017977

POSTĘPY ASTRONOMII

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY ASTRONOMICZNEJ

PTA

11
1963

TOM XI — ZESZYT 1

1963

WARSZAWA · STYCZEŃ—MARZEC 1963

BIBLIOTEKA

POLSKIE TOWARZYSTWO ASTRONOMICZNE

POSTĘPY ASTRONOMII

KWARTALNIK

TOM XI — ZESZYT 1

1963

WARSZAWA • STYCZEŃ—MARZEC 1963

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor Naczelny:
Stefan Piotrowski, Warszawa

Członkowie:
Józef Witkowski, Poznań
Włodzimierz Zonn, Warszawa

Sekretarz Redakcji:
Ludosław Cichowicz, Warszawa

Adres Redakcji: Warszawa, ul. Koszykowa 75
Obserwatorium Astronomiczne Politechniki

017977

BIBLIOTEKA UNIWERSYTECKA w Toruniu

Printed in Poland

Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Oddział w Łodzi 1963

Wydanie I. Nakład 447 + 133 egz. Ark. wyd. 6,25, ark. druk. 6 6/16 + 1 wkl. Papier offset. kl. III, 80 g. 70 × 100. Oddano do druku 25. II. 1963 r. Druk ukończono w lutym 1963 r. Zam. nr 564. A-8. Cena zł 10.—.

Zakład Graficzny PWN
Łódź, ul. Gdańska 162

E.890/63

MASERY W RADIOASTRONOMII

ADAM FAUDROWICZ

Biuro Urządzeń Techniki Jądrowej
Zakład Doświadczalny

МАЗЕРЫ В РАДИОАСТРОНОМИИ

А. Фаудрович

Содержание

Даны набросок теории газовых и кристаллических мазеров, основы их структуры и некоторые случай их применения:

– использование нашатырного мазера в качестве высокостабильных часов,

– применение рубинового мазера в качестве усилителя радиотелескопа.

Дана также дефиниция коэффициента шумов и оговорена его зависимость от температуры.

MASERS IN RADIO ASTRONOMY

Abstract

The outline of gaseous and cristalic maser's theory, and the principles of their constructions are given here. Some of maser's applications in radioastronomy are reported: – the application of ammonia maser as a clock of high stability, and – the application of ruby maser as an amplifier in the Harward radio telescope.

The defonition of noise factor and its dependance on temperature is given too.

Słowo „maser" powstało ze złożenia pierwszych liter angielskiej nazwy w pełnym brzmieniu: Microvave Amplification by Stimulated Emision of Radiation*.

*Podobnego pochodzenia jest słowo „Laser" – Light Amplification by ...

Wprowadził je po raz pierwszy J.P. Gordon w roku 1955 i od tej pory rozpowszechniło się ono w całym świecie. Pomimo nazwy, „maserów" używa się nie tylko do wzmacniania. W radioastronomii używa się ich również jako spektrometrów oraz wzorców częstotliwości, a więc i czasu.

Wielką zaletą mikrofalowych wzmacniaczy maserowych wszystkich typów jest ich niski współczynnik szumów. Umożliwia to użycie maserów przy wzmacniaczach bardzo słabych sygnałów. Szczególne zastosowanie znalazły masery w radioastronomii fal centymetrowych oraz w radiolokacji dalekiego zasięgu.

1. WSTĘP TEORETYCZNY

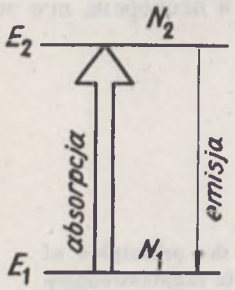
Zasada działania maserów opiera się – zgodnie z nazwą – na wymuszonej emisji promieniowania elektromagnetycznego. Jako medium promieniującego używa się najczęściej monokryształów półprzewodnikowych (np. rubin). Znane są również masery gazowe oraz masery z wiązką atomową (lub drobinową) – tzw. separacyjne.

Rozważmy jakiekolwiek ciało, którego atomy lub drobiny mogą zajmować dwa stany energetyczne: E_1 i E_2.

Załóżmy, że $E_1 < E_2$ (rys. 1).

Obsadzenia tych stanów oznaczmy odpowiednio przez N_1 i N_2. $N = N_1 + N_2$ jest całkowitą ilością atomów (lub drobin) w 1 cm^3 rozpatrywanego ciała (w większości znanych przypadków, dla których

$$\lambda = \frac{hc}{E_2 - E_1}$$ jest rzędu kilku cm, $N_1 \approx N_2 \approx \frac{N}{2}$).



Rys. 1 Zasada działania masera

Zgodnie z termodynamicznym rozkładem Boltzmana, w stanie równowagi

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp \frac{E_1 - E_2}{kT} < 1.$$

Jeżeli teraz umieścimy nasze ciało w polu promieniowania elektromagnetycznego o częstotliwości ν tak dobranej, że $h\nu = E_2 - E_1$, to zmiana obsadzeń stanów może nastąpić z następujących powodów:

a) emisja spontaniczna

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{em.spon.}} = -A\,N_2;\ A = \text{const.} > 0$$

b) wzbudzenie

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{wzb.}} = BU(\nu)\, N_1$$

$B = \text{const} > 0$; $U(\nu)\, d\nu$ – gęstość energii promieniowania.

c) emisja wymuszona

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{\text{em.wym.}} = -CU(\nu)\, N_2;\ C = \text{const} > 0.$$

Ponieważ wszystkie trzy procesy zachodzą jednocześnie, w rzeczywistości mamy:

$$\frac{dN_2}{dt} = -AN_2 + (BN_1 - CN_2)U(\nu). \tag{2}$$

W stanie równowagi termicznej $\frac{dN_2}{dt} = \frac{dN_1}{dt} = 0$.

Kombinując więc (1) i (2) możemy otrzymać wzór na natężenie pola promieniowania, potrzebne do osiągnięcia równowagi:

$$U_0(\nu) = \frac{A}{B\left(\exp\frac{h\nu}{kT}\right) - C}. \tag{3}$$

Z drugiej jednak strony znamy równanie Plancka

$$U_0(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{C^3}\,\frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}. \tag{3'}$$

Porównując dwa ostatnie wzory znajdujemy

$$B = C;\quad \frac{A}{B} = \frac{8\pi h\nu^3}{C^3}.$$

Zgodnie więc z (3)

$$\frac{A}{BU_0(\nu)} = \exp\frac{h\nu}{kT} - 1.$$

Ponieważ dla zakresu mikrofal, zwykle $h\nu \ll kT$, więc równanie (2) można zapisać w postaci

$$\frac{dN_1}{dt} = -BU(\nu)(N_1 - N_2) = -aP(N_1 - N_2);\ a > 0$$

P – moc promieniowania o częstości ν padająca na 1 cm^2 powierzchni rozważanego ciała;
a – prawdopodobieństwo przejścia $1 \to 2$ lub $2 \to 1$ liczone na jednostkę mocy padającego promieniowania; $a > 0$.

Moc promieniowania zaabsorbowanego w warstwie ciała o grubości dx wynosi

$$dP = h\nu\frac{dN_1}{dt}dx = -h\nu\, aP(N_1 - N_2)\,dx,$$

czyli

$$\frac{dP}{dx} = -h\nu\, aP(N_1 - N_2).$$

Z drugiej jednak strony definiujemy współczynnik absorpcji równaniem

$$\frac{dP}{dx} = -aP,$$

gdzie a – liniowy współczynnik absorpcji.

Porównując dwa ostatnie równania, widzimy, że

$$\alpha = h\nu a\,(N_1 - N_2) \approx \frac{ah^2\nu^2 N}{2kT}. \qquad (4)$$

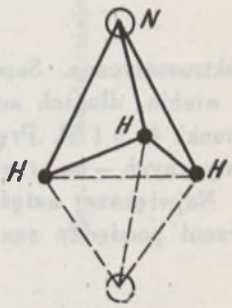
Widać więc, że dla $N_1 > N_2, \alpha > 0$ i w naszym ciele następuje absorpcja promieniowania; gdy $N_1 < N_2, \alpha < 0$ następuje emisja. Wiadomo, że absorpcja promieniowania jest procesem koherentnym. Znaczy to, że promieniowanie, które przeszło przez absorbent jest spójne z promieniowaniem padającym, chociaż w ogólności może mieć inną fazę. Wynika stąd, że emisja wymuszona jest również procesem koherentnym — promieniowanie emitowane jest spójne z promieniowaniem wymuszającym i co najwyżej się różnić od niego fazą. To właśnie pozwala używać emisji wymuszonej do wzmacniania sygnałów. Należy tylko skonstruować układ, w którym atomy lub cząsteczki posiadają co najmniej dwa takie poziomy energetyczne, że obsadzenie wyższego jest większe, niż obsadzenie niższego.

2. MASER Z WIĄZKĄ CZĄSTECZKOWĄ

Pierwszy maser tego typu został skonstruowany w Uniwersytecie Kalifornijskim przez J. Gordona i innych [13]. Medium rezonansowym była wiązka cząsteczek amoniaku, których budowę pokazuje rysunek 2. Atom azotu może zajmować dwa położenia: pod i ponad płaszczyzną atomów wodoru. Efekt tunelowy umożliwia, oczywiście, przejście z jednego położenia w drugie.

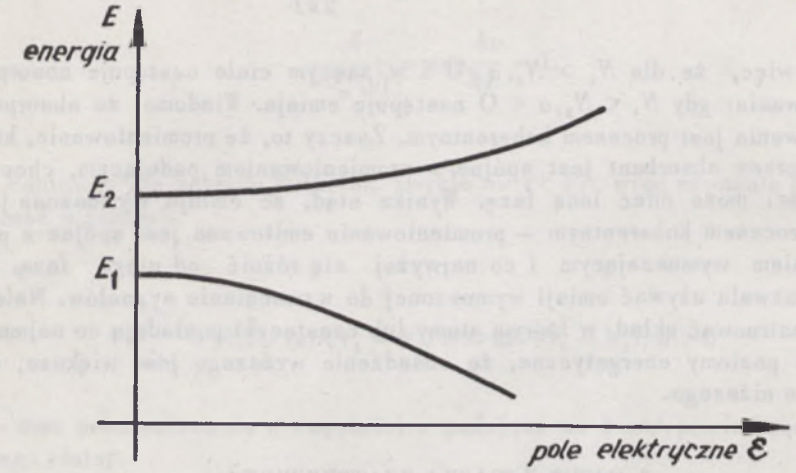
Nie wdając się bliżej w szczegółowe rozważania stwierdzamy, że cząsteczka amoniaku posiada w związku z tym dwa poziomy energetyczne, oddalone od siebie o $\Delta E = h\nu_0$.

W przybliżeniu klasycznym, częstotliwość ν_0 jest równa częstotliwości przejść atomu azotu z jednego położenia w drugie i wynosi ok. 23900 MHz.



Rys. 2. Budowa cząsteczki amoniaku

Okazuje się, że oddziaływanie pola elektrostatycznego z drobiną amoniaku powoduje wzrost energii górnego poziomu energetycznego i spadek energii poziomu dolnego (rys. 3). Jeżeli więc cząsteczki amoniaku umieścimy w polu elektrostatycznym E, którego gradient jest różny od zera, to drobiny będące w wyższym stanie energetycznym będą wypychane z pola, a drobiny niżej energetyczne będą ciągane do pola. Ponieważ pole elektryczne przedłuża jednocześnie czas życia drobiny w każdym ze stanów, możliwe jest rozdzielenie obu rodzajów drobin oraz zogniskowanie drobin jednego typu. W naszym przypadku chcemy, oczywiście, zogniskować wiązkę cząsteczek bardziej energetycznych. Stosuje się w tym celu tzw. multipolowe separatory

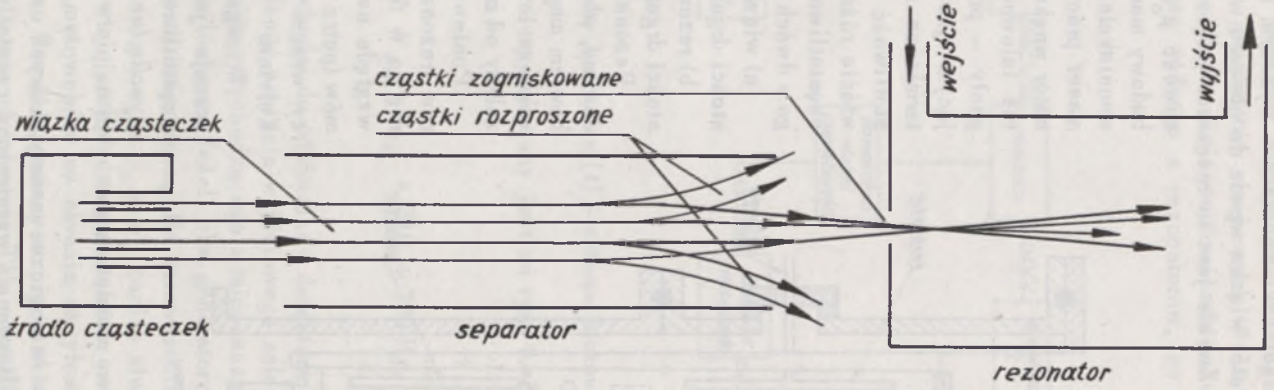


Rys. 3. Wpływ pola elektrycznego E na położenie poziomów energetycznych cząsteczki amoniaku (efekt. Starka)

elektrostatyczne. Separator taki składa się z parzystej liczby równoległych do siebie, długich metalowych prętów, obejmujących wiązkę cząstek. (Patrz rysunki 4, 5 i 6). Pręty te utrzymywane są na wysokich potencjałach elektrostatycznych — na przemian dodatnich i ujemnych.

Największe natężenie pola elektrostatycznego jest, oczywiście, w przestrzeni pomiędzy sąsiednimi prętami. W centrum separatora pole znika; tam

Rys. 4. Budowa czterobiegunowego separatora elektrostatycznego

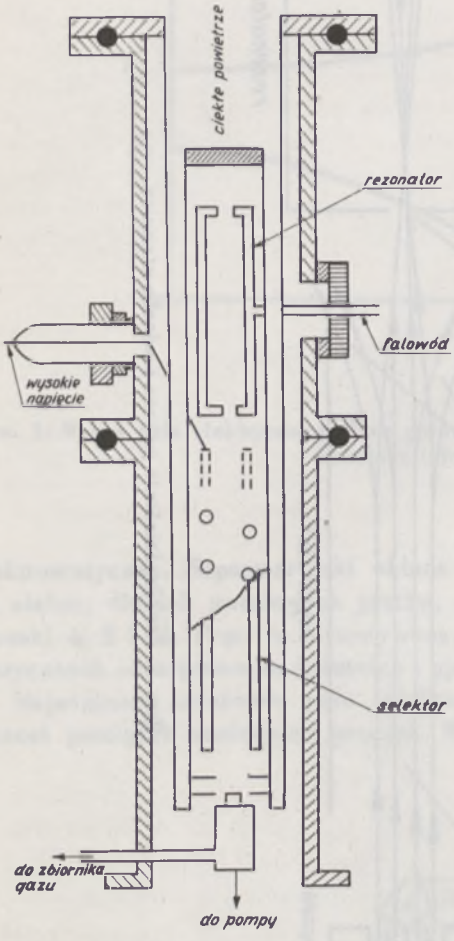


Rys. 5. Zasada działania masera z wiązką atomową

więc ogniskują się cząsteczki amoniaku o wyższym stanie energetycznym. Po przejściu przez separator wiązka wpada do obszaru wypełnionego promieniowaniem wymuszającym. Zwykle jest to rezonator wnękowy nastrojony na częstotliwość ν_o. Najogólniejszy schemat budowy masera wnękowego z wiązką amoniakalną pokazuje rys. 6. Jeżeli maser pracuje jako generator, rezonator wnękowy nie posiada oczywiście falowodu doprowadzającego sygnały – promieniowaniem wymuszającym jest wtedy promieniowanie termiczne ścianek rezonatora. Częstotliwość generacji ν_g jest oczywiście różna od ν_o. Jest to bowiem częstotliwość drgań układu złożonego z dwóch podukładów:

a) wiązki cząsteczkowej o częstości drgań własnych ν_o

b) rezonatora wnękowego o częstości drgań własnych ν_r.



Rys. 6. Budowa masera amoniakalnego

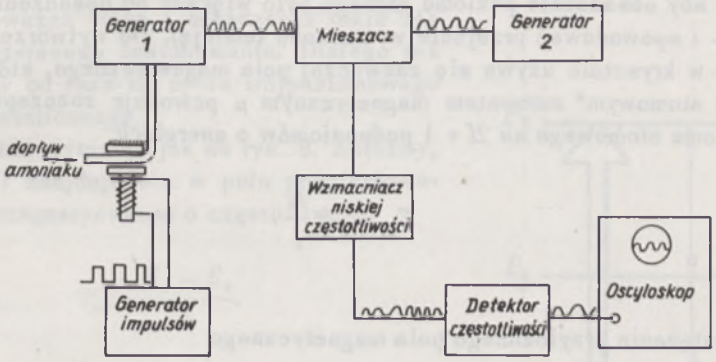
Rezonator powinien być tak zbudowany, aby $|\nu_o - \nu_r| = \min$, wtedy bowiem amplituda drgań ν_g jest największa i w pewnych granicach nie zależy od natężenia wiązki.

Ponieważ ν_r zależy od wymiarów rezonatora, zwykle umieszcza się go w termostacie, przy czym ze względu na obniżenie poziomu szumów (patrz punkt 4), temperatura pracy wynosi przeważnie kilka stopni Kelvina.

W zegarach maserowych, maser pracuje jako generator. Ponieważ częstotliwość generacji jest bardzo wysoka (setki i tysiące MHz), należy ją najpierw obniżyć. Zwykle stosuje się w tym celu mieszacze dudnieniowe: buduje się dwa analogiczne masery, których częstotliwości pracy różnią się o kilka KHz. Odfiltrowaną i wzmocnioną częstotliwość dudnień obniża się potem dalej przy pomocy zwykłych metod elektronicznych.

Opiszemy teraz dla przykładu amoniakalny zegar maserowy wykonany przez

Lejkina [4], przy czym zajmiemy się głównie metodą kontroli jego biegu. Zegar składa się z dwóch generatorów wnękowych (Ø 19,7 x 12 mm) pracujących z wiązką amoniakalną. Konstrukcja mechaniczna pozwala zmieniać w niewielkich granicach wymiary jednego z rezonatorów, co umożliwia strojenie układu.



Rys. 7. Zegar amoniakalny Lejkina [4] – schemat blokowy układu regulacji

Blokowy schemat aparatury pokazany jest na rys. 7. Z mieszacza otrzymujemy częstotliwość dudnień

$$\nu_d = \nu_{g_1} - \nu_{g_2} = 200 \div 700 \text{ Hz},$$

która po wzmocnieniu przechodzi do odbiornika i detektora. Detektor zbudowany jest w ten sposób, że wielkość napięcia wyjściowego zależy od zmian amplitudy lub częstotliwości sygnału przychodzącego z mieszacza. Napięcie to podaje się na poziomie płytki oscyloskopu. Jeżeli oba generatory idą idealnie równo, obraz na ekranie jest poziomą linią prostą. Do sprawdzenia jakości nastrojenia układu wykorzystano fakt, że gdy $\nu_g \approx \nu_0$ to ν_g bardzo słabo zależy od natężenia wiązki. Modulowano więc periodycznie natężenie wiązki generatora $G1$ i ustawiono aparaturę tak, aby obraz na ekranie oscyloskopu był w dalszym ciągu poziomą linią prostą. Wszelkie zmiany w pracy układu objawiały się na ekranie jako odchylenia obrazu od prostej. Tak pomyślany system kontroli pozwolił stwierdzić, że w przeciągu ok. pół roku średnie kwadratowe odchylenie biegu zegara wynosiło $2{,}5 \cdot 10^{-10}$.

3. MASERY KRYSTALICZNE

Ciałem aktywnym (medium) jest w tym wypadku kryształ jakiegoś półprzewodnika, np. germanu, gadolinu i in. Najczęściej stosuje się jednak monokryształy rubinu.

Zasada działania masera krystalicznego nie różni się niczym od opisanej poprzednio: należy wytworzyć w krysztale co najmniej dwa takie poziomy energetyczne, aby obsadzenie poziomu górnego było większe od obsadzenia poziomu dolnego – i spowodować przejście wymuszone (emisję). Do wytworzenia układu poziomów w krysztale używa się zazwyczaj pola magnetycznego, które oddziaływując z atomowym* momentem magnetycznym μ powoduje rozczepienie każdego poziomu atomowego na $2I + 1$ podpoziomów o energiach

$$E_m = \mu H \frac{m}{I}, \tag{5}$$

gdzie:

H – natężenie przyłożonego pola magnetycznego

I – spin atomu

m – tzw. magnetyczna liczba kwantowa: $m = I, I - 1, \ldots -I + 1, -I$, razem $2I + 1$ wartości

Ze wzoru (5) wynika, że odległość między dwoma dowolnymi sąsiednimi poziomami wynosi:

$$E = E_{m+1} - E_m = \frac{\mu H}{I}.$$

W rzeczywistości tak jednak nie jest, gdyż w rozważaniach powyższych zaniedbano oddziaływania spin-spin, wpływy domieszek i inne.

Załóżmy tymczasowo, że $I = \frac{1}{2}$. W polu magnetycznym H powstaną więc dwa podpoziomy energetyczne odpowiadające $m = -\frac{1}{2}$ i $m = +\frac{1}{2}$.

Stosunek obsadzeń tych poziomów, zgodnie z (1) wynosi

$$\frac{N_{+1/2}}{N_{-1/2}} = \exp\left(-\frac{\mu H}{kT}\right) < 1.$$

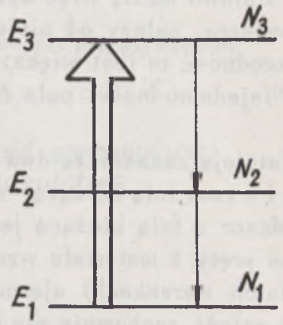
* Istnieją również masery, w których wykorzystuje się jądrowe momenty magnetyczne – patrz [11].

Widać więc, że w ższy poziom jest słabiej obsadzony. Jeżeli teraz dostatecznie szybko* zmienić kierunek pola na przeciwny, to przez pewien krótki okres czasu – zależny od tzw. czasu relaksacji, charakteryzującego dany kryształ – wyższy stan energetyczny będzie bardziej obsadzony (potem obsadzenia zmieniają się wykładniczo do stanu równowagi określonego równaniem (1)).

W tym czasie możliwa jest więc emisja wymuszona. Widać, że opisany wyżej tzw. dwupoziomowy maser krystaliczny może pracować tylko impulsowo. Jest to poważna wada i urządzenia takie nie znalazły szerszego zastosowania. Dlatego też przejdziemy od razu do opisu trójpoziomowego masera krystalicznego.

Rozważmy sytuację jak na rys. 8. Załóżmy, że kryształ znajduje się w polu promieniowania elektromagnetycznego o częstotliwości

$$\nu_{13} = \frac{E_3 - E_1}{h}.$$



Rys. 8. Zasada działania masera trójpoziomego

Pole to będziemy dalej nazywać polem pompującym. Załóżmy poza tym, że moc tego promieniowania P_{13} jest tak duża, a średni czas życia atomu na poziomie 3, ze względu na przejście 3 → 1 tak długi, że $N_3 = N_1$. Załóżmy dalej, że czas życia ze względu na przejście 3 → 2 jest tak krótki, że poziomy te są ze sobą w równowadze termicznej. Wtedy, zgodnie z prawem Boltzmana

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{N_3}{N_2} = \exp\frac{E_2 - E_3}{kT} < 1,$$

czyli $N_1 < N_2$. Zachodzi więc podstawowy warunek umożliwiający wymuszoną emisję przy przejściu 2 → 1. Zakładając równowagę termiczną między poziomami 1 i 2 oraz przeprowadzając podobne rozumowanie, można pokazać, że istnieją wtedy warunki emisji wymuszonej dla przejścia 3 → 2.

Z przytoczonych rozumowań wynika, że kryształ wzmacniający musi znajdować się pod wpływem dwóch pól elektromagnetycznych:

* Znaczy to, że czas zmiany kierunku pola na przeciwny jest mały w porównaniu ze średnim czasem życia na danych poziomach, lub – co na jedno wychodzi – w porównaniu z tzw. podłużnym czasem relaksacji.

a) pola pompującego częstotliwości ν_{13}*

b) pola wzmacnianego o częstotliwości ν_{12} lub ν_{23}, przy czym oczywiście $\nu_{12}, \nu_{23} < \nu_{13}$.

Komplikuje to nieco budowę rezonatora.

Zestaw kryształ-rezonator umieszcza się zwykle w naczyniu Dewara wypełnionego ciekłym powietrzem lub helem. Obniża to współczynnik szumów (patrz punkt 4). Poza tym, w celu rozczepienia poziomów atomowych całość umieszcza się między biegunami silnego magnesu. Ponieważ — zgodnie ze wzorem (5) — odległość między poziomami (więc i częstotliwość rezonansowa) zależy liniowo od H, więc szerokość linii rezonansowej, czyli pasma przenoszenia masera, zależy od niejednorodności pola H w obszarze kryształu. Im niejednorodność ta jest większa, tym większa jest szerokość pasma przenoszenia.

Niejednorodności pola H w obszarze kryształu zwykle nie są większe niż 10^{-5}.

Istnieją zasadniczo dwa typy maserów krystalicznych: z rezonatorem wnękowym i z tzw. falą bieżącą.

Maser z falą bieżącą jest to po prostu falowód, wewnątrz którego umieszczono pręty z materiału wzmacniającego. Ponieważ pręt taki posiada (w odpowiednich warunkach) ujemny współczynnik absorbcji (patrz wzór 4 i niżej), więc całość zachowuje się tak, jakby falowód miał ujemny opór. Amplituda fali przechodzącej przez taki maser rośnie więc wykładniczo wraz z długością falowodu. Na tej samej zasadzie oparte jest działanie wnękowego masera przepływowego; promieniowanie mikrofalowe wprowadza się z jednej strony do rezonatora wnękowego, a wzmocniony sygnał odprowadza z drugiej. Mechanizm wzmacniania jest podobny do opisanego wyżej z tym, że występuje ono tylko w rezonatorze. Wzmocnienie takie masera jest więc mniejsze od wzmocnienia masera z falą biegnącą, ale takie rozwiązanie wymaga o wiele mniejszej powierzchni pola magnetycznego, co jest bardzo dużą zaletą.

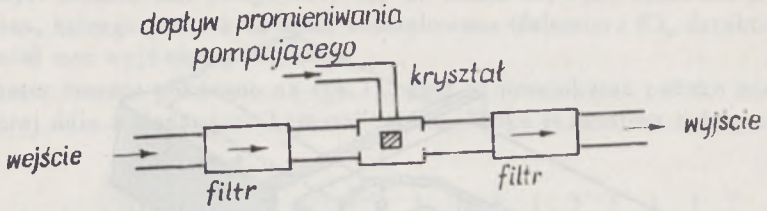
Na rys. 9 pokazano schemat blokowy przepływowego masera wnękowego, który powinien wyjaśnić wszystkie niejasności.

Działanie odbiciowego masera wnękowego opiera się na wykorzystaniu właściwości tzw. cyrkulatora mikrofalowego. Jest to urządzenie podobne do tzw. „magicznego" T — znanego w technice mikrofalowej. Niestety, wyjaśnienie działania tych urządzeń wykracza poza ramy niniejszego artykułu. Zainteresowanych odsyłamy do literatury [9, 4].

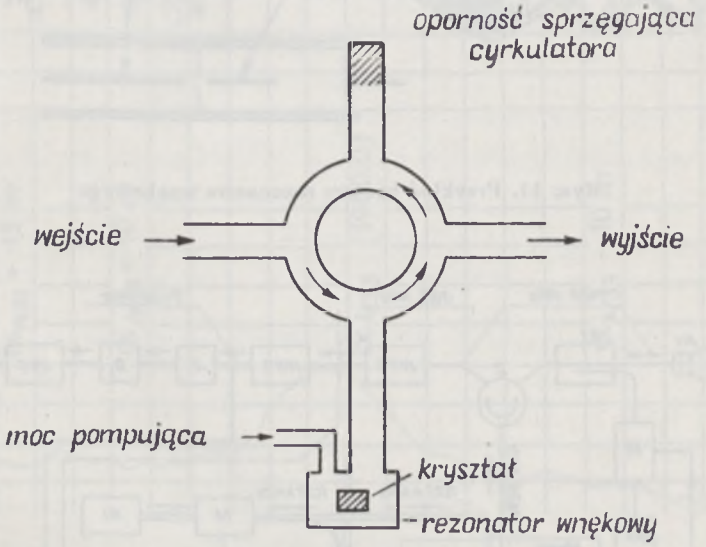
Schemat blokowy masera odbiciowego pokazany jest na rys. 10. Sygnał wchodzi do cyrkulatora z lewej strony i jest przez niego podawany do rezonatora. Wzmocniony tam i odbity wychodzi przez cyrkulator na prawo. Przykładową budowę rezonatora pokazuje rys. 11.

---

*Najnowsze badania pokazują, że jako częstotliwość pompującą można używać wyższe harmoniczne częstotliwości nie tylko mniejszej od ν_{13}, ale nawet mniejszej od ν_{12} i ν_{23}.



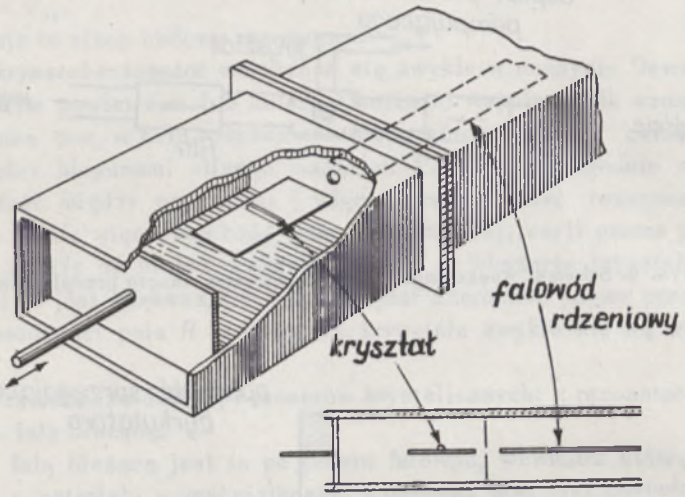
Rys. 9. Schemat wnękowego, trójpoziomowego masera przepływowego



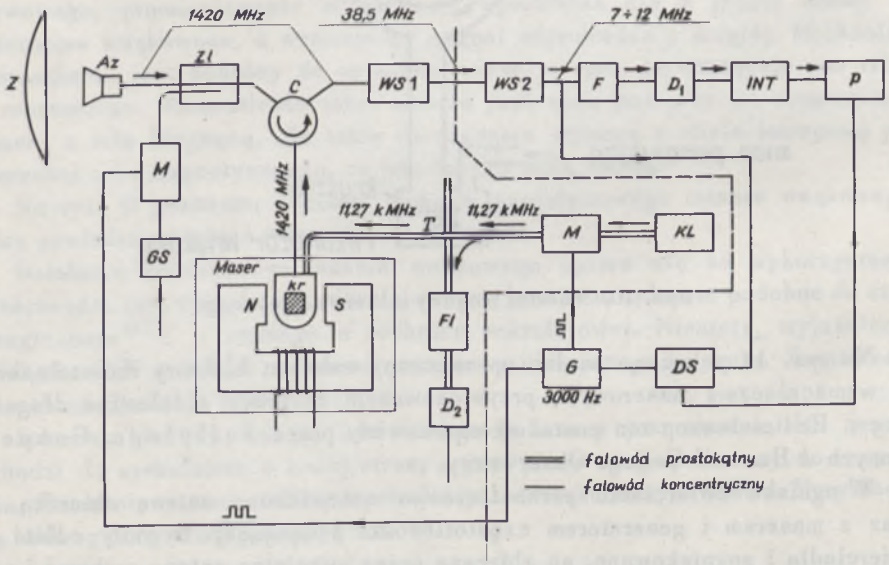
Rys. 10. Schemat blokowy masera odbiciowego

Na rys. 12 pokazano bardzo uproszczony schemat blokowy radioteleskopu ze wzmacniaczem maserowym, przystosowanym do pracy z falami o długości 21 cm. Radioteleskop ten został skonstruowany przez Jolly'ego, Coopera i innych w Harward College Observatory.

W ognisku zwierciadła parabolicznego umieszczono antenę zbiorczą A_z wraz z maserem i generatorem częstotliwości pompującej. Sygnały odbite od zwierciadła i zogniskowane, są zbierane przez specjalną antenę rożkową i prowadzone do cyrkulatora, masera, dwóch wzmacniaczy superheterodynowych



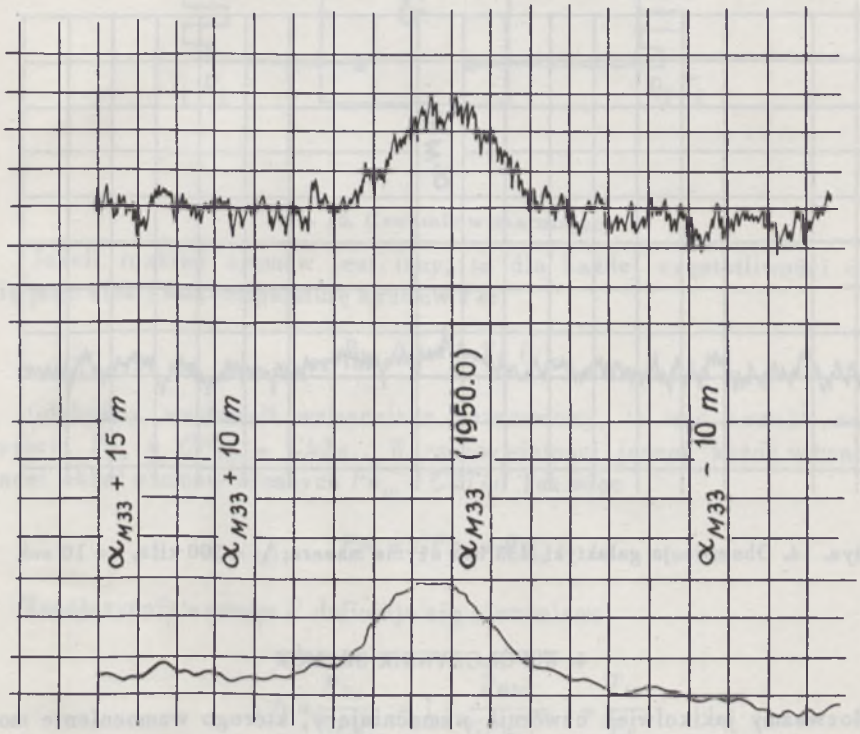
Rys. 11. Przykład budowy rezonatora wnękowego



Rys. 12. Uproszczony schemat blokowy radioteleskopu maserowego w Harward [7]

i układu rejestrującego: filtru (*F*), detektora (*D*), integratora (*INT*) i pisaka (*P*). Do wytwarzania fali pompujacej 11, 27 kMHz używano klistronu *X* –13 firmy Varian, którego praca była stale kontrolowana (falomierz *F*1, detektor D_2). Klistron miał moc wyjściową 100 mW.

Rezonator masera pokazano na rys. 13. Jest to prostokątna puszka miedziana, na której dnie umieszczono kryształ rubinu. Wieko rezonatora było ruchome,



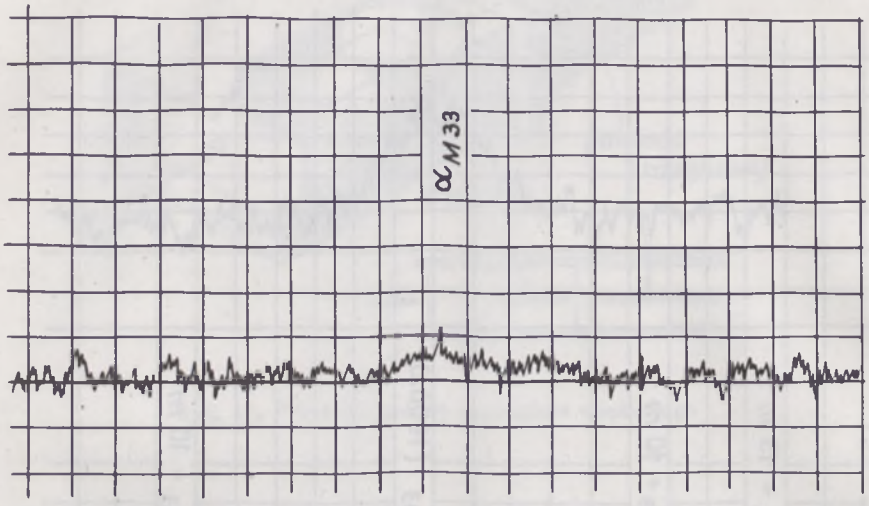
Rys. 13. Obserwacje galaktyki M33 z użyciem masera; pasmo przepuszczania Δf = 200 kHz. Krzywa górna – stała czasowa τ = 10 sek; krzywa dolna – stała czasowa τ = 50 sek

co pozwalało dostrajać go do żądanej częstotliwości. Promieniowanie pompujące doprowadzono z góry falowodem prostokątnym, a promieniowanie wzmacniane z boku falowodem koncentrycznym. Rezonator umieszczony był w podwójnym naczyniu Dewara. Wlewano tam 3,3 l ciekłego helu, oraz 6,3 l ciekłego azotu (wystarczało to na 16 godzin pracy). Całość umieszczono pomiędzy biegunami stałego magnesu, dającego w szczelinie Ø 85 x 54 mm pole H = 2010 Gs. Niejednorodność pola w obrębie kryształu wynosiła ok. 5.10^{-5}. Na magnes nawinięto cewkę, przez którą można było przepuszczać prąd stały rzędu 100 mA,

BIBLIOTEKA UNIWERSYTECKA w Toruniu

co pozwalało na regulację pola H w granicach ok. 100 Gs. Sam maser ważył ok. 25 kg, a cała aparatura umieszczona w ognisku zwierciadła (na rys. 13 – po lewej stronie linii przerywanej) ważyła ok. 100 kg. Wzmocnienie masera wynosiło 20 *db*, a stabilność wzmocnienia była rzędu 0,1%.

Na rys. 13 i 14 pokazano dla przykładu różnicę w obserwacji galaktyki M33, przy czym rys. 13 obrazuje wynik obserwacji z użyciem masera, a rys. 14 bez.



Rys. 14. Obserwacja galaktyki M33 bez użycia masera; Δf = 200 kHz, τ = 10 sek

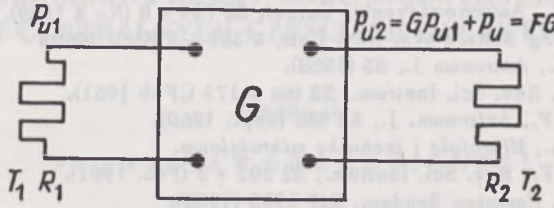
4. WSPÓŁCZYNNIK SZUMÓW

Rozważmy jakikolwiek czwórnik wzmacniający, którego wzmocnienie mocy wynosi G (rys. 15). Podłączmy końcówki obwodu wejściowego do oporu czynnego znajdującego się w temperaturze T_1. Moc szumów na wejściu wzmacniacza wynosi więc

$$P_{n_1} = k\, T_1 \,^*.$$

Jeżeli opór R_1 lub jakikolwiek inny nadajnik szumów (np. przestrzeń kosmiczną) można traktować jako ciało doskonale czarne, to rozkład szumów dany jest znanym wzorem Planeka (3).

* Indeks "n" oznacza szum – od angielskiego słowa noise.



Rys. 15. Czwórnik wzmacniający

Jeżeli rozkład szumów jest inny, to dla każdej częstotliwości określa się jego efektywną temperaturę szumów Te:

$$Pn_1(\nu) = k\,Te(\nu).$$

Gdybyśmy zbudowali wzmacniacz bezszumowy, to moc szumów na jego wyjściu $Pn_2 = GPn_1 = GkTe_1$. W rzeczywistości jednak każdy wzmacniacz wnosi wkład szumów własnych $Pn_w = GkTw$. Tak więc

$$Pn_2 = GPn_1 + Pn_w. \tag{6}$$

Współczynnik szumów F definiuje się równaniem:

$$F = \frac{Pn_2}{GPn_1} = 1 + \frac{Pnw}{GPn_1} = 1 + \frac{T_w}{T_s}. \tag{7}$$

Zwykle w celu określenia dobroci wzmacniacza zamiast współczynnika F podaje się jego efektywną temperaturę pracy Tw. W tym celu trzeba jednak ustalić temperaturę Ts. Zgodnie ze standartami *IRE* umówiono się, że $Ts = 300°$ K.

Dla zwykłych wzmacniaczy mikrofalowych pracujących w temperaturze pokojowej $Tw = 900 - 2100°$k, co odpowiada $F = 4 \div 8$ [3]. Dobry maser pracujący w temperaturze ciekłego helu ($Tu \approx 3°$K) ma współczynnik szumów $F \leqslant 1{,}001$.

Uwidacznia to kolosalną zaletę maserów jako wzmacniaczy bardzo słabych sygnałów.

LITERATURA

[1] Singer J.R. *Masers.*
[2] Bajorek A. „Postępy Fizyki" 12 335 + 363 (1961).
[3] Smith R.A., British J. App. Phys., 12 197 + 206 (may 1961).
[4] Lejkin A.J., Astronomiczeskij Żurnał, 36 734 + 8 (No 4 1959).
[5] Goldenberg H.M., Phys. Rev. Lett, 5 361 + 3 (Oct. 1960).
[6] Alsop L.E., Astronom J., 65 (1958).
[7] Jelly J.V., Rev. Sci. Instrum., 32 (66 + 175 CFeb 1961).
[8] Cooper B.F., Astronom. J., 65 486 (sept. 1960).
[9] Piekara A., *Mikrofale i technika mikrofalowa.*
[10] Cooper B.F., Rev. Sci. Instrum., 32 202 + 3 (Feb. 1961).
[11] Benoit H., Comptes Rendus., 247 1985 (1958).
[12] Stephenson I.H., Discovery, 22 22 + 29 (1961).
[13] Gordon J.P., Phys, Rev., 99 1264 (1955).
[14] Stich M.L., J.App. Phys., 29 782–9 (No 5; 1958)

ROZMIESZCZENIE I RUCHY GAZU MIĘDZYGWIAZDOWEGO W CENTRALNYCH CZĘŚCIACH GALAKTYKI

Część II

STANISŁAW GRZĘDZIELSKI

РАЗМЕЩЕНИЕ И ДВИЖЕНИЕ МЕЖЗВЁЗДНОГО ГАЗА В ЦЕНТРАЛЬНЫХ ЧАСТЯХ ГАЛАКТИКИ

Часть II

С. Гжендзельски

Содержание в предыдущей тетради.

PROBLEM OF DISTRIBUTIONS AND MOTIONS OF THE INTERSTELLAR GAS IN THE CENTRAL REGIONS OF THE GALAXY

Part II

Summary in previous inue.

III. OGÓLNE WARUNKI EKSPANSJI

W niniejszym rozdziale omówione będą pewne ogólne konsekwencje wynikające z faktów obserwacyjnych oraz dotychczasowe próby teoretycznej interpretacji.

III. 1. BILANS MASY

Jak już wspomnieliśmy w poprzednim rozdziale, o ile gwałtowna ekspansja gazu międzygwiazdowego z centralnych części naszej Galaktyki nie ma być

zjawiskiem efemerycznym, to zapas neutralnego wodoru w tych obszarach musi być nieustannie odnawiany w tempie rzędu 1 masy⊙/rok. Nasuwają się tu dwie zasadnicze możliwości:

A. Jak wiadomo istnieje szereg ważkich przesłanek sugerujących intensywną utratę materii przez gwiazdy w prawym górnym rogu wykresu $H - R$, na skutek niestabilności powierzchniowej. Jakkolwiek nasze informacje o tym zjawisku są bardzo fragmentaryczne, można się oprzeć na obserwacyjnych ocenach utraty masy przez olbrzymy typu M (Deutsch, 1956). Znając ogólną masę gwiazd zawartych w kole o promieniu 3 kps i przyjmując, że są one populacji typu $M67$, otrzymuje się łączny strumień masy wypływającej z gwiazd rzędu 10^{-2} masy⊙/rok. O ile więc nasze wyobrażenia o tempie utraty masy przez gwiazdy nie ulegną radykalnej rewizji, to strumień ekspandującej masy nie może być podtrzymywany przez wypływ z gwiazd.

B. Alternatywnym rozwiązaniem jest przyjęcie, że gaz międzygwiazdowy w częściach centralnych uzupełniany jest przez dopływ z zewnątrz. Ponieważ w płaszczyźnie Galaktyki nigdzie nie obserwuje się ruchów ku jądru a tylko zawsze od jądra, przyjąć należy, że dopływ ów odbywa się poza płaszczyzną Galaktyki, a zatem, że gaz wpływa z gazowej Korony Galaktyki (Halo). Jeżeli przyjąć na gęstość Korony 10^{-26} g/cm^3 (Pickelner, Szkłowski, 1959), otrzymuje się dopływ rzędu 1 masy⊙/rok do obszaru $r = 1 - 3$ kps przy prędkości wpływu rzędu 100 km/sek, a zatem porównywalnej z prędkością swobodnego spadku elementów koronalnych na płaszczyznę Galaktyki. Z tego też względu hipoteza powyższa zdaje się rokować duże nadzieje.

Nie będziemy tu dyskutować sugestii wysuniętej przez Ambarcumiana, jakoby materia w stanie przedgwiezdnym zmagazynowana w jądrze Galaktyki uzupełniała wypływający wodór – ze względu na brak jakichkolwiek danych obserwacyjnych odnoszących się do hipotetycznej materii przedgwiezdnej.

III.2. BILANS MOMENTU PĘDU

Jeżeli w czasie ekspansji jakiegoś układu materialnego nie działa nań żaden moment siły, to całkowity moment pędu tego układu musi być zachowany. W przypadku naszej Galaktyki okazuje się, że moment pędu jednostki masy gazu międzygwiazdowego (cyrkulacja prędkości rv_φ) jest szybko rosnącą funkcją odległości od jądra Galaktyki. Przebieg ten okazuje tabela 3, której dane uzyskane zostały z kombinowania $v_\varphi(r)$ dla części centralnych według Rougoora i Oorta (1960) z rozkładem potencjału grawitacyjnego dla $r > 3$ kps według Schmidta (1956) i z rozkładem wodoru neutralnego dla $r > 3$ kps według Westerhouta (1957).

Z danych tabeli wynika, że jakikolwiek byłby przebieg funkcji $v_\varphi(r)$ w przedziale $r = 1 - 3$ kps, wodór ekspandujący musi około dwu i półkrotnie zwięk-

szyć swój moment pędu przy przemieszczeniu się od r = 1 kps do r = 3 kps. Oznacza, to, że ekspandujący gaz musi działać na moment siły, lub — innymi słowy — musi istnieć stały dopływ momentu pędu. Podobna konkluzja stosuje się również do powolnej ekspansji gazu dla $r > 3$ kps. Dopływ momentu pędu w tym przypadku może być jednak znacznie wolniejszy ze względu na stosunkowo powolną zmianę momentu pędu z r i niewielką prędkość ekspansji.

Tabela 3

Odległość od środka Galaktyki w kps	Moment pędu jednostki masy w cm²/sek
1.0	$0.76 \cdot 10^{29}$
2.0	1.36
3.0	1.85
4.0	2.60
5.0	3.37
6.0	4.14
7.0	4.83
8.0	5.34
9.0	5.69
14.0	6.73

Ważąc moment pędu jednostki masy gazu międzygwiazdowego rozkładem neutralnego wodoru w Galaktyce i całkując po całej objętości systemu galaktycznego, otrzymuje się całkowity moment pędu zawarty w materii międzygwiazdowej: $1.7 \cdot 10^{72}$ g cm²/sek. Analogiczne zsumowanie dla składowej gwiezdnej naszego systemu galaktycznego dokonane zostało przez Pickelnera (1959). Wyniki dla różnych populacji przedstawiają się jak następuje:

I Populacja płaska	$3.5 \cdot 10^{72}$ g cm²/sek
II Karły w dysku	12.1
III Stare gwiazdy w dysku (gwiazdy szybkie)	6.7
IV Podkarły i białe karły	16.8
V Gromady kuliste	0.2

Ponieważ Galaktykę w bardzo dobrym przybliżeniu można traktować jako układ zamknięty, zatem nabywaniu przez ekspandujący gaz w obszarze r = 1 — 3 kps momentu pędu w tempie

$$(1.85 - 0.76) \cdot 10^{29} \text{ g cm}^2/\text{sek} \cdot 1 \text{ masa}\odot/\text{rok} = 2.2 \cdot 10^{62} \text{ g cm}^2\text{sek/rok}$$

musi towarzyszyć odpowiednia utrata momentu pędu przez pozostałe składowe Galaktyki. Gdyby ekspandujący gaz pobierał moment pędu od całości gazu międzygwiazdowego w Galaktyce, to zapas momentu pędu materii międzygwiaz-

dowej uległby wyczerpaniu w ciągu $7 \cdot 10^9$ lat (w tym sensie, że trwałe podtrzymywanie ekspansji w obszarach centralnych wymagałoby pobrania od części zewnętrznych całego ich zapasu momentu pędu). Sytuacji takiej można by uniknąć, gdyby ekspansja i dopływ z Korony tworzyły cykl zamknięty: materia wpływając z Korony do centralnych części Galaktyki wnosi wraz z masą moment pędu w ilości (średnio) $2 \cdot 10^{29}$ cm^2/sek/gram, umożliwiający ekspansję do $r = 3$ kps. Po przepłynięciu do $r > 3$ kps gaz w jakiś sposób przedostaje się do Korony unosząc stalę ze sobą moment pędu równy średnio $2 \cdot 10^{29}$ cm^2/sek/gram. Z kolei na skutek jakiegoś mechanizmu działającego w Koronie zbliża się ku osi z-ów (osi obrotu Galaktyki) i spływa do obszaru $r = 1 - 3$ kps powtarzając cykl od nowa.

Innym możliwym rozwiązaniem jest przyjęcie, że ekspandujący gaz pobiera moment pędu bezpośrednio z głównego zbiornika momentu pędu w Galaktyce, jaki stanowią karły, podkarły i białe karły w dysku. Jakkolwiek jest mało prawdopodobne, by tego rodzaju wymiana momentu pędu zachodziła bezpośrednio między gwiazdami a ekspandującym gazem w częściach centralnych (dla powodów, o których będzie mowa w § IV.4.), stanowi ona konieczność w aspekcie ogólnej, wielkoskalowej, powolnej ekspansji całego systemu materii międzygwiazdowej w Galaktyce (por. tab. 3).

Istnieje wreszcie możliwość, że ekspandujący gaz nabywa moment pędu od niezwykle szybko rotującej materii przedgwiazdowej ukrytej w jądrze. Ze względu na skrajnie spekulatywny charakter, ewentualności tej nie będziemy dyskutować.

III.3. DOTYCHCZASOWE PRÓBY INTERPRETACJI TEORETYCZNEJ

Jakikolwiek model ruchów ekspansyjnych gazów zdawać musi sprawę z bilansu masy, momentu pędu oraz uwzględniać powinien wpływ potencjału grawitacyjnego Galaktyki (gradientu potencjału w płaszczyźnie Galaktyki). Nie we wszystkich próbach interpretacji teoretycznej, jakie ukazały się do chwili obecnej, problemy te znalazły właściwe odbicie. Ponadto większość dotychczasowych prac ma charakter tylko luźnych sygestii bez numerycznej oceny funkcjonowania proponowanych modeli.

W pracy Su-Shu Huanga i Pismisa (1960) zakłada się, że ekspandujący gaz wystrzeliwany jest w postaci indywidualnych obłoków gazowych przez bliżej nie określony mechanizm. Obłoki nie oddziaływują na siebie i poruszają się tylko pod wpływem potencjału Galaktyki traktowanego jako potencjał od punktu; poruszają się zatem po orbitach keplerowskich ze stałym momentem pędu, co powoduje po pierwsze jawnie niezgodny z obserwowanym przebieg funkcji $v_\varphi(r)$, a po drugie znaczy niedobór momentu pędu w chwili osiągnięcia obszaru $r = 3$ kps. Nie mogą się one zatem utrzymać na kołowej orbicie o promieniu 3 kps i muszą z powrotem opadać na jądro.

Trudności te stara się pokonać Pismis (1961) zakładając, że moment pędu oraz masa dostarczane są przez wypływ materii z szybkich olbrzymów typu *M* przecinających część centralną po bardzo wydłużonych elipsach. Ruch gazu miałby być przy tym sterowany również przez dipolowe pole magnetyczne jądra o osi dipola leżącej w płaszczyźnie Galaktyki a zatem obracającej się z prędkością kątową obrotu jądra. Niestety, równanie ruchu, które leży u podstaw rozważań autora zawiera całkowicie błędną postać siły pochodzącej od pola magnetycznego, w związku z czym wnioski autora są całkowicie fałszywe. Niezależnie od tego tempo wpływu momentu pędu jest niewystarczające.

Transfer momentu pędu przy pomocy pola magnetycznego dyskutowany był również w pracy Hoyle'a i Irelanda (1960b). Części centralne miałyby nabywać moment pędu od materii międzygwiazdowej znajdującej się w większej odległości od jądra przy pomocy wielkoskalowego pola magnetycznego. Jakościowa dyskusja autorów wykazuje jednak, że obszar ekspansji musi się ograniczać do wąskiego pasa w okolicy $r = 2.5 - 3.0$ kps, prędkości ekspansji mogą być rzędu tylko 50 km/sek, a co najważniejsze do obszaru ekspansji musi przylegać obszar kontrakcji (ruchów ku jądru) gazu międzygwiazdowego. Jak wiadomo jednak, obserwacje nie wykazują żadnych śladów ruchu ku środkowi Galaktyki. Ponadto, aby mechanizm autorów pracował funkcja $v_\varphi(r)$ musi w obszarze ekspansji spełniać warunek $\frac{dv_\varphi}{dr} = \frac{v_\varphi}{r}$ (obrót lokalnie sztywny), co znów stoi w sprzeczności z obserwacjami. Problem wpływu materii z Korony omawiany był w pracy Parijskiego (1961). Z warunku, by gęstość materii wpływającej z Korony nie przekraczała wartości dopuszczalnej z punktu widzenia obserwowanej emisji radiowej wewnętrznych części Korony autor wyciąga wniosek, że obszar, w którym następuje wpływ musi mieć promień nie mniejszy od 1 kps a wodór musi wpływać w postaci gazu zjonizowanego. Rozważania autora mają charakter bardzo przybliżony. Zmieniając nieznacznie dane wyjściowe przez niego przyjęte, można bez trudu uzyskać rezultat, że wodór może wpływać w stanie neutralnym byle by obszar wpływu miał promień nie mniejszy od 2 kps. Problem więc w dalszym ciągu pozostaje otwarty.

Wreszcie ukazały się dwie prace poświęcone mechanizmowi hamowania szybkiej ekspansji wodoru w obszarze $r = 3 - 4$ kps. Jedna z nich (Grzędzielski, 1959) wiąże hamowanie neutralnego wodoru z silnym oddziaływaniem strumienia ekspandującej materii z systemem obłoków H II w obszarze $r = 3 - 4$ kps; druga (Hruška, 1962) – z rozwijającą się niestabilnością grawitacyjną warstwy wodorowej. Obie prace o tyle mało się wiążą z rozważanym problemem ekspansji, że traktują ruch gazu jako fakt dany a priori.

IV. MECHANIZM EKSPANSJI GAZU Z CENTRALNYCH CZĘŚCI GALAKTYKI

IV.1. OGÓLNE ZAŁOŻENIA

Mechanizm ekspansji gazu z centralnych części Galaktyki wtedy tylko można uznać za sensowny, jeśli spełniać będzie kilka podstawowych warunków:

po pierwsze – musi tłumaczyć dlaczego gaz w centralnych częściach Galaktyki nabywa prędkości radialne (w sensie skierowane od jądra) rzędu 50 – 150 km/sek;

po drugie – musi zdawać sprawę z bilansu masy i momentu pędu oraz bilansu energii;

po trzecie – powinien możliwie dobrze odtwarzać takie charakterystyczne cechy zachowania się gazu w częściach centralnych, jak duże gradienty prędkości radialnej i nierównomierny rozkład gęstości (tendencja do tworzenia ramion spiralnych względnie pierścieni).

Oczywiście podane wyżej warunki nie muszą jednoznacznie określać mechanizmu ekspansji. Dlatego też dyskutowane w dalszym ciągu modele ruchu gazu należy traktować jako pewne realizacje możliwych rozwiązań.

Dla dalszego uściślenia poczynimy dodatkowe założenia precyzujące bliżej charakter oddziaływań między poszczególnymi elementami ekspandującej materii oraz określające geometrię problemu.

Będziemy uważać materię międzygwiazdową w częściach centralnych za układ gazodynamiczny poddany działaniu sił grawitacyjnych, pochodzących od składowej gwiezdnej. Zaniedbujemy zatem bardzo drobny przyczynek do ogólnego potencjału grawitacyjnego pochodzący od samej składowej gazowej. Przyjmiemy dalej – jak to się powszechnie przyjmuje dla materii międzygwiazdowej – że gaz przeniknięty jest wielkoskalowym polem magnetycznym o natężeniu rzędu 10^{-6} – 10^{-5} gaussów; pole jest „wmrożone" w gaz. Założenie to jest całkowicie uzasadnione. Jeżeli bowiem przyjąć, że skład chemiczny materii międzygwiazdowej jest mniej więcej jednakowy w całej Galaktyce – a to z kolei wydaje się naturalne wobec faktu wielkoskalowych procesów mieszania materii międzygwiazdowej w Galaktyce – to neutralnym atomom wodoru stanowiącym 80–90% masy gazu towarzyszyć będą łatwo jonizowalne atomy takich pierwiastków jak C, Fe, Si dostarczające około $2 \cdot 10^{-4}$ cząstek zjonizowanych na każdy atom neutralnego wodoru (Seaton, 1955). W temperaturze rzędu 100 °K i przy gęstości neutralnego wodoru rzędu 0.4 at./cm^3 średnia droga swobodna jonu wśród atomów wodoru będzie rzędu 1/3 ps, co jest znikomym ułamkiem rozmiarów rozważanego systemu. Przeto o jakimkolwiek znaczniejszym rozsunięciu składowej zjonizowanej materii międzygwiazdowej (podtrzymującej swymi prądami pole magnetyczne) i składowej neutralnej (wodoru) – mowy być nie może.

Będziemy wreszcie uważać przepływ gazu za izotermiczny. Założenie to jest również powszechnie przyjmowane w odniesieniu do wielkoskalowych ruchów neutralnego wodoru i znajduje swoje uzasadnienie w szybkim tempie radiacyjnego chłodzenia materii międzygwiazdowej.

Odnośnie geometrii przepływu założymy przede wszystkim symetrię osiową w stosunku do osi obrotu Galaktyki. Symetria ta przekreśla oczywiście możność opisu ramion spiralnych o ile zwoje spirali nie są bardzo ciasne (podobne do kół). Wydaje się jednak, że właśnie jeśli chodzi o ramiona spiralne utkane z materii międzygwiazdowej — zwoje są tak ciasno nawinięte, że w praktyce nie różnią się od okręgów. Efekt ten był widoczny już w pierwszej analizie przebiegu ramion spiralnych na podstawie rozmieszczenia wodoru (Van de Hulst, Müller, Oort, 1954) a ostatnia rewizja całego materiału obserwacyjnego dokonana przez Kerra (1962) prowadzi do tak ścisłej kołowości ramion, że nawet nie sposób wyróżnić czy spirala jest nawijająca czy rozwijająca. Do tego samego wniosku — ale również w odniesieniu do obiektów optycznych — skłania się też Bok (1959).

Następnym założeniem natury geometrycznej — to niezależność przepływu współrzędnej z. Uzasadnione to jest niezwykle „płaskim" rozmieszczeniem wodoru w płaszczyźnie równikowej Galaktyki.

Kolejnym istotnym założeniem jest założenie niestacjonarności ruchu. Jakkolwiek od dawna zdawano sobie sprawę, że różniczkowa rotacja Galaktyki musi modyfikować strukturę spiralną, jednakże dopiero ostatnio zajęto się bliżej zmianami struktury spiralnej wywołanymi przez rotację różniczkową. W szczególności Prendergast i Burbridge (1960) zwrócili uwagę — w oparciu o zupełnie elementarne rozumowanie — że następujące trzy, zdawałoby się zupełnie rozsądne przypuszczenia, stoją w sprzeczności z obserwowanym charakterem rotacji różniczkowej:

a) ramiona spiralne utworzone są stale z tych samych elementów materii,
b) rotacja materii odbywa się po orbitach kołowych,
c) prędkości kołowe są niezależne od czasu.

Wyjście z tej trudności próbowali znaleźć Hoyle i Ireland (1960a) przyjmując, że na rotację nakłada się wielkoskalowa ekspansja całego systemu materii międzygwiazdowej w Galaktyce, wynosząca na zewnątrz nadwyżkę zwojów spiralnych wytwarzaną przez rotację różniczkową. Przyjęcie tej koncepcji — która znajduje ostatnio potwierdzenie obserwacyjne (Kerr, 1962) — jest równoważne z przyjęciem niestacjonarności rozkładu gęstości materii międzygwiazdowej, gdyż maksima gęstości (ramiona spiralne) przesuwać się mają od środka ku peryferiom Galaktyki. Owa niestacjonarność rozkładu gęstości jest szczególnie silnie wyrażona w centralnych częściach Galaktyki („3-kpc expanding arm"). Drugim argumentem za niestacjonarnością jest sam fakt występowania dużych gradientów prędkości radialnych, co — jak wiadomo — faworyzuje pojawienie się przepływów niestacjonarnych. Dalej, jeżeli

istotnie gaz wypływający ma być uzupełniany przez wpływ z Korony, to ponieważ stacjonarny przepływ w Koronie od jej części bardziej zewnętrznych ku osi z-ów wydaje się raczej niemożliwy, również i opadanie elementów koronalnych będzie miało charakter niestacjonarny, co narzuci z kolei niestacjonarność przepływu w płaszczyźnie Galaktyki. Ostatnim wreszcie argumentem za niestacjonarnością jest to, że w bliźniaczej pod wieloma względami galaktyce M 31 obszar ruchów ekspansyjnych ma średnicę kilkakrotnie mniejszą; nasuwa się więc myśl, że w przypadku M 31 obserwujemy po prostu inną fazę ruchów ekspansyjnych, gdy nie objęły one jeszcze obszaru tak rozległego jak w naszej Galaktyce.

IV.2. MECHANIZM „SPRĘŻYNY" MAGNETYCZNEJ

Jakikolwiek byłby przebieg początkowy pola magnetycznego w Galaktyce, to o ile skala radialna pola $B_r \neq 0$, rotacja różniczkowa doprowadzi do nawinięcia się linii sił wokół centrum Galaktyki powodując wzrost składowej transwersalnej B. Nawinięcie to odbywa się, oczywiście, na koszt energii ruchu rotacji różniczkowej. O ile więc rotacja różniczkowa nie ma być zahamowana w okresie czasu krótkim w porównaniu z wiekiem Galaktyki, do obszaru centralnego przyłożony musi być pewien moment siły, lub — innymi słowy — dopływać musi moment pędu.

Nawijaniu się linii sił wokół centrum Galaktyki towarzyszy wzrost ciśnienia magnetycznego. W naszej Galaktyce przebieg rotacji różniczkowej jest taki, że ciśnienie magnetyczne działać będzie na zewnątrz, wypychając gaz z części centralnych.

Jeżeli przyjmiemy, że średnia prędkość ekspansji w obszarze $r = 1 - 3$ kps wynosi około 100 km/sek, to czas przebiegu elementu gazu przez ten obszar jest rzędu 2 kps/100 km/sek = $2 \cdot 10^7$ lat. Można więc przypuszczać, że typowa skala czasowa niestacjonarnego procesu ekspansji będzie właśnie tego rzędu. Jeżeli założymy dalej, że radialna składowa pola magnetycznego w odległości 3 kps od środka ma natężenie $3 \cdot 10^{-6}$ gaussów — co stanowi zaledwie 1/3 wartości sugerowanej dla składowej radialnej przez obserwacje rozszczepienia Zeemanowskiego — oraz jeśli skorzystamy z przebiegu $v_\varphi(r)$ wyznaczonego przez Rougoora i Oorta (rys. 2), to przyspieszenie magnetyczne wywołane nawijaniem się linii sił przez okres $2 \cdot 10^7$ lat przyjmie wartości podane w tabeli 4.

Przypuśćmy, że rozpędzanie gazu następuje tylko na pierwszych pięciuset parsekach, między $r = 1.0$ kps a $r = 1.5$ kps. Zakładając, że średnia prędkość gazu w czasie rozpędzania wynosi również około 100 km/sek, czyli, że gaz w obszarze rozpędzania przebywa $5 \cdot 10^6$ lat oraz przyjmując, że średnia war-

Tabela 4

Odległość od jadra Galaktyki w kps	Przyspieszenie magnetyczne dla gazu o gęstości 0.4 at.H/cm³
1.0	$2.5 \cdot 10^{-7}$ cm/sek²
2.0	$6.2 \cdot 10^{-9}$
3.0	$0.8 \cdot 10^{-9}$

tość przyspieszenia magnetycznego wynosi w tym obszarze 10^{-7} cm/sek² otrzymujemy prędkość ekspansji dla r = 1,5 kps rzędu 150 km/sek.

Jak widać, pole magnetyczne nawijane przez rotację różniczkową na podobieństwo sprężyny nakręcanej w zegarku, potrafi w krótkim stosunkowo czasie wytworzyć tak duży gradient ciśnienia, że bez większego trudu gaz może nabyć prędkości ekspansji rzędu 100 km/sek i więcej. Oczywiście przebieg ciśnienia magnetycznego, a zatem osiągane prędkości ekspansji zależeć będą od strumienia momentu pędu podtrzymującego proces nawijania. Decydującą przeto rolę w problemie ekspansji grać będzie ilość masy i ilość transwersalnej składowej pędu wnoszone w warstwę ekspandującą bądź na skutek utraty masy przez gwiazdy, bądź przez wpływ z Korony.

IV.3. UKŁAD RÓWNAŃ PODSTAWOWYCH

Dla numerycznej oceny charakteru przepływu gazu w centralnych częściach Galaktyki, traktować można wodór neutralny jako ośrodek ciągły o gęstości ρ zalegający płaszczyznę równikową naszej Galaktyki warstwą o grubości ζ. Jeżeli traktować gaz międzygwiazdowy jako ośrodek ściśliwy poddany działaniu sił grawitacji, ciśnienia i sił magnetycznych, na który działają pewne siły zewnętrzne pochodzące od gwiazd lub od Korony galaktycznej (strumień masy + strumień momentu pędu), to ruch tego gazu opisany będzie przez następujący, ogólny układ równań:

Równanie ruchu można napisać w postaci

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\, v_i) = -\frac{\partial}{\partial k_k}\Pi_{ik} + \rho\, K_i + U_i\,,$$

gdzie Π_{ik} jest tensorem ciśnień postaci

$$\Pi_{ik} = p\,\delta_{ik} + \rho\, v_i v_k + \frac{1}{4\pi}(B^2\,\delta_{ik} - B_i B_k).$$

K_i jest przyspieszeniem grawitacyjnym, U_i – strumieniem pędu wnoszonym z zewnątrz do jednostki objętości układu; p oznacza ciśnienie skalarne a δ_{ik} jest symbolem Kroneckera.

Jeżeli ilość masy wnoszoną na jednostkę objętości i czasu na skutek utraty materii przez gwiazdy lub na skutek wpływu z Korony oznaczymy $\frac{1}{\zeta}\phi$, to równanie ciągłości będzie

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho\, v_k) = \frac{1}{\zeta}\phi.$$

Funkcję U_i możemy przedstawić w postaci

$$U_i = w_i \frac{1}{\zeta}\phi,$$

gdzie w_i oznacza prędkość materii wnoszonej w momencie wniesienia.

Efekty magnetyczne opisywane będą przez równanie „wmrożenia" pola w ośrodek

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \operatorname{rot}(\vec{v} \times \vec{B})$$

i przez warunek na diwergencję pola: $\operatorname{div} \vec{B} = 0$.

Własności termodynamiczne gazu opisane są przez równanie stanu postaci

$$p = a^2 \rho,$$

gdzie a jest prędkością dźwięku.

Przyjmując założenia dyskutowane w § IV.1. powyższy układ równań sprowadza się do układu pięciu równań różniczkowych, pierwszego rzędu, quasiliniowych o pochodnych cząstkowych na pięc funkcyj v_r, v_φ, B_r, B i ρ traktowanych jako funkcje odległości od środka Galaktyki r i czasu t.

Rozwiązanie tego układu znaleźć można, jeśli poda się warunki brzegowe (lub w szczególnym przypadku początkowe) oraz sposób, w jaki masa i moment pędu dopływają do obszaru ekspansji (opisane to jest odpowiednio przez funkcje ϕ i w_φ).

Równania były całkowane numerycznie przy pomocy cyfrowej maszyny Urał-2 w Centrum Obliczeniowym PAN. Zaprogramowanie rachunków na maszynę i wykonanie obliczeń wykonane zostało przez mgr B. Paczyńskiego.

Ponieważ brak danych obserwacyjnych nie pozwala na sformułowanie pełnych warunków brzegowych, równania całkowane były przy zadaniu pewnych warunków początkowych: zakładano mianowicie, że początkowe pole prędkości sprowadza się do pola rotacji różniczkowej wg danych Rougoora i Oorta, i że początkowe pole magnetyczne ma strukturę radialną. Okazało się zresztą, że warunki początkowe słabo wpływają na charakter rozwiązań.

Całkowanie równań odbywało się przy różnych hipotezach co do natężenia pola początkowego (B_0) oraz sposobu wpływu masy (ϕ) i momentu pędu (w_φ) do części centralnych; otrzymane rozwiązania porównywane były z obserwowanym rozkładem pola prędkości i gęstości gazu. W ten sposób można było wnioskować o realności, względnie nierealności, badanych hipotez; będzie to przedmiotem dyskusji w następnych paragrafach (omawiane będą tylko najbardziej interesujące z przebadanych wariantów).

IV.4. STACJONARNA ROTACJA RÓŻNICZKOWA

W niniejszym paragrafie dyskutować będziemy przypadek niezależnej od czasu krzywej rotacji różniczkowej: $v_\varphi(r,t) = v^0_\varphi(r)$.

Aby krzywa rotacji różniczkowej była niezmienna w czasie, do każdego punktu r (elementarnego pierścienia) i w każdym momencie czasu t musi wpływać ilość momentu pędu dokładnie pokrywająca „zapotrzebowanie", wynikająca z chwilowych wartości prędkości ekspansji, pola magnetycznego i gęstości. Ponieważ nie widać powodu, dla którego wpływ z Korony miałby się dokładnie stosować do „zapotrzebowania", a przypadkowy zbieg okoliczności jest skrajnie mało prawdopodobny, sytuacja $v_\varphi = v^0_\varphi$ mogłaby być jedynie zrealizowana w tym przypadku, gdyby wymiana pędu między gwiazdami — niosącymi gros momentu pędu — a gazem, była tak silna, że w każdej chwili gaz dostosowałby swoją prędkość rotacji do prędkości rotacji gwiazd.

Ponieważ przekrój geometryczny gwiazd na wymianę pędu z gazem jest znikomy a asymetria strumienia pędu promieniowania gwiazd, wywołana względną prędkością gazu i gwiazd — jest zupełnie zaniedbywalna, nasuwają się tylko dwie następujące możliwości:

A. Zwiększenie efektywnego przekroju gwiazd, na wymianę pędu z gazem, za pośrednictwem pola magnetycznego gwiazd;

B. „Tarcie dynamiczne" obłoków materii międzygwiazdowej i gwiazd względnie większych kompleksów gwiezdnych.

Dla zorientowania się w sytuacji ocenimy rzędy wielkości oczekiwanych efektów.

Oznaczmy przez h moment pędu jednostki masy ekspandującego gazu. Jeżeli gaz ekspanduje z prędkością v_r, to zmiana czasowa momentu pędu zapisze się w postaci

$$dh/dt = d/dt\,(v^0_\varphi\, r) = d/dr\,(rv^0_\varphi)\, dr/dt = (v^0_\varphi + r dv^0_\varphi/dr)v_r.$$

Zakładając, że średnia prędkość ekspansji w obszarze $r = 1 - 3$ kps wynosi 100 km/sek i przyjmując na v^0_φ i dv_φ/dr średnie wartości dla wymienionego obszaru wg Rougoora i Oorta, otrzymamy, że tempo przyrostu momentu pędu ma wynosić dla ekspandującej na zewnątrz jednostki masy

$$dh/dt = 1.5 \cdot 10^{14}\ \mathrm{cm^2/sek^2}.$$

Innymi słowy, tej wielkości ma być moment siły przyłożony do ekspandującego elementu.

Zakładając, że moment ten wynika z siły oddziaływania gwiazd z gazem działającej na ramię długości 2 kps, otrzymuje się, że owa siła oddziaływania liczona na jednostkę masy (s) wyniesie

$$s = 3 \cdot 10^{-8}\ \mathrm{cm/sek^2}.$$

Jeżeli więc któryś z mechanizmów A &/ albo B ma być realny, to musi on dawać siłę oddziaływaniu powyższego rzędu.

Gros gwiazd w centralnych częściach Galaktyki należy zapewne do populacji typu M 67, względnie NGC 188. Dla gwiazd tych nie mamy żadnych informacji o polu magnetycznym. Można jednak przyjąć, że obszar zjonizowanego gazu otaczający taką gwiazdę przeniknięty jest na tyle silnym polem magnetycznym pochodzenia gwiazdowego, że jest on na trwałe związany z tą gwiazdą. W przypadku Słońca obszar taki sięgałby mniej więcej do orbity Ziemi i istotnie wydaje się, że gaz międzyplanetarny w odległości 1 j.a. od Słońca bierze udział w jego ruchu w stosunku do centroidu gwiazd najbliższego otoczenia. Problem więc sprowadza się do policzenia, o ile zwiększa się efektywny przekrój gwiazd na wymianę pędu z materią międzygwiazdową, jeśli promień geometryczny zastąpimy promieniem odpowiedniej sfery Strömgrena.

Wyniki odpowiednich rachunków podane są w tabeli 5.

Tabela 5

	Wskaźnik barwy $B - V$	Promień sfery Strömgrena w cm
Gałąź olbrzymów	+1.3	$1.7 \cdot 10^{15}$
	1.2	$2.7 \cdot 10^{15}$
	1.0	$1.1 \cdot 10^{16}$
	0.7	$3.4 \cdot 10^{16}$
Ciąg główny	0.5	$8.6 \cdot 10^{16}$
	0.9	$2.6 \cdot 10^{15}$
	1.4	$7.7 \cdot 10^{13}$
	1.7	$1.0 \cdot 10^{13}$

Ważąc otrzymane przekroje sfer Strömgrena przez funkcję świecenia dla *M* 67 i sumując po wszystkich jasnościach absolutnych, otrzymuje się średnią przekrój rzędu $3 \cdot 10^{30}$ cm^2 na jedną gwiazdę.

Opór jaki stawiają sfery Strömgrena przepływowi gazu będzie rzędu v^2/l_w, gdzie l_w jest średnią drogą swobodną atomów gazu na spotkanie ze sferą Strömgrena

$$l_w = \frac{1}{3 \cdot 10^{30} n},$$

n oznacza gęstość gwiazd na 1 cm^3 ($= 6 \cdot 10^{-56}$).

Przyjmując, że opóźnienie prędkości rotacji gazu w stosunku do gwiazd jest niewielkie (= 30 km/sek), otrzymuje się w rezultacie, że siła oddziaływania gwiazd z materią międzygwiazdową wynosi na jednostkę masy $2 \cdot 10^{-12}$ cm/sek^2 a zatem o przeszło cztery rzędy wielkości mniej niż potrzeba. Wynik ten wyklucza realność możliwości A.

Rozważmy obecnie przypadek B. Jeżeli cząstka-test „rozprasza" się na cząstkach tła o dyspersji prędkości j^{-1}, to średnie opóźnienie dane będzie przez wyrażenie

$$\frac{dv}{dt} = -8\pi n \underbrace{G^2 M^2}_{\text{(stała grawitacji)}} \left(1 + \frac{m}{M}\right) \ln\left(P_{ef}/p_0\right) j^2 G\left(\frac{v}{j^{-1}}\right),$$

wynikające po niewielkich przekształceniach z formy podanej za Chandrasekharem przez Lindblada (1959). M oznacza masę cząstek tła, m — masę cząstki-testu, P_{ef} jest odpowiednikiem długości Debye'a. p_0 jest parametrem zderzenia dla dewiacji o 90° a n oznacza gęstość cząstek tła. kcja G jest funkcją stabilizowaną przez Spitzera (1956).

Przyjmując najkorzystniejsze założenie, mianowicie: gwiazdy i materia międzygwiazdowa występują w postaci obłoków o masie rzędu 10^4 mas Słońca, otrzymuje się dla względnej prędkości obłoków gazu i gwiazd rzędu 50 km/sek siłę oddziaływania rzędu $5 \cdot 10^{-12}$ cm/sek^2 na każdy gram materii międzygwiazdowej. Jest to znów wartość o cztery rzędy wielkości za mała. Możliwość B musimy zatem również wykluczyć.

Otrzymaliśmy więc rezultat, że nie ma żadnych przesłanek przemawiających za tym, jakoby gwiazdy mogły przekazywać swój moment pędu ekspandującemu gazowi. W centralnych częściach Galaktyki można się zatem spodziewać pełnego „rozsprzężenia" dynamicznego gwiazd i neutralnego wodoru. Właściwie wniosek ten można by było wyciągnąć od razu z obserwowanego faktu szybkiej ekspansji wodoru: gdyby istniało silne oddziałvwanie dynamiczne gwiazd i gazu, to nie

do pomyślenia byłoby rozpędzenie gazu do prędkości rzędu 150 km/sek bez równoczesnego rozpędzenia gwiazd.

Mimo iż przypadek stacjonarnej rotacji różniczkowej okazał się być jawnie nierealny fizycznie, zostały przecałkowane dwa warianty odpowiadającej tej sytuacji. Zostało to uczynione w intencji wykrycia strumienia momentu pędu, jaki musiałby wpływać z Korony dla stałego podtrzymania niezmiennej w czasie funkcji $v_\varphi(r)$.

W obu przecałkowanych wariantach znaczniejsza prędkość ekspansji pojawia się tylko dla $r < 1.0$ kps. W tym obszarze podtrzymanie rotacji różniczkowej wymaga równocześnie olbrzymiego dopływu momentu pędu. Nawet dla tempa wypływu rzędu 5 mas$\odot$/rok (w obszar o średnicy 3 kps), w odległości $r = 2 - 3$ kps, prędkości ekspansji sięgają zaledwie kilku kilometrów/sek w momencie $t = 9 \cdot 10^9$ lat licząc od rozpoczęcia wpływu, a równocześnie żądane prędkości transwersalne materii wpływającej rosną gwałtownie z czasem i w rozważanym momencie dla $r < 1$ kps sięgają tysięcy (!) km/sek. Jest to dowodem, że założenie $v_\varphi = v_\varphi^0$ nie daje się utrzymać nawet przy owym niezwykłym zbiegu okoliczności, gdyby wpływ z Korony miał się dokładnie stosować do „zapotrzebowania" zgłaszanego przez ekspandujący gaz.

Otrzymaliśmy więc konkluzję, że *rotacja różniczkowa gazu w centralnych częściach Galaktyki musi zależeć od czasu*, co równocześnie potwierdza założenie niestacjonarności przepływu przyjęte u podstaw proponowanego modelu.

IV.5. INTENSYWNY WYPŁYW MASY Z GWIAZD

Rozważania § III.1. prowadzą do wniosku, że wypływ masy z gwiazd jest o czynnik 10^{-2} za mały w porównaniu z wpływem żądanym przez warunek bilansu masy. W tym paragrafie prześledzimy jednak konsekwencje hipotetycznej sytuacji, że na skutek nie znanych zupełnie w chwili obecnej procesów gwiazdy populacji typu *M* 67 tracą gwałtownie masę: jaki się wówczas ustali reżym ekspansji?

Średnia prędkość mas gazu opuszczających gwiazdy, odniesiona do prędkości mijających strug ekspandującego gazu wynosi $\vec{v}_* - \vec{v}$, gdzie $\vec{v}$ jest całkowitą prędkością ekspandującego gazu a $\vec{v}_*$ jest średnią prędkością gwiazd. Odnośnie tej ostatniej prędkości mamy pełne prawo założyć, że redukuje się ona do prędkości kołowej (v_φ^0).

Dla lepszego uprzywilejowania efektów ekspansji założymy, że średnia prędkość rotacji gwiazd jest nieco większa niż to wynika z danych Rougoora i Oorta, tak, że materia opuszczająca gwiazdy niesie pewną nadwyżkę momentu pędu w porównaniu do momentu pędu żądanego przez krzywą rotacji różniczkowej cytowanych autorów:

$$w_\varphi = 1.125\, v^\circ_\varphi .$$

Założyliśmy, że gwiazdy w częściach centralnych tracą tak gwałtownie materię, że pokrywają niedobór 1 masy ⊙/rok wywołany ekspansją. Przyjęto pole magnetyczne w odległości 1 kps od jądra Galaktyki o natężeniu początkowym równym 10^{-6} gaussów.

Wynik całkowania przedstawiony jest na wykresie (rys. 3). Interesujące jest pojawienie się przesuwających się maksimów gęstości, rozwijających pod względem wysokości w miarę upływu czasu (np. maksimum dla r = 3 kps w momencie $t = 44 \cdot 10^6$ lat). Nasuwa się tu skojarzenie z obserwowanymi w linii wodorowej ekspandującymi tworami, np. „3-kpc expanding arm". Niestety, prędkości ekspansji są w całym przebiegu czasowym co najmniej o rząd wielkości za małe, nie przekraczając z reguły 10 km/sek. Z tego też względu wariantu tego nie można uznać za realizację modelu ruchów ekspansyjnych. Jako konkluzję przyjmujemy, że *obserwowane ruchy ekspansyjne nie mogą się tłumaczyć utratą masy i momentu pędu przez gwiazdy.*

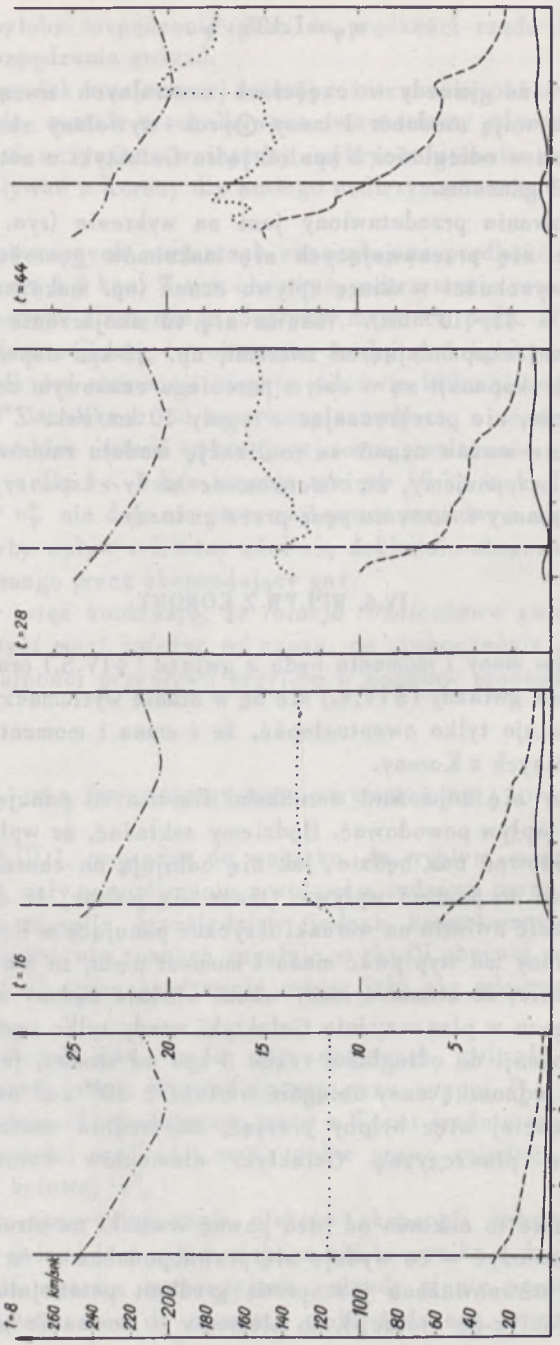
IV.6. WPŁYW Z KORONY

Jeżeli wypływ masy i momentu pędu z gwiazd (§ IV.5.) oraz przekazywanie pędu gazowi przez gwiazdy (§ IV.4.) nie są w stanie wytłumaczyć obserwowanej ekspansji, pozostaje tylko ewentualność, że i masa i moment pędu dopływają do części centralnych z Korony.

Nie będziemy się zajmować warunkami fizycznymi panującymi w Koronie i mogącymi taki wpływ powodować. Będziemy zakładać, że wpływ ten jest dany a priori i interesować nas będzie, jak się odbijają na charakterze ekspansji różne hipotezy co do postaci wpływu. Okaże się jednak, że dyskusja różnych hipotez może rzucić światło na warunki fizyczne panujące w Koronie.

Jeżeli z Korony ma wypływać masa i moment pędu, to narzuca się od razu naturalne założenie, że strumień masy wnosi właśnie żądany strumień momentu pędu. Element gazu w płaszczyźnie Galaktyki wtedy tylko będzie mógł dotrzeć w procesie ekspansji do odległości rzędu 3 kps od środka, jeżeli jego moment pędu liczony na jednostkę masy osiągnie wartość $2 \cdot 10^{29}$ cm²/sek (por. tabela 3, § III.2.). Najprościej więc byłoby przyjąć, że średnia wartość momentu pędu opadających na płaszczyznę Galaktyki elementów koronalnych wynosi $2 \cdot 10^{29}$ cm²/sek.

Przypuszczenie to nakłada od razu pewne warunki na strukturę i dynamikę Korony. Jeżeli założyć — co wydaje się prawdopodobne — że siła odśrodkowa rotacji Korony zrównoważona jest przez gradient potencjału grawitacyjnego prostopadły do osi z-ów (rotacji), to elementy o momencie pędu równym momentowi pędu na orbicie kołowej o promieniu r = 3 kps w płaszczyźnie Ga-


t=44
t=28
t=16
t=8
$B_r=10^{-6}$ gaussa (dla r = 1 kps)
Wpływ masy = 1 masa ⊙/rok
25
20
15
10
5
3 kps
2
1
260 km/sek
240
220
200
180
160
140
120
100
80
60
40
20

$B_r = 10^{-6}$ gaussa (dla $r = 1$ kps)
Wpływ masy = 1 masa ⊙/rok

Rys. 3. Przykładowy przebieg rozwiązań dla przypadku intensywnego wypływu materii z gwiazd

Każdy z wykresów odpowiada innemu momentowi czasu t. Wartość momentu czasu podana jest w lewym górnym rogu każdego rysunku. Jednostką czasu jest 10^6 lat.

Każdy z rysunków reprezentuje przebieg czterech zmiennych v_r, v_φ, ρ i y w funkcji r dla określonego momentu t.

Przebieg v_r podany jest linią ciągłą.

Przebieg v_φ podany jest linią „kreska-kropka-kreska-kropka".

Przebieg ρ podany jest linią kropkowaną.

Przebieg $y = rB$ podany jest linią kreskowaną.

Prędkości v_r i v_φ wyrażone są w km/sek; odnosi się do nich lewa skala każdego rysunku.

Gęstość ρ wyrażona jest w jednostkach: 10^{-23} g/cm^3; odnosi się do niej prawa skala każdego rysunku.

Zmienna $y = rB$ wyrażona jest w jednostkach: 10^{-5} gaussów · 0.1 kps = $3.085 \cdot 10^{15}$ gaussów cm. W tych samych jednostkach wyrażona jest wartość $\Gamma = rB_r$. Stosunek y/Γ daje więc bezpośrednio wartość transwersalnego pola magnetycznego wyrażoną w jednostkach natężenia pola początkowego.

Odległość r od środka Galaktyki, odłożona na osi odciętych, wyrażona jest w kiloparsekach.

Pionowa linia (długie kreski) podaje obszar określoności rozwiązania dla każdego momentu t: obszar na prawo od tej linii jest obszarem, w którym rozwiązanie jest określone przez zadane warunki początkowe; obszar na lewo od tej linii jest obszarem, w którym rozwiązania zależą od schematu rachunkowego całkowania.

laktyki, znajdą się w Koronie na znacznie większych odległościach od osi obrotu, a zatem nie nad obszarami centralnymi. Miejsce geometryczne punktów spełniających powyższy warunek przedstawione jest na rys. 4 opartym na przebiegu gradientu potencjału w płaszczyźnie r,z opublikowanym przez Schmidta (1956). Jeżeli więc średni moment pędu elementów opadających na części centralne ma wynosić $2 \cdot 10^{29}$ cm^2/sek/gram, to musi działać w Koronie mechanizm tłoczący materię z części zewnętrznych ku osi obrotu, wbrew przeciwstawiającej się temu sile odśrodkowej, rosnącej jak h^2/r^3 (o ile początkowy moment pędu elementów koronalnych h ma być zachowany).

Istnieje inne rozwiązanie, nie narzucające warunków w rodzaju mechanizmu tłoczącego. Koronę wyobrazić sobie można również w postaci roju obłoków gazowych krążących po wydłużonych orbitach eliptycznych w polu grawitacyjnym centralnego ciała Galaktyki (analogia z gromadami kulistymi). Przypuśćmy, że płaszczyzny tych orbit są średnio nachylone pod niezbyt wielkimi kątami w stosunku do płaszczyzny równikowej Galaktyki. Jeżeliby obłok taki osiadał na płaszczyźnie podstawowej w punkcie oddalonym niezbyt daleko od perigalaksjonu swej orbity, to będzie on wznosił moment pędu większy od momentu pędu na orbicie kołowej w punkcie upadku. Netto będzie więc wznoszony pewien przyrost momentu pedu w centralne części Galaktyki.

Maksymalna nadwyżka momentu pędu pojawiałaby się wtedy, gdyby obłok poruszał się po orbicie parabolicznej i opadał na warstwę ekspandującą stycznie do płaszczyzny Galaktyki. Z elementarnych rozważań wynika natychmiast, że nadwyżka momentu pędu wynosiłaby wówczas $(\sqrt{2} - 1)$ prędkość kołowa. W rzeczywistości obłok nie będzie się poruszał po orbicie parabolicznej, lecz po co najwyżej bardzo wyciągniętej elipsie, a płaszczyzna orbity będzie nachylona. Efektywna nadwyżka będzie zatem mniejsza. Rozważymy oba z podanych wyżej sposobów wpływu:

A. Każdy element koronalny niesie moment pędu równy $2 \cdot 10^{29}$ cm^2/sek; ilość materii wpływającej liczona na jednostkę powierzchni części centralnych i na jednostkę czasu ($= \phi$) nie zależy od r.

B. Elementy koronalne opadając na płaszczyznę Galaktyki w odległości r od środka wnoszą moment pędu (gram równy: $w_\varphi r = \sqrt{2} \cdot v^0_\varphi r$, gdzie v^0_φ jest jak zwykle prędkością kołową rotacji wg Rougoora i Oorta. Funkcja ϕ również nie zależy od r.

Rozwiązania odpowiadające przypadkowi A charakteryzują się dużymi prędkościami ekspansji w najbardziej wewnętrznych częściach ($r < 1$ kps). Jednakże w dalszych obszarach prędkości ekspansji są niewielkie, rzędu 10–20 km/sek. Brak również jakichkolwiek maksimów w rozkładzie gęstości.

Mamy więc konkluzję, że przypadek A *reprodukuje dobrze obserwowany fakt dużych gradientów prędkości oraz zdaje sprawę z wysokich prędkości ekspansji osiąganych w najbardziej wewnętrznych częściach dyskutowanego obszaru, nie*

odtwarza natomiast struktury rozkładu gęstości (ekspandujące „ramiona") *i pola prędkości w obszarze r = 2 – 3 kps.*

We wszystkich wariantach przypadku B charakterystyczną cechą jest występowanie wyraźnych, ekspandujących maksimów gęstości, znajdujących się wewnątrz obszaru określoności rozwiązań. Maksima te rozwijają się w miarę upływu czasu, stając się najwybitniejsze po dotarciu do $r = 3$ kps. Nasuwa się tu więc wyraźna korelacja z obserwowanym „3-kps expanding arm". Warto zauważyć, że maksima gęstości pola magnetycznego przypadają w obszarze maksimum gęstości materii, w dobrej zgodności z naszymi aktualnymi wyobrażeniami odnośnie ramion spiralnych Galaktyki. Jednakże dla tempa wpływu materii z Korony rzędu 1 masa⊙/rok osiągane prędkości ekspansji są niewystarczające: rzędu 30–40 km/sek zamiast 50–60 km/sek w obszarze r = 3 kps. Brak również wysokich prędkości rzędu 100–150 km/sek obserwowanych w częściach bardziej centralnych, a co za tym idzie brak dużych gradientów prędkości. Nasuwa się więc myśl, że wpływ z Korony nie odbywa się mniej więcej równomiernie w tempie 1 masa⊙/rok, lecz dyskretnymi „pulsami". Tempo wpływu podczas takiego wpływu może być zatem wielokrotnie większe niż średnie tempo wypływu gazu z części centralnych. Pomiędzy pulsami zaś, mechanizm ekspansji pracuje na koszt zapasu energii i momentu pędu nagromadzonych w czasie pulsu.

Sytuacja taka zrealizowana została w wariancie pokazanym na rys. 5. Założono, że w okresie czasu od $t = 0$ do $t = 6$ milionów lat, następuje wpływ materii z Korony w tempie 10 mas⊙/rok; po czym do momentu $t = 15$ milionów lat następuje przerwa w dopływie masy; dalej następuje drugi puls o tej samej intensywności strumienia masy trwający do $t = 21 \cdot 10^6$ lat, a następnie znowu przerwa. W wyniku tych założeń, średni w czasie dopływ materii z Korony jest cztery razy większy od obserwowanego tempa wypływu. Nie może to jednak być zarzut dyskryminujący ten wariant, gdyż po pierwsze: wyznaczone z obserwacji tempo wypływu masy jest znane tylko co do rzędu wielkości, po drugie: wobec niestacjonarności całego procesu ekspansji aktualne tempo wypływu może się znacznie różnić od średniego.

Przebieg tego wariantu wykazuje, że maksimum gęstości może się również zarysowywać mimo ustania wpływu z Korony (t między 6 i 15 milionami lat), jednak jego szybki rozwój związany jest z wpływem. Maksima te stają się szczególnie ostre w miarę przesuwania się na zewnątrz. Prędkości ekspansji mogą sięgać 70–80 km/sek dla okolic $r = 2$ kps i bliższych środka Galaktyki; w okolicy „3-kpc expanding arm" wynoszą około 60 km/sek, a zatem są w bardzo dobrej zgodzie z obserwacjami. Niestety, nie udaje się uzyskać prędkości powyżej 100 km/sek dla najbardziej centralnych części, oraz nie rozwijają się duże gradienty prędkości. Jest to być może związane z faktem, że średni mo-

ment pędu wnoszony w przypadku B do obszaru $r \leqslant 3$ kps jest mniejszy od $2 \cdot 10^{29}$ cm²/sek/gram. Ta ostatnia wartość byłaby wnoszona gdyby w_φ było nie postaci

$$w_\varphi = \sqrt{2} \cdot v^0_\varphi,$$

lecz

$$w_\varphi = 1.75\, v^0_\varphi .$$

Tak więc ekspandujący gaz stale posiada pewien niedobór momentu pędu na orbicie kołowej o $r = 3$ kps.

Interesującą rzeczą jest fakt silnego zafalowania funkcji v_φ (r) na wykresie wariantu (rys. 4), przy czym to zafalowanie jest zmienne w czasie. Jeżeli więc gwiazdy rotują średnio po orbitach stacjonarnych, to gaz będzie rotował raz szybciej a raz wolniej od gwiazd, zależnie od odległości r i fazy procesu ekspansyjnego. Przypomina to wynik obserwacyjny znaleziony ostatnio przez G. i L. Münchów (1960) (por. § II.1.).

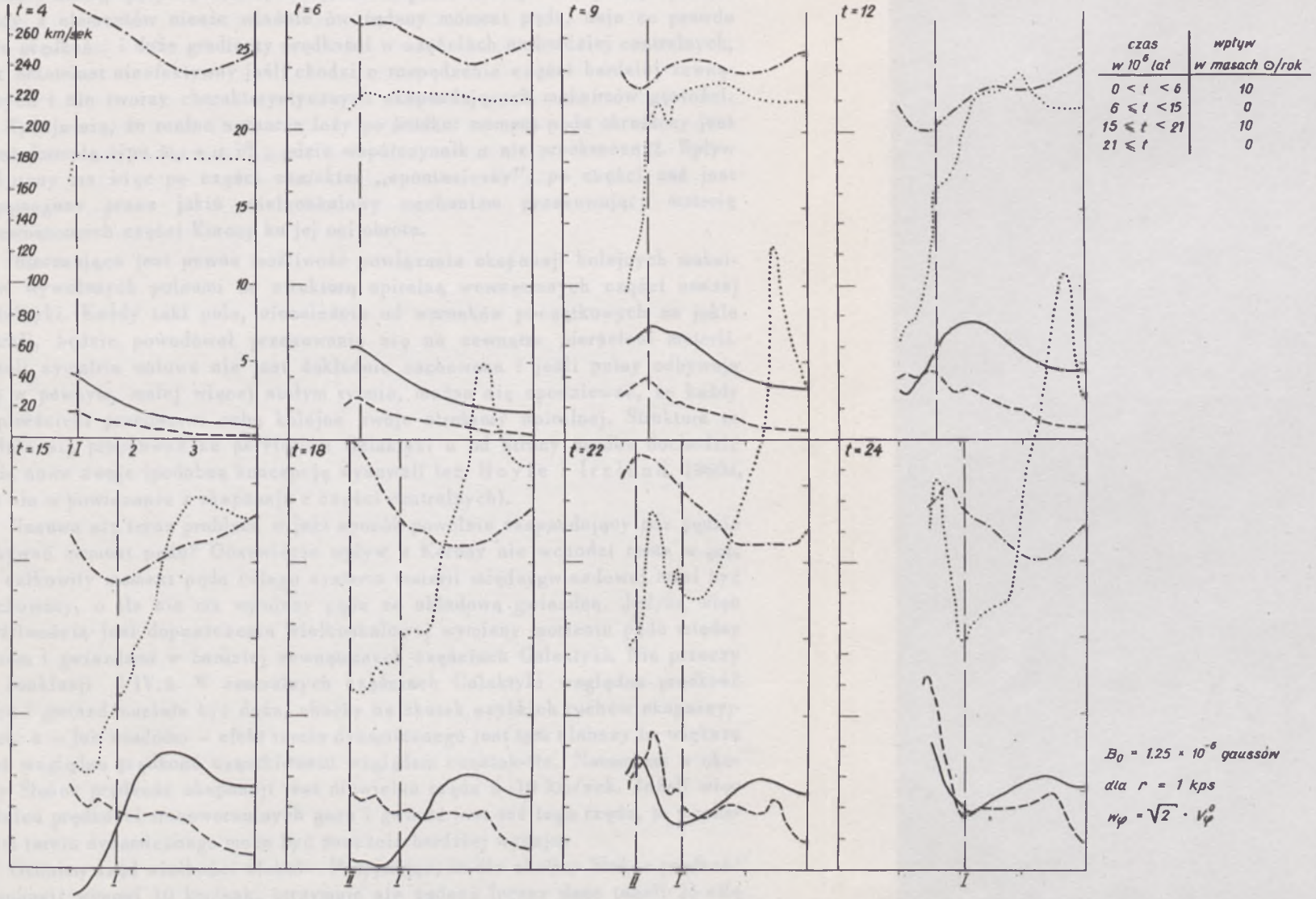
Konkluzje wypływające z dyskusji przypadku B będą więc następujące: *pojawiają się ekspandujące maksima gęstości, przypominające znacznie obserwowane „expanding arms". Prędkości tych maksimów uzyskują żądany rząd wielkości w obszarach bardziej zewnętrznych, gdy wpływ z Korony odbywa się nie w sposób stacjonarny, lecz intensywnymi pulsami. Nie udaje się otrzymać prędkości 100 km/sek i dużych gradientów prędkości.*

IV.7. KONKLUZJE ODNOŚNIE MECHANIZMU EKSPANSJI I MODELU RUCHU W PŁASZCZYŹNIE GALAKTYKI

Rozważania dotychczasowe można streścić następująco:

Mechanizm „sprężyny magnetycznej" jest w stanie nadać neutralnemu wodorowi odpowiednie prędkości ekspansji, jeśli wpływ masy i momentu pędu następuje z obszaru gazowej Korony galaktycznej; rola gwiazd w centralnych częściach Galaktyki jest zupełnie nieistotna, przynajmniej jeśli chodzi o dynamikę gazu. Ekspansja ma charakter niestacjonarny.

Wpływ z Korony może doprowadzić do prędkości ekspansji rzędu 60 km/sek w obszarze $r = 2 - 3$ kps, jeśli odbywa się w sposób niestacjonarny, w postaci intensywnych pulsów. Wpływ z momentem pędu maksymalnym z punktu widzenia „spontaniczności" wpływu ($w_\varphi = \sqrt{2} \cdot v^0_\varphi$) doprowadza do pojawienia się wyraźnych ekspandujących maksimów gęstości, przypominających „3-kpc expanding arm" obserwowanych przez Rougoora i Oorta. Jednakże ilość momentu pędu dostarczana w ten sposób wodorowi w częściach centralnych jest mniejsza



czas w 10^6 lat	wpływ w masach ⊙/rok
$0 < t < 6$	10
$6 \leqslant t < 15$	0
$15 \leqslant t < 21$	10
$21 \leqslant t$	0

$B_0 = 1.25 \times 10^{-6}$ gaussów

dla $r = 1$ kps

$w_\varphi = \sqrt{2} \cdot V_\varphi^0$

Rys. 4. Przykładowy przebieg rozwiązań dla przypadku, gdy wpływ materii z Korony odbywa się w postaci „pulsów". Omówienie przypadku w tekście. Oznaczenia identyczne jak dla rys. 3.

ment pędu wnoszony w przypadku B do obszaru $r \leqslant 3$ kps jest mniejszy od $2 \cdot 10^{29}$ cm²/sek/gram. Ta ostatnia wartość byłaby wnoszona gdyby w_φ było nie postaci

od ilości żądanej przez warunek, by wodór był w stanie utrzymać się na orbicie kołowej w obszarze 3 kps po ukończeniu procesu ekspansji. Z kolei mechanizm polegający na silnym tłoczeniu zewnętrznych elementów Korony ku jej osi obrotu z następującym potem opadnięciem na płaszczyznę Galaktyki, przy czym każdy z elementów niesie właśnie ów żądany moment pędu, daje co prawda duże prędkości i duże gradienty prędkości w częściach najbardziej centralnych, jest natomiast nieefektywny jeśli chodzi o rozpędzenie części bardziej zewnętrznych i nie tworzy charakterystycznych ekspandujących maksimów gęstości.

Wydaje się, że realna sytuacja leży po środku: moment pędu określony jest przez formułę typu $w_\varphi = \alpha\, v_\varphi^{\odot}$, gdzie współczynnik α nie przekracza 2. Wpływ z Korony ma więc po części charakter „spontaniczny", po części zaś jest wspomagany przez jakiś wielkoskalowy mechanizm przesuwający materię z zewnętrznych części Korony ku jej osi obrotu.

Interesująca jest pewna możliwość powiązania ekspansji kolejnych maksimów wywołanych pulsami ze strukturą spiralną wewnętrznych części naszej Galaktyki. Każdy taki puls, niezależnie od warunków początkowych na jakie natrafi, będzie powodował przesuwanie się na zewnątrz pierścieni materii. Jeżeli symetria osiowa nie jest dokładnie zachowana i jeśli pulsy odbywają się w pewnym, mniej więcej stałym rytmie, można się spodziewać, że każdy z pierścieni przedstawi sobą kolejne zwoje struktury spiralnej. Struktura ta będzie się przesuwać ku peryferiom Galaktyki a od strony środka dochodzić będą nowe zwoje (podobną koncepcję wysuwali też Hoyle i Ireland, 1960a, ale nie w powiązaniu z ekspansją z części centralnych).

Nasuwa się teraz problem, w jaki sposób powolnie ekspandujący gaz będzie nabywać moment pędu? Oczywiście wpływ z Korony nie wchodzi teraz w grę, bo całkowity moment pędu całego systemu materii międzygwiazdowej musi być zachowany, o ile nie ma wymiany pędu ze składową gwiezdną. Jedyną więc możliwością jest dopuszczenie wielkoskalowej wymiany momentu pędu między gazem i gwiazdami w bardziej zewnętrznych częściach Galaktyki. Nie przeczy to konkluzji § IV.4. W centralnych częściach Galaktyki względna prędkość gazu i gwiazd musiała być duża, choćby na skutek szybkich ruchów ekspansyjnych: a – jak wiadomo – efekt tarcia dynamicznego jest tym słabszy im większa jest względna prędkość cząstki-testu względem cząstek-tła. Natomiast w okolicy Słońca prędkość ekspansji jest niewielka rzędu 5–10 km/sek. Jeżeli więc różnica prędkości transwersalnych gazu i gwiazd jest też tego rzędu, to mechanizm tarcia dynamicznego może być znacznie bardziej wydajny.

Ocenimy rząd wielkości efektów. Przyjmując, że dla okolicy Słońca prędkość ekspansji wynosi 10 km/sek, otrzymuje się żądaną (przez dane tabeli 3) siłę oddziaływania gaz-gwiazdy rzędu $4 \cdot 10^{-10}$ cm/sek^2.

Z formuły na „tarcie dynamiczne" (por § IV.4.) wynika, że tej wielkości tarcie dynamiczne otrzymuje się przy następujących założeniach:

gaz: kompleksy rzędu 10^5 mas$\odot$; istnieją dane obserwacyjne (Davies, 1960), sugerujące taki stan rzeczy;

gwiazdy: kompleksy o masie rzędu 10^5 mas$\odot$; średnia odległość między kompleksami — rzędu 300 ps.

Dane obserwacyjne jakkolwiek nie potwierdzają tej sugestii występowania gwiazd niosących gros momentu pędu (populacja dysk) w postaci tak masywnych obłoków, to również jej nie przeczą.

Nie wykluczone więc, że na tej drodze uda się znaleźć wytłumaczenie wielkoskalowej ekspansji gazu, umożliwiając działanie (tylko znacznie powolniejsze) tej samej „sprężynie magnetycznej", która w gwałtowny sposób pracuje w częściach centralnych.

V. PRZEPŁYW GAZU W KORONIE GALAKTYKI

V.1. DANE OBSERWACYJNE ODNOŚNIE GAZOWEJ KORONY GALAKTYKI

Hipoteza istnienia gazowej Korony Galaktyki została wysunięta w związku z radiową emisją nietermiczną obserwowaną na falach metrowych: przypuszczano, że emisja ta wywołana jest przez relatywistyczne elektrony krążące w koronalnych polach magnetycznych. Ponieważ dostatecznie chaotyczne — dla uwięzienia elektronów — pole magnetyczne nie może istnieć bez podtrzymujących je lokalnie prądów, powstał problem ośrodka gazowego, w którym te prądy mogłyby płynąć. Pojawiły się dwie koncepcje:

Pierwsza, proponowana w serii prac Pickelnera i Szkłowskiego (np. Pickelner i Szkłowski, 1959) rozważa Koronę jako ośrodek zbudowany z gazu częściowo lub całkowicie zjonizowanego, o gęstości rzędu $5 \cdot 10^{-27}$ g/cm^3 i temperaturze $T = 10^4$ °K, podtrzymywany w polu grawitacyjnym Galaktyki przez gradient ciśnienia turbulentnego — w szczególności przez gradient ciśnienia magnetycznego.

Druga, wysunięta przez Spitzera (1956b) przypisuje Koronie temperaturę rzędu 10^6 °K i gęstość $8 \cdot 10^{-28}$ g/cm^3. Rolę czynnika podtrzymującego gra ciśnienie gazu; stąd też tak wysoka jego temperatura.

Ponieważ brak było jakichkolwiek danych obserwacyjnych prócz obserwowanej radiowo emisji termicznej, dyskusja utknęła na martwym punkcie. Dopiero niedawno Münch i Zirin (1961) ogłosili materiał spektroskopowy odnoszący się do obłoków materii zaobserwowanej w widmach gwiazd wczesnych typów o dużej odległości od płaszczyzny Galaktyki. Okazało się, że w Koronie istnieją obłoki — prawdopodobnie zjonizowane — zanurzone w bardziej rozrzedzone substratum, którego ciśnienie przyczynia się do ich względnej trwałości. Gęstość obłoków wydaje się być rzędu 10^{-25} g/cm^3. Z warunku trwałości takiego obłoku Münch i Zirin próbują szacować gęstość substratum i stąd wybrać

którąś z proponowanych koncepcji. Nie udaje się jednak tego zrobić w sposób przekonywujący — definitywna konkluzja obu cytowanych autorów wynika z nieporozumienia co do gęstości przyjmowanych przez Pickelnera i Szkłowskiego — i problem w zasadzie pozostaje nadal otwarty. Istotne w naszych rozważaniach jest, że w Koronie oprócz rozrzedzonego substratum znajdują się też obłoki, co jest w zgodzie z częściowo „spontanicznym" charakterem wpływu sugerowanym przez rozwiązanie omówione w rozdziale IV.

Jeśli chodzi o pola magnetyczne w Koronie, oceniano ich natężenie na podstawie obserwowanej emisji nietermicznej na kilka razy 10^{-6} gaussów. Ostatnia obszerna dyskusja przeprowadzona przez Biermanna i Davisa (1960) w oparciu o dane radiowe i obserwowany strumień relatywistycznych elektronów w górnych warstwach atmosfery ziemskiej, sugeruje pola koronalne o natężeniu nie mniejszym niż $5 \cdot 10^{-6}$ gaussów.

V.2. PRZEPŁYW POD WPŁYWEM GRADIENTU CIŚNIENIA MAGNETYCZNEGO

Konieczność działania jakiegoś mechanizmu wspomagającego „spontaniczny" przepływ w Koronie była jedną z konkluzji dyskusji przeprowadzonej w rozdz. IV. W tym paragrafie oszacujemy szanse pracy takiego mechanizmu w przypadku najniekorzystniejszym: gdy tłoczone ku osi z-ów elementy mają stale zachowywać moment pędu $h = 2 \cdot 10^{29}$ cm²/sek/gram (por. §IV.6.).

Jako typową rozważymy sytuację, gdy element o powyższym momencie pędu znajduje się na średniej wysokości w koronie: rzędu 4 kps. Wówczas jego odległość od osi obrotu wyniesie — w założeniu, że siła odśrodkowa równoważy grawitację — około 5 kps (por. rys. 5). Interesować nas będzie, jaką pracę trzeba wykonać, by przetłoczyć ów element od $r_0 = 5$ kps do $r_f = 2$ kps przy warunku zachowania momentu pędu. Odległość $r_f = 2$ kps została przyjęta jako typowy rząd odległości w obszarze ruchów ekspansyjnych.

Praca ta będzie równa (na jednostkę masy):

$$\int_{r_0}^{r_f} \left(-\frac{V_\varphi^2}{r}\right) dr = \int_{r_f}^{r_0} \frac{h^2}{r^3}\, dr = \frac{h^2}{2}\left(\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_0}\right).$$

Przypuśćmy, że ma ona być wykonana przez pola magnetyczne o natężeniu B. Jeżeli gęstość Korony wynosi ρ_c, to energia pola na jedn. masy musi być rzędu

$$\frac{1}{8\pi}\frac{B^2}{\rho_c} \geqslant \frac{1}{2} h^2 \left(\frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_0}\right),$$

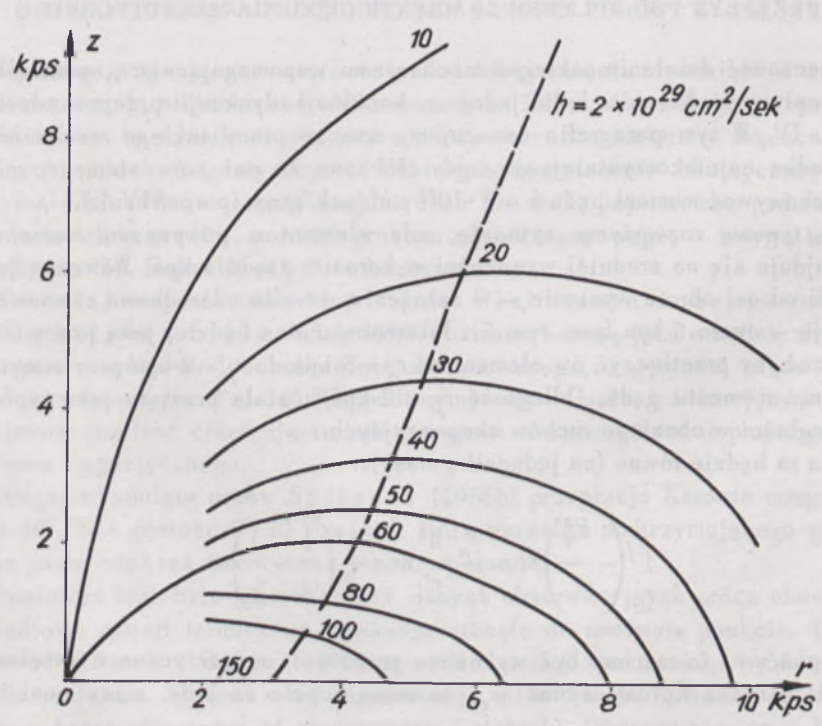
czyli

$$B \geqslant \frac{2h}{r_f}\sqrt{\pi \rho_c \left(1 - \frac{r_f^2}{r_0^2}\right)}. \tag{22}$$

Zakładając, że $\rho_c = 4 \cdot 10^{-27}$, otrzymuje się stąd

$$B \geqslant 7 \cdot 10^{-6} \text{ gaussów},$$

czyli rząd wielkości całkowicie do przyjęcia Pod względem energetycznym mechanizm powyższy jest więc możliwy; powstaje pytanie, czy są szanse na właściwą geometrię pola, zapewniającą dośrodkowy przepływ gazu.



Rys. 5 Miejsce geometryczne punktów w Koronie, dla których elementy masy posiadają moment pędu $h = 2 \cdot 10^{29}$ cm²/sek/gram. Linie ciągłe oznaczają miejsca jednakowej wartości prostopadłej do osi z-ów, składowej gradientu potencjału grawitacyjnego Galaktyki

V.3. ROLA OBSZARÓW GWIAZDOTWÓRCZYCH

Jeżeli przyjąć model Korony proponowany przez Pickelnera i Szkłowskiego, to reżym koronalny musi silnie zależeć od tempa procesów gwiazdotwórczych. To właśnie gwiazdy młode nadają duże prędkości obłokom materii międzygwiazdowej (mechanizm Oorta-Spitzera), a zatem są również odpowiedzialne za strumień fal hydromagnetycznych, których ciśnienie ma podtrzymywać Koronę.

Powszechnie przypuszcza się, że tempo powstawania gwiazd zależy wybitnie od gęstości materii międzygwiazdowej. Można więc oczekiwać, że w naszej Galaktyce będzie ono najszybsze w obszarze $r = 4 - 8$ kps, gdzie gęstość neutralnego wodoru jest średnio największa. Z tych więc obszarów powinien płynąć ku Koronie najintensywniejszy strumień fal hydromagnetycznych i obszary koronalne nad tymi częściami płaszczyzny galaktycznej powinny posiadać nadwyżkę ciśnienia nad rejonami Korony, które się znajdują nad centralnymi częściami Galaktyki: jak wiadomo, w częściach centralnych procesy gwiazdotwórcze w ogóle nie zachodzą.

Jeżeli teraz Korona nad częściami centralnymi ulegnie gwałtownemu „zapadnięciu (= puls), to nadwyżka ciśnienia magnetycznego zewnętrznych części Korony stanie się tak duża, że obszary bezpośrednio otaczające obszar „zapadnięcia" ($r = 4 - 5$ kps) zostaną wtłoczone nad części centralne, wnosząc żądaną przez mechanizm ekspansji ilość momentu pędu bezpośrednio nad części centralne. Gdy po pewnym czasie nastąpi z kolei „zapadnięcie się" następnej porcji, moment pędu zostanie wniesiony wraz z masą w obszar ekspansji, nad nim utworzy się kolejna „dziura" w Koronie i cały cykl powtórzy się od nowa.

Aby powyższy hipotetyczny mechanizm mógł pracować przez czas dłuższy (np. czas życia Galaktyki), muszą być spełnione dwa podstawowe warunki: 1. korona nad częściami wewnętrznymi powinna mieć skłonność do „zapadania się"; 2. materia koronalna w zewnętrznych obszarach Korony musi być odnawiana.

Pierwszy z tych warunków dyskutowany będzie w paragrafie następnym. Odnośnie drugiego nasuwają się dwie możliwości — w chwili obecnej trudne do liczbowego oszacowania. Po pierwsze, materia koronalna może się odnawiać przez utratę masy przez gwiazdy w Halo; ponieważ masa gwiazdowego Halo jest nie większa od masy gwiazd w części centralnej płaszczyzny galaktycznej — nie uzyska się raczej dostatecznego strumienia masy (rzędu 1 masa$\odot$/1 rok). Po drugie, materia może przenikać do korony z płaszczyzny galaktycznej na skutek intensywnych procesów towarzyszących narodzinom młodych gwiazd (ekspansja kompleksów H II, wybuchy supernowych itd.); mielibyśmy wtedy pełną cyrkulację południkową materii w Galaktyce, przy czym źródłem energii napędzającym ten ruch byłyby w ostatniej instancji procesy jądrowe we wnę-

trzach młodych gwiazd. Brak w tej chwili danych dla liczbowego oszacowania wydajności tego mechanizmu.

V.4. KOLAPS KORONY

Istotnym warunkiem, jaki spełniać musi „zapadnięcie się" (kolaps) Korony na części centralne płaszczyzny Galaktyki jest, by strumień masy był rzędu 1 masy$\odot$/rok. Załóżmy, że Korona ma gęstość jednorodną i że wysokość jej równa się z_0.

Załóżmy dalej, że prędkość wpływu materii koronalnej w płaszczyznę Galaktyki (v_z) określona jest przez składową z-ową gradientu potencjału grawitacyjnego Galaktyki. Przyjmiemy, że każdy element Korony spada średnio z wysokości $z_0/2$, przy czym w czasie spadku (nim osiągnie płaszczyznę Galaktyki) połowa energii kinetycznej idzie na ogrzanie (wpływ będzie niestacjonarny, a zatem od płaszczyzny Galaktyki biec będzie ciąg fal uderzeniowych, powodując ogrzewanie się spadających elementów). Końcowa prędkość spadania będzie zatem

$$v_z\left(\frac{1}{2}z_0\right)\Big/\sqrt{2}.$$

Ogólna masa ekspandującego aktualnie w płaszczyźnie Galaktyki gazu wynosi $3 \cdot 5 \times 10^7$ mas Słońca. Jeżeli przyjąć, że masa ta jest wynikiem jednorazowego kolapsu słupa wysokości z_0 i o promieniu 3 kps, to otrzymuje się stąd warunek

$$\rho_c \, z_0 = 1{,}3 \cdot 10^{-4} \text{ g/cm}^2.$$

Jeżeli dalej tempo wpływu ma wynosić 1 masa Słońca/rok, to otrzymuje się związek

$$\phi = \rho_c \, \frac{1}{\sqrt{2}} \, v_z \, (z_0/2) = 1{,}25 \cdot 10^{-19} \text{ g/cm}^2\text{/sek}.$$

Równania powyższe można uważać za układ dwu równań na ρ_c i z_0. Rozwiązując je numerycznie, w założeniu, że rozkład potencjału grawitacyjnego jest taki jak w modelu rozkładu mas w Galaktyce podanym przez Schmidta (1956) otrzymuje się

$$\rho_c = 2 \cdot 10^{-26} \text{ g/cm}^3 \text{ i } z_0 = 2 \text{ kps}.$$

Gęstość Korony nad częściami centralnymi jest więc przed pulsem większa od gęstości zewnętrznych obszarów, tak jak gdyby istotnie zadziałał jakiś mechanizm tłoczący. Niewielka wysokość z_0 oznacza, że „zapadają się" tylko dolne partie Korony.

Jeżeli Korona ma być podtrzymywana przez ciśnienie magnetyczne, to musi się ono równoważyć z ciśnieniem grawitacyjnym. Dla r = 5 kps ciśnienie grawitacyjne u podnóża Korony o gęstości $4 \cdot 10^{-27}$ g/cm^3 wynosi $1.6 \cdot 10^{-12}$ g/cm/sek^2. Ciśnienie pola magnetycznego o $B = 7 \cdot 10^{-6}$ gaussów wynosi $2 \cdot 10^{-12}$ g/cm/sek^2, a zatem może podtrzymać Koronę.

Po przesunięciu elementów koronalnych rejonów nad r = 2 kps ciśnienie grawitacyjne wzrośnie 10-krotnie (uwzględniając wzrost gęstości do wartości $2 \cdot 10^{-26}$ g/cm^3); aby podtrzymać Koronę w obszarze r = 2 kps ciśnienie magnetyczne musiałoby odpowiednio wzrosnąć. Można przypuszczać, że stoi temu na przeszkodzie dysypacja pola magnetycznego wywołana dyfuzją ambipolarną. Tempo tej dysypacji może być bardzo znaczne: zakładając, że 10% wodoru występuje w postaci neutralnej, otrzymuje się czas dysypacji pola o skali 100 ps (wynikającej z przyjęcia, że rozmiar elementów turbulentnych w Koronie jest związany z rozmiarem analogicznych elementów w płaszczyźnie Galaktyki przez warunek zachowania strumienia magnetycznego) i natężeniu 10^{-5} gaussów — rzędu $3 \cdot 10^7$ lat. Jest to czas porównywalny ze skalą czasową procesu ekspansji.

W rezultacie mechanizm kolapsu przedstawiałby się następująco: materia zepchnięta ku osi z-ów przez strumień fal hydromagnetycznych z obszaru r = 4 — 8 kps dostaje się nad części centralne, zachowując przy tym swój początkowy moment pędu. Ponieważ dopływ energii od części centralnych jest znikomy, stopień jonizacji gazu maleje szybko. Faworyzuje to gwałtowną dysypację pola poprzez mechanizm dyfuzji ambipolarnej. Obniżenie się ciśnienia magnetycznego przy równoczesnym wzroście ciśnienia grawitacyjnego wywołuje „zapadnięcie" się wewnętrznych rejonów Korony na płaszczyznę Galaktyki, wywołując dyskutowane poprzednio fenomeny ekspansyjne.

W ten sposób działanie „wspomagającego mechanizmu" daje się uzasadnić jakościowo nawet w najmniej korzystnej hipotezie h = const.

Brak jest niestety, danych obserwacyjnych mogących rzucić światło na tę spekulację. Obserwuje się co prawda podwyższenie emisji na falach metrowych, w kierunkach odpowiadających tym rejonom Korony, które ulegają hipotetycznemu wtłoczeniu (Hanbury Brown, Davies, Hazard, 1960) i kusząca się wydaje interpretacja tego, jako wzrost ciśnienia (a zatem i emisji) cząstek relatywistycznych w centralnych rejonach Korony. Równie dobrze jednak może to być efekt lokalny (okołosłoneczny). Samo istnienie Korony jest jeszcze wciąż zbyt hipotetyczne, by mogły istnieć w chwili obecnej poważne szanse zbadania realności proponowanego mechanizmu przepływów koronalnych.

LITERATURA

Baade W., 1958, *Stellar Populations*, pg.3, Ricerche Astronomiche, Specola Vaticana.
Babcock H.W., 1939, Lick Obs.Bull. 19, 41.
Biermann L., Davis, L., jr., 1960, Zs.f.Ap. 51, 19.
Bok B.J., 1959, The Observatory 79, 58.
Davies R.D., 1960, M.N. 120, 483.
Davies R.D., Slater C.H., Shuter, W.L.H., Wild P.A.T., 1960, Nature 187, 1088.
Deutsch A.J. 1956, Ap.J. 123, 210.
Elsässer H., Haug U., 1960, Zs.f.Ap. 50, 121.
Grzędzielski S., 1959, Bull.Acad.Pol.Sci. 7, 627.
Gum C.S., Kerr F.J., Westerhout G., 1960, M.N. 121, 132.
Gum C.S., 1959, A.J. 64, 333.
Hanbury Brown R., Davies R.D., Hazard C., 1960, The Observatory, 80, 191.
Hoyle F., Ireland, J.G., 1960a, M.N. 120, 173.
Hoyle F., Ireland J.G., 1960b, M.N. 121, 19.
Hruska A., 1962, B.A.C. 13, 78.
van de Hulst H.C., Müller C.A., Oort J.H., 1954, B.A.N. 12, 117.
Johnson H.L., 1957, Ap.J. 126, 121.
Kerr F.J., 1962, M.N. 123, 327.
Lallemand A., Duchesne M., Walker M.F., 1960, P.A.S.P. 72, 76.
Lindblad B., 1960, „Encyclopedia of Physics", Vol. 53.
Münch G. 1960, Ap.J. 131, 250.
Münch G., Münch L., 1960, Ap.J. 131, 253.
Münch G., Zirin H., 1961, Ap.J. 133, 11.
Oort J.H., Kerr F.J., Westerhout G., 1958, M.N. 118, 379.
Parijski J.P., 1961, Astr.Zurn. 38, 377.
Pickelner S.B., Szkłowski I.S. 1959, Ann.d Ap. 22, 503.
Pismis P., 1961, Bol.Obs.Tonantz.y Tacub.No. 21.
Prendergast K.H, Burbidge G.R., 1960, Ap.J. 131, 243.
Rougoor G.W., Oort J.H., 1959, *Paris Symp.Radio Astr.* Stanford.
Rougoor G.W., Oort J.R., 1960, Proc.Nat.Acad.Sci. 46, 1.
Schmidt M., 1956, B.A.N. 13, 15.
Schwarzschild M., *Struct. & Evolut. of the Stars*, Princeton 1958.
Seaton J., 1955, Ann.d Ap. 18, 135.
Spitzer L., 1956a, *Physics of fully ionized gases*, London.
Spitzer L., 1956b, Ap.J. 124, 20.
Su-Shu Huang, Pismis P., 1960, Bol.Obs.Tonantz.y Tacub., No 19.
Westerhout G., 1957, B.A.N. 13, 201.
Westerhout G., 1958, B.A.N. 14, 215.

SPIS TREŚCI CZĘŚCI I I 2

I. WSTĘP 318

Część I *

II. DANE OBSERWACYJNE ODNOŚNIE ROZMIESZCZENIA I RUCHÓW GAZU . 319
II. 1. Rozmieszczenie i ruchy neutralnego wodoru 319
II. 2. Rozkład wodoru zjonizowanego 324
II. 3. Pole magnetyczne 325

Część II

III. OGÓLNE WARUNKI EKSPANSJI 21
III. 1. Bilans masy 21
III. 2. Bilans momentu pędu 22
III. 3. Dotychczasowe próby interpretacji teoretycznej 24
IV. MECHANIZM EKSPANSJI GAZU Z CENTRALNYCH CZĘŚCI GALAKTYKI . 26
IV. 1. Ogólne założenia 26
IV. 2. Mechanizm „sprężyny" magnetycznej 28
IV. 3. Układ równań podstawowych 29
IV. 4. Stacjonarna rotacja różniczkowa 31
IV. 5. Intensywny wypływ masy z gwiazd 34
IV. 6. Wpływ z Korony 35
IV. 7. Konkluzje odnośnie mechanizmu ekspansji i modelu ruchu w płaszczyźnie Galaktyki 40

V. PRZEPŁYW GAZU W KORONIE GALAKTYKI 42
V. 1. Dane obserwacyjne odnośnie gazowej Korony Galaktyki 42
V. 2. Przepływ pod wpływem gradientu ciśnienia magnetycznego 43
V. 3. Rola obszarów gwiazdotwórczych 45
V. 4. Kolaps Korony 46

* Część I ukazała się w „Postępach Astronomii" t. X, z. 4.

NIEKTÓRE METODY WYZNACZANIA WSPÓŁRZĘDNYCH GEOGRAFICZNYCH Z OBSERWACJI SZTUCZNYCH SATELITÓW

LEOPOLD PIECZYŃSKI

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЕОГРАФИЧЕСКИХ КООРДИНАТ ПРИ ПОМОЩИ НАБЛЮДЕНИЙ ИСКУССТВЕННЫХ СПУТНИКОВ

Л. Печиньски

Содержание

В статье рассмотрены возможности использования искусственных спутников Земли для определения географических координат места наблюдений. Приведены отличительные черты нескольких методов, зависящие от характера данных, получаемых в результате наблюдений. Для каждого случая приведен ход рассуждений а также основные формулы. Рассмотрена возможность применения искусственных спутников для междуконтинентальной триангуляции.

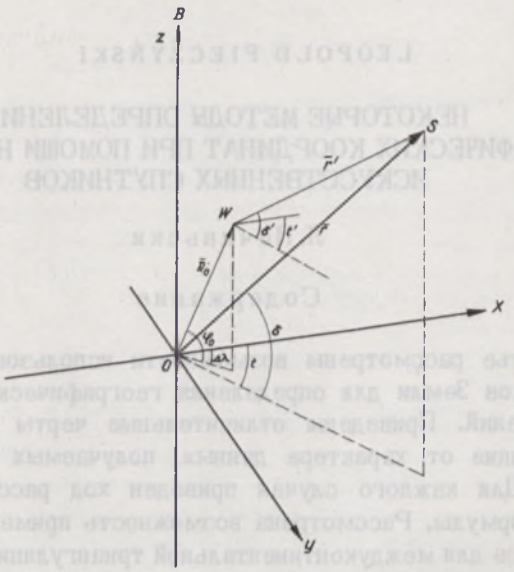
SOME METHODS OF GEOGRAPHICAL COORDINATES DETERMINATION FOLLOWING THE OBSERVATIONS OF SATELLITES

Summary

The article deals with possibilities of using artificial satellite observations for the purpose of determining geographical coordinates of observation stand. Several methods are discriminated according to kind of data resulting from observation. For every case the line of argument and basic formulae are given. The possibility of applying artificial satellites for purposes of intercontinental triangulation is discussed.

Zakres problemów, w których znajdują zastosowanie sztuczne satelity, jest bardzo obszerny. Również zastosowanie sztucznych satelitów dla celów badania

figury Ziemi posiada kilka aspektów. W pracy tej zostanie omówiona możliwość wykorzystania obserwacji sztucznych satelitów dla wyznaczenia współrzędnych stanowiska obserwacyjnego. Zagadnienie to wiąże się niemal bezpośrednio z zagadnieniem przeliczania współrzędnych zaobserwowanych, czyli topocentrycznych, na współrzędne odniesione do środka Ziemi, czyli geocentryczne.



Rys. 1

Niech na rys. 1 będzie: punkt O – środek Ziemi, punkt W – stanowisko obserwacyjne na powierzchni Ziemi, punkt S – położenie sztucznego satelity w momencie obserwacji, R_o – promień wodzący stanowiska obserwacyjnego, r – odległość geocentryczna sztucznego satelity, r' – odległość topocentryczna sztucznego satelity. Wektorowo możemy napisać

$$\overline{R}_o = \overline{r} - \overline{r}'. \tag{1}$$

Przyjmiemy następujący układ współrzędnych: środek układu znajduje się w środku Ziemi, oś z pokrywa się z osią obrotu Ziemi i jest skierowana na północ, płaszczyzna xOy pokrywa się z płaszczyzną ziemskiego równika, przy czym oś x leży w płaszczyźnie południka Greenwich. Wówczas składowe trzech wektorów równania (1) będą:

$$\bar{R}_o[R_o \cos\varphi_o \cos\Delta\lambda,\ R_o \cos\varphi_o \sin\Delta\lambda,\ R_o \sin\varphi_o],$$

$$\bar{r}\,[r \cos\delta \cos t,\ r \cos\delta \sin t,\ r \sin\delta],$$

$$\bar{r}\,[r' \cos\delta' \cos t',\ r' \cos\delta' \sin t',\ r' \sin\delta'],$$

gdzie:

δ, t, – deklinacja i kąt godzinny geocentryczne,

δ', t' – " " " topocentryczne,

φ_o, $\Delta\lambda$ – szerokość geocentryczna i długość geograficzna względem południka Greenwich stanowiska obserwacyjnego.

W dalszym ciągu oznaczymy:

$$x = R_o \cos\varphi_o \cos\Delta\lambda,$$

$$y = R_o \cos\varphi_o \sin\Delta\lambda,$$

$$z = R_o \sin\varphi_o.$$

Rozpisując równanie (1) na współrzędne, otrzymamy następujący układ równań:

$$x = r \cos\delta \cos t - r' \cos\delta' \cos t', \tag{2}$$

$$y = r \cos\delta \sin t - r' \cos\delta' \sin t', \tag{3}$$

$$z = r \sin\delta - r' \sin\delta' \tag{4}$$

Powyższe równania przedstawiają nam związki zachodzące każdorazowo między współrzędnymi stanowiska obserwacyjnego, współrzędnymi topocentrycznymi *SS* i współrzędnymi geocentrycznymi *SS*. Aby można było wyznaczyć współrzędne x,y,z stanowiska obserwacyjnego, muszą być nam znane prawe strony równań (2) – (4).

W wyniku obserwacji astrometrycznych *SS* otrzymujemy jego współrzędne topocentryczne α', δ' w momencie *TU*. Stąd łatwo obliczyć topocentryczny kąt godzinny t' z relacji:

$$t' = S_{Gr} - \alpha', \tag{5}$$

gdzie S_{Gr} – czas gwiazdowy Greenwich.

Oprócz obserwacji astrometrycznych potrzebne jest jednoczesne wyznaczenie topocentrycznej odległości *SS* którąś z metod radiolokacyjnych.

Co się tyczy współrzędnych geocentrycznych *SS*, możemy je obliczyć dla danego momentu obserwacji *TU* na podstawie znajomości elementów orbity *SS* i ich perturbacji. Ponieważ *SS* posiadają dużą prędkość orbitalną, dlatego wpływ błędu rejestracji czasu na wyznaczane współrzędne jest znaczny. Odnosi się to szczególnie do sztucznych satelitów bliskich Ziemi. Na przykład przy wysokości *SS* 1000 km, prędkość kątowa $v = 25'/\text{sek}$. Wówczas błąd $0^s.01$ w rejestracji czasu spowoduje błąd $15''$ w określeniu położenia *SS*, co z kolei spowoduje błąd około 80 m w określeniu położenia stanowiska obserwacyjnego. Jest jednak oczywiste, że błąd rejestracji czasu będzie powodować przesunięcie *SS* głównie wzdłuż jego toru. Istnieje możliwość wyeliminowania w znacznym stopniu wpływu tego błędu na określane współrzędne przez odpowiednie opracowanie materiału obserwacyjnego.

W przypadku, gdy obserwacje ograniczają się do wyznaczenia α', δ' możliwe jest również ich wykorzystanie dla określenia współrzędnych miejsca obserwacji. W tym celu z równania (4) wyznaczamy wielkość r':

$$r' = (r \sin \delta - z) \cdot \operatorname{cosec} \delta' \tag{6}$$

i wstawiamy do równań (2), (3). Otrzymamy układ 2 równań o 3 niewiadomych:

$$x - \operatorname{ctg} \delta' \cdot \cos t' \cdot z = r (\cos \delta \cos t - \sin \delta \operatorname{ctg} \delta' \cos t'), \tag{7}$$

$$y - \operatorname{ctg} \delta' \cdot \sin t' \cdot z = r (\cos \delta \sin t - \sin \delta \operatorname{ctg} \delta' \sin t'). \tag{8}$$

Układ ten jest rozwiązalny, gdy wykonamy dwie lub więcej obserwacji tego samego lub różnych sztucznych satelitów.

Możliwy jest przypadek obserwacji tylko liniowych, tzw. trilateracji. Przepiszemy równania (2)–(4) w postaci:

$$r \cos \delta \cos t - x = r' \cos \delta' \cos t', \tag{9}$$

$$r \cos \delta \sin t - y = r' \cos \delta' \sin t', \tag{10}$$

$$r \sin \delta - z = r' \sin \delta', \tag{11}$$

po czym podniesiemy stronami do kwadratu i zsumujemy. Otrzymamy:

$$(r \cos \delta \cos t - x)^2 + (r \cos \delta \sin t - y)^2 + (r \sin \delta - z)^2 = r'^2. \tag{12}$$

Zatem dla wyznaczenia niewiadomych x, y, z potrzebne są co najmniej trzy obserwacje. Równanie (12) można doprowadzić do postaci liniowej przez przyjęcie przybliżonych wartości x_0, y_0, z_0. Dla wyznaczenia tylko jednej ze współrzędnych stanowiska obserwacyjnego, a mianowicie szerokości geocentrycznej

φ_o nie jest potrzebna znajomość odległości topocentrycznej ani geocentrycznej *SS*, przy założeniu, że znana jest długość geograficzna stanowiska. Skręcając układ współrzędnych przyjęty na rys. 1 o kąt $\Delta\lambda$ w płaszczyźnie równika, tzn. przyjmując nową oś x w płaszczyźnie miejscowego południka, będziemy mogli przekształcić równania (2)–(4) do postaci:

$$x_m = r \cos\delta \cos t_m - r' \cos\delta' \cos t_m', \tag{13}$$

$$0 = r \cos\delta \sin t_m - r' \cos\delta' \sin t_m', \tag{14}$$

$$z_m = r \sin\delta - r' \sin\delta', \tag{15}$$

gdzie wskaźnikiem m oznaczono wielkości odnoszące się do tak przyjętego, nowego układu współrzędnych.

Z równania (14) mamy:

$$r' = r \cos\delta \sin t_m \sec\delta' \operatorname{cosec} t_m'. \tag{16}$$

A więc

$$x_m = r \cos\delta \cos t_m - r \cos\delta \sin t_m \operatorname{ctg} t_m', \tag{17}$$

$$z_m = r \sin\delta - r \cos\delta \sin t_m \operatorname{tg}\delta' \operatorname{cosec} t_m'. \tag{18}$$

Ponieważ

$$\operatorname{tg}\varphi_o = \frac{z_m}{x_m}, \tag{19}$$

zatem, po prostych przekształceniach, otrzymamy:

$$\operatorname{tg}\varphi_o = (\operatorname{tg}\delta \sin t_m' - \operatorname{tg}\delta' \sin t_m) \cdot \operatorname{cosec}(a - a'). \tag{20}$$

Znając szerokość geocentryczną, możemy obliczyć szerokość geograficzną posługując się wzorem:

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\operatorname{tg}\varphi_o}{1 - e^2}, \tag{21}$$

gdzie e – mimośród elipsoidy ziemskiej.

Tak wyznaczona szerokość geograficzna będzie obarczona wpływem ewentualnego błędu długości geograficznej miejsca obserwacji. Jeśli nie znamy elementów orbity *SS*, a tym samym nie mamy możliwości obliczenia jego współrzędnych geocentrycznych, możemy traktować *SS* jako zwykły sygnał świetlny. Nie możemy wówczas wyznaczyć współrzędnych stanowiska obserwacyjnego.

Jednoczesne obserwacje tego samego *SS* z dwóch stanowisk obserwacyjnych czynią jednak możliwym wyznaczenie różnicy współrzędnych tychże stanowisk. Istotnie z dwóch układów równań:

$$x_1 = r\cos\delta\cos t - r_1'\cos\delta_1'\cos t_1',$$

$$y_1 = r\cos\delta\sin t - r_1'\cos\delta_1'\sin t_1',$$

$$z_1 = r\sin\delta - r_1'\sin\delta_1',$$

$$x_2 = r\cos\delta\cos t - r_2'\cos\delta_2'\cos t_2',$$

$$y_2 = r\cos\delta\sin t - r_2'\cos\delta_2'\sin t_2',$$

$$z_2 = r\sin\delta - r_2'\sin\delta_2',$$

łatwo otrzymamy:

$$\Delta x = r_1'\cos\delta_1'\cos t_1' - r_2'\cos\delta_2'\cos t_2', \tag{22}$$

$$\Delta y = r_1'\cos\delta_1'\sin t_1' - r_2'\cos\delta_2'\sin t_2', \tag{23}$$

$$\Delta z = r_1'\sin\delta_1' - r_2'\sin\delta_2', \tag{24}$$

w których oznaczyliśmy: $\Delta x = x_2 - x_1$, $\Delta y = y_2 - y_1$, $\Delta z = z_2 - z_1$.

Równania (22)–(24) pozwalają nam obliczyć odległość między punktami obserwacyjnymi, jak również określić położenie linii łączącej te punkty w przyjętym układzie współrzędnych. Co się tyczy rodzaju obserwacji, najbardziej ku temu odpowiednie wydają się być obserwacje fotograficzne, w których otrzymujemy obraz drogi *SS* na tle gwiazd. Jeśli bowiem dokonamy na dwóch stanowiskach obserwacji fotograficznych w tym samym interwale czasu, możemy później wyinterpolować z kliszy współrzędne *SS* w dokładnie ustalonym, wspólnym momencie.

Jednoczesne obserwacje astrometryczne *SS* z dwóch stanowisk obserwacyjnych, bez wyznaczenia odległości topocentrycznych *SS* i bez znajomości jego współrzędnych geocentrycznych pozwalają określić położenie linii łączącej te stanowiska w przyjętym układzie współrzędnych. Nie można jednak wyznaczyć długości linii.

Pomiar pozycji *SS* na tle gwiazd określa kierunek z danego stanowiska do *SS*. Wektory jednostkowe kierunku będą:
dla pierwszego stanowiska:

$$a_1\,[\cos\delta_1'\cos t_1',\ \cos\delta_1'\sin t_1',\ \sin\delta_1'], \tag{25}$$

dla drugiego stanowiska:

$$\bar{a}_2 [\cos \delta_2' \cos t_2', \cos \delta_2' \sin t_2', \sin \delta_2']. \quad (26)$$

Jednostkowy wektor normalny płaszczyzny przechodzącej przez oba stanowiska i przez *SS* można więc określić wzorem:

$$\bar{N}_1 = \bar{a}_1 \times \bar{a}_2. \quad (27)$$

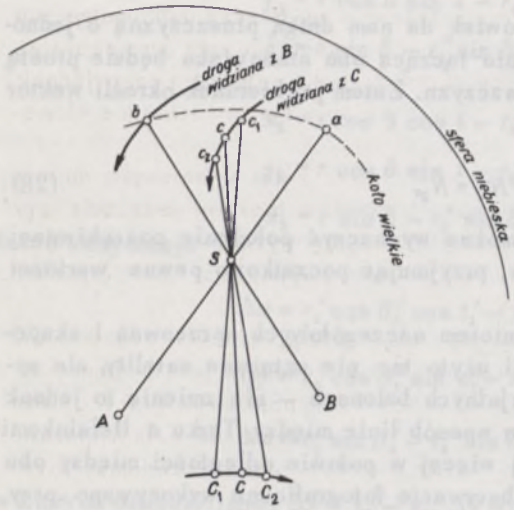
Druga obserwacja z tychże stanowisk da nam drugą płaszczyznę o jednostkowym wektorze normalnym $\bar{N}_2$. Linia łącząca oba stanowiska będzie prostą powstałą z przecięcia tych dwóch płaszczyzn. Zatem jej kierunek określi wektor jednostkowy:

$$\bar{N} = \bar{N}_1 \times \bar{N}_2. \quad (28)$$

Dla większej liczby obserwacji można wyznaczyć położenie poszukiwanej linii metodą najmniejszych kwadratów, przyjmując początkowo pewne wartości przybliżone.

Ten ostatni przypadek był przedmiotem szczegółowych opracowań i eksperymentów w Finlandii. Do obserwacji użyto tam nie sztuczne satelity, ale sygnały świetlne, umieszczone na specjalnych balonach – nie zmienia to jednak istoty zagadnienia. Wyznaczono w ten sposób linię między Turku a Helsinkami (154 km). Balony wypuszczano mniej więcej w połowie odległości między obu stacjami, na wysokość 13–20 km. Obserwacje fotograficzne wykonywano przy pomocy anastygmatycznych reflektorów, do rejestracji czasu służył fotopowielacz oraz chronometr morski. W ciągu 3 nocy wykonano 26 obserwacji. Po łącznym wyrównaniu materiału obserwacyjnego metodą najmniejszych kwadratów, otrzymano kierunek linii Turku-Helsinki ze średnim błędem ± 1".05 w płaszczyźnie równika i ± 0".62 w płaszczyźnie południka. Średni błąd pojedynczej obserwacji wyniósł ± 2".06. Inicjator powyższego eksperymentu, V a i s a l a, proponuje, aby obserwacje tego rodzaju, lecz już z użyciem sztucznych satelitów, rozszerzyć na wiekszą ilość punktów, obejmujących znaczne obszary. Określenie bowiem kierunków między trzema punktami prowadzi wprost do określenia kątów miedzy nimi. Otrzymalibyśmy więc sieć triangulacyjną o bokach kilkusetkilometrowych. Ciekawą koncepcję wyznaczania współrzędnych z obserwacji sztucznych satelitów, bez dokładnej rejestracji czasu, wysunął ostatnio H i r o s e (Japonia). W sposób szkicowy przedstawia się ona następująco: Na punkcie *A* o znanych współrzędnych z obserwacji w momencie *T* wyznaczono współrzędne topocentryczne *SS* a_A', δ_A'. W punkcie *B* o znanych współrzędnych oraz w punkcie *C*, którego współrzędne chcemy wyznaczyć, dokonano tylko obserwacji fotograficznych *SS* bez dokładnej rejestracji czasu, otrzymując każdorazowo na kliszy obraz drogi *SS* na tle gwiazd. Warunkiem jest, aby obserwacje na punktach *B* i *C* były wykonane w interwale czasu, obejmującym moment *T* obserwacji na punkcie *A*.

Na rys. 2 mamy: punkty A,B,C – stanowiska obserwacyjne, punkt S – położenie SS w momencie T, punkt a – położenie SS na sferze niebieskiej, widziane w momencie T z punktu A. W pierwszej kolejności ustalimy położenie SS na sferze niebieskiej, widziane w momencie T z punktu B. Położenie to, nazwijmy je punkt b, otrzymamy z przecięcia drogi SS widzianej z punktu B z płaszczyzną przechodzącą przez punkty A,B,a. Przesunięcie bowiem paralaktyczne SS przy przejściu z punktu A do punktu B musi nastąpić w tej właśnie płaszczyźnie (w przecięciu ze sferą niebieską da nam ona koło wielkie). W ten sposób otrzymamy współrzędne topocentryczne SS a_B', δ_B'. Mając je, możemy już określić punkt S jako przecięcie dwóch prostych, z których każda jest wyznaczona przez jeden punkt (A lub B odpowiednio) oraz przez kierunek (a_A', δ_A' lub a_B', δ_B' odpowiednio). Tym samym możemy określić współrzędne geocentryczne SS a, δ i jego odległość geocentryczną r. Gdybyśmy znali punkt c, odpowiadajacy położeniu SS na sferze niebieskiej, widzianemu w momencie T z punktu C, wówczas współrzędne punktu C otrzymalibyśmy jako przecięcie prostej $c - S$ z powierzchnią elipsoidy ziemskiej. Ponieważ punktu c nie znamy, z obrazu drogi SS zaobserwowanego na punkcie C wybieramy dwa punkty c_1 i c_2, otrzymując w rezultacie punkty C_1 i C_2 na powierzchni elipsoidy ziemskiej. Linię C_1–C_2 nazwiemy linią pozycyjną stanowiska C. Druga obserwacja tego samego lub innego sztucznego satelity da nam drugą linię pozycyjną. Ich przecięcie określi poszukiwany punkt C.



Rys. 2

Niezależnie od metody obserwacji, poważną niedogodność stanowi fakt, że sztuczne satelity widziane są jedynie w krótkich okresach czasu po zmierzchu i przed świtem. Jest już jednak opracowany projekt umieszczenia na orbicie okołoziemskiej specjalnego satelity geodezyjnego, zaopatrzonego w urządzenie do regularnego nadawania błysków świetlnych, a zatem widocznego w dowolnym momencie nocy.

Uprzednio była już mowa o wpływie błędu rejestracji czasu na wyznaczane współrzędne. Do tego dochodzą błędy współrzędnych topocentrycznych, zależne od techniki obserwacyjnej, oraz błędy obliczonych współrzędnych geocentrycz-

nych *SS*, których źródłem może być na przykład lokalna anomalia grawimetryczna lub anomalia oporu powietrza. Dlatego należy przyjąć, że dokładność, jaką możemy uzyskać przy użyciu sztucznych satelitów jest rzędu kilkudziesięciu metrów, co odpowiada kilku sekundom łuku, z pojedynczej obserwacji. Dokładność taka dla potrzeb nawigacji czy kartografii jest już wystarczająca.

Nadzieję na zwiększenie dokładności rokuje metoda zakryć gwiazd przez sztuczne satelity. W momencie bowiem zakrycia współrzędne topocentryczne *SS* są równe współrzędnym gwiazdy, zaś moment zjawiska możemy zarejestrować fotoelektrycznie. Do wprowadzenia w życie tej metody potrzebna jest jednak znajomość bardzo dokładnych elementów orbity *SS* oraz bardzo dokładne efemerydy.

Zastosowanie sztucznych satelitów posiada kilka zalet w stosunku do metod klasycznych. Z obserwacji *SS* możemy wyznaczyć łącznie wszystkie trzy współrzędne stanowiska obserwacyjnego; współrzędne wyznacza się niezależnie od odchyleń pionów; metodą triangulacji kosmicznej możemy łączyć punkty oddalone od siebie o setki kilometrów.

Powyższe omówienie nie wyczerpuje, rzecz jasna, całości zagadnienia i bynajmniej nie rości sobie do tego pretensji. Za wcześnie jest podejmować próby jakiegoś podsumowania. Niemal każdy dzień przynosi nowe prace i nowe pomysły uczonych całego świata. Artykuł ten miał jedynie na celu zapoznać Czytelnika z niektórymi możliwościami, jakie stworzyła przed astronomią pozycyjną era sztucznych satelitów.

LITERATURA

Cichowicz L. *Obserwacje i wyznaczanie orbit sztucznych satelitów Ziemi*, Rocznik Astronomiczny na rok 1960, Warszawa 1959.

Hirose H. *The simple method of triangulation with the use of artificial satellite*, referat wygłoszony na Sympozjum COSPAR, Waszyngton 1962.

Pieczyński L. *Zagadnienie przeliczania współrzędnych topocentrycznych na geocentryczne w zastosowaniu do sztucznych satelitów Ziemi*, Geodezja i Kartografia, t. XI, z. 1, Warszawa 1962.

Vaisala Y. *An astronomical method of triangulation*, "Astronomia Observatorio de Universitato de Turku", Informo Nr 2, Turku 1947.

Vaisala Y., Oterma L. *Anwendung der astronomischen triangulationsmethode*, Astronomia-Optika Institucio Universitato de Turku, Informo Nr 19, Helsinki 1960.

Żongołowicz I.D. *Sputniki Ziemli i geodezja*, Astronomiczeskij Żurnał, t. XXXVIII, z. 1, Moskwa 1961.

EKOSFERYCZNE KONSEKWENCJE NOWEJ TEORII EWOLUCJI SŁOŃCA

J. GADOMSKI

ЭКОСФЕРИЧЕСКИЕ ПОСЛЕДСТВИЯ НОВОЙ ТЕОРИИ ЭВОЛЮЦИИ СОЛНЦА

Я. Гадомски

Содержание

Новая теория эволюции Солнца, разработанная группой американских астрофизиков во главе с Мартином Шварцшильдом предвидит систематическое увеличение расхода водорода и – по истечении 7 миллиардов лет – внезапное его исчерпание. В связи с этим Солнце, раздутое из-за увеличивающейся радиации, войдет постепенно в стадию красного гиганта спектрального типа gM2, чтобы затем стремительно съёжится, превращаясь в "болого карла". В результате таких изменений, разумеется, наступит эволюция солнечной экосферы, которая будет охватывать всё более отдалённые планеты вплоть до Сатурна. При этом планеты более близкие к Солнцу, включая сюда и Землю, окажутся "перегретыми" и лишатся экологических условий, когда же Солнце превратится в "белого карла", экосфера отступит, сузится и оставит все планеты во власти мороза. Теория Шварцшильда причадлежит к наиболее обоснованным гипотезам в области астрофизики. Вычисления автора являются результатами этой гипотезы.

ECOSPHERICAL CONSEQUENCES OF SUN EVOLUTION NEW THEORY

Summary

A new theory, elaborated by a group of american astrophysicists with Martin Schwarzschild at the head, foresces a systematic increase of consumption of hydrogen till the Sudden deficiency of it comes after a period of 7000 millions of years. Then the Sun, swollen by its increasing radiation, will gradually pass into the stage of red giant with spectrum gM2. Thereafter, it will suddenly collapse,

becoming "a white dwarf". As a result of such changes, an evolution of Sun's ecosphere will follow, which will be reaching the more and more distant planets, up to Saturn, whereas the nearer planets, the Earth included, will have got overheated and will have lost ecologic conditions. After, however, the stage of a white dwarf would be reached by the Sun, the ecosphere would recess and become narrower, and all planets would be left to fall a prey to frost. The Schwarzschild's theory belongs to best grounded hypotheses in astrophysics. The computations of the author make its "ecospheric" consequences.

Grupa astrofizyków amerykańskich z M. Schwarzschildem na czele opracowała przed kilku laty nową teorię ewolucji Słońca, uważaną za jedną z najlepiej ugruntowanych hipotez astrofizycznych.* Opiera się ona na obserwacjach widm gwiazdowych, na informacjach udzielonych przez fizyków, a dotyczących tempa przemian jądrowych oraz obliczeniach przy pomocy szybkościowych maszyn elektronowych. Podstawą tej teorii jest założenie, że o ewolucji Słońca decyduje tempo zużywania przez nie zapasów wodoru, które w przyszłości tak wzrośnie, że Słońce rozdęte wzmożonym promieniowaniem przerodzi się stopniowo w olbrzyma typu widmowego gM2, by — po wyczerpaniu zapasów wodoru — stać się białym karłem.

Opisanej wyżej ewolucji Słońca będzie oczywiście towarzyszyć ewolucja jego ekosfery, która zaważy na losie Ziemi i planet. Praktycznie pozostaną one na obecnych orbitach, gdyż ubytek masy Słońca w wyniku emisji promieniowania elektromagnetycznego i korpuskularnego będzie znikomy, podobnie jak i wpływ wolno działających sił przypływowych Słońca na ich orbity.

Jeżeli zastosujemy do teorii Schwarzschilda wzory ekosferyczne, otrzymamy wyniki zestawione w tabeli 1 i zilustrowane dla przypadku Słońca i Ziemi na rysunku 1.

Wprowadziliśmy pojęcie centrum termicznego ekosfery, odległego od Słońca o Δ, przy czym:

$$T_\Delta = \tfrac{1}{2}\,(T_p + T_k) = 278^\circ\mathrm{K} = +\,5^\circ\mathrm{C}^{**}$$

$$\Delta = 1{,}60\; d_p$$

$$d_k - d_p = 1{,}25\,\Delta.$$

Przyjrzyjmy się liczbom kolumny 5. A więc ekosfera będzie się odsuwać od Słońca coraz szybciej, zwiększając swoją grubość, w wieku Słońca 10×10^9 lat ogarnie planetę Jowisz. Wenus, Ziemia i Mars, przeszedłszy przez typ planet polarnych, staną się „przegrzane". W wieku 11×10^9 lat w centrum termicznym ekosfery znajdzie się Saturn, Jowisz zaś przyłączy się do grupy planet „przegrzanych" i wyjałowionych nadmiarem insolacji. Grubość ekosfery wzrośnie wówczas dziesięciokrotnie, objętość tysiąckrotnie w porównaniu ze stanem obecnym. Ekosfera nie osiągnie już dalszych planet, gdyż zapas wodoru słonecznego wyczerpie się. W wieku 12×10^9 lat rozpocznie się szybki odwrót i zawężenie ekosfery, co w konsekwencji doprowadzi do wymrożenia całego układu planetarnego.

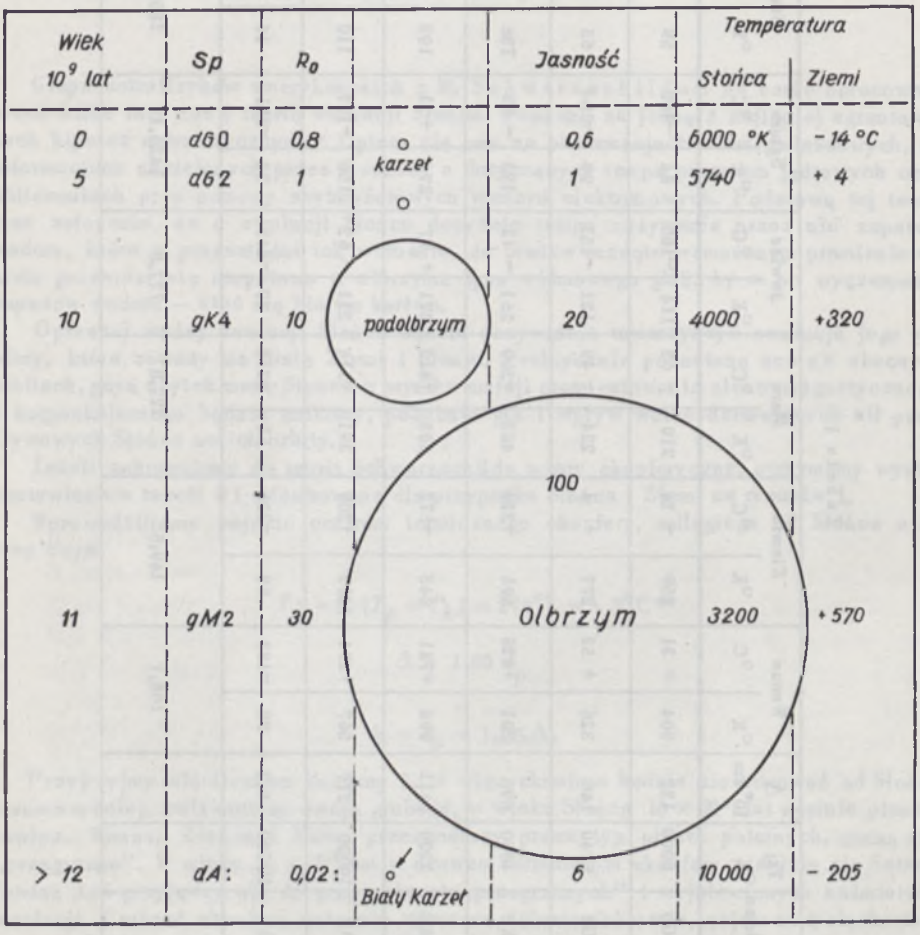
---

*J. Smak, *Życie Słońca* (Urania XXXI, 230–5, 258–62).

**J. Gadomski, *Ekosfery gwiazdowe w promieniu 17 lat światła wokół Słońca* („Postępy Astronomii", VI, 141–2).

Tabela 1

Wiek Słońca 10^9 lat	K_Θ	Widmo	T_Θ °K	Δ 10^6 km	Wenus		Ziemia		Mars		Jowisz		Saturn		Uran		Neptun	
					°K	°C	°K	°C	°K	°C	°K	°C	°K	°C	°K	°C	°K	°C
0	0,8	dG0	6000	132	304	+ 31	259	− 14	210	− 63	114	−160	84	−189	59	−214	47	−226
5	1	dG2	5740	146	326	+ 52	277	+ 4	224	− 49	121	−151	90	−184	63	−210	51	−223
10	9,5	gK2	4000	698	701	+428	595	+321	482	+209	261	− 13	193	− 83	136	−138	108	−165
11	30	gM2	3200	1411	994	+721	845	+572	685	+412	371	+ 97	274	+ 1	193	− 80	154	−119
12	0,5:	dA2	10000	277	567	+294	482	+209	391	+118	211	− 62	156	−117	110	−163	88	−185
>12	0,02:	A	10000	9,2	90	−183	68	−205	55	−218	30	−243	22	−251	16	−258	12	−261
Odległość od Słońca 10^6 km					108,1		149,5		227,8		777,8		1426,1		2869,1		4495,7	


Wiek
10⁹ lat
Sp
R₀
Jasność
Temperatura
Słońca
Ziemi
0
dG0
0,8
0,6
6000 °K
- 14 °C
5
dG2
1
karzeł
1
5740
+ 4
10
gK4
10
podolbrzym
20
4000
+320
100
11
gM2
30
olbrzym
3200
+570
> 12
dA:
0,02:
Biały Karzeł
6
10000
- 205

Rys. 1

BADANIA RUCHU KOMETY GRIGG-SKJELLERUP

G. SITARSKI

ИССЛЕДОВАНИЯ ДВИЖЕНИЯ КОМЕТЫ ГРИГГ-СКЪЕЛЛЕРУП

Г. Ситарски

Содержание

В статье приведены результаты исследований движения кометы Григг-Скъеллеруп в период времени 1947–1977. В 1964 г. комета приблизится к Юпитеру. Рассмотрены вычисления, связанные с приготовлением точных элементов орбиты кометы, метода исследований примененные для времени прохода кометы около Юпитера, а также последствия, какие получатся в результате изменений орбиты, вызванных приближением кометы. Рассмотрена также возможность значительного приближения кометы к Земле в 1977 году (столкновение могло быть не исключено) и возможность наблюдения метеоров из роя связанного с кометой.

RESEARCHES ON THE MOTION OF COMET GRIGG-SKJELLERUP

Summary

The paper contains the results of investigations of motion of the Comet in the period 1947–1977. In 1964 the Comet will pass near Jupiter. Presented are: computations connected with determination of exact elements of the Comet's orbit, methods of investigation as used for the period of passing of the Comet close to Jupiter and consequences of changes of the Comet's orbit due to this approach. There is examined a possibility of a close approach of the Comet to the Earth in 1977 (even the possibility of seems to be not excluded!) and a possibility of observing the meteor stream connected with the Comet.

WSTĘP

Kometa odkryta 22 lipca 1902 r. przez J. Grigga nie była obserwowana w latach jej następnych zbliżeń do Słońca, jakkolwiek z elementów orbity tej

komety wynikał okres obiegu wokół Słońca równy około 5 lat. Jednakże 16 maja 1922 r. F. Skjellerup odkrył kometę, której orbita – pomimo znacznych różnic – wykazywała duże podobieństwo do orbity komety odkrytej przez Grigga. Nasuwało to myśl o identyczności obydwu komet i zbadaniem tego problemu zajął się G. Merton [6]. Z pracy jego wynika, że kometa z 1922 r. jest istotnie zagubioną kometą z 1902 r., a dużą zmianę elementów orbity wywołało zbliżenie do Jowisza w 1905 r. (kometa Grigg-Skjellerup obiega Słońce po takiej orbicie, że w aphelium istnieje możliwość dużego zbliżenia komety do Jowisza).

Na podstawie efemerydy obliczonej przez Mertona kometa została odnaleziona w 1927 r. i była potem obserwowana za każdym następnym jej powrotem. Obliczaniem perturbacji w ruchu komety zajmowali się różni astronomowie, a ostatnio C. Dinwoodie [1] podawał efemerydy komety na lata 1952, 1957 i 1961/62; nikt jednak nie próbował powiązać jej kilku pojawień się.

Bardziej szczegółowe badania ruchu komety Grigg-Skjellerup podjął autor w 1958 r. Z graficznych rozważań wynikało, że w 1964 r. nastąpi bliskie przejście komety koło Jowisza i prowizoryczne obliczenia [7] celem wyjaśnienia charakteru tego zbliżenia zostały przeprowadzone w oparciu o elementy z 1957 r. podane przez C. Dinwoodie. Obliczona także została prowizoryczna efemeryda komety [8] na jej pojawienie w 1961/62 r. wystarczająco dokładna dla odnalezienia komety (uwzględnione były perturbacje wywołane tylko przez Jowisza i Saturna).

Przeprowadzone wstępne obliczenia wskazywały na to, że na skutek zbliżenia do Jowisza w 1964 r. orbita komety zmieni się w niezwykle ciekawy sposób: w węźle wstępującym orbita komety niemal przetnie się z orbitą Ziemi, w związku z czym zaistnieje możliwość wielkiego zbliżenia, a może nawet zderzenia komety z Ziemią.

Badania ruchu komety stały się więc bardzo interesujące, wymagały jednak znacznie dokładniejszych elementów wyjściowych, niż tych z 1957 r. podanych przez C. Dinwoodie. Należało zatem najpierw poprawić elementy orbity komety na podstawie obserwacji z ostatnich jej pojawień. W tym celu na podstawie dość dokładnych elementów C. Dinwoodie [1] z 1952 r. dokonane zostało najpierw prowizoryczne [9], a potem dokładniejsze [10] powiązanie pojawień się komety w 1952 i 1956/57 r. Uwzględnione zostały perturbacje w ruchu komety wywołane przez siedem planet (od Merkurego do Urana) oraz wykorzystane wszystkie, chociaż bardzo nieliczne obserwacje, z których część przesłał uprzejmie dr C. Dinwoodie w drodze prywatnej korespondencji.

Bardzo mała liczba obserwacji komety Grigg-Skjellerup na niewielkim odcinku orbity w pobliżu perihelium (nie pozwalająca nawet na tworzenie miejsc normalnych) skłania do wykorzystania obserwacii z kilku ukazań sie komety. W związku z tym podjęte zostały obliczenia perturbacji wstecz do 1947 r. i następnie powiązane trzy pojawienia się komety w latach 1947, 1952 i 1956/57. Z dwudziestu obserwacji dokonanych w czasie tych trzech powrotów komety

zostało wykorzystanych 15 (pozostałe okazały sie błędne i dlatego odrzucone).

Przedstawimy poniżej badania ruchu komety w okresie lat 1947–1977, obejmujące przygotowanie jak najdokładniejszych elementów orbity przed zbliżeniem komety do Jowisza, obliczenia w okresie samego zbliżenia oraz przewidywania skutków, jakie pociągnie za sobą zmiana orbity komety wywołana tym zbliżeniem.

POWIĄZANIE TRZECH POJAWIEŃ SIĘ KOMETY

Podstawą badań ruchu komety był system elementów orbity uzyskany z ostatecznego powiązania dwóch jej pojawień się w latach 1952 i 1956/57 [10]. W heliocentrycznym ruchu komety zostały obliczone zakłócenia wywołane przez osiem kolejnych planet od Merkurego do Neptuna. Perturbacje obliczane były metodą wariacji elementów w przypadku wszystkich planet z wyjątkiem Merkurego. Odpowiednie wzory przystosowane do rachunku arytmometrycznego przez wprowadzenie krakowianów zostały podane przez M. Bielickiego [9].

Metoda wariacji elementów, ze względu na stosunkowo skomplikowane wzory matematyczne, jest może najbardziej pracochłonna ze wszystkich metod uwzględniających wpływ planet na ruch komety. Jednakże posiada ona niewątpliwie wiele zalet, które odpowiednio wykorzystane pozwalają na obliczenie wpływu wszystkich planet w czasie prawdopodobnie niewiele dłuższym niż innymi metodami, przy jednoczesnej dużej gwarancji dokładności i poprawności rachunków.

W obliczeniach perturbacji w ruchu komety Grigg-Skjellerup zostało wprowadzonych wiele „uproszczeń", które wynikają z własności metody wariacji elementów i w niczym oczywiście nie umniejszają dokładności rachunków, natomiast zaoszczędzają wiele pracy. Wykorzystane zostały przede wszystkim dwie zalety metody wariacji elementów:

1. zmiany elementów orbity oskulacyjnej nie zależą zbyt silnie od wartości samych zmian oraz dokładności elementów wyjściowych,

2. perturbacje wywołane przez planety można obliczyć dla każdej z nich oddzielnie.

W związku z tym perturbacje obliczane były ze zmiennymi elementami, ale z uwzględnieniem zmian wywołanych tylko przez Jowisza i Saturna oraz częściowo Wenus i Ziemię. Perturbacje wywołane przez pozostałe planety są znikome, albo ze względu na małą masę (Merkury, Mars), albo dużą odległość planety od komety (Uran, Neptun). Zmiany elementów wywołane przez te planety nie mają najmniejszego wpływu na wartość obliczanych perturbacji i ekstrapolowanie tych zmian przy każdym kolejnym kroku byłoby zwykłą stratą czasu.

Perturbacje wywołane przez Wenus i Ziemię mają charakter niewielkich zmian oscylacyjnych we wszystkich elementach oprócz anomalii średniej, gdzie ciągłe narastanie spowodowane jest podwójnym całkowaniem zmian w średnim ruchu dziennym. W tym przypadku wystarczy więc tylko wprowadzić poprawkę

barocentryczną do średniego ruchu dziennego elementów wyjściowych, aby zupełnie dobrze uwzględnić niewielki wpływ Wenus i Ziemi na wartości obliczonych perturbacji.

Metoda wariacji elementów nie wymaga też wielocyfrowych rachunków, w związku z czym wszystkie obliczenia perturbacji prowadzone były co najwyżej pięciocyfrowo. Jako kryterium dokładności i poprawności rachunków przyjęty był normalny przebieg trzecich różnic dyferencjałów perturbacji, co warunkowało także ustalenie odpowiedniego odstępu całkowania w zależności od masy zakłócającej planety, jej odległości od komety i położenia komety na orbicie.

W rezultacie w pierwszej fazie obliczeń perturbacji w okresie jednego obiegu komety ekstrapolowane były tylko zmiany elementów wywołane przez Jowisza i Saturna, a dopiero potem uwzględniony został także wpływ pozostałych planet, w oparciu o obliczone już współczynniki przy składowych siły perturbacyjnej.

Wpływ Merkurego na ruch komety uwzględniony został w zasadzie metodą barocentryczną. Zastosowanie metody wariacji elementów w przypadku Merkurego wymagałoby obliczeń z odstępem 5 dni z powodu szybkiego ruchu planety wokół Słońca. Tak wielki nakład pracy byłby jednak bezcelowy, ponieważ ze względu na niewielką masę Merkurego, jego małą odległość od Słońca, a na ogół dużą od komety można bardzo dobry wynik osiągnąć metodą barocentryczną w sposób nieporównywalnie szybszy. Jednakże w perihelium kometa może zbliżyć się do Merkurego na odległość około 0.4 j.a. i na tym odcinku orbity (kometa biegnie tu przez pewien czas „równolegle" do planety) zastosowanie metody barocentrycznej może dać wyniki nieco błędne. Dlatego też w okolicy perihelium perturbacje w ruchu komety wywołane przez Merkurego obliczane były w odstępach 5-dniowych metodą wariacji elementów. Perturbacje obliczone w ten sposób zostały także uwzględnione w efemerydzie potrzebnej dla porównania rachunku z obserwacjami komety. Można stwierdzić, w jaki sposób zaniedbanie niewielkich fluktuacji w elementach orbity komety wywołanych przez Merkurego wpływa na wynik porównania obliczeń z obserwacjami. Zestawmy w tym celu sumy kwadratów odchyłek z dwukrotnego powiązania dwóch pojawień się komety w latach 1952 i 1956/57, kiedy raz wpływ Merkurego uwzględniony był tylko barocentrycznie, a drugi raz z wprowadzeniem fluktuacji obliczonych w pobliżu perihelium metodą wariacji elementów:

Wpływ Merkurego w pobliżu perihelium	bez fluktuacji:	$[vv] = 118.83$
	z fluktuacjami:	$[vv] = 118.45$

Taka różnica nie ma oczywiście żadnego znaczenia praktycznego, ale okazuje się, że jest jednak wyczuwalna rachunkowo.

Wpływ Neptuna na ruch komety jest bardzo mały ze względu na wielką odległość komety od planety, jednakże perturbacje wywołane przez Neptuna mają

charakter wprawdzie niewielkich, lecz stałych zmian w elementach orbity w czasie kolejnych obiegów komety wokół Słońca.

Tabela 1

Perturbacje wywołane przez Neptuna
w czasie trzech kolejnych obiegów komety wokół Słońca

Okres	δM	δ_φ	$\delta\Omega$	$\delta\pi$	δi
1947–1952	−0".54	+0".06	−0".02	+0".14	+0".04
1952–1957	−0.58	+0.02	−0.01	+0.15	+0.02
1957–1962	−0.60	−0.02	−0.01	+0.16	+0.01

Ponieważ w porównaniu z kometą Neptun jest prawie nieruchomy względem Słońca, zmiany wywołane przez tę planetę na jednakowych odcinkach orbity komety są też praktycznie jednakowe. W tab. 1 widać stały charakter zmian wywołanych przez Neptuna, co może być także pewnego rodzaju kontrolą poprawności obliczeń perturbacji w tym przypadku.

Wpływ Merkurego, a w szczególności Urana i Neptuna na ruch komety, jest praktycznie znikomy i można by uważać, że takie formalne uwzględnienie wpływu tych planet jest właściwie zbędne. Jednak orbita komety Grigg-Skjellerup ma duży mimośród ($e = 0.7$) i niewielka zmiana w anomalii średniej powoduje kilkakrotnie większą zmianę w anomalii prawdziwej w pobliżu perihelium, a to z kolei może spowodować różnicę w efemerydzie, porównywalną z wielkością błędu średniego obserwacji. Jeśli więc chodzi o uzyskanie jak najdokładniejszych elementów wyjściowych dla bliskiego przejścia komety koło Jowisza w 1964 r., to wpływu Urana i Neptuna na ruch komety nie można pominąć. Warto też zauważyć, że zaniedbanie wpływu dalekich planet mogłoby, przy wnikliwej analizie, doprowadzić do wykrycia jakichś pozornych anomalii w ruchu komety. W takim przypadku należałoby zasadniczo uwzględnić wszystkie wpływy grawitacyjne na ruch komety, a więc także Plutona i pierścienia planetoid.

W oparciu o elementy orbity dla daty 1952.III.9.0 uzyskane z powiązania dwóch pojawień się komety [10] zostały obliczone perturbacje wywołane przez 8 planet w ruchu komety w przód do 1957 r. i wstecz do 1947 r. Następnie została obliczona zakłócona efemeryda komety na te lata i porównana z obserwacjami. W obserwowanych współrzędnych komety został uwzględniony wpływ aberracji i paralaksy dziennej, a moment obserwacji został poprawiony o czas aberracji oraz poprawkę czasu efemerydalnego (momenty obserwacji podawane są w czasie uniwersalnym).

W wyniku porównania obserwacji z efemerydą utworzone zostały różnice $O-C$. Okazało się jednak, że wśród w ogóle niezbyt licznych obserwacji znalazło się kilka z nieznanych powodów wyraźnie odbiegających od pozostałych;

zostały one uznane za błędne i odrzucone. Według sugestii F. Kępińskiego nie jest wykluczone, że wiąże się to z jakimiś fizycznymi zmianami w samej komecie (nagłe wybuchy czy rozbłyski).

Aby zobrazować, jakie trudności napotyka się przy wykorzystywaniu obserwacji komety Grigg-Skjellerup dla poprawiania jej orbity, rozpatrzmy obserwacje z 1947 r., które sprawiły szczególnie wiele kłopotu (tab. 2). Pięć obserwacji dokonanych przed przejściem komety przez perihelium obejmuje trzy pozycje

Tabela 2

Porównanie obserwacji komety Grigg-Skjellerup z efemerydą

Nr	Moment obserwacji U.T.	Miejsce obserwacji	$O-C$	
			$\Delta\alpha\cos\delta$	$\Delta\delta$
1	1947 Mar. 11.13965	Flagstaff	(+31".5)	(−40".7)
2	11.73615	Johannesburg	+ 1.7	−33.2
3	12.14472	Flagstaff	+15.2	−33.0
4	13.16257	"	+13.4	−32.0
5	15.73042	Johannesburg	+ 1.5	−32.8
6	Maj 22.13940	Algier	− 1.7	− 5.6
7	25.13157	"	+ 1.0	− 9.8
1	1961 Lis. 9.83847	Okayama Br.	+ 0.7	+ 3.6
2	10.51193	Flagstaff	+ 2.1	+ 1.5

z Flagstaff i dwie z Johannesburga. Pierwsza obserwacja z Flagstaff wyraźnie różni się od pozostałych (w tab. 2 $O-C$ w nawiasach) i została odrzucona, natomiast dalsze cztery stawiają nas w trudnym położeniu. Systematyczny przebieg różnic $O-C$ w deklinacji nie budzi żadnych wątpliwości, ale różnice w rektascensji obserwacji z Flagstaff nie zgadzają się z różnicami obserwacji z Johannesburga. Nic nie upoważnia do odrzucania jednych lub drugich obserwacji, jakkolwiek pierwsza, błędna, z Flagstaff mogłaby rzucać pewien cień także na dalsze obserwacje z Obserwatorium Lovella. Porównania z obserwacjami z Algieru robić nie można, bo te zostały dokonane p przejściu komety przez perihelium na innej części orbity komety. Pozostały więc dwie możliwości: albo należy odrzucić odchylenia w rektascensji obserwacji zarówno z Flagstaff jak i z Johannesburga, albo też użyć wszystkich obserwacji dla poprawienia orbity (oprócz tej wyraźnie błędnej).

Obie próby zostały dokonane z bardzo ciekawym wynikiem. Okazało się, że rozbieżności w obserwacjach wpłynęły tylko na wartość ε średniego błędu jednej obserwacji, a poprawki elementów orbity są praktycznie jednakowe. Oto zestawienie z obydwu prób:

I. Poprawienie orbity bez odchyłek $\Delta\alpha$ obserwacji z Flagstaff i z Johannesburga,

$\varepsilon = \pm$ 2".66

II. Poprawienie orbity na podstawie wszystkich obserwacji,

$$\varepsilon = \pm 3''.40$$

Poprawki do elementów orbity uzyskane z obydwu prób:

	I	II		I	II
ΔM	− 0°.19	− 0°.24	$\Delta\Omega$	+ 6''.40	+ 6''.30
$10^4\ \Delta n$	− 3.85	− 3.81	$\Delta\pi$	+ 7.54	+ 7.85
$\Delta\varphi$	− 1.10	− 1.14	Δi	+ 0.76	+ 0.67

Aby uniknąć zarzutu tendencyjnego dobierania sobie obserwacji, ostatecznie dla poprawienia orbity wykorzystane były wszystkie dostępne obserwacje z odrzuceniem tych tylko, których „błędność" można uznać za bezsporną. W sumie otrzymujemy z trzech pojawień się komety 31 równań wiążących szukane poprawki elementów orbity z różnicami $O-C$. Współczynniki w równaniach obserwacyjnych obliczane były wzorami krakowianowymi podanymi przez T. Banachiewicza [2]. Wzory te, bardzo wygodne w rachunku arytmometrycznym, pozwalały na obliczenie współczynników na momenty w jednakowych odstępach czasu (takich, jak efemeryda), przez co uzyskano możliwość kontroli różnicami (ponadto dla kontroli jedna pozycja przeliczana była jeszcze zupełnie innymi wzorami [2]). Do rozwiązania równan normalnych został zastosowany także algorytm krakowianowy.

Obserwacje z 1947 r., pomimo swej niedoskonałości, stanowią jednak niezwykle cenny materiał dla poprawienia elementów orbity. Niedokładności elementów orbity początkowej wyraźnie odbiły się przy porównaniu obserwacji z rachunkiem dzięki małej odległości komety od Ziemi w chwili dokonywania obserwacji, ponieważ w 1947 roku nastąpiło duże zbliżenie komety do Ziemi (tab. 5). Dość duże odchylenia efemerydy od obserwacji udaje się zlikwidować wprowadzeniem do elementów wyjściowych niewielkich poprawek, które nie mają prawie żadnego wpływu na przedstawienie obserwacji z lat 1952 i 1956/57. Ciekawe, że wielkość poprawek otrzymanych z powiązania trzech pojawień leży w granicach błędów poprawek uzyskanych z powiązania tylko dwóch pojawień. Świadczy to o realności wprowadzonych poprawek i dowodzi, że wykorzystanie obserwacji z 1947 r. pozwala na rzeczywiste kolejne poprawienie elementów orbity początkowej. Dlatego też przeprowadzenie dalszych rachunków bez oczekiwania na obserwacje z pojawienia komety w 1961/62 r. wydaje się uzasadnione.

Zakłócona efemeryda komety na jej pojawienie w 1961/62 r. obliczona na podstawie elementów bardzo zbliżonych do elementów uzyskanych z powiązania trzech pojawień została opublikowana w „Acta Astronomica" [11]. Już po ukończeniu obliczeń dotyczących omawianej pracy ukazały się w cyrkularzach MUA (1787 i 1794) pierwsze obserwacje komety z jej ostatniego pojawienia.

Kometa została odnaleziona w Okayama Branch, filii Obserwatorium w Tokio oraz we Flagstaff. Porównanie obserwacji z efemerydą opublikowaną w „A.A." podane jest w ostatnich dwóch pozycjach tab. 2. Tak dobra zgodność obserwacji z rachunkiem całkowicie potwierdza zarówno bezbłędność dotychczasowych obliczeń, jak też dużą dokładność elementów wyjściowych. Jest to także ostatecznym i najważniejszym argumentem za słusznością podjętej decyzji kontynuowania badań ruchu komety bez wykorzystania obserwacji z jej ostatniego pojawienia. Należy jednak dodać, że elementy poprawione mogą też nieco gorzej przedstawić obserwacje z 1961 r. niż elementy pierwotne, jeśli istnieje jakaś niegrawitacyjna anomalia w ruchu komety, którą można wykryć dopiero przez kolejne powiązania kilku pojawień się komety.

ZBLIŻENIE KOMETY DO JOWISZA W 1964 R.

Opierając się na elementach uzyskanych z powiązania trzech pojawień, przeprowadzone zostały badania ruchu komety podczas jej kolejnego obiegu wokół Słońca w okresie 1962–1967. Obieg ten jest szczególnie ważny w ruchu komety ze względu na jej duże zbliżenie do Jowisza w pobliżu aphelium.

Dotychczasowe dokładne obliczenia były właściwie przygotowaniem do „przeprowadzenia" komety w pobliżu Jowisza. To zbliżenie komety nastręcza wielu trudności rachunkowych w związku z koniecznością zmniejszania odstępów całkowania. W pobliżu Jowisza perturbacje w heliocentrycznym ruchu komety wywołane przez tę planetę są ogromne, a ich szybkie zmiany naruszają spokojny przebieg trzecich różnic dyferencjałów perturbacji. W związku z tym ten 5-letni okres ruchu komety został dla wygody rachunkowej podzielony na trzy części: przed i po bliskim przejściu koło Jowisza ruch komety badany był heliocentrycznie, a w okresie zbliżenia komety do planety – jowicentrycznie.

Obliczenia w heliocentrycznym ruchu komety w 10-dniowych odstępach doprowadzone zostały do takiego momentu, kiedy wpływ zbliżenia do Jowisza dawał się już wyraźnie odczuć w przebiegu trzecich różnic (odległość komety od Jowisza wynosiła wtedy około 0.8 j.a.). Od tej chwili dalsze obliczenia prowadzone były w jowicentrycznym ruchu komety. Perturbacje wywołane przez Słońce są wtedy duże, ale odległość komety od Słońca jest także duża i jej zmiany nie powodują nagłych zmian dyferencjałów perturbacji. Pozwala to nadal zachować 10-dniowy odstęp całkowania, co w ruchu heliocentrycznym byłoby niemożliwe. W odpowiednim momencie nastąpił powrót do rachunków w ruchu heliocentrycznym. W ten sposób cały okres obiegu komety obejmujący jej bliskie przejście koło Jowisza został przeliczony bez potrzeby zmniejszania odstępu całkowania poniżej 10 dni.

Metoda rachunków w jowicentrycznym ruchu komety była stosowana przez M. Kamieńskiego w pracach dotyczących badań ruchu komety Wolf I [3].

Jednak niezbyt dokładne rachunki prowadzone były tylko dla kontroli ścisłych obliczeń dokonanych w heliocentrycznym ruchu komety. Zgodność wyników obliczeń prowadzonych obiema metodami była wystarczająca dla potwierdzenia poprawności rachunków w ruchu heliocentrycznym. Natomiast F. Kępiński w pracy dotyczącej bliskiego przejścia komety Kopffa koło Jowisza [4] udowodnił rachunkowo praktyczną identyczność wyników obliczeń przeprowadzonych metodą helio- i jowicentryczną. Potwierdza to w zupełności całkowitą „samodzielność" metody jowicentrycznej, która w takim też charakterze została zastosowana przy badaniach ruchu komety Grigg-Skjellerup.

Perturbacje wywołane przez Jowisza obliczane były w odstępach 10-dniowych i w chwili, kiedy utrzymanie tego odstępu okazało się niemożliwe (ze względu na przebieg trzecich różnic), nastąpiło przejście do ruchu jowicentrycznego. Z elementami orbity jowicentrycznej obliczane były dalej perturbacje w ruchu komety wywołane przez Słońce, przy czym do jego masy dodane zostały masy Merkurego, Wenus, Ziemi i Marsa; w ten sposób uwzględniono także wpływ tych czterech planet na jowicentryczny ruch komety. Obliczone też były perturbacje wywołane przez Saturna.

Dla sprawdzenia poprawności przejścia do orbity jowicentrycznej oraz obliczeń perturbacji w ruchu jowicentrycznym dokonana została następująca kontrola. W 40-dniowym odstępie czasu ruch komety badany był dwukrotnie, raz heliocentrycznie, drugi raz jowicentrycznie, a następnie zostały obliczone dwukrotnie i porównane jowicentryczne współrzędne prostokątne komety. Podobna kontrola została przeprowadzona przy powrocie do rachunków heliocentrycznych.

Dla ilustracji charakteru planetocentrycznego ruchu komety podane są niżej ekliptyczne elementy jowicentrycznej orbity komety na datę bliską przejścia komety przez perijowium:

$$
\left.\begin{array}{ll}
T = 1964.\text{III}.\ 17.483\ \text{E.T.} & \\
a = -0.016595 & \Omega = 125.^{\circ}796 \\
e = 20.8189 & \omega = 111.585 \\
q = 0.3289 & \pi = 237.381 \\
\mu = 22273.''8 & i = 74.168
\end{array}\right\} 1950.0
$$

Widać, że orbita jowicentryczna jest „zdecydowaną" hiperbolą o dużym mimośrodzie. Przejście komety najbliżej Jowisza nastąpi w chwili 1964.III.17.302 U.T. w odległości 0.3281 j.a.

W odpowiednim momencie dokonane zostało przejście do rachunków znowu w heliocentrycznym ruchu komety. Z elementów orbity heliocentrycznej od razu widoczne były skutki zbliżenia komety do Jowisza: zmalał mimośród i średni ruch dzienny, a wzrosło nachylenie płaszczyzny orbity do płaszczyzny ekliptyki; długość węzła mało się zmieniła, ale węzeł wstępujący prawie pokrywał się teraz z perihelium. Te zmiany orbity można już było uznać za „trwałe", jak-

kolwiek kometa była jeszcze nadal dość blisko Jowisza wywierającego znaczny wpływ na jej ruch. Dalsze rachunki heliocentryczne doprowadziły do elementów, na podstawie których można obliczyć efemerydę na powrót komety w 1967 r.

Prowizoryczne badania zbliżenia komety do Jowisza w 1964 r. [7] (także w jowicentrycznym ruchu komety) przeprowadzone były z mało dokładnymi elementami orbity heliocentrycznej, a w ruchu komety uwzględniane były tylko perturbacje wywołane przez Jowisza i Saturna. Ciekawe jest porównanie elementów wejściowych i wyjściowych uzyskanych z obliczeń prowizorycznych i dokładnych. Obrazuje to wpływ dokładności elementów wejściowych na wynik obliczeń w przypadku bliskiego przejścia komety koło Jowisza (tab. 3). Widać, że

Tabela 3

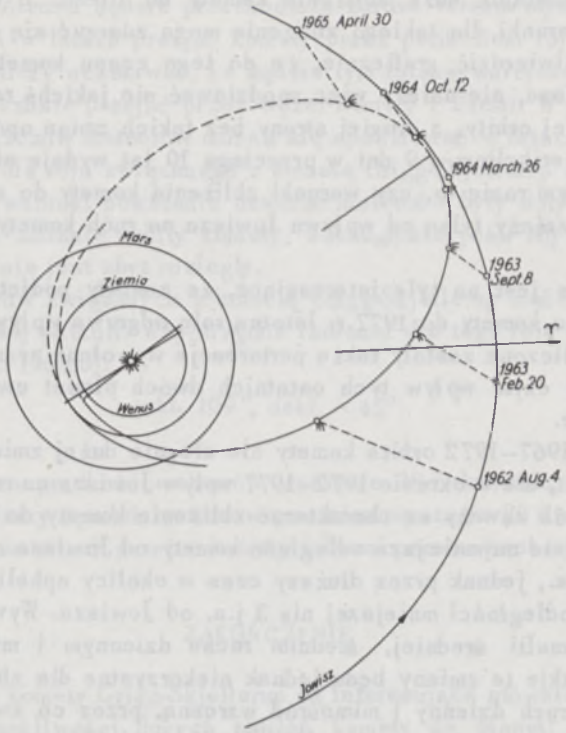
Porównanie wyników obliczeń prowizorycznych i dokładnych w przypadku zbliżenia komety do Jowisza w 1964 r.

	Różnica w elementach wejściowych	Różnica w elementach wyjściowych	Różnica w perturbacjach
ΔM	+ 109.″3	+ 90.″1	- 19.″2
$\Delta\Omega$	+ 9.9	- 18.0	- 27.9
$\Delta\omega$	- 138.5	- 140.4	- 1.9
$\Delta\pi$	- 39.6	- 37.4	+ 2.2
Δi	- 22.7	+ 4.0	+ 26.7
Δn	+ 0.0147	- 0.0530	- 0.0677

różnice w perturbacjach w niektórych elementach są dość duże. Jeśli wziąć pod uwagę, że zbliżenie komety Grigg-Skjellerup nastąpi na skraju sfery predominacji Jowisza, to można przypuszczać, że w przypadku bardziej ciasnych zbliżeń dokładność elementów wejściowych mogłaby w znacznym stopniu zaważyć na wyniku obliczeń perturbacji.

MOŻLIWOŚĆ WIELKIEGO ZBLIŻENIA KOMETY DO ZIEMI

Po zbliżeniu komety do Jowisza w 1964 r. orbita jej zmieni się w taki sposób, że w węźle wstępującym będzie się niemal przecinała z orbitą Ziemi. Z elementów z 1967 r. można wyznaczyć odległość węzła orbity komety od orbity Ziemi równą 0.003 j.a. W związku z tym zaistnieje możliwość dużego zbliżenia komety do Ziemi, a w sprzyjających warunkach zderzenie komety z Ziemią nie byłoby wykluczone. Aby przeprowadzić prowizoryczne przewidywania kiedy taka sposobność mogłaby się nadarzyć, w pierwszym przybliżeniu wystarczy zbadać, kiedy nastąpią najbliższe przejścia komety przez perihelium (węzeł przypada bardzo blisko niego).



Rys. 1. Deformacja heliocentrycznej orbity komety Grigg-Skjellerup na skutek bliskiego przejścia komety koło Jowisza w 1964 r.

Tabela 4

Przejścia komety przez perihelium na podstawie elementów z 1967 roku

Przejście komety przez perihelium	Długość Ziemi wyniesie 212° (23 kwietnia)
1967 styczeń 16	po 97 dniach
1972 marzec 1	po 53 "
1977 kwiecień 14	po 9 "
1982 maj 29	przed 36 dniami

Długość węzła wstępującego orbity komety wynosi 213°. Ziemia w swym ruchu wokół Słońca osiąga taką długość ekliptyczną 23 kwietnia i tylko w tym czasie może nastąpić duże zbliżenie komety do Ziemi. Z tab. 4 widać, że odpowiednie warunki dla takiego zbliżenia mogą zdarzyć się dopiero w 1977 r. Można łatwo stwierdzić graficznie, że do tego czasu kometa nie zbliży się bardzo do Jowisza, nie należy więc spodziewać sie jakichś radykalnych zmian w elementach jej orbity, z drugiej strony bez takich zmian opóźnienie przejścia komety przez perihelium o 9 dni w przeciągu 10 lat wydaje się mało prawdopodobne. W każdym razie to, czy warunki zbliżenia komety do ziemi poprawią się czy pogorszą, zależy tylko od wpływu Jowisza na ruch komety w okresie 1967–1977.

Zagadnienie jest na tyle interesujące, że zostały podjęte obliczenia perturbacji w ruchu komety do 1977 r. Istotną rolę odgrywa wpływ Jowisza na ruch komety, ale obliczone zostały także perturbacje wywołane przez Saturna, Wenus i Ziemię, przy czym wpływ tych ostatnich dwóch planet uwzględniony został barocentrycznie.

W okresie 1967–1972 orbita komety nie ulegnie dużej zmianie pod wpływem działania planet, ale w okresie 1972–1977 wpływ Jowisza na ruch komety w zdecydowany sposób zaważy na charakterze zbliżenia komety do Ziemi w kwietniu 1977 r. Wprawdzie najmniejsza odległość komety od Jowisza nie osiągnie nawet wartości 2.5 j.a., jednak przez dłuższy czas w okolicy aphelium kometa będzie przebywała w odległości mniejszej niż 3 j.a. od Jowisza. Wywoła to dość duże zmiany w anomalii średniej, średnim ruchu dziennym i mimośrodzie orbity komety. Wszystkie te zmiany będą jednak niekorzystne dla zbliżenia komety do Ziemi. Średni ruch dzienny i mimośród wzrosną, przez co zwiększy się nieco odległość węzła wstępującego od orbity Ziemi (wyniesie teraz około 0.012 j.a.), a co najważniejsze, kometa znacznie przyśpieszy swoje przejście przez perihelium, niż moglibyśmy oczekiwać tego na podstawie elementów z 1967 r. (tab. 4). W związku z tym kometa przejdzie przez węzeł orbity prawie o dwa tygodnie wcześniej niż Ziemia i w rezultacie nie zbliży się do Ziemi bardziej niż na odległość 0.19 j.a. Warto też dodać, że w tym czasie kometa zbliży się dość znacznie do Wenus (na około 0.3 j.a.).

Możliwość efektownego zbliżenia komety do Ziemi w 1977 r. zostanie zatem udaremniona przez wpływ Jowisza na ruch komety w okresie 1972–1977. W chwili przejścia komety przez węzeł w 1977 r. różnica długości ekliptycznych komety i Ziemi wyniesie kilkanaście stopni. W 1982 r. różnica ta jeszcze się powiększy (kometa przejdzie przez węzeł dopiero w maju) i będzie stale wzrastała przy następnych powrotach komety. Ponieważ ponowne kolejne zbliżenie komety do Jowisza może nastąpić dopiero w marcu 2000 roku (co można łatwo stwierdzić graficznie), więc do tego czasu orbita komety nie ulegnie dużym zmianom, a zatem większego zbliżenia komety do Ziemi także nie należy się spodziewać.

Jeśli z kometą związany jest rój meteorytów, to na skutek zmian orbity

wywołanych zbliżeniem komety do Jowisza w 1964 r. rój ten powinien zostać zaobserwowany w postaci deszczu meteorów. Począwszy od 1967 r. każdego roku 23 kwietnia Ziemia będzie przechodziła bardzo blisko węzła wstępującego orbity komety i w latach przejść komety przez perihelium rój może być zaobserwowany, a należy oczekiwać, że będzie tym intensywniejszy, im mniejsza będzie różnica w czasie przejść przez węzeł komety i Ziemi. W związku z tym najbogatszych deszczów meteorów można się spodziewać w latach 1977 i 1982. Radiant meteorów dla roju związanego z kometą Grigg-Skjellerup był już wyznaczany [5], jednak warunki powstania deszczu meteorów były dotychczas znacznie gorsze niż po zmianie orbity komety, szczególnie jeśli rój jest związany blisko z kometą i nie jest zbyt rozległy.

Deszcz meteorów związanych z kometą Grigg-Skjellerup może być obserwowany na południowej półkuli. Współrzędne radiantu dla tego roju od 1967 r. wynoszą (na równonoc 1950.0):

rekt. 109°, dekl. – 45°.

Heliocentryczna prędkość meteorów wyniesie 38.5 km/sek, geocentryczna 15.2 km/sek. Obfitszy spadek meteorów powinien wystąpić 23 kwietnia 1977 r., kiedy różnica w momentach przejść komety i Ziemi przez węzeł wyniesie 12 dni.

ZAKOŃCZENIE

Badania ruchu komety Grigg-Skjellerup są interesujące głównie z tego względu, że istnieją możliwości dużych zbliżeń komety do planet: w aphelium do Jowisza, w perihelium do Wenus i Ziemi. Dla ogólnego obrazu podana została tabela wszystkich zbliżeń komety do tych planet w ciągu 30 lat badanego ruchu komety.

Tabela 5

Zbliżenia komety Grigg-Skjellerup do planet w okresie 1947–1977

Wenus		Ziemia		Jowisz	
Moment zbliżenia U.T.	ρ min	Moment zbliżenia U.T.	ρ min	Moment zbliżenia U.T.	ρ min
1947. IV. 16.2	1.084	1947. IV. 12.4	0.159	1947. V. 8.8	4.512
1952. III. 9.0	0.943	1952. II. 8.8	0.519	1953. I. 24.9	4.250
1957. I. 31.5	0.797	1957. I. 6.2	1.065	1956. XII. 20.1	4.472
1961. XII. 28.8	0.707	1962. I. 10.1	1.484	1964. III. 17.302	0.3281
1966. IX. 14.8	1.295	1967. I. 4.5	1.471	1972. VI. 1.9	3.999
1971. VI. 25.8	1.243	1972. II. 15.0	0.820	1976. I. 16.4	2.667
1977. IV. 18.4	0.293	1977. IV. 1.9	0.189		

Z tabeli 5 widać, że w okresie 1947–1977 kometa tylko dwa razy zbliżyła się „poważnie" do Ziemi, raz do Wenus i raz do Jowisza. Oczywiście tylko zbliżenie do Jowisza wywarło trwały wpływ na dalszy ruch komety.

W tabeli 6 podane są elementy orbity oskulacyjnej na momenty bliskie kolejnych przejść komety przez perihelium. Widać wyraźną zmianę orbity komety po zbliżeniu do Jowisza w 1964 r.

Tabela 6

Elementy orbity oskulacyjnej komety Grigg-Skjellerup

Przejście przez perihelium (E.T.)	q	n	a	e	1950.0		
					i	Ω	ω
1947. IV.18.14	0.8531	0°.20115	2.8849	0.70428	17°.65	215°.38	356°.39
1952. III.11.16	0.8556	0.20096	2.8867	0.70360	17.63	215.38	356.36
1957. II. 2.63	0.8553	0.20102	2.8861	0.70365	17.64	215.39	356.33
1961.XII.31.36	0.8578	0.20083	2.8879	0.70298	17.62	215.37	356.38
1967. I.16.44	1.0028	0.19246	2.9711	0.66247	21.05	212.69	359.17
1972. III. 2.56	1.0012	0.19257	2.9699	0.66289	21.07	212.65	359.28
1977. IV.10.86	0.9933	0.19327	2.9627	0.66475	21.10	212.65	359.32

Wydaje się, że inne, bardziej szczegółowe badania ruchu komety na podstawie dotychczas dokonanych obliczeń byłyby niecelowe. Bardzo skąpy materiał obserwacyjny nie pozwala na wyciąganie wniosków, np. o istnieniu jakichś niegrawitacyjnych anomalii w ruchu komety. Kometa jest obiektem słabym ($13^m.5$ w odległości 1 j.a. od Słońca i od Ziemi), bez wyraźnej kondensacji w centrum, w okresie widoczności stale przebywa na niebie dość blisko Słońca, stąd więc może nieliczne i obarczone dużymi błędami obserwacje. Mogłyby być prowadzone badania ruchu komety wstecz, aż do 1922 r., a nawet dalej od daty pierwszego jej odkrycia w 1902 r. Cały materiał obserwacyjny z tego okresu mógłby być wystarczający dla wyciągnięcia ogólniejszych wniosków oraz dla uzyskania dobrych podstaw do badania ruchu komety jeszcze przed jej odkryciem. Jednak o podjęciu takiej pracy bez zastosowania maszyny elektronowej nie może być nawet mowy.

Dotychczasowe obliczenia miały na celu możliwie wiarygodną przepowiednię przyszłych losów komety w związku ze zmianami orbity, jakie pociągnie za sobą zbliżenie komety do Jowisza w 1964 r. Wydaje się, że cel ten został osiągnięty.

Kometa nie powinna sprawić nam żadnej niespodzianki aż do jej następnego zbliżenia do Jowisza w 2000 r. Ale możliwe, że do tego czasu kometa przestanie istnieć.

Warszawa, czerwiec 1962 r.

LITERATURA

[1] Dinwoodie C. H. BAA 1957 s. 50, 1961 s. 59 i 1962 s. 56.
[2] Kamieński M., AA a3 s. 12 (1933).
[3] Kamieński M., AA 7 s. 159 (1957).
[4] Kępiński F., AA 10 s. 209 (1960).
[5] Lovell A. C. B., *Meteor Astronomy*, Oxford 1954, s. 415.
[6] Merton G., Mem. RAS, LXIV–III s. 48 (1927).
[7] Sitarski G., AA 9 s. 175 (1959) = Warsaw Reprint No 88.
[8] Sitarski G., AA 9 s. 227 (1959) = Warsaw Reprint No 94.
[9] Sitarski G., AA 11 s. 93 (1961) = Warsaw Reprint No 113.
[10] Sitarski G., AA 11 s. 117 (1961) = Warsaw Reprint No 114.
[11] Sitarski G., AA 11 s. 141 (1961) = Warsaw Reprint No 119.

BADANIA STATYSTYCZNE POPULACJI GROMAD GALAKTYK

W. ZONN

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НАСЕЛЕНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ СКОПЛЕНИЙ

В. Зонн

Содержание

Указывается на частые ошибки заключений вытекающих из исследований произведенных на "выборках", какими являются почти что все каталоги звёзд или галактик, если мы не усматриваем существующих в них систематических погрешностей. Такой ошибкой является заключение (основанное на непосредственных наблюдениях) о том, что относительное число спиральных галактик в тесных галактических скоплениях гораздо меньше, чем в открытых и чем в общем галактическом поле. Если мы усмотрим влияние погрешностей вызванных существованием селекции в выборе галактик (зависящей от расстояния и функции светимости галактик разных типов), то мы придем к выводу о том, что по существу нет разниц между населением тесных галактических скоплений и всех остальных и галактик поля. Даны некоторые детали работ Нэймана, Скотт, Маркуса и автора этой статьи, которые доказывают правильность этого заключения.

STATISTICAL STUDY OF POPULATIONS OF THE CLUSTER OF GALAXIES

Summary

A short discussion of errors contained in statistical studies based on catalogues being selected samples of stars or galaxies is given. One of those errors (originating from inere consideration of observations, disregarding the selection factor) was a conclusion that the compact clusters of galaxies contain less spirals than the open ones and the field galaxies. Taking into account the selection factor depending upon the luminosity function and some other factors we get at the conclusion that there is no difference between the population of compact clusters and that of medium and open ones. Some details of J. Neyman, E. Scott, A. Marcus and writer's paper dealing with this problem are given.

Ponieważ głównym tematem niniejszego artykułu będzie wykrycie i skorygowanie pewnego bardzo rozpowszechnionego w statystyce astronomicznej błędu, pozwolę sobie na nieco dłuższe zatrzymanie się nad istotą i historią tego rodzaju błędów.

Otóż w astronomii, podobnie zresztą jak i w wielu innych naukach empirycznych, często zajmujemy się nie poszczególnym zjawiskiem, lub obiektem, lecz całym ich zespołem. Przy tym ci, którzy zajmują sie zespołami zjawisk lub obiektów są najczęściej skazani na to, że zamiast całego zespołu mają do dyspozycji tylko jego część. Nazwijmy tę część – zgodnie ze słownictwem używanym przez statystyków – próbą, cały zaś zespół – populacją generalną. Otóż, aby próba reprezentowała zespół w sposób właściwy, przy wyborze obiektów do próby musimy trzymać się pewnej bardzo istotnej reguły: wybór elementów do próby musi być całkowicie niezależny od cechy, którą w niej zamierzamy badać.

Przypadkiem idealnym, w którym mamy pełną gwarancję niezależności wyboru od jakiejkolwiek bądź cechy obiektów byłoby postępowanie następujące: Numerujemy wszystkie elementy populacji generalnej od 1 do N i konstruujemy kość mającą również N ścian z wypisanymi na każdej liczbami od 1 do N. Rzucamy następnie kością tyle razy, ile chcemy mieć elementów w próbie i za każdym razem do próby bierzemy ten element, którego numer wypadł nam w tej „grze". Nie mam potrzeby chyba dodawać, że kość musi być „uczciwa", to znaczy taka, w której prawdopodobieństwo wyrzucenia każdej liczby od 1 do N jest jednakowa.

Rzeczywiste warunki doświadczeń lub obserwacji najczęściej przekreślają możność takiego postępowania. Przyroda lub technika doświadczenia narzuca nam inne zasady „gry" przy wybieraniu elementów do próby. Jeśli mimo to reguła, o której wspominaliśmy wyżej, zostanie zachowana, wszystko jest w porządku. Gorzej jednak jest wtedy, gdy przyroda podsuwa nam „grę" niezgodną z regułą i gdy o tym ludzie zapominają. Wtedy wyciągane przez nich wnioski są najczęściej fałszywe.

Za najbardziej rozpowszechniony przykład takiego błędu niech posłuży nam wnioskowanie o szkodliwości alkoholu przy prowadzeniu samochodów na podstawie badań stanu kierowców, którzy ulegli katastrofie. Z tego, że w takich próbach mamy duży procent pijanych, wnioskuje się (błędnie), że alkohol szkodzi kierowcom w spełnianiu ich obowiązków. Wnioskowanie to jest błędne dlatego, że w tym przypadku wybór elementów do próby odbywa się na podstawie cechy – uleganie katastrofom – wyraźnie skorelowanej z inną (będącą przedmiotem badań), mianowicie ze skłonnością do alkoholu. Chcąc badać zależność tych obu cech, wybór elementów do próby musi się odbywać niezależnie od każdej z nich. Moglibyśmy na przykład utworzyć próbę ze wszystkich prowadzących samochody w pewnym określonym odstępie czasu. Albo też porównać

naszą „tendencyjną" próbę z inną, wybraną na podstawie drugiej cechy: mianowicie z próbą złożoną z samych tylko pijanych kierowców, jadących w tym samym odstępie czasu po tychże samych drogach. Tak czy inaczej, wnioskowanie na podstawie pierwszej tylko próby (złożonej z kierowców, którzy ulegli katastrofie) jest oczywiście błędne.

Historia astronomii aż się roi od wniosków wyciąganych z prób niewłaściwych, obarczonych wyraźną tendencją. Pierwszym, który taki błąd popełnił, był słynny William Heschel, który również jako pierwszy zastosował metodę prób w badaniach astronomicznych. Jak wiemy, Herschel zliczał gwiazdy widzialne przez jego teleskop w pewnych wybranych polach na niebie. Mając do dyspozycji te próby i zakładając, że zawierają one wszystkie gwiazdy naszej Galaktyki (znajdujące się w odpowiednich kątach bryłowych), wyciągał z tego wnioski dotyczące budowy Galaktyki. Wnioski — oczywiście — błędne, ponieważ próby jego nie były beztendencyjne. Wiemy dziś, że przy ich tworzeniu prawdopodobieństwo zaobserwowania gwiazd absolutnie jasnych i bliskich było znacznie większe, niż gwiazd dalekich, o małej jasności absolutnej.

Każde zdjęcie nieba, każdy zespół obserwacji (utrwalony w katalogu) jest zawsze próbą obarczoną tendencją. Bo gwiazdy, lub inne obiekty, trafiają lub nie trafiają do katalogu, lub na kliszę zależnie przede wszystkim od ich jasności absolutnej. Jeśli badamy takie cechy gwiazd, które od jasności absolutnej nie zależą, próbę naszą możemy traktować jako beztendencyjną. Jeśli jednak tak nie jest, a większość właściwości gwiazd zależy od ich jasności absolutnej, próba nasza zawiera niewątpliwą tendencję. Typ widmowy gwiazdy, jej barwa, ba, nawet masa i ruch własny są wyraźnie skorelowane z jej jasnością absolutną. Zatem wszystkie nasze próby musimy skorygować ze względu na wyraźną ich tendencyjność — i to właśnie jest jednym z podstawowych zadań tych wszystkich, którzy się zajmują astronomią gwiazdową.

W astronomii pozagalaktycznej sytuacja pod tym względem jest jeszcze gorsza. Wynika to częściowo ze specyficznych warunków obserwacji galaktyk, częściowo zaś z winy samych astronomów. Niedawno opublikowano listę jaśniejszych galaktyk, w których nikt jeszcze nie zaobserwował przesunięcia linii ku czerwieni [1]. Wśród nich mamy wiele galaktyk o jasnościach mniejszych niż $11^m.5$, a nawet jedną o jasności $9^m.5$! Znaczy to, że w astronomii pozagalaktycznej niekompletność posiadanych danych obserwacyjnych występuje w jeszcze większym stopniu, niż w astronomii gwiazdowej. Nic dziwnego, że w astronomii pozagalaktycznej spotykamy się z częstszymi błędami i nieporozumieniami, niż gdzie indziej.

Jednym z takich właśnie błędów było twierdzenie oparte na bezpośredniej obserwacji różnych gromad galaktyk, że w gromadach zwartych mamy znacznie więcej galaktyk eliptycznych i galaktyk o typie przejściowym SO, niż wśród galaktyk tworzących gromady luźne i wśród galaktyk „niestowarzyszonych"

(które dla skrócenia będę nazywał galaktykami pola). Twierdzenie to stało się podnietą dla L. Spitzera i W. Baadego [2] do wysunięcia przypuszczenia, że w gromadach zwartych następują częstsze zderzenia galaktyk, w wyniku czego zawartość w nich galaktyk spiralnych jest mniejsza niż gdzie indziej. Bo galaktyki spiralne, zdaniem autorów, przy zderzeniach zamieniają się w eliptyczne lub w galaktyki typu SO. Przypuszczenie to wywołało potrzebę dokonania obliczeń skutków zderzeń między galaktykami, co też autorzy zrobili otrzymując w wyniku, że przy tym gwiazdy w każdej z galaktyk nie doznają większych zakłóceń. Cały „dramat" rozgrywa się w materii międzygwiazdowej, ulegającej przy tym silnym zakłóceniom wywołującym nawet rozproszenie materii należącej pierwotnie do jednej galaktyki w otaczającej przestrzeni. Taka galaktyka zamieni się zatem w eliptyczną lub w galaktykę typu SO. Zderzenia są zatem czynnikiem wywołującym szybkie przemiany galaktyk spiralnych we wszystkie inne; tam, gdzie te zderzenia są najczęstsze, zawartość galaktyk spiralnych jest mniejsza.

Również F. Zwicky [3], przedstawiając właściwości ewolucyjne galaktyk w gromadach, wyróżnia zwarte, ponieważ w nich – jak twierdzi – notujemy wyraźnie mniej galaktyk spiralnych, niż w gromadach luźnych i w polu.

Jak mówiliśmy już, twierdzenie to jest niesłuszne, ponieważ z otrzymywanych na drodze obserwacji prób nikt nie zadał sobie trudu wyeliminowania wpływu tendencji występującej w tego rodzaju obserwacjach. Tą sprawą zajęli się niedawno J. Neyman i E. Scott, tworząc teorię matematyczną eliminacji tendencji z obserwacji [4], a następnie stosując ją do aktualnych danych obserwacyjnych [5].

Spróbuję przedstawić tu główne myśli tego rodzaju korygowania prób obserwacyjnych przy pomocy danych uzyskanych z obserwacji galaktyk pola i niektórych drobniejszych grup gromad. Przy tym uproszczę niektóre wywody i wprowadzę inne znakowanie, bardziej rozpowszechnione w astronomii gwiazdowej. Niech p_k oznacza częstość występowania galaktyk o typie morfologicznym k w pewnym obszarze przestrzeni, w odległości r od obserwatora. Oznaczając przez M jasność graniczną danego katalogu, otrzymamy łatwo stosunek częstości prawdziwej p_k do obserwowanej (katalogowej) q_k:

$$p_k : q_k = 1 : \int_{-\infty}^{M_o} \varphi_k (M)\, dM,$$

gdzie $\varphi_k(M)$ jest funkcją jasności absolutnych galaktyk typu k;

$$M_o = m - 5 \log r + 5,$$

przy tym oczywiście dla danej gromady r = const.

Otóż w naszym przypadku jasności granicznej m nie możemy traktować jako stałej, ponieważ dwie galaktyki o tej samej jasności obserwowanej m, lecz o różnym typie k mają różne prawdopodobieństwa znalezienia się w katalogu. Dzieje się tak dlatego, że galaktyki należące do różnych typów mają różną strukturę; ponadto w grę wchodzi również „kaprys" astronomów, w wyniku którego ich stopień zainteresowania się galaktykami o różnych typach morfologicznych jest różny. Dlatego wprowadzimy nową funkcję $\Phi_k(m)$ oznaczającą prawdopodobienstwo znalezienia się w katalogu galaktyki o jasności obserwowanej m i typie morfologicznym k. Naszą poprzednią równość obecnie przepiszemy w formie:

$$p_k : q_k = 1 : \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_k(m)\, \mathrm{dm} \int_{-\infty}^{M_\circ} \varphi_k(M)\, dM.$$

Mnożąc częstości katalogowe przez stosunek $p_k : q_k$, otrzymamy częstości „prawdziwe" występowania galaktyk różnych typów.

Powstaje oczywiście pytanie, jak wyznaczyć obie nieznane funkcje

$$\Phi_k(m) \text{ i } \varphi_k(M)?$$

Rozpatrzmy w tym celu galaktyki pola (galaktyki niestowarzyszone). Otóż prawdopodobieństwo posiadania przez daną galaktykę jasności absolutnej M w odległości r (którą obecnie traktujemy jako zmienne) oznaczmy przez $f(M,r)$:

$$f(M,r) = C\varphi(M)\, D(r)\, r^2.$$

Pominęliśmy tu wskaźnik k jedynie dla uproszczenia zapisu, pamiętając, że rozumowanie nasze odnosi się tylko do jednego typu morfologicznego galaktyk. Wprowadzając $D(r)r^2$, jako prawdopodobieństwo znalezienia się galaktyki w odległości r, czynimy założenie, że przestrzeń jest prostolinijna, które to założenie wydaje się słuszne dla stosunkowo bliskich galaktyk, z którymi w tym przypadku mamy do czynienia. Ponadto zakładamy $D(r) = 1$, co oznacza, że w każdym miejscu przestrzeni mamy jednakowe prawdopodobieństwo znalezienia się galaktyki.

Wprowadzając zamiast r zmienną losową m:

$$r = 10^{0{,}2\,(m-M+5)},$$

otrzymujemy rozkład zmiennych m i M:

$$F(M,m) = C\varphi(M)\, 10^{-0{,}6\,M} \Phi(m)\, 10^{0{,}6\,m}.$$

To co otrzymaliśmy po przekształceniu $f(M,r)$ pomnożyliśmy jeszcze przez $\Phi(m)$ ponieważ, jak wspominaliśmy już, prawdopodobieństwo znalezienia się galaktyki w katalogu zależy jeszcze od m.

Warto przy tej okazji zwrócić uwagę na to, że po prawej stronie mamy zmienne rozdzielone, co oznacza, że M i m są od siebie niezależne.

Obliczmy następnie rozkład brzegowy:

$$F_m(m) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(M,m)\, dM = C_1\, \Phi(m)\, 10^{0,6\, m}$$

Otóż związek ten służy nam właśnie do otrzymania $\Phi(m)$ na podstawie przeliczeń $F_m(m)$ galaktyk w jakimś katalogu. Jedynie nieznaną pozostanie stała C_1, którą łatwo wyznaczymy z tej części krzywej $F_m(m)$, dla której $\Phi(m)$ jest praktycznie biorąc równe 1 (dla galaktyk najjaśniejszych).

Aby wyznaczyć drugą z nieznanych funkcji, mianowicie $\varphi(M)$, obliczmy inny rozkład brzegowy:

$$F_M(M) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(M,m)\, dm = C_2 \varphi(M)\, 10^{-0,6\, M}$$

Otrzymaliśmy związek między funkcją jasności absolutnych $\varphi(M)$ „prawdziwą" i katalogową m $F_M(M)$. Aby wyznaczyć tę ostatnią, musimy znać indywidualne odległości galaktyk. Jesteśmy w tym przypadku w tym szczęśliwym położeniu, że znamy przesunięcia ku czerwieni każdej galaktyki, które – jak wiemy – jest proporcjonalne do odległości. Przyjmując więc, że

$$m - M = 5 \log z - 5 \log H + 5,$$

gdzie H – stała Hubble'a, z – przesunięcie ku czerwieni równe $c\,\frac{\Delta\lambda}{\lambda}$ łatwo obliczymy jasność absolutną każdej galaktyki i w ten sposób uzyskamy częstości katalogowe $F_M(M)$. Znając tę funkcję łatwo obliczymy $\varphi(M)$.

Otóż obliczenia wskazują na to, że $\varphi(M)$ w każdym przypadku daje się dobrze aproksymować przy pomocy rozkładu normalnego o parametrach M_0 i σ_M.

Krzywe zaś $\Phi(m)$ dobrze aproksymuje wyrażenie:

$$\Phi(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{m-a}{\beta}}^{+\infty} e^{-t^2/2}\, dt,$$

zawierające dwie stałe α i β.

Tabela 1 zawiera parametry charakteryzujące obie funkcje; uzyskano je na podstawie danych zawartych w pracy M.L. Humasona, N.U. Mayalla i A.R. Sandage'a [6].

Tabela 1

parametry charakteryzujące funkcje jasności absolutnych N (M_0 i σ_M) galaktyk w gromadach, oraz parametry charakteryzujące Φ (m) — prawdopodobieństwo trafienia galaktyki do katalogu. $\Phi(m) = \int_{\frac{m-a}{\beta}}^{+\infty} e^{-t^2/2}\, dt$

σ_α i σ_β są to dyspersje odpowiednich wartości α i β

n — liczba galaktyk użytych do wyznaczenia odpowiednich parametrów.

Typ	M_0	σ_M	α	σ_α	β	σ_β	n
EO – E3	−18.0	1.02	12.0	±0.4	1.13	±0.12	83
E4 – E7	−17.0	1.33	10.9	0.9	1.30	0.22	28
SBO	−18.5	0.58	11.4	0.8	1.10	0.23	21
SBb	−18.7	0.86	11.2	0.7	1.10	0.21	26
SO, SOp	−17.0	1.25	11.7	0.5	1.10	0.13	61
Sa, Sap, Sab	−18.4	0.82	11.9	0.4	0.90	0.13	51
Sb, Sbc	−17.9	1,05	10.8	0.4	1.10	0.12	77
Sc, Scp, SBc	−16.7	1.28	11.6	0.2	0.75	0.08	94

Tabela 2

Zestawienie wartości oczekiwanych i obserwowanych (w procentach) częstości typów galaktyk w gromadach Virgo, Coma i w niektórych grupach gromad

Typ morfologiczny	Galaktyki pola		Bliskie grupy gromad $n = 32$		Virgo $n = 80$		Grupy o odległości pośredniej $n = 72$		Coma $n = 46$		Dalekie grupy gromady $n = 48$	
	Podług katalogu HMS	w przestrzeni	Ocz.	Obs.	Ocz.	Obs.	Ocz.	Obs.	Ocz.	Obs.	Ocz.	Obs.
EO – E3	83	3.7	7.0	6.2	10.6	12.5	18.1	22.2	34.8	34.8	41.1	47.9
E4 – E7, Ep	28	7.6	5.3	9.4	5.0	15.0	6.2	9.7	8.8	19.6	12.3	8.3
SBO, Sba	21	2.2	4.1	9.4	5.6	10.0	4.6	13.9	2.3	0.0	1.1	2.1
ABb	26	1.9	3.4	3.1	5.0	2.5	6.3	4.2	7.8	2.2	5.8	0.0
SO, SOp	66	11.5	12.5	6.2	13.7	15.0	16.1	23.6	20.5	28.3	21.0	14.6
Sa, Sap, Sab	51	3.3	7.1	12.5	11.2	8.8	11.6	11.1	8.8	8.7	4.3	18.7
Sb, Sbc	77	20.8	21.8	12.5	20.6	12.5	17.5	8.3	11.0	2.2	8.0	6.2
Sc, Scp, SBc	94	49.0	38.8	40.6	28.5	23.8	19.5	6.9	5.9	4.3	3.3	2.1
Współczynnik korelacji			0.90		0.73		0.32		0.88		0.90	

Tabela 2 przedstawia wyniki końcowe: w pierwszej kolumnie są typy galaktyk należących do odpowiednich typów we wspomnianym katalogu Humasona, Mayalla i Sandage'a. W następnej mamy (w procentach) liczby względne galaktyk różnych typów w „przestrzeni", a więc prawdziwą populację pola galaktycznego. W następnych kolumnach mamy oczekiwane i obserwowane liczby względne galaktyk o różnych typach; przy tym „oczekiwane" obliczono w założeniu, że skład galaktyk w gromadzie jest taki sam jak i w polu. Obliczenia te dotyczyły drobnych gromad w różnych odległościach i dwóch dużych: gromady luźnej w Pannie bardzo bliskiej nas i bardzo odległej zwartej gromady w Warkoczu Bereniki. Dobra zgodność liczb w obu kolumnach świadczy najwyraźniej o tym, że pomiędzy populacją pola a populacją różnych typów gromad nie ma w zasadzie różnicy. Twierdzenie o tym, że gromady zwarte mają przewagę galaktyk eliptycznych i typu SO nie wydaje się zatem słuszne.

Pewne zastrzeżenie może wzbudzić jedna okoliczność: mianowicie przyjęcie założenia o identyczności funkcji jasności absolutnych galaktyk pola i galaktyk należących do tegoż samego typu morfologicznego, lecz znajdujących się w gromadach. Jakkolwiek mało prawdopodobne wydaje się przypuszczenie, że np. galaktyki typu E4 lub Sa mają różne rozkłady jasności absolutnych zależnie od tego czy się znajdują w gromadzie, czy też poza nią, taka możliwość istnieje. Zresztą niezależnie od zagadnienia poruszanego w niniejszym artykule, sprawa ta jest niezmiernie ważna w wielu innych dziedzinach, np. w zagadnieniu ewolucji galaktyk. W tym kierunku – o ile mi wiadomo – idą dziś główne zainteresowania astronomów zajmujących się zagadnieniami kosmologicznymi. Czy galaktyki należące do jednego typu morfologicznego mają różne właściwości zależnie od tego, czy się znajdują w gromadach, czy poza nimi? Wydaje się, że odpowiedź na to pytanie nie nastąpi zbyt prędko i to głównie dlatego, że brakuje nam w tej chwili właściwego materiału obserwacyjnego. Dość obfity i interesujący materiał obserwacyjny, zebrany w ciągu ostatnich 50 lat wytężonej pracy w dziedzinie astronomii poza-galaktycznej nie ma jednak cech wymaganych przy należytym potraktowaniu statystycznym: wszelkich danych obserwacyjnych.

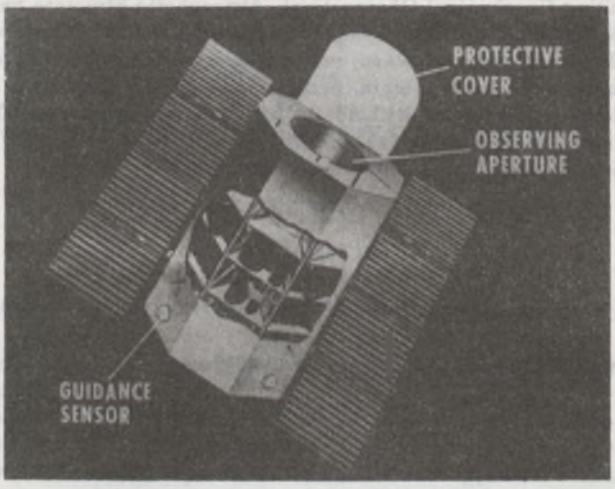
BIBLIOGRAFIA

[1] Herzog E.R., Rudnicki K., *List do obserwatorów z marca 1962 r.*
[2] Spitzer L. jr., Baade W., Ap. J. 113, 413, 1951.
[3] Zwicky F., Handbuch d. Physik, 53, 398, 1959.
[4] Neyman J., Scott E.L., Handbuch d. Physik, 53, 416–444, 1959.
[5] Neyman J., Scott E.L., Zonn W., oraz Marcus A., (referat na zjazd American Astronomical Society w sierpniu 1962) w przygotowaniu do druku.
[6] Humason M.L., Mayall N.U., Sandage A.R., AJ. 61, 97–162. (Lick Observatory Bulletin Nr 542), 1956.

SZTUCZNY SATELITA ZIEMI DO POMIARÓW ASTRONOMICZNYCH

L. CICHOWICZ

W planach organizacji NASA* na rok kalendarzowy 1962 figurował projekt sztucznego satelity Ziemi przeznaczonego do pomiarów astronomicznych: OAO (Orbiting Astronomical Observatory, rys. 1). Zadaniem tego satelity ma być oczywiście badanie tych zjawisk kosmicznych, których obserwacja jest utrudniona lub uniemożliwiona przez atmosferę ziemską.



Rys. 1. Orbiting astronomical observatory

OAO stanowi ośmiokątny graniastosłup o masie 1400 kg, o długości 295 cm i odległości przeciwległych boków 200 cm. W części centralnej statku znajduje się cylindryczna komora o średnicy jednego metra i długości 280 cm, zawierająca aparaturę badawczą. Główną jej częścią jest zwierciadłowy teleskop o średnicy 90 cm. Poza tym

*National Aeronautics & Space Administration.

składają się na nią: układ kontroli stabilności, urządzenie żyroskopowe, „tropiciel" gwiazdowy i „tropiciel" słoneczny, koła podziałowe, dysze gazowe itd. Obserwatorium jest przeznaczone do prac pomiarowych; projektanci zapewniają, iż dzięki precyzyjnemu układowi kontroli stabilności osiągać się będzie dokładność pomiaru pozycji ± 0,1 sekundy łuku. Pomiary przeprowadzane będą w dwóch zakresach: 1) Badania pozycyjne na sferze niebieskiej (w trzech pasmach ultrafioletu); 2) Szerokotaśmowe fotografowanie indywidualnych gwiazd i mgławic. Programowanie pracy obserwatorium przekazywane będzie telemetrycznie. Mocy dla statku kosmicznego dostarczać będą słoneczne baterie krzemowe połączone z niklowo-kadmowymi akumulatorami. Zlecenia mają być przekazywane w formie modulacji impulsowo-kodowej (pulse-code modulation, PCM) dla pewnych określonych momentów, lub też mogą być magazynowane dla dalszego zaprogramowania (za pomocą urządzenia pamięciowego). Do komunikacji z Ziemią służyć mają dwa układy telemetryczne: 1) Układ wąskotaśmowy PCM działający przy 137 Mc/s oraz 2) Układ szerokotaśmowy działający przy 460 Mc/s o zdolności przekazywania co najmniej 10.000 bitów na sekundę.

Orbita pierwszego astronomicznego satelity Ziemi ma być zbliżona do kołowej, o średnicy odległości 800 km – a więc poniżej pasa radiacji Van Allena – dostatecznie dużej, by uniknąć zewnętrznych zakłóceń orbitalnych. Tak dobrana orbita zapewni praktycznie długotrwałość lotu okołoziemskiego OAO. Nachylenie płaszczyzny orbity do płaszczyzny równika ziemskiego wyniesie około 32°.

Warto nadmienić, iż ubiegłoroczny program NASA obok atrakcyjnego dla astronomów projektu Orbiting Astronomical Observatory obejmował serię satelitów specjalistycznych: OGO (Orbiting Geophysical Observatory), Atmospheric Structure Satellite i satelity jonosferyczne do pomiarów geofizycznych z szczególnym uwzględnieniem górnych warstw atmosfery, satelitę mikrometeorytowego, sondę międzyplanetarną (Interplanetary Monitoring Probe) o bardzo wydłużonej orbicie, perigeum ok. 200 km i apogeum ok. 340 tys. km, nowe satelity telekomunikacyjne RELAY 1, ECHO 2, stacjonarnego SYNCOM (o okresie 24^h), nowe satelity meteorologiczne (NIMBUS), OSO (Orbital Solar Observatory). Jak wiadomo, niektóre z wymienionych projektów zostały zrealizowane*.

LITERATURA

U.S. Space science program, National Academy of Sciences, Washington, May 1962.

*OSO startował 7.III.1962, RELAY 1, dnia 13.XII.1962 r.

GWIAZDY UCIEKAJĄCE Z GROMAD

J. OLSZEWSKI

Wiadomo, że gwiazdy mogą opuszczać gromady. Dzieje się to na skutek spotkań między gwiazdami w gromadzie. Spotkania powinny prowadzić do ustalenia się maxwellowskiego rozkładu prędkości gwiazd. Jednakże wtedy gwiazdy posiadające największe prędkości (większe od prędkości ucieczki) będą opuszczały gromadę. W ten sposób nie dojdzie do ustalenia się maxwellowskiego rozkładu prędkości i gwiazdy w wyniku następnych spotkań będą dalej opuszczały gromadę. Z tego widać, że ucieczka gwiazd z gromady będzie stanowić o jej ewolucji. Najprostsze rozumowanie, które prowadzi do oceny tempa ucieczki gwiazd jest następujące: W okresie czasu τ, gdzie τ jest czasem relaksacji, mamy maxwellowski rozkład prędkości. Część gwiazd, które oznaczymy przez K, posiada prędkości większe od prędkości ucieczki. Jeśli teraz założymy, że wszystkie te gwiazdy opuszczą gromadę, tempo ucieczki będzie:

$$\frac{1}{n}\frac{dn}{dt} = -\frac{K}{\tau}. \tag{1}$$

Średnie wartości K i τ dla całej gromady podał Chandrasekhar [1]:

$$K = 0{,}0074$$

$$\tau = 0{,}1357\sqrt{\frac{nR^3}{Gm}}\,\frac{1}{\ln(n/2^{3/2})}, \tag{2}$$

gdzie n – jest liczbą gwiazd w gromadzie, R – jej promieniem, m – masą pojedynczej gwiazdy, G – stałą grawitacji.

Takie rozwiązanie problemu można traktować jedynie jako najgrubsze przybliżenie, gdyż obie wartości K i τ mogą zmieniać się przy przejściu z jednej części gromady do drugiej. Trzeba więc przyjąć odpowiedni model rozkładu gęstości i następnie znaleźć średnią wartość $\frac{K}{\tau}$ dla takiego modelu.

King [2] przyjął model politropy o indeksie 5, który mniej więcej odpowiada rzeczywistemu rozkładowi gęstości gwiazd w gromadach i jest jednocześnie prosty w rachunkach. Okazało się, że dla każdego punktu gromady wartość K równa się 0,0074. Czas relaksacji wyraża się wzorem:

$$\tau = 0{,}1357\sqrt{\frac{nr_0^3}{Gm}}\,\frac{1}{\ln(n/2^{3/2})}\,\left(1+\frac{r^2}{r_0^2}\right)^{7/4}, \tag{3}$$

gdzie r – jest odległością od środka gromady, r_0 – jest skalą parametryczną, zdefiniowaną w ten sposób, że w rzucie na sklepienie nieba r_0 będzie promieniem okręgu zawierającego połowę masy gromady. Jeśli napiszemy:

$$r = r_0 \left(1 + \frac{r^2}{r_c^2}\right)^{7/4}, \tag{4}$$

wtedy r_0 jest równe r dane przez (2), pod warunkiem, że $R = r_0$. Równanie (2) w tym wypadku daje czas relaksacji, który odnosi się do centrum gromady. Wszędzie poza centrum czas relaksacji jest dłuższy, tym samym tempo ucieczki wolniejsze. Średnia wartość r dla całej gromady jest teraz:

$$r = 0{,}526 \sqrt{\frac{nr_0^3}{Gm}} \frac{1}{\ln(n/2^{3/2})}. \tag{5}$$

Aby przekonać się, w jaki sposób uzyskane wyniki zależą od wyboru modelu, King powtórzył rachunki dla politropy o indeksie 3. Otrzymana średnia wartość tempa ucieczki dla całej gromady:

$$-\frac{1}{n}\frac{dn}{dt} = \frac{0{,}00455}{r_0}, \tag{6}$$

gdzie

$$r_0 = 0{,}290 \sqrt{\frac{nr_0^3}{Gm}} \frac{1}{\ln(n/2^{3/2})}. \tag{7}$$

Stąd po odpowiedniej zmianie współczynnika zgodnie z wyrażeniem:

$$-\frac{1}{n}\frac{dn}{dt} = \frac{0{,}0074}{r}$$

z (6) i (7) otrzymamy:

$$r = 0{,}471 \sqrt{\frac{nr_0^3}{Gm}} \frac{1}{\ln(n/2^{3/2})}. \tag{8}$$

W rezultacie mamy trzy formuły określające czas relaksacji: (2) jako najgrubsze przybliżenie, zaś (5) i (8) odpowiednio dla politrop o indeksach 5 i 3 jako bardziej dokładne. Łatwo zauważyć, że by otrzymać (5) i (8) wystarczy pomnożyć (2) przez czynniki 3,47 i 3,88. Jak widać, wynik otrzymany przez Kinga mało zależy od indeksu politropy.

Gdy mamy r jako funkcję ilości gwiazd n i promienia gromady R, równanie (1) może służyć za podstawę rozważań, jak ilość gwiazd zmienia się z czasem. Do tego musimy jeszcze wiedzieć, jak R zależy od czasu. Odpowiedź dał Spitzer [3]: promień gromady będzie się zmniejszać. Wytłumaczenie jest następujące: Całkowita energia gromady jest ujemna. Energia gwiazdy uciekającej jest równa zeru albo większa od zera. Według prawa zachowania energia gromady po ucieczce gwiazdy musi pozostać niezmieniona

albo stanie się jeszcze bardziej ujemna. Lecz teraz jest ona podzielona między mniejszą ilość gwiazd i dlatego odległości między poszczególnymi gwiazdami zmniejszą się. Do oceny takiej kontrakcji mogą służyć dwa równania: prawo zachowania energii i twierdzenie o viriale.

$$H = T + V \tag{9}$$

H – jest całkowitą energią gromady, T – energią kinetyczną, V – potencjalną.

$$2T + V = 0. \tag{10}$$

Mamy stąd:

$$H = \frac{1}{2} V = - T. \tag{11}$$

Całkowita energia gwiazd pozostających w gromadzie jest zmniejszona o wartość energii, którą unoszą gwiazdy uciekające. Zapisujemy to w sposób następujący:

$$\frac{1}{H}\frac{dH}{dt} = \frac{1}{V}\frac{dV}{dt} = \frac{L}{\tau}, \tag{12}$$

gdzie L jest stosunkiem energii, którą unoszą gwiazdy uciekające do bezwzględnej wartości H. Energię potencjalną oblicza się ze związku

$$V = - \frac{Gn^2m^2}{R};$$

R jest średnią odległością gwiazd od centrum. Gdy oznaczymy przez r promień okręgu, który w rzucie na sklepienie nieba obejmuje połowę masy gromady, wtedy:

$$V = - c \frac{Gn^2m^2}{r}. \tag{13}$$

Współczynnik c zależy jeszcze od modelu rozkładu gęstości. Jeśli założymy, że c = const, możemy (13) zróżniczkować:

$$\frac{1}{V}\frac{dV}{dt} = \frac{2}{n}\frac{dn}{dt} = -\frac{1}{r}\frac{dr}{dt}. \tag{14}$$

Założenie wydaje się sensowne, gdyż prawdopodobnie model rozkładu gęstości nie zmienia się. Gromada jest przez cały czas centralnie skoncentrowana. Obserwujemy takie właśnie gromady. Ze związków (1), (12) i (14) otrzymujemy:

$$\left(2 + \frac{L}{K}\right)\frac{dn}{n} = \frac{dr}{r}. \tag{15}$$

Po scałkowaniu:

$$\frac{r}{r_o} = \left(\frac{n}{n_o}\right)^{2+\frac{L}{K}}, \tag{16}$$

n_o i r_o są początkowymi wartościami n i r. Pozostaje do oszacowania wartość L. Musimy więc obliczyć, ile energii posiadają gwiazdy, które w rozkładzie maxwellowskim mają prędkości większe od prędkości ucieczki. Gdy dokonamy całkowania rozkładu energii w granicach: v_e (prędkość ucieczki) i ∞, otrzymamy $L = 0{,}0052$. Jednak King dochodzi do wniosku, że to jest przeceniona wartość L. Prawdopodobnie gwiazda opuści gromadę skoro tylko osiągnie prędkość ucieczki i bardzo niewiele gwiazd będzie posiadać prędkości większe. Z drugiej strony gwiazda uciekająca nie może mieć energii ujemnej. Wobec tego najbardziej prawdopodobna wartość L jest $L = 0$. Równanie (16) przyjmie teraz postać:

$$\frac{r}{r_o} = \left(\frac{n}{n_o}\right)^2. \tag{17}$$

Podstawiając uzyskany wynik do (5), mamy:

$$\frac{r}{r_o} = \left(\frac{n}{n_o}\right)^{7/2} \frac{\ln\left(n_o/2^{3/2}\right)}{\ln\left(n/2^{3/2}\right)}, \tag{18}$$

gdzie r_o jest początkową wartością r:

$$r_o = 0{,}526\sqrt{\frac{n_o r_o^3}{Gm}}\,\frac{1}{\ln\left(n_o/2^{3/2}\right)}. \tag{19}$$

Czas relaksacji jest teraz funkcją jedynie ilości gwiazd w gromadzie. Zatem równanie (1'), po podstawieniu (18) i scałkowaniu, da się przedstawić w następujący sposób:

$$\frac{t - t_o}{r_o} = \frac{7}{2K}\,\frac{\ln x_o}{x_o}\int_x^{xc}\frac{dx}{\ln x}, \tag{20}$$

gdzie:

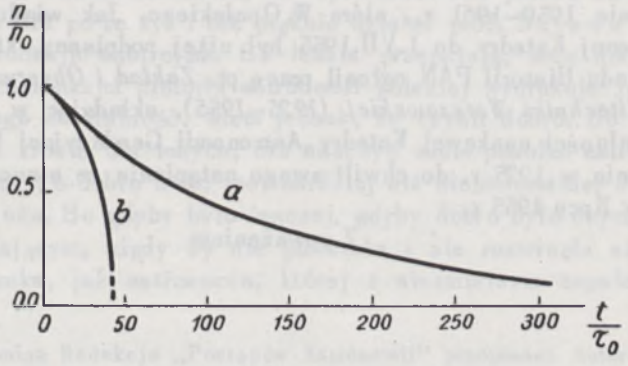
$$x = \left(\frac{n}{2^{3/2}}\right)^{7/2}.$$

W tabeli podanej przez K i n g a znajdują się wartości tej całki dla różnych x_0. Krzywa *b* na rys. 1 ilustruje przebieg zmian ilości gwiazd dla gromady, której początkowa wartość $n_0 = 250$. Gromada traci gwiazdy coraz bardziej gwałtownie i po okresie czasu równym około 40 razy obecny czas relaksacji jej życie się kończy. W tabeli 1 mamy długość życia gromady wyrażoną w jednostkach r_0 jako funkcję n_0.

Tabela 1

n_0	długość życia/r_0
30	44,7
50	42,9
100	41,7
250	40,9
1000	40,2
100000	39,6

Dla porównania krzywa *a* na rys. 1 przedstawia przebieg zmian ilości gwiazd w gromadzie, gdy czas relaksacji jest constant. Końcowa część krzywej *b* jest narysowana linią przerywaną, ponieważ ostatnie stadia ewolucji nie są dokładnie znane. Wynika to stąd, że przy małej ilości gwiazd nie można stosować metod statystycznych (np. twierdzenia o viriale).



Rys. 1 Ilość gwiazd w gromadzie jako funkcja czasu

Jaki jest dalszy los gromady? Gwiazdy będą nadal opuszczały gromadę do momentu, w którym ta stanie się stabilną gwiazdą wielokrotną. Przypuśćmy, że system podwójny jest ostatnim stadium ewolucji. Gwiazdy, które opuściły gromadę, uniosły ze sobą energię równą zeru. Energia systemu podwójnego równa się więc energii gromady we wcześniejszych stadiach ewolucji. Porównując odpowiednie wyrażenia na energie, możemy obliczyć jaka powinna być odległość między składnikami gwiazdy podwójnej. Odległość ta w wypadku gromady M 67 ($n = 500$, $r = 1{,}2$ ps) wynosi około 6,5 jednostki astronomicznej. Dla Plejad ($n = 250$, $r = 2$ ps) otrzymujemy około 40 j.a. W układach podwójnych obserwuje się odległości między składnikami właśnie tego rzędu.

Powyższe rozważania nie uwzględniaja szeregu ważnych czynników, które mogą mieć wpływ na ewolucję gromad. Jako najważniejsze należałoby wziąć pod uwagę: rotację gromady, działanie sił przypływowo-odpływowych i spotkania gromad z pojedynczymi gwiazdami. Dopiero wtedy będzie można ocenić prawdziwe tempo ucieczki gwiazd z gromad. Następne artykuły K i n g a mają być poświęcone temu zagadnieniu.

LITERATURA

[1] Chandrasekhar S., 1942, *Principles of Stellar Dynamics* New York, chap. 5. §4.
[2] King I., 1958, A.J., 63, 109.
[3] Spitzer L., 1940, M.N., 100, 396.

LIST DO REDAKCJI „POSTĘPÓW ASTRONOMII"

Szanowny Panie Redaktorze!

Uprzejmie proszę o umieszczenie w najbliższym zeszycie „Postępów Astronomii" poniższego wyjaśnienia:

W trzecim zeszycie tomu X tegoż czasopisma ukazało się sprawozdanie z działalności naukowej Katedry Astronomii Geodezyjnej Politechniki Warszawskiej w okresie 1950–1961 r., pióra W. Opalskiego. Jak wiadomo, Kierownikiem wymienionej Katedry do 1.VII.1955 był niżej podpisany, który w wydawnictwach Zakładu Historii PAN ogłosił pracę pt. *Zakład i Obserwatorium Astronomiczne Politechniki Warszawskiej (1925–1955)*, składając w niej sprawozdanie z działalności naukowej Katedry Astronomii Geodezyjnej PW od początku jej powstania w 1925 r. do chwili swego ustąpienia ze stanowiska Kierownika Katedry w lipcu 1955 r.

Z poważaniem

F. Kępiński

Warszawa, 30.X.1962

Sprostowanie

We wspomnieniu pośmiertnym poświęconym Prof. Dr Władysławowi Dziewulskiemu, zamieszczonym w zeszycie 3, t. X/1962 „Postępów Astronomii" pióra Prof. Dr Włodzimierza Zonna, sekretariat kwartalnika dokonał pewnych zmian tekstu niezgodnych z intencją Autora, zwłaszcza w końcowym fragmencie wspomnienia, którego brzmienie pierwotne było następujące:

„Gorzką jest chwila rozstania; nie upoważnia nas jednak do najmniejszego pesymizmu. Nie po to żył i tak pięknie działał prof. Dziewulski, abyśmy ulegali tego rodzaju nastrojom. Bo ludzie przemijają, lecz dobro trwa. Nie wiem, jakimi czcionkami historia astronomii polskiej wydrukuje Jego nazwisko i jak oceni Jego działalność. Wiem jednak, że czynił dobro. Bo cóż lepszego może człowiek zrobić dla innych, niż nauczyć wiele pokoleń astronomów pięknej nauki nieba. To dobro trwa; jest bardziej niż nieśmiertelne, bo się zwielokratnia i pomnaża. Bo gdyby było inaczej, gdyby dobro było czymś krótkotrwałym i przemijającym, nigdy by nie powstała i nie rozwinęła się tak piękna i wnikliwa nauka, jak astronomia, której z niezmiernym zapałem uczył nas Zmarły."

Za dokonanie zmian Redakcja „Postępów Astronomii" przeprasza Autora wspomnienia.

KOMUNIKAT

KOMITET ASTRONOMICZNY
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

Warszawa, 10 grudnia 1962 r.

Rozszerzone Prezydium Komitetu Astronomicznego PAN, działając na prośbę Zarządu PTA jako jury „Nagrody Młodych Polskiego Towarzystwa Astronomicznego" postanowiło na posiedzeniu w dn. 10 grudnia 1962 roku dokonać następującego podziału nagród:

I nagroda w wysokości 4000 zł przyznana została Stanisławowi Grzędzielskiemu za pracę *On Magnetic Fields in H I Clouds*, ogłoszoną w zeszycie 3, vol. 12 „Acta Astronomica".

II nagroda w wysokości 3000 zł przyznana została Andrzejowi Kruszewskiemu za pracę *The Polarimetric Measurements of 24 Highly Polarized Stars in Two Spectral Regions* ogłoszoną w zeszycie 4, vol. 12 „Acta Astronomica" oraz za pracę *Exchange of Matter in Close Binary Systems. I – Equilibrium Configurations in Case of Deviations from the Sinchronism* (oddaną do druku).

III nagroda w wysokości 2000 zł przyznana została Marii Zabża za pracę *Statistical Investigation of Solar Activity* ogłoszoną w zeszycie 3, vol. 12 „Acta Astronomica".

Dwie IV nagrody w wysokości po 1500 zł przyznane zostały Wojciechowi Dziembowskiemu za pracę *On Equations of Internal Constitution of Components in Close Binaries* (oddaną do druku) oraz Bohdanowi Paczyńskiemu za pracę *Dependence of the Ratio p/A_v on the Density of Interstellar Matter in the Cassiopeia Region* ogłoszoną w zeszycie 3, vol. 12 „Acta Astronomica".

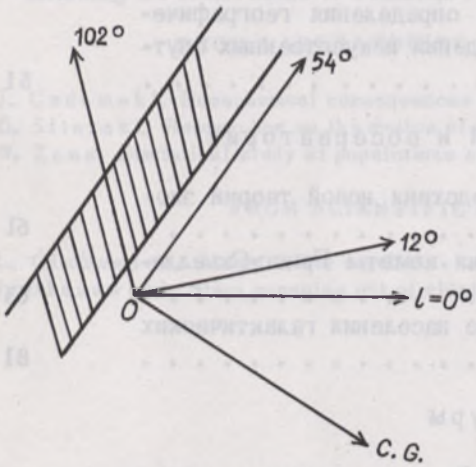
Prof. dr Józef Witkowski
Zastępca Przewodniczącego
Komitetu Astronomicznego

Prof. dr Eugeniusz Rybka
Przewodniczący Komitetu
Astronomicznego

Errata

W artykule K. Stępnia pt. *Śrubowy model pola galaktycznego* zamieszczonym w zesz. 3 t. X „Postępów Astronomii" zmieniony został w sposób istotny rys. 3 na str. 295.

Podajemy skorygowany rysunek 3 wraz z podpisem:



Rys. 3. Ramię Oriona i układ elips zaproponowany przez autora. Odcinki leżące ukośnie do kierunku ramienia są osiami wielkimi elips. Płaszczyzny, w których leżą elipsy są prostopadłe do płaszczyzny rysunku. CG jest kierunkiem ku centrum Galaktyki, Słońce znajduje się w punkcie O.

W artykule A. Kruszewskiego pt. *Belgradzkie obserwacje polaryzacji* . . . zamieszczonym w zesz. 4 t. X „Postępów" pionowa skala w rysunkach 1 (str. 345) i 2 (str. 346) zamiast oznaczeń: -04, -06, -08 itd. powinna mieć oznaczenia: 04, 06, 08 itd.

Podpis pod rysunkiem 2 tegoż artykułu (str. 346) powinien być następujący: „Wykres zależności znormalizowanej polaryzacji w dwóch barwach od stosunku polaryzacji do absorpcji".

ОГЛАВЛЕНИЕ ТЕТРАДИ 1

Статьи

А. Фаудрович, Мазеры в радиоастрономии 3
С. Гжендельски, Размещение и движение межзвёздного газа в центральных частях Галактики. Часть II 21
Л. Печыньски, Некоторые методы определения географических координат при помощи наблюдений искусственных спутников 51

Из учебных заведений и обсерваторий

Я. Гадомски, Экосферические последствия новой теории эволюции Солнца 61
Г. Ситарски, Исследования движения кометы Григг-Скъеллеруп 65
В. Зонн, Статистическое исследование населения галактических скоплений 81

Из литературы

Л. Цихович, Искусственный спутник Земли до астрономических измерений 89
Я. Ольшевски, Звёзды убегающие из скоплений 91

CONTENTS

ARTICLES

A. Faudrowicz, Masers in radio astronomy 3
S. Grzędzielski, Problems of distributions and motions of the interstellar gas in the central regions of the Galaxy. Part II 21
L. Pieczyński, Some methods of geographical coordinates determination following the observations of satellites 51

FROM LABORATORIES AND OBSERVATORIES

J. Gadomski, Ecospherical consequences of Sun evolution new theory 61
G. Sitarski, Researches on the motion of comet Grigg-Skjellerup 65
W. Zonn, Statistical study of populations of the cluster of galaxies 81

FROM SCIENTIFIC LITERATURE

L. Cichowicz, Astronomical satellite 89
J. Olszewski, Stars escaping out of clusters 91

SPIS TREŚCI ZESZYTU 1

ARTYKUŁY

A. Faudrowicz, Masery w radioastronomii 3
S. Grzędzielski, Rozmieszczenie i ruchy gazu międzygwiazdowego w centralnych częściach Galaktyki. Część II 21
L. Pieczyński, Niektóre metody wyznaczania współrzędnych geograficznych z obserwacji sztucznych satelitów 51

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

J. Gadomski, Ekosferyczne konsekwencje nowej teorii ewolucji Słońca 61
G. Sitarski, Badania ruchu komety Grigg-Skjellerup 65
W. Zonn, Badania statystyczne populacji gromad galaktyk 81

Z LITERATURY NAUKOWEJ

L. Cichowicz, Sztuczny satelita Ziemi do pomiarów astronomicznych 89
J. Olszewski, Gwiazdy uciekające z gromad 91