość helu może być wyższa i to w stopniu nie dającym już zgodności z teorią. Obiekcje te tracą jednak moc, jeżeli istnieje, bardzo zresztą prawdopodobny, mechanizm mieszania materii międzygwiazdowej w Galaktyce (por. np. wpływ wodoru z jądra układu).

Zanim dokonamy podsumowania najważniejszych wyników dodać warto, że zbudowana w omawianych pracach skomplikowana teoria

nie znajduje jeszcze pełnego zastosowania zarówno z powodu braku odpowiedniego, pełnego materiału obserwacyjnego, jak i niedostatecznej znajomości wielu procesów ewolucyjnych. W tym stanie rzeczy osiągnięte wyniki są niewspółmiernie szczupłe i ogólnikowe. Dla przykładu, niektóre z nich można uzyskać drogą znacznie prostszych rozumowań; T e m e s v a r y i v. H o e r n e r (1960) zauważają, że tempo ewolucji, a zatem tempo produkcji helu lub białych karłów zależy od aktualnej jasności (tempa rozchodu energii) danego układu gwiazdowego. Jeśli założyć, że w przypadku naszej Galaktyki tempo to było niezmiennie od jej "narodzin", to otrzymujemy bardzo małą zawartość helu i ilość białych karłów. Dla uzyskania zgodności ze stanem faktycznym niezbędne jest więc założenie, że w przeszłości tempo powstawania gwiazd było znacznie większe.

Wyniki zebrać można w postaci następujących punktów:

1. We wczesnych epokach "życia" Galaktyki tempo powstawania gwiazd było znacznie większe niż obecnie. Wiąże się to z jego zależnością od gęstości materii międzygwiazdowej, której zapasy szybko wyczerpują się. Wykładnik tej zależności wynosi prawdopodobnie  $n = 2$ .

2. Podana teoria pozwala odtworzyć z obserwowanej f.j.a. dla sąsiedztwa Słońca początkową f.j.a. Mimo dość znacznej dowolności założeń nie udaje się uzyskać pełnej zgodności z początkową f.j.a. obserwowaną w przypadku gromad. Przyczyny tego wiążą się z nieuwzględnieniem specyfiki rozwojowej poszczególnych obszarów Galaktyki.

3. Wynikająca z rozważań teoretycznych obecna zawartość helu oraz białych karłów pozostaje w zgodzie ze stanem faktycznym, aczkolwiek w przypadku białych karłów dane obserwacyjne są bardzo skąpe.

4. Wysokie tempo rozwoju Galaktyki na wczesnych etapach jej ewolucji tłumaczy prawie jednakowy wiek ubogich w hel i pierwiastki ciężkie gwiazd populacji II, oraz to, że nieznacznie tylko od nich młodsze gwiazdy "starej populacji I" tak silnych osobliwości składu chemicznego już nie wykazują.

5. Zależność tempa powstawania gwiazd od gęstości materii międzygwiazdowej stanowi wy tłumaczenie osobliwości rozwojowych układów gwiazdowych o różnych gęstościach.

#### LITERATURA

- M a t h i s J.S., 1959, Ap.J. 129, 259;  
 S a l p e t e r E. E., 1959, Ap.J. 129, 608;  
 S c h m i d t M., 1958, "Symposium on H-R Diagram", X Kongres I.A.U. -  
 - Moskwa;  
 S c h m i d t M., 1959, Ap.J. 129, 243;  
 T e m e s v a r y S. i H o e r n e r S.V., 1960, Z.f.Ap. 49,30

## Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

### STACJONARNOŚĆ GEOCENTRYCZNEGO RUCHU PLANET

F. KĘPIŃSKI

Problem geocentrycznej stacjonarności ruchu planety, obserwowanej z Ziemi, w ruchu obiegowym tych ciał dookoła Słońca, jest rozpatrzony przez W. M. S m a r t ' a w jego znakomitym "Text-Book on Spherical Astronomy" (Cambridge 1944) w założeniu, że ruch obydwu ciał jest kołowy oraz odbywa się: a) w ekliptyce i b) w płaszczyźnie orbity planety, płaszczyźnie, nachylonej do ekliptyki pod kątem  $i$ .

a) W pierwszym przypadku pochodna względem czasu geocentrycznej długości ekliptycznej planety staje się równą zero, kiedy kąt między heliocentrycznymi promieniami Ziemi  $a$  i planety  $b$ ,  $L - l$ , równa się kątowi  $\alpha$ , spełniającemu warunek:

$$\cos \alpha = \frac{a^{\frac{1}{2}} + b^{\frac{1}{2}}}{a^{\frac{3}{2}} + b^{\frac{3}{2}}} \cdot a^{\frac{1}{2}} \cdot b^{\frac{1}{2}}$$

Prowadzi to z kolei do wniosku, że wsteczny ruch geocentryczny planety przypada wtedy, kiedy wartość  $L - l$  jest zawarta w granicach  $(360^\circ - \alpha) \rightarrow 0^\circ \rightarrow \alpha$ , i prosty na pozostałej części obwodu koła. Tak więc, odstęp czasu trwania wstecznego ruchu geocentrycznego planety wynosi  $\alpha \cdot S : 180^\circ$  i prostego  $(180^\circ - \alpha)S : 180^\circ$ , gdzie  $S$  oznacza okres synodyczny ruchu planety.

b) W razie utrzymania warunku kołowego ruchu obu ciał, ale i uwzględnienia nachylenia orbity planety do ekliptyki  $i$ , S m a r t otrzymuje następujący warunek stacjonarności geocentrycznego ruchu planety (w ostatecznej zmienionej transkrypcji):

$$A [\cos \alpha - \cos(\varphi - \psi)] + \operatorname{tg}^2 \frac{i}{2} [\cos \beta + \cos(\varphi + \psi)] = 0$$

gdzie

$$A = \frac{a^{\frac{3}{2}} - b^{\frac{3}{2}}}{a^{\frac{5}{2}} + b^{\frac{5}{2}}}$$

$$\cos \alpha = \frac{a^{\frac{1}{2}} b^{\frac{1}{2}}}{a + b - a^{\frac{1}{2}} b^{\frac{1}{2}}}, \quad \cos \beta = \frac{a^{\frac{1}{2}} b^{\frac{1}{2}}}{a + b + a^{\frac{1}{2}} b^{\frac{1}{2}}}$$

zaś  $\varphi$  i  $\psi$  oznaczają orbitalne odległości katowe Ziemi i rozpatrywanej planety od węzła obu orbit.

Podany przez S m a r t ' a wzór zawiera jednak dwie niewiadome i dla określenia rozwiązania należy jeszcze doszukać dodatkowego warunku.

Tym warunkiem może być warunek wspólnej okresowości  $S$  dla wielkości  $\varphi$  i  $\psi$ , a więc

$$\cos[\varphi + \psi + k(a^{-\frac{3}{2}} + b^{-\frac{3}{2}})S] = \cos(\varphi + \psi),$$

gdzie okres synodyczny  $S$  może być wyrażony:

$$S = \frac{2\pi}{k(a^{-\frac{3}{2}} - b^{-\frac{3}{2}})}, \quad k \text{ stała Gauss'a.}$$

A więc jest

$$\cos[\varphi + \psi + 2\pi \frac{a^{-\frac{3}{2}} + b^{-\frac{3}{2}}}{a^{-\frac{3}{2}} - b^{-\frac{3}{2}}}] = \cos(\varphi + \psi),$$

skąd

$$\varphi + \psi = \frac{b^{\frac{3}{2}} + a^{\frac{3}{2}}}{b^{\frac{3}{2}} - a^{\frac{3}{2}}} \cdot \pi = -\pi : A$$

Wprowadzenie tego dodatkowego warunku do równania S m a r t ' a prowadzi zatem do określonego równania:

$$\cos(\varphi - \psi) = \cos \alpha + \frac{\cos \beta}{\cos \alpha} [\cos \beta + \cos(\pi \frac{\cos \beta}{\cos \alpha})] \operatorname{tg}^2 \frac{i}{2}$$

Tak dla wybranej, ze względu na mały mimośród  $e = 0,0328$  i znaczne nachylenie do ekliptyki  $i = 22^{\circ},320$ , planetoidy E s c l a n g o n a,  $b = 1,8668$ , w założeniu, że  $a = 1$ , otrzymamy:  $S = 600^d.81$ , czas trwania ruchu wstecznego wynosi  $76^d.5$  i prostego  $524^d.3$ . Nie uwzględniając nachylenia orbity do ekliptyki, otrzymalibyśmy liczby  $81^d.5$  względnie  $519^d.3$ .

c) W ogólniejszym przypadku, kiedy mimośród planety jest znaczny, zagadnienie stacjonarności jej ruchu geocentrycznego komplikuje się, gdyż pochodna anomalii prawdziwej  $v_b$  planety względem czasu przedstawia się wówczas w postaci

$$\frac{dv_b}{dt} = k [b(1 - e_b^2)]^{-\frac{3}{2}} (1 + e \cos v_b)^2$$

i może być rozwiązane jedynie przybliżeniami. W odniesieniu do wielkich planet miałyby to znaczenie w przypadku Plutona ( $i = 17^{\circ}.144$ ) i Merkurego ( $i = 7^{\circ}.004$ ).

Wzory powyższe utrzymują f o r m a l n i e swą moc, choć otrzymują odmienną interpretację, gdy rozpatrujemy stacjonarność ruchu satelity Ziemi, obserwowanego z punktu na równiku obracającej się Ziemi. Musimy jednak wówczas przez  $i$  rozumieć nachylenie orbity satelity względem równika ziemskiego i kłaść

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2\pi}{24} 1,00273791 = 0,26251617, \text{ h śr.}$$

(1,00273791 - stosunek 1<sup>h</sup> śr. : 1<sup>h</sup> gw.)

Przyjmując promień równikowy Ziemi za jednostkę długości, godzinę średnią za jednostkę czasu i masę Słońca za jednostkę mas, w odniesieniu do satelity Ziemi mamy:

$$a^{\frac{3}{2}} \cdot n = \left( \frac{a_{\delta}}{r_{\delta}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \sqrt{\frac{m_{\delta}}{24}} \cdot \sqrt{1 + \frac{m}{m_{\delta}}} \cdot k$$

lub, kładąc:

$$K = \left( \frac{a_{\delta}}{r_{\delta}} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{\sqrt{m_{\delta}}}{24} \cdot k,$$

mamy również:

$$a^{\frac{3}{2}} \cdot n \cdot \frac{\sqrt{m_{\delta}}}{\sqrt{m_{\delta} + m}} = K,$$

gdzie:

śr. odległ. Ziemi od Słońca  $a_{\delta} = 149\,538\,000$  km

równikowy promień Ziemi  $r_{\delta} = 6\,378,388$  km

masa Ziemi  $m_{\delta} = 0,0000029990$

masa satelity  $m$

W przypadku Księżycy jest:

$m_q = 0,0000000369$

$a_q = 384\,403$  km

miesiąc sydereczny  $P_q = 27,321661 \times 24$

śr. ruch na  $1^{\text{h.sr.}}$   $n_q = 2\pi : P_q = 0,00958212,$

i na mocy tych danych wyprawdzamy wartość

$$K = 4,455744$$

W przypadku sztucznego satelity Ziemi jest

$$a^{\frac{3}{2}} \cdot n = K$$

Uwaga:

Wartość stałej  $K$  jest względna i zależy od przyjętych wartości na odległości  $a_{\delta}$ ,  $a_q$ ,  $r_{\delta}$ , okresy sydereczne  $P_{\delta}$ ,  $P_q$  i masy  $m_{\delta}$ ,  $m_q$ .

Podana wartość  $K$  oparta została na danych, zaczerpniętych u Newcomb'a (masy  $m_{\delta}$  i  $m_q$ ) i innych, dyskutowanych w dziele "Astronomy" Russel'a - Dugan'a - Stewart'a. Stała Gauss'a  $k = 0,01720209895$  została utrzymana, gdyż zamiast na dokładniejszą  $0,01720209848$  nie miałyby znaczenia.



## MAGNETOGRAWITACYJNA NIESTABILNOŚĆ NIEJEDNORODNEGO ŚCIŚLIWEGO OŚRODKA BIORĄCEGO UDZIAŁ W ROTACJI RÓŻNICZKOWEJ

A.G. PACHOLCZYK

Stabilizujący wpływ pola magnetycznego na proces formowania się ramion spiralnych galaktyki poprzez efekt grawitacyjnej niestabilności był przedmiotem rozważań Pacholczyka i Stodółkiewicza [2], [3]. Badając niestabilność grawitacyjną jednorodnego, osiowo symetrycznego ośrodka, podlegającego różniczkowej rotacji i posiadającego transwersalne pole magnetyczne, autorzy ci uzyskali w przybliżeniu lokalnym warunek niestabilności, który wskazuje na silnie stabilizujące działanie pola magnetycznego. Ten warunek niestabilności zaaplikowany do jednorodnej protogalaktyki pozwala na oszacowanie górnej granicy natężenia pola magnetycznego protogalaktyki. Jeżeli bowiem natężenie pola magnetycznego jest większe, niż jego krytyczna wartość określona przez warunek niestabilności, to ramiona spiralne galaktyki o określonych rozmiarach nie mogą zostać uformowane w wyniku procesu grawitacyjnej niestabilności. Dla obserwowanych rozmiarów ramion spiralnych rzędu 1 kpc i dla gęstości protogalaktyki w okolicy Słońca rzędu  $4,2 \cdot 10^{-24} \text{ g.cm}^{-3}$ , to górna granica wartości natężenia pola magnetycznego jest równa  $1,0 \cdot 10^{-5}$  gauss.

W niniejszej pracy podane jest uogólnienie problemu, rozważanego przez Pacholczyka i Stodółkiewicza [2], [3] na przypadek niejednorodnego modelu protogalaktyki, biorącego udział w rotacji różniczkowej.

Rozważając zagadnienie niestabilności rotującego, izotermicznego ośrodka o symetrii osiowej, wychodzimy z następującego układu równań, napisanego w przybliżeniu hydromagnetycznym dla doskonale przewodzącego, nielepkiego ośrodka:

$$\varphi' \vec{v}' + \varphi' (\vec{v}' \text{ grad}) \vec{v}' = -V_S^2 \text{ grad } \varphi' - (4\pi)^{-1} \vec{H}' \times \text{rot } \vec{H}' + \varphi' F_c + \varphi' F_o + \varphi' \text{ grad } (\psi' + \Phi'), \quad (1)$$

$$\vec{H}' = \text{rot } (\vec{u}' \times \vec{H}'), \quad (2)$$

$$\text{div } \vec{H}' = 0, \quad (3)$$

$$\dot{\varphi}' + \text{div } \varphi' \vec{v}' = 0, \quad (4)$$

$$\text{div grad } \Psi' + 4\pi G \varphi' = 0, \quad (5)$$

$$\text{div grad } \Phi' + 4\pi G' \varphi'_t = 0, \quad (6)$$

W powyższych równaniach  $\bar{F}_c$  oznacza przyśpieszenie Coriolisa,  $\bar{F}_o$  oznacza przyśpieszenie odśrodkowe,  $\Phi'$  jest potencjałem grawitacyjnym, pochodzącym od gęstości masy  $\rho'_t$  składowej, nie podlegającej perturbacji. Pozostałe oznaczenia są ogólnie używane (p. np. [2]).

Rozpatrzmy małe zaburzenia nałożone na ośrodek. Jeżeli  $\bar{v}$ ,  $\bar{H}$ ,  $\varphi$ ,  $\Psi$  oznaczają wartości charakteryzujące stan równowagi, zaś  $\bar{u}$ ,  $\bar{h}$ ,  $\delta\varphi$ ,  $\delta\Psi$  oznaczają małe fluktuacje tychże wielkości, spowodowane nałożoną perturbacją, to układ linearyzowanych równań na wartości zaburzone może być zapisany w postaci:

$$\varphi \dot{\bar{u}} = -V_s^2 \text{grad } \delta\varphi - (4\pi)^{-1} \bar{h} \times \text{rot } \bar{H} - (4\pi)^{-1} \bar{H} \times \text{rot } \bar{h} + \varphi \bar{F}_c + \varphi \bar{F}_o + \delta\varphi \text{grad}(\Psi + \Phi) + \varphi \text{grad} \delta\Psi \quad (7)$$

$$\dot{\bar{h}} = \text{rot}(\bar{u} \times \bar{H}), \quad (8)$$

$$\text{div } \bar{h} = 0, \quad (9)$$

$$\delta\dot{\varphi} + \text{div } \varphi \bar{u} = 0, \quad (10)$$

$$\text{div grad } \delta\Psi + 4\pi G \delta\varphi = 0, \quad (11)$$

zaś układ równań opisujący stan równowagi może być zapisany, jak następuje:

$$0 = -V_s^2 \text{grad } \varphi - (4\pi)^{-1} \bar{H} \times \text{rot } \bar{H} + \varphi \bar{F}_o + \varphi \text{grad}(\Psi + \Phi), \quad (12)$$

$$\text{div grad } \Psi + 4\pi G \varphi = 0 \quad (13)$$

$$\text{div grad } \Phi + 4\pi G \varphi_t = 0. \quad (14)$$

Równania (7)-(11) pozwalają na otrzymanie wartości  $\bar{u}$ ,  $\bar{h}$ ,  $\delta\varphi$ ,  $\delta\Psi$  charakteryzujących perturbację, o ile wartości  $\bar{H}$ ,  $\varphi$ ,  $\Psi$ ,  $\Phi$  są uzyskane z (12)-(14).

Założmy, że rozważany ośrodek posiada symetrię osiową, tzn. że wszystkie wartości charakteryzujące stan równowagi są niezależne od współrzędnej  $\varphi$ . Założmy również, że sama perturbacja jest osiowo symetryczna, tzn. że wszystkie wartości charakteryzujące perturbację są niezależne od tejże współrzędnej. Rozważajmy problem płaski, a zatem założmy niezależność wszystkich wielkości od współrzędnej  $x$ . Pole magnetyczne niech będzie transwersalne, tzn. niech współrzędna  $H_\varphi$  będzie jedyną, nieznikającą współrzędną pola magnetycznego. Przy powyższych założeniach równanie równowagi (13) redukuje się do pojedynczego równania skalarnego, które może być zapisane w postaci

$$H_\varphi (\tau H_\varphi)_{,r} = 4\pi r [-V_s^2 \varphi_{,r} + \varphi F_{or} + \varphi (\Psi + \Phi)_{,r}]. \quad (15)$$

Rozwiązaniem tego równania jest (p. np. [2])

$$H_\varphi^2(r) = 8\pi r^{-2} \int_0^r [-V_s^2 \varphi_{,r} + \varphi F_{or} + \varphi (\Psi + \Phi)_{,r}] r^2 dr + D r^{-2}, \quad (16)$$

gdzie  $D$  jest stałą dowolną. Założmy jeszcze, że grawitacja równoważy w każdym punkcie siłę odśrodkową, tzn. że

$$-\varphi \operatorname{grad}(\Psi + \Phi) = \varphi \bar{F}_0. \quad (17)$$

Wtedy z równania (16) wynika, że pole magnetyczne układu jest w następujący sposób związane z gęstością ośrodka:

$$H_\varphi = r^{-1} \sqrt{8\pi V_S^2} \left( \int_0^r -r^2 \varphi_{,r} dr + D \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

Przy założeniu (17) równanie (7) redukuje się do postaci

$$\varphi \ddot{\bar{u}} - \varphi \bar{F}_c = -V_S^2 \operatorname{grad} \varphi - (4\pi)^{-1} \bar{h} \times \operatorname{rot} H - (4\pi)^{-1} H \times \operatorname{rot} \bar{h} + \varphi \operatorname{grad} \delta \Psi. \quad (19)$$

Biorąc divergence obu stron równania (19) i podstawiając (11) otrzymujemy

$$\operatorname{div}(\ddot{\bar{u}} - \bar{F}_c) = \operatorname{div}[(4\pi)^{-1} \varphi^{-1} (\operatorname{rot} \bar{H} \times \bar{h} + \operatorname{rot} \bar{h} \times \bar{H}) - V_S^2 \varphi^{-1} \operatorname{grad} \delta \varphi] - 4\pi G \delta \varphi. \quad (20)$$

Różniczkując po czasie i podstawiając (8) i (10) jest

$$\operatorname{div}(\ddot{\bar{u}} - \bar{F}_c) = \operatorname{div}\{(4\pi\varphi)^{-1} [\operatorname{rot} \bar{H} \times \operatorname{rot}(\bar{u} \times \bar{H}) + \operatorname{rot} \operatorname{rot}(\bar{u} \times \bar{H}) \times \bar{H}] + V_S^2 \varphi^{-1} \operatorname{grad} \operatorname{div}(\varphi \bar{u}) + \operatorname{div} 4\pi G \varphi \bar{u}\}. \quad (21)$$

Zatem

$$\ddot{\bar{u}} - \bar{F}_c = (4\pi\varphi)^{-1} [\operatorname{rot} \bar{H} \times \operatorname{rot}(\bar{u} \times \bar{H}) + \operatorname{rot} \operatorname{rot}(\bar{u} \times \bar{H}) \times \bar{H}] + V_S^2 \varphi^{-1} \operatorname{grad} \operatorname{div}(\varphi \bar{u}) + 4\pi G \varphi \bar{u} + \operatorname{rot} \bar{A}, \quad (22)$$

gdzie  $\bar{A}$  jest pewnym wektorem (p. np. [1]). Przy założeniu symetrii osiowej i niezależności wszystkich wielkości od współrzędnej  $z$  w równaniu na  $r$ , składową (22) wyraz  $(\operatorname{rot} \bar{A})_r$  znika. Zatem równanie na składową  $r$  wektora  $\bar{u}$  jest

$$\ddot{u}_r - \dot{F}_{cr} = (4\pi\varphi)^{-1} \{ r^{-1} (rH_\varphi)_{,r} (u_r H_\varphi)_{,r} + r^{-1} H_\varphi [r (u_r H_\varphi)_{,r}]_{,r} \} + V_S^2 \varphi^{-1} [r^{-1} (r\varphi u_r)_{,r}] + 4\pi G \varphi u_r. \quad (23)$$

Wektor siły Coriolisa jest

$$\varphi \bar{F}_c = [2\varphi \Omega u_\varphi, \varphi F u_r, 0], \quad (24)$$

gdzie  $\Omega$  jest prędkością kątową rotacji, zaś

$$F = -(\Omega_r)_{,r} - \Omega \quad (25)$$

Równania (8) i (9) pozwalają na położenie  $h_r = 0$ , a więc druga składowa równania (7) daje

$$\dot{u}'_\varphi = u_r F, \quad (26)$$

co po podstawieniu do (23) daje równanie na perturbację postaci

$$\ddot{u}_r - 2\Omega F u_r = (4\pi\varphi)^{-1} \{ r^{-1} (rH_\varphi)_{,r} (u_r H_\varphi)_{,r} + H_\varphi r^{-1} [r (u_r H_\varphi)_{,r}]_{,r} \} + V_S^2 \varphi^{-1} [r^{-1} (r\varphi u_r)_{,r}]_{,r} + 4\pi G \varphi u_r. \quad (27)$$

Zagadnienie lokalnej niestabilności osiowosymetrycznego ośrodka, ulegającego różniczkowej rotacji, było przedmiotem badań Pacholczyka i Stodółki w i c z a [2], [3] w przypadku jednorodnej gęstości. Równanie (3.59) w pracy [3] może być otrzymane z równania (27) niniejszej pracy. Warunek równowagi (18) daje w przypadku jednorodnego ośrodka

$$H_\varphi = C r^{-1}, \quad (28)$$

gdzie  $C$  jest stałą. Podstawiając (28) do (27) otrzymujemy

$$\ddot{u}_r = V_a^2 [r (u_r r^{-1})_{,r}]_{,r} + V_s^2 [r^{-1} (r u_r)_{,r}]_{,r} + 4\pi G \varrho u_r + 2\Omega F u_r, \quad (29)$$

gdzie

$$V_a^2 = H_\varphi^2 (4\pi \varrho)^{-1}. \quad (30)$$

Zakładając

$$u_r = u_r^* \exp(i \varrho t) \quad (31)$$

i wprowadzając nową zmienną  $P(r)$  określoną przez

$$r \varrho u_r^* = -i \varrho P(r), \quad (32)$$

otrzymujemy równanie

$$P_{,rr} (V_a^2 + V_s^2) - P_{,r} r^{-1} (3V_a^2 + V_s^2) + P (\varrho^2 + 2\Omega F + 4\pi G \varrho + 4r^{-2} V_a^2) = 0, \quad (33)$$

które jest dokładnie równaniem (3.59) w pracy Pacholczyka i Stodółki w i c z a. Autorzy ci otrzymali z (33) następujący warunek niestabilności, słuszny lokalnie w pewnej odległości  $r_0$  od osi układu ( $l$  oznacza liczbę falową zaburzenia):

$$\text{sign} \left\{ -4l^2 (V_a^2 + V_s^2)^2 - r_0^{-2} [3V_a^2 + V_s^2]^2 + 4(V_a^2 + V_s^2) [2\Omega F + 4\pi G \varrho + 4V_a^2 r_0^{-2}] \right\} = -1, \quad (34)$$

który dla obszarów charakteryzujących się nierównością

$$r_0 \gg \lambda / 2\pi \quad (35)$$

daje niestabilność, jeżeli długość fali  $\lambda$  zaburzenia wyprzedza swą wartość krytyczną daną przez

$$\lambda_* = \pi \sqrt{\frac{V_s^2 + V_a^2}{\pi G \varrho + \frac{1}{2} \Omega F}}. \quad (36)$$

Uogólniając problem na przypadek niejednorodnego ośrodka, założymy, że wartość bezwzględna natężenia pola magnetycznego jest proporcjonalna do pierwiastka z gęstości ośrodka

$$H_{\varphi} = C \frac{1}{\varphi} \quad (37)$$

Założenie to jest równoważne przyjęciu wykładniczej postaci przebiegu gęstości z odległością, o ile  $D = 0$ . Podstawiając (37) do (15) i biorąc pod uwagę (17), otrzymujemy następujące równanie na gęstość ośrodka

$$\varphi_{,r} = -\nu r^{-1} \varphi, \quad (38)$$

gdzie

$$\nu = C^2 \left\{ \frac{1}{2} C^2 + 4\pi V_s^2 \right\}^{-1} \quad (39)$$

Rozwiązaniem równania (38) jest

$$\varphi = \beta_r^{-\nu} \quad (40)$$

gdzie  $\beta$  jest stałą.

Wprowadzając (37) do (27) i zakładając, że

$$u_r = u_r^* \exp(i\sigma t), \quad (41)$$

otrzymujemy po pewnych przekształceniach następującą postać równania na perturbację:

$$\begin{aligned} -\varphi r u_r^* \{ \sigma^2 + 2\Omega F + 4\pi G\varphi \} = C^2 (4\pi)^{-1} \{ 2\varphi u_{r,r}^* + u_r^* \varphi_{,r} + \frac{3}{2} r \varphi_{,r} u_{r,r}^* + \varphi r u_{r,r,r}^* + \\ + \frac{1}{2} r u_r^* \varphi_{,r,r} \} + V_s^2 \{ \varphi u_{r,r}^* + u_r^* \varphi + 2r \varphi_{,r} u_{r,r}^* + \varphi r u_{r,r,r}^* + r u_r^* \varphi_{,r,r} - r^{-1} \varphi u_r^* \}. \end{aligned} \quad (42)$$

Biorąc pod uwagę (40) możemy przekształcić (42) do postaci

$$\begin{aligned} -\varphi u_r^* r \{ \sigma^2 + 2\Omega F + 4\pi G\varphi \} = C^2 (4\pi)^{-1} \beta \{ r^{-\nu+1} u_{r,r,r}^* + [\frac{1}{2} \nu (\nu+1) - \nu] r^{-\nu-1} u_r^* - \\ - (\frac{3}{2} \nu - 2) r^{-\nu} u_{r,r}^* \} + V_s^2 \beta \{ r^{-\nu+1} u_{r,r,r}^* - (2\nu-1) r^{-\nu} u_{r,r}^* + (\nu^2-1) r^{-\nu-1} u_r^* \}, \end{aligned} \quad (43)$$

które to równanie może być zapisane następująco

$$\begin{aligned} (V_a^2 + V_s^2) u_{r,r}^* - r^{-1} \{ (\frac{3}{2} \nu - 2) V_a^2 + (2\nu-1) V_s^2 \} u_{r,r}^* + \{ \sigma^2 + 4\pi G\varphi + 2\Omega F + \\ + r^{-2} [ \frac{\nu}{2} (\nu-1) V_a^2 + (\nu^2-1) V_s^2 ] \} u_r^* = 0, \end{aligned} \quad (44)$$

gdzie

$$V_a^2 = C^2 (4\pi)^{-1}. \quad (45)$$

Równanie na perturbację (44) musi być rozważane jednocześnie warunkiem (39), który przybiera teraz postać

$$V_a^2 = V_s^2 \left( \frac{1}{\nu} - \frac{1}{2} \right)^{-1}. \quad (46)$$

Dla  $\nu = 1$  równanie (44) przyjmuje bardzo prostą postać, współczynnik przy  $u_{r,r}$  znika. Zatem

$$(V_a^2 + V_s^2) u_{r,r,r}^* + \{\sigma^2 + 4\pi G\varrho + 2\Omega F\} u_r^* = 0. \quad (47)$$

Jeżeli teraz weźmiemy pod uwagę rozwiązanie falowe postaci

$$u_r^* = u_r^{**} \exp(ilr), \quad (48)$$

słuszne na pewnej odległości  $r_0$  od środka układu, to otrzymamy następujący warunek niestabilności

$$\text{sign} \{ l^2 (V_a^2 + V_s^2) - 4\pi G\varrho - 2\Omega F \} = -1 \quad (49)$$

Dla  $\nu = 2$  rozwiązanie równania (44) nie ma sensu, w tym wypadku z (39) wynika  $V_s^2 = 0$ .

Wracając do ogólnej postaci (44) równania na perturbację zakładamy, że w obszarach położonych w pewnej odległości  $r_0$  od osi układu rozwiązanie ma postać eksponencjalną (48). Otrzymujemy wtedy następującą formułę na liczbę falową  $l$  perturbacji

$$l = -i [2r_0 (V_a^2 + V_s^2)]^{-1} \cdot \left\{ \left[ \left( \frac{3}{2}\nu - 2 \right) V_a^2 + (2\nu - 1) V_s^2 \right] \pm \frac{1}{2} (V_a^2 + V_s^2)^{-1} \cdot \left\{ -r_0^{-2} \left[ \left( \frac{3}{2}\nu - 2 \right) V_a^2 + (2\nu - 1) V_s^2 \right]^2 + 4(V_a^2 + V_s^2) [\sigma^2 + 4\pi G\varrho + 2\Omega F + r_0^{-2} \left[ \frac{\nu}{2} (\nu - 1) V_a^2 + (\nu^2 - 1) V_s^2 \right]] \right\}^{\frac{1}{2}} \right\}. \quad (50)$$

Biorąc pod uwagę rozwiązanie falowe możemy odrzucić pierwszy wyraz w wyrażeniu na  $l$ . Równanie (50) przyjmuje teraz postać

$$4l^2 (V_a^2 + V_s^2)^2 = -r_0^{-2} \left\{ \left[ \left( \frac{3}{2}\nu - 2 \right) V_a^2 + (2\nu - 1) V_s^2 \right]^2 + 4(V_a^2 + V_s^2) [\sigma^2 + 4\pi G\varrho + 2\Omega F + r_0^{-2} \left[ \frac{\nu}{2} (\nu - 1) V_a^2 + (\nu - 1) V_s^2 \right]] \right\}. \quad (51)$$

Powyższe równanie jest równaniem na  $\sigma^2$ , z niego może być wyprowadzony warunek niestabilności. Warunek ten jest następujący

$$\text{sign } \sigma^2 = -1, \quad (52)$$

a zatem

$$\text{sign} \left\{ 4l^2 (V_a^2 + V_s^2)^2 + r_0^{-2} \left[ \left( \frac{3}{2}\nu - 2 \right) V_a^2 + (2\nu - 1) V_s^2 \right]^2 - 4(V_a^2 + V_s^2) [4\pi G\varrho + 2\Omega F + r_0^{-2} \left[ \frac{\nu}{2} (\nu - 1) V_a^2 + (\nu - 1) V_s^2 \right]] \right\} = -1 \quad (53)$$

Rozważając obszary, w których

$$r_0 \gg \lambda / 2\pi \quad (54)$$

gdzie  $\lambda$  jest długością fali rozważanego zaburzenia, warunek powyższy przyjmuje następującą postać

$$\lambda > \lambda_* = \pi \sqrt{\frac{V_s^2 + V_a^2}{\pi G \rho + \frac{1}{2} \Omega^2 F}}, \quad (55)$$

identyczną z formą (36) warunku niestabilności jednorodnego ośrodka, otrzymaną przez P a o h o l c z y k a i S t o d ó ł k i e w i c z a [2], [3]. Zatem wszystkie wnioski o charakterze astrofizycznym, podane w cytowanych pracach jak również i oszacowanie maksymalnej wartości pola magnetycznego Galaktyki pozostają słuszne i dla niejednorodnej protogalaktyki, której przebieg gęstości dany jest przez równanie (40).

Autor ma przyjemność wyrazić podziękowanie prof. Cataldo A g o s t i n e l l i za przeczytanie niniejszej pracy.

#### CYTOWANA LITERATURA

- [ 1 ] K. H a i n, R. L u s t, A. S c h l u t e r. Terzo congresso internazionale sui fenomeni d'ionizzazione nei gas, Milano 1957, str, 458.
- [ 2 ] A.G. P a c h o l c z y k, J.S. S t o d ó ł k i e w i c z, Bull.Acad. Pol. Sci., Ser.Sci.Mat.Astr, et Phys., 7, 503, 1959.
- [ 3 ] A.G. P a c h o l c z y k, J.S. S t o d ó ł k i e w i c z, Acta Astronomica, 10, 1960.

The first fundamental theorem of calculus states that if a function  $f(x)$  is continuous on the interval  $[a, b]$ , then the function  $F(x)$  defined by  $F(x) = \int_a^x f(t) dt$  is an antiderivative of  $f(x)$ .

Let  $f(x)$  be a function defined on the interval  $[a, b]$ . We assume that  $f(x)$  is continuous on this interval. We define the function  $F(x)$  as follows:  $F(x) = \int_a^x f(t) dt$ . We will show that  $F(x)$  is an antiderivative of  $f(x)$ .

$$F(x) = \int_a^x f(t) dt$$

PROOF OF THE FIRST FUNDAMENTAL THEOREM

Let  $x$  and  $x+h$  be two points in the interval  $[a, b]$ . We consider the difference  $F(x+h) - F(x)$ .

$$F(x+h) - F(x) = \int_a^{x+h} f(t) dt - \int_a^x f(t) dt$$

By the properties of the definite integral, we can write this as:

$$\int_a^{x+h} f(t) dt - \int_a^x f(t) dt = \int_x^{x+h} f(t) dt$$

Now, we use the Mean Value Theorem for integrals. Since  $f(t)$  is continuous on  $[x, x+h]$ , there exists a point  $\xi$  in  $[x, x+h]$  such that:

$$\int_x^{x+h} f(t) dt = f(\xi) \int_x^{x+h} 1 dt = f(\xi)(x+h-x) = f(\xi)h$$

Therefore, we have  $F(x+h) - F(x) = f(\xi)h$ . Dividing both sides by  $h$ , we get:

$$\frac{F(x+h) - F(x)}{h} = f(\xi)$$

As  $h \rightarrow 0$ , the point  $\xi$  also approaches  $x$ . Since  $f$  is continuous at  $x$ , we have  $f(\xi) \rightarrow f(x)$ .

$$\lim_{h \rightarrow 0} \frac{F(x+h) - F(x)}{h} = \lim_{h \rightarrow 0} f(\xi) = f(x)$$

This shows that  $F(x)$  is an antiderivative of  $f(x)$ .  $\square$

Let  $f(x)$  be a function defined on the interval  $[a, b]$ . We assume that  $f(x)$  is continuous on this interval.

Let  $F(x)$  be an antiderivative of  $f(x)$ . We will show that  $F(x) = \int_a^x f(t) dt + C$ , where  $C$  is a constant.

$$F(x) = \int_a^x f(t) dt + C$$

Let  $x$  and  $x+h$  be two points in the interval  $[a, b]$ . We consider the difference  $F(x+h) - F(x)$ .

$$F(x+h) - F(x) = \left( \int_a^{x+h} f(t) dt + C \right) - \left( \int_a^x f(t) dt + C \right)$$

By the properties of the definite integral, we can write this as:

$$\int_a^{x+h} f(t) dt - \int_a^x f(t) dt = \int_x^{x+h} f(t) dt$$

Now, we use the Mean Value Theorem for integrals. Since  $f(t)$  is continuous on  $[x, x+h]$ , there exists a point  $\xi$  in  $[x, x+h]$  such that:

$$\int_x^{x+h} f(t) dt = f(\xi) \int_x^{x+h} 1 dt = f(\xi)(x+h-x) = f(\xi)h$$

Therefore, we have  $F(x+h) - F(x) = f(\xi)h$ . Dividing both sides by  $h$ , we get:

$$\frac{F(x+h) - F(x)}{h} = f(\xi)$$

As  $h \rightarrow 0$ , the point  $\xi$  also approaches  $x$ . Since  $f$  is continuous at  $x$ , we have  $f(\xi) \rightarrow f(x)$ .

$$\lim_{h \rightarrow 0} \frac{F(x+h) - F(x)}{h} = \lim_{h \rightarrow 0} f(\xi) = f(x)$$

This shows that  $F(x)$  is an antiderivative of  $f(x)$ .  $\square$

Let  $f(x)$  be a function defined on the interval  $[a, b]$ . We assume that  $f(x)$  is continuous on this interval.

Let  $F(x)$  be an antiderivative of  $f(x)$ . We will show that  $F(x) = \int_a^x f(t) dt + C$ , where  $C$  is a constant.

$$F(x) = \int_a^x f(t) dt + C$$

Let  $x$  and  $x+h$  be two points in the interval  $[a, b]$ . We consider the difference  $F(x+h) - F(x)$ .

$$F(x+h) - F(x) = \left( \int_a^{x+h} f(t) dt + C \right) - \left( \int_a^x f(t) dt + C \right)$$

By the properties of the definite integral, we can write this as:

$$\int_a^{x+h} f(t) dt - \int_a^x f(t) dt = \int_x^{x+h} f(t) dt$$

Now, we use the Mean Value Theorem for integrals. Since  $f(t)$  is continuous on  $[x, x+h]$ , there exists a point  $\xi$  in  $[x, x+h]$  such that:

$$\int_x^{x+h} f(t) dt = f(\xi) \int_x^{x+h} 1 dt = f(\xi)(x+h-x) = f(\xi)h$$

Therefore, we have  $F(x+h) - F(x) = f(\xi)h$ . Dividing both sides by  $h$ , we get:

$$\frac{F(x+h) - F(x)}{h} = f(\xi)$$

As  $h \rightarrow 0$ , the point  $\xi$  also approaches  $x$ . Since  $f$  is continuous at  $x$ , we have  $f(\xi) \rightarrow f(x)$ .

$$\lim_{h \rightarrow 0} \frac{F(x+h) - F(x)}{h} = \lim_{h \rightarrow 0} f(\xi) = f(x)$$

This shows that  $F(x)$  is an antiderivative of  $f(x)$ .  $\square$

## Z LITERATURY NAUKOWEJ

### OBSERWACJE POZYCYJNE SZTUCZNYCH SATELITÓW ZIEMI

M. BIELICKI

1. Zaledwie upłynęło dwa i pół lata od dnia (4 X 1957) uruchomienia pierwszego sztucznego satelity Ziemi, tj. Sputnika I, a już wiedza o tym temacie urosła do wielkiego kompleksu zagadnień; obejmuje i styka się z bardzo licznymi i różnymi naukami. Bezpośrednim, pierwotnym celem utworzenia sztucznych satelitów Ziemi były prace badawcze, związane z problemami Międzynarodowego Roku Geofizycznego, ale obecnie zakres działania naukowego tych księżyców jest już o wiele obszerniejszy, sięgający do zagadnień nie tylko geofizyki.

Tak np. aparatury automatyczne pomiarowe sztucznych satelitów Ziemi (i raket kosmicznych o dalszym zasięgu przestrzennym) dostarczają nam drogą radiową wiele wiadomości nie tylko na tematy własności fizycznych bliskiego sąsiedztwa Ziemi i jej atmosfery oraz jej samej, ale również dalszych obszarów przestrzeni międzyplanetarnej, a nawet innych ciał niebieskich.

Ogólnie biorąc tematami badań aparatów automatycznych w sztucznych satelitach Ziemi i zasobnikach raket kosmicznych, są obecnie głównie:

- górne warstwy atmosfery pod względem ciśnienia, gęstości i temperatury,
- koncentracja jonów,
- pola elektrostatyczne,
- pola magnetyczne,
- mikrometeority,
- część krótkofalowa widma Słońca,
- pierwotne promieniowanie kosmiczne,
- korpuskularne promieniowanie Słońca,
- przesunięcie grawitacyjne widma,
- albedo Ziemi i jego zmiany,
- biologia lotu kosmicznego,
- fotografia powierzchni ciał niebieskich,
- składowa gazowa materii międzyplanetarnej, itd.

Pomiary te były i są wykonywane przez Sputniki, Łuniki, Explorery, Vanguardy, Pioniery itd. radzieckie i amerykańskie. Wyniki pomiarów dostarczyły już dotąd wiele nieznanych i nieraz rewelacyjnych danych, prostujących dotychczasowe nasze poglądy w tej dziedzinie. Uzupełnieniem są loty wysokościowe i międzykontynentalne balistyczne.

Zajmiemy się krótko innym zakresem badawczym sztucznych satelitów Ziemi. Opiszemy bowiem zagadnienia związane z obserwacjami pozycyjnymi sztucznych satelitów Ziemi na sferze niebieskiej. Należy zaznaczyć, że pomiary radiowe dają również informacje typu orbitalnego, są więc w łączności z poruszonym tematem.

2. Dość duża liczba stacji obserwacyjnych dostarcza obecnie pomiarów położenia na sferze niebieskiej sztucznych satelitów w ich ruchu obiegowym wokół Ziemi. Wśród nich na uwagę zasługują stacje na terytoriach: ZSRR w liczbie 85, Japonia - 80, Stany Zjednoczone - 200, Polska 11 itd. Obserwacje dokonywane są różnymi instrumentami, a w szczególności wizualnie specjalnymi lunetami i teodolitami lub fotograficznie odpowiednimi kamerami fotograficznymi. Na szczególną uwagę zasługują bardzo dokładne obserwacje wykonywane w 12 stacjach, zaopatrzonych w wielkie kamery fotograficzne o precyzyjnej konstrukcji (Baker-Nunn); stacje te rozlokowano mniej więcej równomiernie wzdłuż pasa równikowego Ziemi (Afryka, Iran, Indie, Australia, Japonia, Hawaje, zachodnie USA, wschodnie USA, Peru, Małe Antyle, Argentyna, Hiszpania). Dokładność obserwacji jest bardzo różna: od  $1^{\circ}$  w pozycji i  $1^s$  w czasie (gołe oko),  $0^{\circ},1$  i  $0^s,1$  (specjalne lunety),  $0^{\circ},01$  i  $0^s,01$  (kineteodolity, kamery fotograficzne, chronografy), aż do  $0^{\circ},001$  i  $0^s,001$  (kamery Baker-Nunn). Zależnie od tych dokładności, obserwacje można zastosować do różnych problemów. Zwróćmy jednak uwagę, że obserwacje o nawet niewielkiej, jak się wydaje w pierwszej chwili, dokładności mają znaczenie naukowe. Pochodzi to stąd, że prędkość orbitalna "niskopułapowego" satelity jest rzędu 8 km/sek, a kątowa dla obserwatora około  $1^{\circ}$  na sekundę; więc nawet proste obserwacje pozwalają wyznaczyć "pozycję satelity w jego orbicie okołoziemskiej z dużą dosyć dokładnością (około 1 kilometra) i dają możliwość badania zmian wiekowych elementów orbity. Najdokładniejsze natomiast pozycje mogą służyć najczulszym problemom, jak np. zastosowaniom precyzyjnym geodezyjnym, wyznaczaniu czasu ("wysokopułapowe" satelity) itd.

3. Pomiary położenia sztucznego satelity mogą być podstawą do rozważań analitycznych i numerycznych w ramach różnych tematów, jak np. typu paralaktycznego zagadnienia pozycji obserwatora na powierzchni Ziemi, wyznaczania momentalnej, więc jakby oskulacyjnej orbity satelity, a stąd zmian elementów orbity, oznaczenia pozycji satelity na danej orbicie itd. Pierwszy, geodezyjny temat wymaga znajomości ruchu satelity w stosunkowo krótkim odstępie czasu, przy czym dotyczy on głównie niskopułapowych satelitów. Przeciwnie, ostatni temat pozycji satelity na jego orbicie, w przypadku wysokopułapowego satelity (w perigeum co najmniej 1000 km nad powierzchnią Ziemi), gdy opór atmosferyczny można wystarczająco dokładnie uwzględnić, może mieć konkretne zastosowania np. w wyznaczaniu dokładnego czasu. Jak wiadomo, wprowadzony niedawno tzw. czas efemerydalny ma na celu uniezależnienie się od zmiennego okresu obrotu Ziemi dokoła jej osi. W zasadzie jest on oparty na długości roku zwrotnikowego, ale w praktyce odnosi się do okresu obiegu Księżycy wokół Ziemi (zwiększenie prędkości kątowej ruchu Słońca  $1''$  w ciągu  $24^s$  na Księżycy  $1''$  w ciągu  $1^s,8$  a więc 13-o krotne). Otóż w przypadku takiego sztucznego satelity otrzymujemy duże zwiększenie dokładności wyznaczania czasu, gdyż satelita będzie poruszał się około 4000 razy szybciej na niebie niż Słońce, a około 300 razy - niż Księżyc naturalny. Oczywiście jest tu niezbędne rozpracowanie wielu zagadnień natury teoretycznej orbitalnej, jak i techniczno-obserwacyjnej.

Ciekawe wydaje się zastosowanie takiego dokładnie opracowanego orbitalnie satelity do wyznaczeń dokładnych położenia na powierzchni Ziemi i nawigacji. Znajomość ruchu satelity musi być wtedy odpowiednio dobra pod względem efemerydalnym.

Opis powyższy można zamknąć uwagą, że geodezyjne, astronomiczne i nawigacyjne tematy są w stadium rozpracowania i czekają na rozwiązanie wielu zagadnień kompleksowych zarówno teoretycznych, jak i praktycznych.

4. Teoria ruchu sztucznego satelity Ziemi jest skomplikowana, gdyż na skutek różnych działających dynamicznie przyczyn, musi uwzględniać liczne, różnorodne odchylenia od ruchu keplerowskiego.

Wyszczególnimy główniejsze te przyczyny:

1. Spłaszczenie Ziemi.
2. Opór atmosfery Ziemi.
3. Wpływy perturbacyjne Słońca, Księżycy i planet.
4. Asymetria Ziemi wynikająca z odchylenia geoidy od elipsoidy obrotowej.
5. Tarcie przyływowe.
6. Ruch wirowy satelity.
7. Pola elektromagnetyczne.
8. Efekty względnościowe.

Najsilniejszymi źródłami zakłóceń ruchu satelity są: spłaszczenie Ziemi i opór atmosfery, pozostałe zaś są mniej znaczące.

Wskutek perturbacji wynikających ze spłaszczenia Ziemi, orbita jest krzywą zamkniętą i periodyczną względem układu współrzędnych, obracającego się z odpowiednią prędkością kątową. W tym przypadku okazuje się, że orbita waha się względem płaszczyzny, która obraca się dokoła osi biegunowej Ziemi z prędkością, zależną od nachylenia tej płaszczyzny do płaszczyzny równika Ziemi. Poza tym perigeum orbity również stopniowo obraca się dokoła Ziemi.

Ciekawe są pod tym względem graniczne przypadki orbit: orbita równikowa, orbita biegunowa oraz orbita stałości perigeum.

Drugi silny wpływ perturbacyjny wynika z oporu atmosferycznego, zależnego od wielu czynników natury, zarówno od struktury samej atmosfery jak i cech satelity. Wpływ ten jest jedynym progresywnym działaniem perturbacyjnym, przybliżającym coraz szybciej satelitę do Ziemi. Metoda wariacji elementów orbity zastosowana w tym przypadku daje zmniejszanie się połowy osi wielkiej i mimośrodu elipsy orbity wraz z upływem czasu i ze stopniową zmianą średniego ruchu. Inne elementy orbity nie wykazują zmian wiekowych. Niewielkie obserwowane zmiany wydają się pochodzić z rotacji atmosfery względem orbity satelity.

Następne wpływy grawitacyjne szczególnie Słońca i Księżycy są w zwykłych warunkach sztucznych satelitów niezmiernie małe. Badania wykazały, że odpowiednie wariacje promienia wodzącego są rzędu metra i uzupełniający wpływ regresji płaszczyzny orbity ma okres rzędu tysięcy lat. Większy wpływ daje tu Księżyc, niż Słońce, planety zaś - wpływ niewyczuwalny. Oczywiście powyższe wpływy odegrały by też znaczącą rolę dla okresów dłuższych, gdyby jednak nie były pokryte dużymi stosunkowo perturbacjami, pochodzącymi od spłaszczenia Ziemi i oporu atmosferycznego.

W badaniach wpływu spłaszczenia Ziemi zakładamy symetrię rozkładu masy względem osi biegunowej. Wiadome jest jednak, że Ziemia jest ciałem o trzech osiach głównych symetrii. Jedna z nich jest w tej sytuacji bliska osi biegunowej, pozostałe zaś dwie - prawie w płaszczyźnie równika. Niektóre dane wydają się świadczyć, że momenty inercji Ziemi względem tych osi równikowych są nierówne. Stąd w funkcji potencjalnej występuje wyraz zależny od "długości geo-

graficznej" satelity. W wyniku istnieje wiele razy mniejszy od wpływu spłaszczenia, wpływ tej niesymetrii, podobny do niego jakościowo. Podobnie może istnieć asymetria względem płaszczyzny równika.

Rozpatrując wpływ perturbacyjny pochodzący od działania przyptywowego satelity na Ziemię postępujemy podobnie, jak w badaniach ewolucji układu Ziemia-Księżyc. Bierzemy mianowicie pod uwagę stałość momentu pędu układu Ziemia-satelita. Domyślamy się, że wpływ ten musi być niesłychanie mały i rzeczywiście, w zwykłych warunkach, zbliżanie się satelity do Ziemi jest zupełnie niewyczuwalne, gdyż daje widoczny efekt dopiero po miliardach lat.

W równaniach ruchu satelity przyjmujemy punktowość jego masy. I tu więc, zgodnie z rzeczywistością, powinniśmy te równania uzupełnić wyrazami zależnymi od ruchu wirowego satelity wokoło jego środka masy. Jednak w normalnych warunkach efekt perturbacyjny z powyższego uzupełnienia jest zupełnie znikomy.

Następnie, satelita jest obciążony momentem magnetycznym i rozłożonym ładunkiem elektrycznym. Wystąpi tu wzajemne oddziaływanie elektrycznego i magnetycznego pola Ziemi z polami satelity. Analiza tego działania jest bardzo skomplikowana i zależy od wielu okoliczności. Wydaje się jednak, że wynikające wpływy dynamiczne w porównaniu na przykład z zakłóceniami wynikającymi ze spłaszczenia Ziemi, są w zwykłych warunkach nadzwyczaj małe.

Ostatnie wreszcie perturbacje są typu relatywistycznego. Analiza tego wpływu, daje ruch parigeum satelity po jego orbicie. Ruch ten jest bardzo nieznaczny i dla zwykłych sztucznych satelitów jest około  $10^4$  razy mniejszy od pochodzącego od spłaszczenia Ziemi.

5. Wyznaczenie dokładnej orbity oskulacyjnej sztucznego satelity oraz zmian wiekowych elementów tej orbity ma właściwie na celu wyznaczenie parametrów powyżej opisanych zależności funkcyjnych wpływów perturbacyjnych. W dzisiejszych warunkach możliwe to jest w szczególności dla wpływów spłaszczenia Ziemi i oporu atmosferycznego. Ogólnie więc biorąc, możemy już teraz otrzymać dane dotyczące asymetrii pola grawitacyjnego Ziemi oraz gęstości atmosfery na wysokościach różnych, setek kilometrów, nad powierzchnią Ziemi. Dotychczasowe wyniki wykazują, iż gęstość ta jest dużo większa, niż dawniej przyjmowano, a atmosfera znacznie obszerniejsza. Podobnie wyniki te wskazują, że należałoby przyjąć mniejszą raczej wartość spłaszczenia Ziemi ( $1/298$  zamiast  $1/297$ ). Wyniki te są otrzymane w oparciu o efekt zmniejszania się okresów obiegów, mimośrodków (gęstość atmosfery) oraz cofaniach się węzłów wstępujących orbit (spłaszczenie Ziemi).

Sztuczne satelity są w dalszym ciągu uruchamiane, metody obserwacji i instrumentarium ulepszone, badania teoretyczne nadal prowadzone. Niewątpliwie więc poruszane wyżej zagadnienia znajdują swoje rozwiązanie i uzupełnienie. Szczególnie wydają się ciekawe w tej dziedzinie specjalizacje orbitalne i konstrukcyjne sztucznych satelitów, odpowiednio do ich przeznaczenia. Już obecnie rozważa się takie koncepcje, które umożliwią zbadanie wybranych efektów dynamicznych pod względem orbitalnym i konstrukcyjnym.

## LITERATURA

- Artificial Satellites. D.H. S a d l e r, G.A. W i l k i n s, Month y Notices of the R.A.S. Vol. 119, No 4, 1959
- "Scientific Uses of Earth Satellites". J.A. van A l l e n. The University of Michigan Press, 1958
- "Space Flight". K r a f f t A., E h r i c k e D., van Nostrand Comp. Inc., Princeton, 1959
- Научные проблемы искусственных спутников, Издат. Иностр. Литер., Москва, 1959
- Сovietskije Sputniki i Kosmiczeskaja Rakiet a. S.G. A l e k s a n d r o w, R.E. F i e d o r o w. Akademia Nauk SSSR, Moskwa, 1959.
- Искусственные спутники Земли. Akademia Nauk SSSR, Wypusk 1,2,3. Moskwa, 1958, 1959.

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

...the ... of ...

## MATERIA POMIĘDZY ZIEMIĄ I SŁOŃCEM

W. KRZEMIŃSKI

W pracach ostatnich lat nad materią międzyplanetarną usiłowano "zapełnić lukę" pomiędzy zewnętrznymi częściami korony słonecznej a światłem zodiakalnym oraz wyróżnić przyczynki dawane przez ich składowe: gaz i pył. W dotychczasowych obserwacjach zewnętrznych części korony słonecznej, dokonywanych wyłącznie w czasie zaćmień Słońca, nie udawało się mierzyć jej jasności w odległości większej niż  $2\frac{1}{2}^{\circ}$  od Słońca zaś pomiary światła zodiakalnego rozpoczynały się w odległości  $35^{\circ}$  od Słońca. Spowodowane to jest małą jasnością powierzchniową obserwowanych obiektów: przy zaćmieniu obserwowanym na poziomie morza jasność nieba jest taka jak korony w odległości 4 promieni Słońca. Również pomiary polaryzacji są bardzo utrudnione wskutek silnej polaryzacji nieba i nieregularności tła. W celu częściowego ominięcia tych trudności pracownicy Obserwatorium Uniwersytetu w Cambridge do obserwacji zewnętrznej korony słonecznej i światła zodiakalnego posłużyli się lotami samolotowymi na dużych wysokościach (10 000 m). Obserwacje te pozwoliły na zmierzenie jasności powierzchniowej korony do odległości 55 promieni słonecznych oraz światła zodiakalnego do  $22^{\circ}$  od Słońca. Z danych tych oraz danych polaryzacyjnych - przy założeniu braku przyczynku do polaryzacji pochodzącego od pyłu - otrzymano, iż w odległości 1 j.a. od Słońca gęstość swobodnych elektronów wynosi  $500 \text{ cm}^{-3}$  a temperatura kinetyczna tego gazu elektronowego jest rzędu  $10^5$  stopni. Wiadomo jednak - z pomiarów polaryzacji komety Arenda-Rolanda (1956h) - iż cząstki pyłu mogą powodować znaczną, bo wynoszącą około 20% polaryzację przez rozproszenie. Aby uzyskać oddzielne dane obserwacyjne o składowej gazowej i pyłowej materii międzyplanetarnej - wobec trudności na drodze pomiarów polaryzacji - użyto metod spektroskopowych (spektrograf połączony z kamerą Schmidta  $f/0.8$  umieszczoną na wysokości ponad 5000 m w Andach). Pomiary te wykazały, iż gęstość gazu elektronowego jest mniejsza niż dotychczas przyjmowano, wynosi około 150 elektronów  $\text{cm}^{-3}$  w pobliżu orbity Ziemi oraz, iż jasność światła zodiakalnego jest skorelowana z wybuchami na Słońcu. Przyjmuje się, iż najbardziej czynne optycznie cząstki pyłu (które mogą przecież posiadać różne rozmiary) mają średnicę  $2 \times 10^{-3} \text{ cm}$  i jedna taka cząstka przypada na  $1 \text{ km}^3$ .

Badania ostatnich lat prowadzone dzięki wykorzystaniu sztucznych satelitów i rakiet wykazały, że atmosfera Ziemi rozciąga się znacznie dalej aniżeli uważano dotychczas. I tak, na przykład pierścienie Van Allena - składające się z szybko poruszających się elektronów, protonów i prawdopodobnie cięższych jonów wzdłuż linii sił w ziemskim polu magnetycznym - rozciągają się do odległości co najmniej siedmiu promieni ziemskich. Można nawet przypuszczać, iż atmo-

sfera Ziemi może rozciągać się do Księżycy. Jednocześnie powiązanie korony słonecznej ze światłem zodiakalnym zmienia też nasze poglądy na rozmiary atmosfery Słońca; możemy właściwie powiedzieć, że Ziemia i Słońce "dotykają się" poprzez swoje atmosfery.

## LITERATURA

- Chapman S., 1959, Scientific American, 201, zes. 4 October.  
 Redman R.O., 1959, The Observatory, 79, 172.

## GAZ MIĘDZY GALAKTYCZNY W LOKALNEJ GRUPIE GALAKTYK

S. GRZĘDZIELSKI

Hipotetyczna materia rozproszona między galaktykami należy do tematów periodycznie pojawiających się na łamach czasopism astronomicznych, by za każdym razem sprawę pozostawić równie nie rozstrzygniętą co poprzednio. Ostatnio F. D. Kahn i L. Woltjer ogłosili interesującą rozprawę [1], traktując problem nie od strony implikacji fotometrycznych - jak to zwykle bywało - lecz opierając się na przesłankach natury dynamicznej.

Punktem wyjścia rozważań autorów są dwa podstawowe założenia:

1. Lokalna Grupa Galaktyk, do której należą galaktyki M 31, nasza i kilkanaście drobnych, stanowią układ o całkowitej energii ujemnej stabilność grawitacyjna.

2. Galaktyki tego układu posiadają wspólne pochodzenie i wiek ich jest rzędu  $10^{10}$  lat.

Aktualne dane liczbowe, na których oprzeć się można, przedstawiają się następująco: nasza Galaktyka i galaktyka M 31, o masach odpowiednio  $1 \times 10^{11}$  i  $4 \times 10^{11}$  mas Słońca stanowią około 80-90% masy całego układu, o ile jakaś duża, bliska galaktyka nie kryje się w "pasie unikania"; środki obu galaktyk zbliżają się ku sobie z prędkością  $125 \pm 20$  km/sek i w chwili obecnej dzieli je odległość  $D$  rzędu 600 kps.

Zbliżanie się w chwili obecnej galaktyk oznacza, że od momentu wspólnych narodzin musiało upłynąć więcej niż połowa ich wzajemnego okresu obiegu  $P$ . Innymi słowy,  $P$  może być tylko nieco większe od  $10^{10}$  lat, powiedzmy - rzędu  $1,5 \times 10^{10}$  lat. Z prawa Keplera otrzymujemy więc, że

$$\frac{2\pi a}{\sqrt{GM}} \leq 1,5 \times 10^{10} \text{ lat,}$$

gdzie  $a$  oznacza półosi orbity względnej obu galaktyk, a  $M$  ich łączną masę.

Przyjmując dalej - wobec braku innych danych - iż moment pędu ruchu orbitalnego układu dwu galaktyk znika wykonują one ruch wahadłowy możemy zapisać prawo zachowania energii w postaci

$$\frac{GM}{2a} = \frac{GM}{D} - E_k$$

gdzie  $E_k$  oznacza energię kinetyczną układu liczoną na jeden gram (w systemie środka masy).

Eliminując ze związków powyższych  $\alpha$  otrzymujemy oszacowanie minimalnej masy układu

$$M \leq 1,8 \times 10^{12} M_{\odot}$$

przy czym ze względu na zaniedbanie ewentualnej transwersalnej składowej pędu jest to oszacowanie dolnej granicy minimalnej masy. Jak widać, masa skupiona w galaktykach Układu Lokalnego jest o czynnik trzy za mała z punktu widzenia założenia 1.

Sytuację uratować może dopuszczenie istnienia materii międzygalaktycznej natury bądź gwiazdnej: gwiazdy pojedyncze lub gromady kuliste, bądź gazowej. Kahna i Wolter oddalają ewentualność pierwszą, z powodów głównie natury kosmologicznej: proces kontrakcji gazu pregalaktycznego prowadzący równocześnie do powstawania kilkunastu galaktyk i  $10^{12}$  gwiazd wydaje się bowiem niezwykle mało prawdopodobny.

Pozostaje więc ewentualność druga - gros masy Układu Lokalnego występuje w postaci gazu. Ruchy zatem galaktyk będą określone głównie przez pole grawitacyjne tegoż gazu, jeśli założymy że gaz ten wypełnia równomiernie sferę o promieniu 1 Mpc rząd wielkości Układu Lokalnego to warunek na period określa kolejną gęstość minimalną tego gazu:  $1,6 \times 10^{-28} \text{ gm/cm}^3$  czyli  $1 \times 10^{-4}$  atomów H w  $\text{cm}^3$ . Gaz ten musi być w równowadze we własnym polu grawitacyjnym. Poprzez twierdzenie o wiriale otrzymujemy więc w założeniu że gaz jest doskonały i izotermiczny związek między gęstością, temperaturą i promieniem konfiguracji. Autorzy oceniają, że najprawdopodobniejszymi wartościami będą:

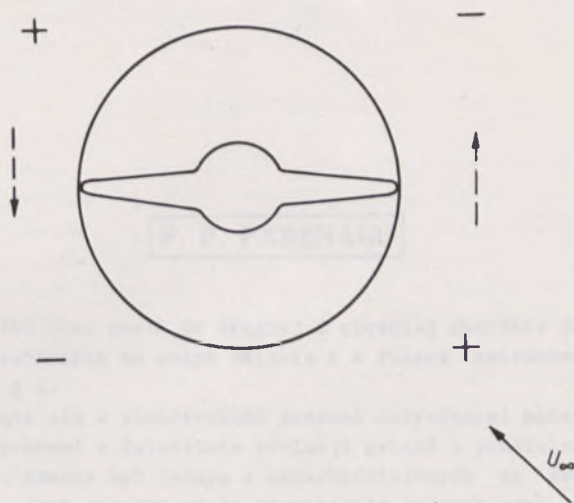
$$\text{dla gęstości} \quad - N = 1 \times 10^{-4} \text{ at. H/cm}^3$$

$$\text{dla temperatury} \quad - T = 5 \times (10^5)^{\circ}$$

Gaz o tak wysokiej temperaturze będzie całkowicie zjonizowany, a zatem nie do zaobserwowania w linii 21 cm. Można by więc sądzić, że jest to jeszcze jedna spekulacja wprowadzona z niesprawdzalnych w chwili obecnej założeń. Otóż mocną i najciekawszą stroną pracy Kahna i Woltera jest możliwość zdania sprawy z dobrze znanego odchylenia maksimum gęstości wodoru galaktycznego od płaszczyzny równikowej Galaktyki, szczególnie silnie zaakcentowanego dla dużych odległości galaktocentrycznych kilkaset parseków dla odległości powyżej 10 kps [2]. Próby wytłumaczenia tego efektu poprzez oddziaływanie grawitacyjne Obłoków Magellana, czy też jako relikwitu wczesnych stadiów rozwoju Galaktyki zawodzą zupełnie; pierwsze dają efekty o dwa rzędy wielkości za małe; w przypadku drugim okazuje się, że Galaktyka istnieje zbyt długo by obserwowane odchylenia mogły dotrzeć do dnia dzisiejszego.

Rozwiązanie proponowane przez Kahna i Woltera jest niezwykle proste i pomysłowe. Środek Układu Lokalnego Galaktyk leży prawdopodobnie w kierunku  $l = 60^{\circ}$ ,  $b = -25^{\circ}$  i nasza Galaktyka porusza się prawdopodobnie w tym kierunku z prędkością rzędu 100 km/sek. Płynięcie Galaktyki poprzez gaz międzygalaktyczny powoduje nierównomierny rozkład ciśnienia na powierzchni Korony gazowej, Galaktykę naszą według wszelkiego prawdopodobieństwa otaczającej rys.1. Nierównomierność ta przenoszą się poprzez system pól magnetycznych wiążących Koronę z gęstą warstwą materii międzygwiazdowej, wywołując takie odkształcenie równikowej warstwy wodoru neutralnego, by nadwyżka ciśnienia skompensowana zo-

stała przez składową z-ową siły przyciągania grawitacyjnego Galaktyki. Przybliżone rachunki wykazują, że uzyskiwane w ten sposób odchylenia są porównywalne z obserwowanymi. Ta interesująca zgodność jest argumentem zbyt słabym by uznać istnienie gazu międzygalaktycznego za dowiedzione, jednakże na tyle z kolei ważkim by warto było pozzukać innych pośrednich przesłanek pro i contra.



Rys. 1. Nierównomierności w rozkładzie ciśnień na powierzchni Gazowej Korony Galaktyki spowodowane płynięciem Galaktyki w gazie międzygalaktycznym.  $u_{\infty}$  - - oznacza kierunek przepływu gazu względem Galaktyki; + i - odpowiednio nadwyżki i niedobory ciśnienia. Strzałkami oznaczono kierunki odchylenia warstwy wodoru od płaszczyzny równikowej Galaktyki

## LITERATURA

- 1 F. D. Kahn, L. Wolter, Ap. J. 130, 705, 1959
- 2 G. Westerhout, BAN 13, 201, 1957.



## KRONIKA

### P. P. PARENAGO

5 stycznia 1960 roku zmarł po długiej i ciężkiej chorobie jeden z najbardziej znanych i cenionych na całym świecie i w Polsce astronomów radzieckich P. P. P a r e n a g o.

Imię Jego wiąże się z pionierskimi pracami dotyczącymi materii międzygwiazdowej i z wielu pracami w dziedzinie ewolucji gwiazd i podziałem ich na podsystemy i składowe. Zmarły był jednym z najwybitniejszych na świecie badaczy gwiazd zmiennych. Jest autorem wielu niezmiernie cennych prac z dziedziny dynamiki naszej Galaktyki i galaktyk innych, oraz bardzo wnikliwej i wszechstronnej monografii o gwiazdach w Wielkiej Mgławicy Oriona.

P. P. P a r e n a g o był też jednym z najwybitniejszych popularyzatorów astronomii w ZSRR. Jego wykłady w Planetarium Moskiewskim i we Wszechzwiązkowym Towarzystwie Astronomiczno-Geodezyjnym cieszyły się niezwykłym uznaniem. P. P. P a r e n a g o jest autorem wielu książek i broszur popularno-naukowych, oraz monografii "Kurs Zwiazdnoj Astronomii", znanej szeroko we wszystkich krajach demokracji ludowych. W Polsce nie ma zapewne ani jednego astronoma, który by nigdy nie miał w ręku tej książki.

Ci którzy znali Go osobiście - a do nich należy również niżej podpisany - wiedzą dobrze, ile czaru osobistego posiadał P. P. P a r e n a g o. Ów czar osobisty był wynikiem tego, że Zmarły był człowiekiem dużej skali również we wszystkich innych dziedzinach życia. Wydaje się, że P. P. P a r e n a g o dobrane rozumiał nie tylko zagadnienia astronomiczne, lecz wszystko to, co wiąże tę niezmiernie oderwaną, jak by się wydawało, naukę z całokształtem życia i działalności ludzkiej. Dlatego też każda sprawa, każdy problem - gdy go poruszał Zmarły - stawały się dziwnie zrozumiałe i jasne.

Śmierć człowieka bliskiego wzbudza zawsze dość silne uczucia, które chciało by się wyrazić słowami silnymi i wzniosłymi. Powstrzymajmy się jednak tym razem, ponieważ Zmarły przyjął by to zapewne z niesmakiem. P. P. P a r e n a g o był człowiekiem niezwykle skromnym. Niechże więc słowa pożegnania będą równie skromne i powściągliwe, jak i Człowiek, którego żegnamy dziś z gorzkim uczuciem niezastąpionej nigdy straty.



## WRAŻENIA Z KONFERENCJI POLARYZACYJNEJ W TUCSON (ARIZONA)

KRZYSZTOF SERKOWSKI

Konferencja na temat polaryzacji światła gwiazd odbyła się 6 lutego br. w Tucson (czyt. Tuuson) w jednym z pięknych, nowoczesnych gmachów University of Arizona. Konferencja została zorganizowana z inicjatywy współkrywy polaryzacji światła gwiazd, J.S. Hall'a, dyrektora Lowell Observatory. Wzięli w niej udział niemalże wszyscy amerykańscy astronomowie, których praca związana jest z tematem konferencji.

Konferencję rozpoczął referat L. Davis'a, reasumujący obecny stan teoretycznych badań nad polaryzacją światła gwiazd. Omówił on m.in. oszacowania międzygwiazdowego pola magnetycznego na podstawie pomiarów polaryzacji i podkreślił posługiwanie się parametrami Stokesa przy badaniach statystycznych nad polaryzacją.

J.M. Greenberg zreferował wyniki swoich doświadczeń nad rozpraszaniem mikrofal na rozmaicie zorientowanych elipsoidach i walcach wykonanych z lucytu. Wyniki te mają bardzo doniosłe znaczenie ze względu na to, że dotychczas nie została opracowana teoria rozpraszania światła na elipsoidach dowolnych rozmiarów. Wyniki Greenberg'a wykazują, że należy się spodziewać wyraźnie różnej zależności ekstynkcji od długości fali, zależnie od tego, czy patrzymy równolegle, czy prostopadle do linii pola magnetycznego (czyli do ramienia spiralnego Galaktyki). Stosunek ekstynkcji w ultrafiolecie do ekstynkcji w barwie niebieskiej, lub żółtej powinien być wyraźnie większy w kierunku prostopadłym do ramienia spiralnego, niż gdy patrzymy równolegle do ramienia spiralnego. Wyniki obserwacji astronomicznych zdają się to potwierdzać. Stosunek polaryzacji do ekstynkcji, przy posuwaniu się do coraz krótszych długości fali, według Greenberg'a początkowo maleje, później wzrasta i w końcu znów maleje. Greenberg porównuje uzyskane przez siebie i opisane wyżej własności klasycznych ziaren z własnościami cząsteczek Platta. Z cząsteczek Platla (patrz artykuł A. Pacholc zyka o hipotezie Platla, "Postępy astronomii", 6, 168, 1958) zależność ekstynkcji od długości fali jest niezależna od ich orientacji. Natomiast stosunek polaryzacji do ekstynkcji powinien dla cząsteczek Platla wzrastać przy posuwaniu się do coraz krótszych długości fali.

Szczególne interesujący był referat D.G. Wentzela, który rozpatrywał rozpad ramienia spiralnego wskutek obrotu Galaktyki. Doszedł on do wniosku, że pole magnetyczne nie może znacznie wpływać na proces zagęszczania się spirali wskutek różnicowego obrotu Galaktyki. Pole magnetyczne nie może zwiększać trwałości ramion spiralnych. Gęstość w ramieniu spiralnym zmniejsza się z czasem jak  $t^{-\frac{4}{3}}$ ; w ciągu około  $10^9$  lat ramiona spiralne muszą całkowicie tracić

swoją identyczność. Według obliczeń W e n t z e l a należy się spodziewać, że kierunek ramion spiralnych zdefiniowanych przez neutralny wodór powinien - jak na to wskazują wyniki  $\lambda 21$  cm- tworzyć inny kąt z promieniem Galaktyki, niż kierunek ramion spiralnych zdefiniowanych przez asocjacje typu O. Gwiazdy bowiem, gdy raz utworzą się, krążą po orbitach kołowych, zaś na ruch gazu wpływa pole magnetyczne. Wskutek tego można spodziewać się małej korelacji pomiędzy położeniami asocjacji i obłoków gazu.

B. D o n n przedstawił obecny stan teoretycznych i eksperymentalnych badań nad pyłem międzygwiazdowym. Podkreśla on znaczną rolę, jaką mogą odgrywać gazy szlachetne. Przy pomocy spektrometrów masowych wykrywa się jony takie jak  $\text{He}_2^+$ ,  $\text{ArH}^+$ ,  $\text{H}_3^+$ , które mogą odgrywać rolę przy tworzeniu się pyłu międzygwiazdowego. Przekroje na reakcje dla jonów są na ogół znacznie większe, niż dla cząsteczek neutralnych. Przebieg reakcji chemicznych, w których uczestniczą gazy szlachetne jest mało zależny od temperatury. D o n n omawiał doświadczenia nad sztuczny wytwarzaniem cząsteczek podobnych do cząsteczek Platla. Są to cząsteczki polimerów. Została zbudowana aparatura do badania ich własności optycznych w niskich temperaturach.

J. R. P l a t t porównał klasyczną i kwantowo-mechaniczną absorpcję światła przez duże cząsteczki lub małe ziarna pyłu. Cząstki klasyczne absorbują światło o długościach fali kilkasetkrotnie dłuższych, niż kwantowo-mechaniczne cząstki o tych samych rozmiarach. P l a t t zwraca uwagę, że zagadnienie, jak wygląda przejście od cząstek klasycznych do kwantowo-mechanicznych, jest jednym z najbardziej zaniedbanych, a może najbardziej interesujących problemów fizyki ciała stałego. Wysuwa on kilka przypuszczeń, jak to przejście może wyglądać. W konkluzji P l a t t podkreśla, że ogólna masa paramagnetycznych kwantowo-mechanicznych "ziaren", tj. pojedynczych cząsteczek, czy raczej jonów, wystarczających do wytłumaczenia międzygwiazdowej ekstynkcji i polaryzacji może być 200-krotnie mniejsza, niż masa klasycznych ziaren pyłu.

W dyskusji, po referacie P l a t t a, G r e e n b e r g przedstawił oszacowanie stosunku polaryzacji do ekstynkcji dla cząsteczek Platla. Mianowicie stosunek ten wynosi w przybliżeniu  $\frac{1}{4}\epsilon$ , gdzie  $\epsilon$  jest stosunkiem długości cząsteczki do jej szerokości.

Po konferencji P l a t t nadesłał dodatkowy komentarz, w którym wysuwa przypuszczenie, że ziarna pyłu wskutek posiadania ładunków elektrycznych wznoszą się na długość szybciej, niż na szerokość. To może być przyczyną, że mają one wydłużony kształt i polaryzują światło (to przypuszczenie było już wcześniej wysuwane przez S. G r z e d z i e l s k i e g o na jednym z seminariów astronomicznych w Warszawie). Według P l a t t a takie ładunki elektryczne mogą również spowodować orientowanie nie-paramagnetycznych ziaren w polu magnetycznym. Wirujące ziarno będzie bowiem tracić energię wskutek emitowania promieniowania dipolowego, przy czym ładunki znajdujące się na ziarnie będą dążyć do ustawienia się na osi obrotu. Będzie przy tym zachodzić precesja osi obrotu ziarna wokół kierunku pola magnetycznego. Ponieważ ładunki będą gromadzić się na końcach najdłuższej osi ziarna, osie te będą ustawiać się równolegle do kierunku pola magnetycznego (przeciwnie niż w mechanizmie Davisa-Greensteina).

A. B e h r przedyskutował źródła błędów przy pomiarach polaryzacji dwufotomnożnikowym różnicowym polarymetrem. Pomiar, które wykonał on 82-calowym teleskopem McDonald Observatory, wykazują, że poszczególne obszary na powierzchni

ni zwierciadła tego teleskopu rozmaicie polaryzują światło. Przy niektórych kątach pozycyjnych polarymetru polaryzacja instrumentalna dochodzi do 1,5% i jest bardzo silnie zależna od długości fali, co uniemożliwia precyzyjne pomiary polaryzacji światła gwiazd. Aby teleskop nadawał się do pomiarów polaryzacji, zwierciadło jego powinno być aluminizowane w specjalny sposób, mianowicie tak, aby strumień atomów aluminium padał na zwierciadło prostopadle do jego powierzchni (dobrze byłoby zwrócić uwagę na to, aby w ten sposób aluminizowane były zwierciadła dla teleskopów w polskich obserwatoriach).

Th. G e h r e l s przedstawił wyniki pomiarów zależności polaryzacji od długości fali, wykonanych dwufotomnożnikowym polarymetrem. Mierzył on polaryzację 8 gwiazd, dla których stwierdził, że stopień polaryzacji osiąga maksimum w barwie żółtej, względnie zielonej, zaś dla długości fali 3250Å oraz 10000Å polaryzacja jest o około 30% mniejsza. Mierzył on również zależność polaryzacji od długości fali dla mgławicy rozproszonej NGC 7023 i stwierdził, że stopień polaryzacji jest odwrotnie proporcjonalny do długości fali. Gehrels ma zamiar wysłać swój polarymetr w balonie ponad warstwę ozonu atmosferycznego, na wysokość 35 kilometrów i mierzyć polaryzację w długości fali 2200Å.

Autor niniejszego zreferował swoją pracę na temat wpływu instrumentalnej polaryzacji kołowej na pomiary polaryzacji liniowej oraz, wspólnie z A.A. H o a g ' i e m, omówił wyniki badań nad polaryzacją światła gwiazd, uzyskane w ostatnich latach przez astronomów nieobeonych na konferencji. Dyskusja po tym ostatnim referacie w znacznej mierze dotyczyła prac warszawskich, które wzbudziły duże zainteresowanie.

Po południowe posiedzenie wypełniła ogólna dyskusja, której przewodniczył J.L. G r e e n s t e i n. Tematem dyskusji były m.in. technika pomiarów polaryzacji w ultrafiolecie i podczerwieni, własności polaryzujące cząsteczek Platta, potrzeba doświadczeń laboratoryjnych nad własnościami wolnych rodników i dielektrycznych ziaren napromieniowanych w stosach jądrowych i akceleratorach, polaryzacja rozproszonego światła Drogi Mlecznej oraz innych galaktyk, związek polaryzacji z mgławicami włóknistymi, polaryzacja światła gwiazd rozbliskowych i T Tauri. Autor niniejszego przedstawił proponowaną listę gwiazd-standartów polaryzacji (wraz z wykonanymi przez niego w Lowell Observatory pomiarami polaryzacji tych gwiazd w dwóch barwach) a także zreferował oszacowanie kołowej polaryzacji, powstającej przy rozproszeniu światła na ziarnach pyłu, utworzonych z żelaza.

Konferencja w Tucson była bardzo interesująca i niewątpliwie przyczyniła się do postępu badań nad polaryzacją światła gwiazd. W szczególności wydaje się, iż dopiero na tej konferencji zaczęto liczyć się poważnie z możliwością, że ekstynkcja i polaryzacja międzygwiazdowa powodowana jest przez cząsteczki Platta. D a v i s np. oświadczył, że postara się uogólnić swoją teorię polaryzacji na ten typ pyłu międzygwiazdowego. Znaczenie konferencji w Tucson niewątpliwie wzrośnie dzięki temu, że referaty wygłoszone na tej konferencji oraz dyskusje będą opublikowane w rekordowo krótkim czasie. Ukazą się one mianowicie jako Lowell Observatory Bulletin No. 105 prawdopodobnie jeszcze przed końcem marca br.

Przyjeżdżając w początku lutego do Tucson z północy (nawet tak niedalekiej, jak Flagstaff) jest się zaskoczonym gorącym klimatem. W Tucson panowała atmosfera pełnego lata, upał, palmy i drzewa pomarańczowe pokryte owocami, otwarte

plywalnie... Następnego dnia po konferencji zorganizowana była wycieczka do budującego się Narodowego Obserwatorium na Kitt Peak, położonego około 80 kilometrów na południo-zachód od Tucson, w rezerwacie Indian Papago. Szosa z Tucson do Kitt Peak biegnie przez ciągnący się dziesiątkami kilometrów las ogromnych, kilkunastometrowej wysokości kaktusów saguaro. Ostatni odcinek, to dość karkołomna wąska ścieżka, miejscami o nachyleniu  $30^{\circ}$ , którą można przejechać tylko jeepem. Na Kitt Peak został ostatnio oddany do użytku 36-calowy reflektor, zaś w budowie jest teleskop 80-calowy.