108

POSTĘPY ASTRONOMII

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY ASTRONOMICZNEJ

TOM IV — ZESZYT 4
1 9 5 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

BIBLIOTEKA UNIWERSYTETU W TORUNIU

SPIS TREŚCI ZESZYTU 4

ARTYKUŁY

A. Kruszewski, Fluktuacje jasności Drogi Mlecznej 165
J. Kubikowski, O możliwości powstawania gwiazd z kondensacji materii międzygwiazdowej oraz o ejekcji materii z gwiazd. . 174

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

M. Bielicki, O pewnych własnościach przejść komet przez sferę oddziaływania planety 190
M. Bielicki, O wpływie niektórych własności zbioru pomiarów na wagi niewiadomych parametrycznych. 191
M. Karpowicz, Ruchy gwiazd typu B w Układzie Lokalnym 193
F. Kępiński, Kilka wzorów z teorii specjalnych zakłóceń planetoid i komet 195
B. Kołaczek, Wyniki obserwacji współrzędnych geograficznych Obserwatorium w Józefosławiu uzyskane przy pomocy radzieckiego instrumentu AU2″/10″. 196
W. Opalski, O nowej metodzie Z. Czerskiego. 197
T. Przypkowski, Zabytki magnetologii polskiej wieku XV-go. 198
J. Smak, O kinematycznych charakterystykach czerwonych karłów z liniami emisyjnymi. 200
R. Szafraniec, 30-letnie krakowskie obserwacje gwiazd zaćmieniowych. 201

POLSKA AKADEMIA NAUK

KOMITET ASTRONOMII

POSTĘPY ASTRONOMII

KWARTALNIK

TOM IV — ZESZYT 4

KRAKÓW • PAŹDZIERNIK—GRUDZIEŃ 1956

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor Naczelny:
Stefan Piotrowski, Warszawa

Członkowie:
Józef Witkowski, Poznań
Władysław Tęcza, Kraków
Włodzimierz Zonn, Warszawa

Sekretarz Redakcji:
Kazimierz Kordylewski, Kraków

Adres Redakcji: Kraków 2, plac Na Groblach 8 m. 4

Adres Sekretariatu: Kraków 2, ul. Kopernika 27 m. 4

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — ODDZ. W KRAKOWIE
Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 628 + 100 egz.	*Podpisano do druku 9. X. 1956*
Arkuszy wyd. 3,4, ark. druk. 2 10/16	*Druk ukończono w październiku 1956*
Papier druk. sat. 70 g, kl. V, 70×100	*Nr zamówienia 428/56*
Do składania 25. VII. 1956	*Cena zł 8.—* *M-7-949*

KRAKOWSKA DRUKARNIA NAUKOWA KRAKÓW, UL. CZAPSKICH 4

Fluktuacje jasności drogi mlecznej

ANDRZEJ KRUSZEWSKI

(*Referat wygłoszony na Konferencji na Kalatówkach; czerwiec 1955 r.*)

Gdy nawet bardzo pobieżnie spojrzymy na Drogę Mleczną, uderzy nas niewątpliwie nieregularność jej budowy. Wiele szczegółów budowy Drogi Mlecznej powstałych z przeplatania się jasnych i ciemnych obszarów niewątpliwie dodaje uroku tej pięknej ozdobie nocnego nieba. Ta właściwość Drogi Mlecznej może dostarczyć nam jednak nie tylko wrażeń estetycznych, lecz również pozwoli otrzymać pewne informacje o dość poważnym znaczeniu naukowym, przy czym informacje te, jak dotychczas, dotyczą przede wszystkim materii międzygwiazdowej.

Fluktuacje jasności Drogi Mlecznej mają trzy przyczyny. Pierwszą z tych przyczyn jest to, że gwiazdy są na niebie rozłożone w sposób przypadkowy. Drugą przyczyną jest obecność pochłaniającej materii międzygwiazdowej, która jest rozłożona w sposób bardzo niejednorodny. Badanie fluktuacji jasności Drogi Mlecznej może nam więc dać wiadomości o charakterystykach rozmieszczenia materii międzygwiazdowej. Trzecią przyczyną jest istnienie układów gwiazdowych wchodzących w skład naszej Galaktyki, takich jak gromady lub asocjacje, to jest takich grup gwiazd, których większa od przeciętnej gęstość przestrzenna nie jest uwarunkowana przypadkowym rzutowaniem się wielu gwiazd na tym kierunku, lecz istnieniem fizycznych związków wiążących gwiazdy ze sobą. W niektórych wypadkach takie zgrupowanie może być łatwo odróżnione od tła gwiazd, na przykład gdy mamy do czynienia z gromadami kulistymi. Owo rozróżnienie jest jednak sprawą beznadziejną, gdy opieramy się tylko na rozmieszczeniu gwiazd na sferze niebieskiej, np. gdy mamy do czynienia z gromadami ruchomymi. Stworzenie teorii fluktuacji jasności Drogi Mlecznej z uwzględnieniem wymienionych trzech przyczyn pozwoli nam uzyskać statystyczne charakterystyki fizycznych zgrupowań gwiazd, oraz w wątpliwych wypadkach zadecydować, czy te zgrupowania w ogóle istnieją.

Pionierem badań fluktuacji jasności drogi mlecznej był W. A. Ambarcumian, który w 1944 r. zapoczątkował serię prac w tej dziedzinie [1] [2]

[3] [4]; prace Ambarcumiana były kontynuowane przez Rusakowa [5] i Markariana [6]. Następnie problemem tym zainteresowali się astronomowie amerykańscy Chandrasekhar i Münch. Uczeni ci usiłowali w sposób możliwie pełny rozwiązać zagadnienie fluktuacji jasności Drogi Mlecznej [7] [8] [9] [10] [11]. Problem rozpatrywany przez nich był jednak dosyć ograniczony ze względu na to, że uwzględniali oni jedynie wpływ materii międzygwiazdowej, gdy tymczasem w tym zagadnieniu, jak to pokazał Ambarcumian, dużą rolę odgrywa przypadkowość rozmieszczenia gwiazd. Ambarcumian wykazał, iż gdy uwzględnimy przypadkowość rozmieszczenia gwiazd, wówczas jedynie pierwszy moment jasności Drogi Mlecznej będzie skończony, zaś wszystkie wyższe będą przybierać wartości nieskończone. W praktyce otrzymujemy obserwacyjne dane o jasności Drogi Mlecznej na dwa różne sposoby. Pierwszym jest sumowanie jasności, jaką dają poszczególne gwiazdy, składające się na ogólne tło Drogi Mlecznej; sumowanie przeprowadza się na materiale otrzymywanym ze zliczeń gwiazd. Otóż przy takim sumowaniu nie uwzględnia się gwiazd najjaśniejszych, dzięki czemu wszystkie momenty jasności stają się skończone. Drugą drogą, na której obserwuje się fluktuacje jasności Drogi Mlecznej, są pomiary jasności wykonane na kliszach z pozaogniskowymi zdjęciami Drogi Mlecznej. Na takich zdjęciach słabsze gwiazdy zlały się na ogólne tło, natomiast gwiazdy jaśniejsze utworzą pozaogniskowe obrazy. Otóż pomiary wykonuje się w miejscach wolnych od pozaogniskowych obrazów gwiazd i w ten sposób, opuszczając gwiazdy najjaśniejsze, unika się kłopotów z nieskończonościami. Takie postępowanie nie wzbudza jednak większego zaufania; na dobrą sprawę należałoby ocenić jakoś wprowadzone w ten sposób błędy, czego dotychczas nie zrobiono. Jednak mimo tych braków prace Chandrasekhara i Müncha stanowią poważny krok naprzód w porównaniu z poprzednimi.

Gwiazdy przedstawiają Chandrasekhar i Münch w postaci ośrodka ciągłego świecącego z jednakowym współczynnikiem emisji η we wszystkich punktach układu. Za rozmiary układu w danym kierunku uważa się odległość od obserwatora do krańców układu w tym kierunku i oznacza się przez literę L. Otóż co do tych rozmiarów nie stawia się żadnych ograniczeń; umożliwia to rozpatrywanie fluktuacji jasności zarówno Drogi Mlecznej jak i obszarów na większych szerokościach galaktycznych.

Oprócz substancji świecącej umieszczamy w naszym układzie materię pochłaniającą; materia ta będzie odpowiednikiem materii międzygwiazdowej, podobnie jak substancja świecąca jest odpowiednikiem gwiazd. Co do materii międzygwiazdowej to mamy wiele danych obserwacyjnych, które świadczą o bardzo niejednorodnym jej rozmieszczeniu. Ambarcumian i Gordzeladze pokazali, że materię międzygwiazdową można traktować w postaci dyskretnych obłoków, które są przypadkowo rozmieszczone

w przestrzeni [12]. Ten model był następnie wielokrotnie stosowany w dalszych pracach Ambarcumiana i innych. Jednakże do chwili ukazania się prac Chandrasekhara i Müncha robiono zawsze założenie, że wszystkie obłoki jednakowo osłabiają światło gwiazd. Założenie to jest dość odległe od rzeczywistości i uwolnienie się od niego jest dużą zasługą Chandrasekhara i Müncha.

Oznaczamy stosunek natężenia światła po przejściu przez obłok do natężenia światła przed przejściem przez obłok literą q. Ten parametr charakteryzuje zdolność pochłaniania światła przez obłok. Chandrasekhar i Münch przedstawiają ośrodek pochłaniający w postaci rozłożonych przypadkowo obłoków, przy czym pochłaniająca siła obłoków charakteryzowana przez parametr q ma rozkład $\psi(q)$. To znaczy, że prawdopodobieństwo, by po napotkaniu obłoku natężenie światła zostało zmniejszone o czynnik zawarty w granicach q, $q+dq$ wynosi $\psi(q)dq$. Drugą charakterystyką materii pochłaniającej jest średnia ilość obłoków przecięta linią widzenia na jednostkę drogi; tę wielkość oznaczamy przez ν. Zakładamy, że w całym układzie obłoki są rozmieszczone jednakowo gęsto, to znaczy że $\nu = \text{const}$. Światło po przejściu przez taki ośrodek pochłaniający będzie osłabione w sposób losowy, toteż jego natężenie będzie zmienną losową, której rozkład oznaczamy przez $g(I,L)$. Prawdopodobieństwo tego, że układ o rozmiarach liniowych L będzie świecił w danym kierunku z jasnością powierzchniowo zawartą pomiędzy I, $I+dI$ będzie wynosiło $g(I,L)dI$.

Wprowadzamy nową funkcję $f(I,L)$ określoną przez

$$f(I,L) = \int_I^\infty g(I,L)dI\,; \tag{1}$$

$f(I,L)$ jest prawdopodobieństwem, że jasność układu o rozmiarach L jest większa lub równa I.

Przystąpimy teraz do wyprowadzenia równania, jakie spełnia funkcja $f(I,L)$. Postarajmy się obliczyć jak się zmieni $f(I,L)$, gdy zwiększymy rozmiary układu o dL. Będziemy w tym celu obliczać, czemu się równa wielkość $f(I+\eta dL,\ L+dL)$, która stanowi prawdopodobieństwo, że układ o rozmiarach $L+dL$ będzie świecił z jasnością równą lub większą niż $I+\eta dL$. Układ może przejść do stanu $I+\eta dL$, $L+dL$ albo ze stanu I,L, albo też z któregoś ze stanów I',L $(I'>I)$. Wypadek pierwszy zachodzi wtedy, gdy na dodanym odcinku o długości dL nie ma żadnego obłoku, drugi zaś, gdy znajduje się tam obłok. Te dwa wypadki wyczerpują wszystkie możliwości, więc by obliczyć $f(I+\eta dL,\ L+dL)$ wystarczy obliczyć prawdopodobieństwa zajścia tych dwóch wypadków, a następnie dodać je do siebie.

Rozważmy pierwszy przypadek. Gdy na dodanym odcinku nie ma

żadnego obłoku, wówczas, by jasność była większa niż $I+\eta dL$ lub równa jej dla układu o rozległości $L+dL$, układ rozległy na L musi mieć jasność równą lub większą niż I. Prawdopodobieństwo tego zdarzenia wynosi $f(I,L)$, zaś prawdopodobieństwo, że nie będzie obłoku na odcinku dL, wynosi $1-\nu dL$. Wobec tego prawdopodobieństwo zajścia pierwszego wypadku wynosi

$$(1-\nu dL)f(I,L).$$

Podobnie możemy otrzymać prawdopodobieństwo zajścia drugiego wypadku

$$\nu dL \int_0^1 f(I',L)\psi\left(\frac{I}{I'}\right) d\left(\frac{I}{I'}\right);$$

następnie oznaczamy

$$\frac{I}{I'}=q$$

i dodawszy poszczególne składowe otrzymujemy

$$f(I+\eta dL, L+dL)=(1-\nu dL)f(I,L)+\nu dL\int_0^1 f\left(\frac{I}{q},L\right)\psi(q)dq.$$

Rozwijając lewą stronę na szereg Taylora i skracając przez dL i przez ν otrzymujemy

$$f(I,L)+\frac{\eta}{\nu}\frac{\partial f(I,L)}{\partial I}+\frac{1}{\nu}\frac{\partial f(I,L)}{\partial L}=\int_0^1 f\left(\frac{I}{q},L\right)\psi(q)dq. \tag{2}$$

Teraz wprowadzamy zmienne bezwymiarowe

$$\xi=\nu L, \tag{3}$$

$$u=I\frac{\nu}{\eta}. \tag{4}$$

Miarą rozmiarów będzie teraz ξ, które jest spodziewaną ilością obłoków przeciętych przez linię widzenia. Zdefiniowane zaś przez (4) u będzie miarą jasności, przy czym przybierać ona może wartości od 0 do ξ; tę ostatnią wartość przybiera u tylko w tym wypadku, gdy w danym kierunku nie ma żadnego obłoku.

Po podstawieniu naszych nowych zmiennych, równanie (2) przejdzie na

$$f(u,\xi)+\frac{\partial f(u,\xi)}{\partial u}+\frac{\partial f(u,\xi)}{\partial \xi}=\int_0^1 f\left(\frac{u}{q},\xi\right)\psi(q)dq. \tag{5}$$

Jest to równanie rządzące fluktuacjami jasności Drogi Mlecznej. Różniczkując po u dostajemy

$$g(u,\xi)+\frac{\partial g(u,\xi)}{\partial u}+\frac{\partial g(u,\xi)}{\partial \xi}=\int_0^1 g\left(\frac{u}{q},\xi\right)\psi(q)\frac{dq}{q}. \tag{6}$$

Równania (5) i (6) stosują się do układów o dowolnych rozmiarach; w wypadku gdy układ ma rozmiary nieskończone, równania (5) i (6) przybiorą postać

$$f(u)+\frac{\partial f(u)}{\partial u}=\int_0^1 f\left(\frac{u}{q}\right)\psi(q)dq, \tag{5'}$$

$$g(u)+\frac{\partial g(u)}{\partial u}=\int_0^1 g\left(\frac{u}{q}\right)\psi(q)\frac{dq}{q}. \tag{6'}$$

Te równania zostały uzyskane przez Ambarcumiana [1]; można o nich powiedzieć, że opisują fluktuacje jasności Drogi Mlecznej, gdyż w małych szerokościach galaktycznych, czyli tam gdzie właściwie obserwujemy Drogę Mleczną, możemy traktować Galaktykę jako układ nieskończony. Natomiast równania (5) i (6) opisują fluktuacje jasności całego nieba.

Do równań (5) i (6) dochodzą jeszcze warunki początkowe i brzegowe polegające na tym, że $g(u,\xi)$ jest rozkładem prawdopodobieństwa; a dla $\xi=0$ rozkład ten jest rozkładem jednopunktowym z jedyną możliwą wartością na u, a mianowicie zero.

Duże znaczenie praktyczne ma otrzymanie rozwiązania dla momentów rozkładu $g(u,\xi)$

$$u_n=\int_0^\infty u^n g(u,\xi)du. \tag{7}$$

Z równania (6) można łatwo otrzymać równanie różniczkowo-różnicowe na momenty, z którego uzyskuje się rozwiązanie postaci

$$u_n=n!\sum_{k=0}^{n}\frac{e^{-(1-q_k)\xi}}{\prod\limits_{j\neq k}^{(0,n)}(q_k-q_j)}, \tag{8}$$

gdzie q_k jest dane przez równość

$$q_k=\int_0^1 q^k\psi(q)dq. \tag{9}$$

W szczególności dla dwóch pierwszych momentów mamy

$$u_1 = \frac{1}{1-q_1}\left[1-e^{-(1-q_1)\xi}\right], \tag{10}$$

$$u_2 = \frac{2}{(1-q_1)(1-q_2)} + \frac{2e^{-(1-q_1)\xi}}{(q_1-1)(q_1-q_2)} + \frac{2e^{-(1-q_2)\xi}}{(q_2-1)(q_2-q_1)}. \tag{11}$$

Szczególne przypadki formuły (8) uzyskanej przez Chandrasekhara i Müncha były znane już uprzednio. A mianowicie Ambarcumian wyprowadził odpowiedni wzór dla układu nieskończonego [4]

$$u_n = \frac{n!}{\prod\limits_{j=1}^{n}(1-q_j)}. \tag{12}$$

Natomiast dla przypadku równych obłoków $q=q_0$ wzór (8) przejdzie na

$$u_n = n! \sum_{k=0}^{n} \frac{e^{-(1-q_0^k)\xi}}{\prod\limits_{j\neq k}^{(0,n)}(q_0^k - q_0^j)}. \tag{13}$$

Wzór ten dla $n=1,2$ był znany już Markarianowi [6].

Oprócz rozwiązania dla momentów, Chandrasekhar i Münch otrzymali rozwiązanie na $f(u,\xi)$ dla układu nieskończenie rozległego oraz w przypadku równych obłoków również i dla układów skończonych, jednakowoż rozwiązania te nie mają większego zastosowania w praktyce. Natomiast rozwiązanie dla momentów było używane do porównania z obserwacjami. Materiał obserwacyjny wykorzystany przez Chandrasekhara i Müncha pochodził ze zliczeń gwiazd van Rhijna [13] oraz L. Kiefera i R. H. Bakera [14], które opracował Markarian [6].

Do porównania obserwacji z teorią służyła bardzo do tego celu wygodna bezwymiarowa wielkość

$$\delta^2(\xi) = \frac{u_2}{u_1^2} - 1 = \frac{\overline{I^2}}{\overline{I}^2} - 1. \tag{14}$$

Okazało się, że najlepszą zgodność otrzymuje się dla

$$q_1 = 0{,}85, \qquad q_2 - q_1^2 = 0{,}01. \tag{15}$$

Natomiast przy założeniu, że wszystkie obłoki są równe najlepszą zgodność otrzymuje się przy

$$q_1 = 0{,}75. \tag{16}$$

Stąd widać, iż założenie, że wszystkie obłoki są równe, może prowadzić do poważnych błędów.

Chandrasekhar i Münch nie poprzestali na rozpracowaniu modelu Ambarcumiana; wprowadzili oni model ciągły materii międzygwiazdowej. Przez $\varkappa$ oznaczamy współczynnik pochłaniania, przez ϱ — gęstość materii międzygwiazdowej. Zakładamy że $\varkappa$ i ϱ są ciągłymi funkcjami położenia określonego przez promień-wektor r i są obiektem fluktuacji.

Piszemy

$$\varkappa\varrho(r) = \overline{\varkappa\varrho}[1+\delta(r)], \tag{17}$$

gdzie $\overline{\delta(r)} = 0$, a $\overline{\varkappa\varrho} = \text{const}$.
Co do $\delta(r)$ robimy dodatkowe założenie

$$\overline{\delta^2(r)} = a^2, \qquad \overline{\delta(r_1)\delta(r_2)} = a^2 R(|r_1 - r_2|)\,; \tag{18}$$

a^2 — stała względem r.

Te warunki dotyczące $\varkappa\varrho$ są w mocy, jeśli w materii międzygwiazdowej będzie panowała jednorodna izotropowa turbulencja. Funkcja korelacyjna $R(r)$ będzie teraz charakteryzowała skalę długości, która może być zdefiniowana jako odległość, na której $R(r)$ spada do $\frac{1}{e}$. Oznaczamy tę skalę długości przez r_0. Możemy jeszcze wyrazić tę wielkość przy pomocy grubości optycznych

$$\tau_0 = \varkappa\varrho r_0. \tag{19}$$

Teraz parametry τ_0 i a^2 będą charakteryzowały materię międzygwiazdową i będą spełniać tę samą rolę co w modelu dyskretnym częstość występowania obłoków ν i ich średnia grubość optyczna τ_*. Można dosyć prosto wyrazić τ_* przy pomocy wielkości charakteryzujących model ciągły.

$$\tau_* = 2a^2 \int_0^\infty R(\tau)\,d\tau\,. \tag{20}$$

Natomiast gdy założymy na funkcję korelacyjną konkretną postać funkcyjną, otrzymamy dla $R(\tau) = e^{-\tau/\tau_0}$

$$\tau_* = 2a^2\tau_0, \tag{21}$$

zaś dla $R(\tau) = e^{-\tau^2/\tau_0^2}$

$$\tau_* = \sqrt{\pi}\, a^2\tau_0\,. \tag{22}$$

Mając materiał obserwacyjny można badać korelację jasności w dwóch oddalonych od siebie punktach. W przypadku modelu dyskretnego interpretacja takiego materiału i wyciągnięcie wniosków o rozmieszczeniu materii międzygwiazdowej przedstawia olbrzymie trudności, natomiast dla modelu ciągłego problem korelacyjny daje się rozwiązać stosunkowo łatwo. Można więc obliczyć nadzieję matematyczną $\overline{II_\varphi}$ iloczynu jasności

dwóch punktów oddalonych od siebie o kąt φ. Wobec tego do porównania z obserwacją można używać wielkości:

$$\sum_{\varphi} = \frac{\overline{I^2} - \overline{II_\varphi}}{\overline{I^2} - \overline{I}^2}. \tag{23}$$

Chandrasekhar i Münch porównywali teorię z pomiarami pozaogniskowych zdjęć Drogi Mlecznej w samej płaszczyźnie Galaktyki [11], natomiast Limber [15] wykonał analogiczną pracę dla większych szerokości galaktycznych. Przy takim porównaniu istotne jest usunięcie wpływu świecenia samej materii międzygwiazdowej przez rozpraszanie światła gwiazd. Chandrasekhar i Münch rozwiązali to zagadnienie przy założeniu jednorodności pola promieniowania; założenie to jest jednak bardzo odległe od rzeczywistości.

Na funkcję korelacyjną były przyjmowane dwie postacie

$$R(\tau) = e^{-\tau/\tau_0}, \qquad R(\tau) = e^{-\tau^2/\tau_0^2}.$$

Obserwacje nie były w stanie rozstrzygnąć, która z nich jest lepsza; można było tylko określić parametr τ_0. Jeśli zaś zrobić założenie co do wartości albeda materii międzygwiazdowej to będzie można również wyznaczyć i parametr a^2.

Chandrasekhar i Münch otrzymali w ten sposób następujące wyniki

$$\tau_0 = 0{,}01; \tag{24}$$

a^2 było wyznaczone dla dwóch obszarów oddzielnie; przy założeniu, że albedo wynosi 0,4. Otrzymano

$$a_I^2 = 11, \qquad a_{II}^2 = 16. \tag{25}$$

Limber otrzymał dla większych szerokości galaktycznych przy tym samym założeniu co do albeda następujące wartości

$$\tau_0 = 0{,}011, \qquad a_I^2 = 16, \qquad a_{II}^2 = 45. \tag{26}$$

Z przytoczonych tu wyników widać, że wahania gęstości materii międzygwiazdowej są bardzo znaczne.

Niedawno ukazała się praca Müncha, w której został poruszony jeszcze jeden problem dotyczący zagadnienia fluktuacji jasności Drogi Mlecznej [16]. Münch postawił pytanie, jaka jest korelacja pomiędzy przyczynkiem do jasności Drogi Mlecznej, pochodzącym od gwiazd rozłożonych do odległości ξ_1, a przyczynkiem pochodzącym od gwiazd rozłożnych do

odległości ξ_2. Otrzymał on wyrażenie na współczynnik korelacji pomiędzy tymi przyczynkami

$$R(\xi_2-\xi_1)=e^{-(1-q)(\xi_2-\xi_1)} \tag{26}$$

przy założeniach, że: 1) gęstość przestrzenna gwiazd i obłoków jest niezależna od położenia, 2) obłoki są rozmieszczone przypadkowo, 3) przeźroczystość obłoków jest jednakowa i wynosi q.

Przyjąwszy, że częstość napotykania obłoków jest $\nu=8$ kps^{-1} i przeźroczystość obłoków jest $q=0{,}80$, otrzymuje się z wzoru (26) różnicę odległości s_0, dla której funkcja korelacyjna spada do e^{-1} (czyli tę odległość, dla której przyczynki są już praktycznie nie skorelowane)

$$s_0=\frac{1}{\nu(1-q)}\simeq 600 \text{ ps}. \tag{27}$$

Ponieważ gwiazdy wczesnych typów widmowych obserwuje się z odległości rzędu 1 kps, podczas gdy ogólne tło Drogi Mlecznej pochodzi głównie z odległości mniejszych niż 500 ps, można stąd wyciągnąć wniosek, że brak korelacji pomiędzy jasnością powierzchniową gwiazd typu B oraz jasnością ogólnego tła gwiazd nie może być argumentem za skupianiem się gwiazd typu B w asocjacje.

LITERATURA

[1] W. A. Ambarcumian, DAN ZSRR **44**, 1944.
[2] W. A. Ambarcumian, DAN ASRR **1**, 9, 1944.
[3] W. A. Ambarcumian, Biul. Abast. **8**, 43, 1945.
[4] W. A. Ambarcumian, Soob. Bur. VI, 1951.
[5] G. Rusakow, Uczen. Zapis. **18**, 53, 1949.
[6] B. E. Markarian, Soob. Bur. I
[7] S. Chandrasekhar i G. Münch, Ap. J. **112**, 380, 1950.
[8] S. Chandrasekhar i G. Münch, Ap. J. **112**, 393, 1950.
[9] S. Chandrasekhar i G. Münch, Ap. J. **114**, 110, 1951.
[10] S. Chandrasekhar i G. Münch, Ap. J. **115**, 94, 1952.
[11] S. Chandrasekhar i G. Münch, Ap. J. **115**, 103, 1952.
[12] W. A. Ambarcumian, S. G. Gordzeladze, Biul. Abast. **2**, 1938.
[13] van Rhijn, Gron. Pub **1**, 43, 1929.
[14] L. Kiefer, R. H. Baker, Ap. J. **94**, 484, 1941.
[15] D. N. Limber, Ap. J. **117**, 145, 1953.
[16] G. Münch, Ap. J. **121**, 291, 1955.

O możliwości powstawania gwiazd z kondensacji materii międzygwiazdowej oraz o ejekcji materii z gwiazd

JAN KUBIKOWSKI

(*Referat wygłoszony na Konferencji na Kalatówkach; czerwiec 1955 r.*)

Dane obserwacyjne dostarczają nam informacji o aktualnym stanie ośrodka międzygwiazdowego. Następnym etapem badań jest uzyskanie odpowiedzi na pytanie jak się ten stan będzie zmieniał w czasie.

Wyniki uzyskiwane w innych działach astronomii wskazują na drogę rozwojową, jaką może pójść przynajmniej część materii międzygwiazdowej. Rozważania nad wydajnością źródeł energii promieniowania gwiazd prowadzą do wniosku, że gwiazdy wczesnych typów widmowych mogą istnieć w stanie, w jakim je obserwujemy, co najwyżej 10^7 lat [1]. Do podobnego wniosku prowadzą badania asocjacji gwiazdowych [2]. Wynika z nich, że wiek gwiazd wchodzących w skład asocjacji nie przekracza w niektórych wypadkach nawet miliona lat. Milion lat w zagadnieniach kosmogonicznych jest tak niewielkim okresem czasu, że usprawiedliwione jest twierdzenie, iż gwiazdy powstają i obecnie. Zupełnie naturalne jest szukanie budulca, z którego one powstają, w materii międzygwiazdowej. Tym bardziej, że jak dotąd, nie znamy innego materiału.

Tak więc wyłania się problem kondensacji materii międzygwiazdowej w gwiazdy. Jeśli proces taki rzeczywiście zachodzi, zapasy materii międzygwiazdowej muszą się stopniowo wyczerpywać. Wiadomo jednak, że ma miejsce również i proces odwrotny. Przynajmniej niektóre gwiazdy pozbywają się materii promieniując ją bądź to w sposób ciągły w postaci promieniowania korpuskularnego, bądź też w sposób eksplozywny, jak np. gwiazdy nowe. W ten sposób więc zapasy materii międzygwiazdowej w naszej Galaktyce są stale odnawiane. Oba wyżej wymienione procesy mają zasadnicze znaczenie w ewolucji gwiazd. Jednak z punktu widzenia ewolucji materii międzygwiazdowej interesować nas będzie bardziej pytanie, czy oba te procesy równoważą się, a więc czy ilość materii międzygwiazdowej w naszej Galaktyce jest stała w czasie. Aby dokonać takiego bilansu, należy ocenić efektywność ewentualnego procesu powstawania gwiazd z materii międzygwiazdowej oraz procesów emisji korpuskularnej gwiazd. Przedtem jednak musimy odpowiedzieć na pytanie, czy potra-

fimy zdać sprawę z procesu powstawania gwiazd właśnie z obserwowanej przez nas materii międzygwiazdowej. Bo że w ogóle gwiazdy powstają również i obecnie, nie ulega wątpliwości. Trzeba jednak zaznaczyć, że przy obecnym stanie naszych wiadomości o materii międzygwiazdowej, możliwe są jedynie grube oceny, jeżeli nie domysły nawet. I dlatego w wynikach, jakie się tu otrzymuje, pewny będzie co najwyżej rząd wielkości.

I. KONDENSACJA GWIAZD Z MATERII ROZPROSZONEJ

Dane obserwacyjne

Pomiary natężeń wodorowego prążka emisyjnego o długości fali 21 cm pozwalają ocenić średnią gęstość wodoru w ramionach spirali na 1 atom na cm^3, co odpowiada $1{,}7 \cdot 10^{-24}$ g/cm^3. Jest to jednak gęstość przeciętna. Jak wiadomo, materia międzygwiazdowa wykazuje tendencję do skupiania się w obłoki. Typowy obłok gazowy o średnicy ok. 10 pc, o masie ok. 100 mas Słońca posiada gęstość około 10 atomów wodoru na cm^3. Według Oorta, w ramionach spirali na 1 kpc^3 takich obłoków przypada średnio 100 000. Znacznie rzadsze są całe kompleksy obłoków, jak np. jasna mgławica w Jednorożcu. Masę tej ostatniej Minkowski ocenia na 10 000 mas Słońca, zaś Szajn i Gaze na 5800. Ilość kompleksów obłoków w 1 kpc^3 ocenia się na 10.

Podany wyżej obraz rozmieszczenia i gęstości gazu jest niezmiernie uproszczony, wystarczy jednak dla naszych celów.

Gęstość składowej pyłowej materii międzygwiazdowej można otrzymać z badań absorpcji międzygwiazdowej. Przeciętna jej wartość wynosi ok. $2 \cdot 10^{-26}$ g/cm^3 a więc około 100 razy mniej niż gęstość wodoru. Rozmiary cząstek odpowiedzialnych za obserwowane zmiany absorpcji z długością fali zawarte są w granicach 10^{-4}—10^{-5} cm. Zgadza się to zresztą z teorią wzrostu i dezintegracji ziaren.

Nasze wiadomości o częstości występowania innych poza wodorem pierwiastków są bardzo niekompletne, niemniej jednak możliwe są pewne oceny, które dają liczbę 3% na wagę, przy czym przyjmuje się, że ziarna pyłu zawierają znacznie większy procent cięższych niż wodór pierwiastków aniżeli gaz. W sumie, ilość tych pierwiastków w stanie gazowym jest prawdopodobnie taka sama jak w pyle.

Temperaturę gazu w obszarach HI Spitzer ocenia na 100° K, zaś w obszarach HII na 10 000° K. Różnice temperatur spowodowane promieniowaniem gorących gwiazd powodują różnice ciśnień, które wyrównują się stosunkowo szybko. Według Spitzera [3] w obszarze o rozmiarach 100 pc ciśnienie wyrówna się już po czasie 10^7 lat. Temperatury natomiast wyrównują się wolniej. Nadwyżka temperatury w ośrodku o słabym prze-

wodnictwie cieplnym może pozostać niezmieniona w obszarze 1 pc i większym w czasie 10^8 lat. Spodziewać się więc należy różnic w gęstości materii międzygwiazdowej, co zresztą znajduje swe potwierdzenie w obserwacjach.

W obszarach o dużej gęstości proces powstawania ziaren pyłu powinien przebiegać szybciej. Szybkość powstawania ziaren pyłu zależna jest bowiem od częstości zderzeń między atomami, ta zaś proporcjonalna jest do iloczynu $\varrho\sqrt{T}$, gdzie ϱ — gęstość, T — temperatura ośrodka. Dlatego też pomimo niższej temperatury, jaka panuje w zgęszczonych obszarach, ilość ziaren pyłu, jaka w nich powstaje, powinna być większa niż gdzie indziej.

Koncentracja pyłu

Na istnieniu obszarów o większej niż przeciętna zawartości ziaren pyłu oparli swe teorie powstawania gwiazd Whipple [4] i Spitzer [5]. Rozważmy taki obszar, o którym założymy, że jest kulą o promieniu r. Niech N_p oznacza nadwyżkę ilości ziaren pyłu w 1 cm³ tego obszaru, σ — promień ziarna, m_p — jego masę, γ — albedo, zaś Q — stosunek efektywnego przekroju rozpraszania do pola przekroju geometrycznego ziarna. Niech dalej nasza koncentracja znajduje się w jednorodnym i izotropowym polu promieniowania o gęstości U. Rozważmy punkt w odległości R od środka koncentracji. $\frac{\pi\sigma^2}{R^2}$ jest to kąt bryłowy, pod którym widać z odległości R każde „dodatkowe" ziarno pyłu koncentracji, $\frac{\pi\sigma^2}{R^2}\frac{1}{4\pi}$ jest stosunkiem tego kąta do kąta pełnego. Mnożąc to przez ilość dodatkowych ziaren pyłu w koncentracji, równą $\frac{4}{3}\pi r^3 N_p$, oraz przez wielkość $(1-\gamma)Q$, która jest miarą efektywnej redukcji promieniowania przez każde ziarno, otrzymamy

$$\frac{\pi\sigma^2 N_p r^3 (1-\gamma)Q}{3R^2}. \tag{1}$$

Jest to czynnik, o który koncentracja redukuje gęstość promieniowania w odległości R od środka. Jeśli w rozważanym punkcie umieścimy ziarno pyłu, działać nań będzie siła w kierunku koncentracji, wynikająca z ciśnienia promieniowania, które jest większe w kierunku koncentracji o czynnik dany przez wzór (1). Przyśpieszenie więc, jakie otrzyma ziarno pyłu, będzie

$$g = \frac{\pi^2\sigma^4 N_p (1-\gamma)Q^2 U r^3}{9R^2 m_p}. \tag{2}$$

Ośrodek gazowy, przez który ziarno pyłu będzie się poruszać, stawia mu

opór. Dlatego też po czasie t odwrotnie proporcjonalnym: do gęstości tego ośrodka, do pędu atomów ośrodka oraz do powierzchni ziarna, zaś wprost proporcjonalnym do masy ziarna, poruszać się ono będzie ruchem jednostajnym z szybkością

$$v = gt = gk \frac{m_p}{m_H n_H V_H \sigma^2} . \tag{3}$$

gdzie k — współczynnik proporcjonalności, a m_H, n_H i V_H oznaczają odpowiednio masę, ilość w cm³ i szybkość atomów wodoru.

Pierwotna koncentracja zyskuje więc na masie, przy czym, jak łatwo zobaczyć, przyrost masy koncentracji będzie

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi R^2 n_p m_p v(R) \tag{4}$$

gdzie n_p — ilość ziaren pyłu w 1 cm³ otoczenia koncentracji.

W podobny sposób ziarna znajdujące się na granicy koncentracji dyfundować będą poprzez gaz ku środkowi, a więc promień koncentracji będzie maleć. Siły grawitacyjne staną się porównywalne z siłami wynikającymi z ciśnienia światła wtedy, gdy gęstość materii skupionej w ziarnach stanie się porównywalna z gęstością gazu [6].

Za pomocą opisanego wyżej mechanizmu B. J. Bok [7] tłumaczy powstawanie i wzrost odkrytych przez siebie globul, co do których uważa, że są one obszarami o wyższej zawartości pyłu niż przeciętnie.

Spitzer, w oparciu o kryterium niestabilności Jeansa, znajduje graniczne rozmiary tworzących się koncentracji. Zależą one od zawartości pyłu w koncentracji. Jeśli q oznacza ułamek, jaki stanowi masa pyłu w jednym gramie materii, to dla $q = 0$ otrzymuje się graniczną wielkość koncentracji 160 pc, dla $q = 0{,}1$ już tylko 12 pc, zaś dla $q = 0{,}9 - 0{,}15$ pc. Pochodzi to stąd, że na skutek opisanego wyżej działania sił ciśnienia promieniowania, występującą w kryterium niestabilności stałą grawitacji trzeba zastąpić inną, zależną od zawartości pyłu q. Do tego, aby podany wyżej mechanizm koncentracji pyłu mógł efektywnie działać, konieczny jest niemal-że idealny spokój w ośrodku międzygwiazdowym. Wtedy czas, po którym zasadniczą rolę w dalszym przebiegu procesu zaczną odgrywać siły grawitacyjne, jest według Spitzera i Whipple'a rzędu 10^7—10^8 lat. Jednak założenie „bezruchu" ośrodka międzygwiazdowego nie jest spełnione. W takim wypadku cały proces albo nie może przebiegać wcale, albo też przebiega znacznie wolniej nawet w wypadku, gdyby ruchy w ośrodku były tłumione. Tymczasem wydłużenie okresu koncentracji pyłu jest „niekorzystne" z powodu różnicowego efektu obrotu galaktyki. Jeśli rozważymy obłok o kształcie sześcianu, znajdujący się w odległości

od środka galaktyki równej odległości Słońca, przesunięcie względne dwóch przeciwległych sobie ścian sześcianu (bliższej i dalszej od środka Galaktyki), równe rozmiarom tych ścian, dokona się już w czasie 10^7 lat. Po drugie, powtórzenie rachunków Spitzera, Whipple'a i Boka, dokonane przez Savedoffa [8], prowadzi do wniosku, że jeśli nawet ziarno porusza się początkowo z prędkością 1 km/sek, prędkość ta zostanie zredukowana do zera na odległości 0,135 pc. Dla żadnej rozsądnej prędkości, jaką mogłoby posiadać ziarno, odległość hamowania nie przekracza rozmiarów przeciętnego obłoku. I wreszcie po trzecie [9], zawartość cięższych pierwiastków w młodych gwiazdach I-ej populacji nie przekracza 3%. Tymczasem, gdyby miały one powstawać w wyżej opisany sposób, już w stadium kontrakcji grawitacyjnej gęstość pyłu byłaby równa gęstości gazu i zawartość cięższych pierwiastków w gwieździe z tego materiału powstającej byłaby znacznie wyższa.

Wprawdzie sprawa ta nie jest jeszcze ostatecznie przesądzona, wszystko jednak zdaje się wskazywać na to, że koncentracja pyłu pod wpływem ciśnienia światła nie może prowadzić do powstawania gwiazd. Uważa się obecnie, że stosunek składowej pyłowej do gazowej (ok. 0,01 na wagę) jest przeciętnie biorąc stały w różnych miejscach Galaktyki. Również i globule, jak też i mgławice pyłowe miałyby odpowiednio większą zawartość wodoru.

Kontrakcja grawitacyjna

Jakkolwiek powstawanie dużych zgęszczeń pyłu pod wpływem ciśnienia promieniowania wydaje się w tej chwili mało prawdopodobne, faktem jest, że zgęszczenia materii międzygwiazdowej istnieją w rzeczywistości. Globule np., chociażby przez wzgląd na sferyczną ich formę, mogą być uważane za utwory utrzymujące się siłami grawitacji. Dlatego też celowe jest badać rozwój takich utworów na drodze grawitacyjnej kontrakcji. Obszerną teorię powstawania gwiazd z materii międzygwiazdowej opracował A. I. Lebiedinskij [10]. Obejmuje ona jednak tak szeroki zakres zjawisk, że ograniczymy się tu do zanotowania kilku punktów. Według Lebiedinskiego nowopowstające gwiazdy nie mogą posiadać mas przekraczających 6 mas Słońca, w ogóle zaś niemożliwe jest istnienie gwiazd o masie ponad ok. 100 mas Słońca. Ograniczenia te Lebiedinski otrzymał z wyprowadzonych przez siebie dodatkowych warunków niestabilności. Istnienie gwiazd o masie ponad 6 mas Słońca autor ten tłumaczy procesami kondensacji mgławic materii międzygwiazdowej na gwiazdach. Procesy te jednak wykraczają poza ramy niniejszego artykułu.

Z ogólnych praw dynamiki otrzymać można dla obłoku, o energii po-

tencjalnej Ω i kinetycznej energii cząstek tworzących obłok T, związek

$$2T+\Omega=\frac{d^2I}{dt^2} \tag{5}$$

gdzie I oznacza kręt obłoku. W wypadku, gdy ten ostatni jest stały, zachodzi $2T+\Omega=0$. Związek ten nazywamy twierdzeniem o wiriale. Rozważmy małe skurczenie się obłoku. Jeśli przy skurczeniu takim spełniony jest warunek, który za Lebiedinskim napiszemy w formie

$$\delta(2T+\Omega)<0\,, \tag{6}$$

kurczenie się obłoku następować będzie stale. Warunek ten nie będzie spełniony jednak, jeśli całkowita energia obłoku będzie stała, a więc gdy

$$\delta(T+\Omega)=0\,. \tag{7}$$

Otrzymamy wtedy

$$\delta(2T+\Omega)=-\delta\Omega>0\,, \tag{8}$$

gdyż, jak wiadomo, przy skurczeniu energia potencjalna obłoku maleje. Zrozumiałe więc jest, że aby mogło zachodzić stałe kurczenie się obłoku, układ musi tracić energię.

Whipple [11] rozważa obłok o średnicy 30 000 jednostek astronomicznych i masie równej masie Słońca. W obłoku tym mają miejsce ruchy turbulentne o rozmiarach wirów L danych przez wzór

$$L=\frac{\eta R}{\varrho V} \tag{9}$$

gdzie η — współczynnik lepkości, R — liczba Reynoldsa, ϱ — gęstość, V — względna prędkość punktów rozdzielonych odległością L. Jak wykazał Jeans, w warunkach podobnych do przyjmowanych przez Whipple'a, kręt wiru zredukuje się o połowę po czasie

$$\tau=\frac{\varrho L^2}{\eta}\,. \tag{10}$$

Jeśli energia stracona na skutek tłumienia ruchów turbulentnych zostanie wypromieniowana na zewnątrz, obłok musi się kurczyć. Przyjmując

$$\frac{dE}{dt}=-\frac{2E}{\tau}=-\frac{MV^2}{\tau} \tag{11}$$

gdzie E — całkowita energia układu, M — jego masa, oraz korzystając

z twierdzenia o wiriale, otrzymujemy równanie różniczkowe na promień obłoku. Całkowanie daje

$$t-t_0=\frac{a\eta R^2}{4GM\varrho_0 r_0^3}(r_0^4-r^4), \tag{12}$$

gdzie a — stała, G — stała grawitacji. Kładąc tu $a=\frac{1}{2}$, $\eta=1{,}5\times$ $\times 10^{-4}\,\mathrm{g\,cm^{-1}sek^{-1}}$ $R=10^4$, masę i promień jak wyżej oraz $r=0$, Whipple otrzymuje na czas koncentracji $4\cdot 10^7$ lat.

Innym procesem prowadzącym do straty energii obłoku zajęła się E. L. Ruskoł [12]. Rozważa ona możliwość nieelastycznych zderzeń atomów gazu z ziarnami pyłu oraz wypromieniowania straconej w ten sposób energii. Aby cząstki gazu traciły energię w zderzeniach z ziarnami pyłu, temperatura tych ostatnich musi być niższa od temperatury gazu. Zestawiając równanie bilansu energetycznego dla ziarna znajdującego się w obłoku o budowie politropowej ($n=2$), autorka dochodzi do wniosku, że warunek ten będzie spełniony, jeśli masa obłoku będzie równa 10 mas Słońca, zaś promień — 10^{17} cm. W miarę malenia masy, przy tym samym promieniu, różnice temperatur pomiędzy gazem i pyłem stają się coraz mniejsze. Obłoki o mniejszej masie muszą mieć odpowiednio mniejszy promień, aby mogło następować ochładzanie się gazu na pyle. Dla rozważanych przez siebie obłoków autorka przyjmowała zawartość pyłu równą 0,01 masy obłoku.

Hipoteza Oorta

Jednym z problemów dynamiki gazu międzygwiazdowego jest wyjaśnienie pochodzenia dużych pędów, jakie posiadają obłoki gazu. Szukając sił odpowiedzialnych za istnienie tych pędów, Kahn [13] oraz Schatzman i Kahn [14] rozważają działanie promieniowania gorących gwiazd na otaczające je obłoki materii rozproszonej. Badaniami takimi zajęli się również Oort i Spitzer [15]. W oparciu o te prace Oort wysunął niedawno hipotezę powstawania asocjacji gwiazdowych [16].

Przeciętne obłoki materii międzygwiazdowej, zderzając się między sobą, tworzą z czasem duże ugrupowania. W sposób bliżej nie wyjaśniony w tej chwili we wnętrzu takiego kompleksu powstaje jedna lub więcej gorących gwiazd. Od tego momentu zaczyna się „destrukcyjne“ działanie promieniowania tych gwiazd. Mechanizm zjawisk, jakie tu mają miejsce, omówiony jest oddzielnie *). Dość powiedzieć, że w efekcie powstaje sferyczna, sprężona warstwa materii, rozszerzająca się na zewnątrz od

*) Por. „Postępy Astronomii“ T. IV. z. 3, str. 105

gwiazdy. Na skutek współdziałania z otaczającym obłok nieregularnym na ogół ośrodkiem, warstwa ta rozpada się na oddzielne płaskie skupiska. Dla wspomnianej już mgławicy w Jednorożcu Oort ocenia produkt takiego rozpadu na 350 obłoków, każdy o masie ok. 30 mas Słońca. Końcowe prędkości obłoków byłyby rzędu 30 km/sek.

Z badań ruchów gwiazd wchodzących w skład asocjacji ζ Persei, Blaauw otrzymał, że gwiazdy te porzucają asocjację z prędkością około 15 km/sek. Nasuwa się od razu przypuszczenie, że mogłyby one powstać z chmur będących produktem rozpadu pierwotnej chłodnej mgławicy. Przypuszczenie to znajduje potwierdzenie w obserwacjach. W północno-wschodniej ćwiartce jasnej mgławicy w Jednorożcu można zaobserwować cały „wianek" drobnych, ciemnych plamek. Wszystkie one mają ostre a gdzieniegdzie i jasne brzegi od strony grupy gwiazd typu O, znajdującej się w środku jasnej mgławicy, tak że związek ich z mgławicą wydaje się nie ulegać wątpliwości. Gęstości tych zgęszczeń o rozmiarach prawdopodobnie nie większych niż 0,1—0,2 pc muszą być co najmniej równe 10 000 atomów wodoru na cm³. W tym samym obszarze można też zaobserwować znaczną ilość globul. Ponieważ szybkości rozpływu gwiazd w asocjacjach wskazują na wiek gwiazd do nich należących rzędu 1 miliona lat (np. asocjacja w Perseuszu), w tym okresie czasu ze sprężonych obłoków powinny powstać gwiazdy. Jak łatwo pokazać, kula gazu o gęstości n_H atomów wodoru na cm³ skondensuje się na skutek swobodnego spadku w czasie 50 $n_H^{-1/2}$ milionów lat. Aby kondensacja tej masy nastąpiła w czasie 1 miliona lat początkowa gęstość gazu musi być 2500 atomów wodoru na cm³. Taką też gęstość powinny mieć zarodki gwiazd, aby w czasie 1 miliona lat drogą swobodnego spadku skondensować się w gwiazdy. Należy jednak przypuszczać, że cały ten proces następować będzie wolniej, choćby nawet ze względu na wewnętrzne ruchy, jakie mogą mieć miejsce w kondensującej się masie gazu. Dlatego też gęstość tę należy uważać za dolną granicę. Whipple podaje $4 \cdot 10^7$ lat na okres kondensacji chmury o gęstości początkowej $n_H = 3100$. Znów aby za pomocą rozważanego przez Whipple'a procesu czas ten wyniósł 10^6 lat, trzeba by początkowej gęstości $1{,}2 \cdot 10^5$ atomów wodoru na cm³. Gęstości wspomnianych wyżej drobnych zgęszczeń w mgławicy Jednorożca zawarte są, jak to wydają się wskazywać obserwacje, w tych właśnie granicach.

Wydajność procesów powstawania gwiazd

Jakkolwiek trudno przewidzieć szanse na przyszłość omówionych tu teorii, tym bardziej że żadna nie jest ostatecznie wykończona i wciąż przybywają nowe fakty obserwacyjne jak też i nowe teorie, niemniej

jednakże wydaje się, że na pytanie: „Czy istnieje możliwość powstawania gwiazd z materii międzygwiazdowej?“ można odpowiedzieć twierdząco. Pozostaje teraz ocenić wydajność procesów powstawania gwiazd. Idąc za Struvem [17] jako podstawy do tej oceny użyjemy wieku i ilości asocjacji gwiazdowych. Według Ambarcumiana każda *T* asocjacja zawiera około 100 gwiazd. Wiek jej ocenia się na 10^4 lat, a więc średnio rocznie w każdej asocjacji przybywa 10^{-4} gwiazdy. Ponieważ ilość *T* asocjacji ocenia się na 10^4, więc też na roczny ubytek materii międzygwiazdowej, pochodzący z powstawania gwiazd w *T* asocjacjach (gwiazd o masie ok. jednej masy Słońca), otrzymamy jedną masę Słońca. Podobnie można postąpić z O-asocjacjami, które zresztą są znacznie rzadsze. Wszystkie te oceny są bardzo grube i dlatego nie zatrzymując się przy określonej liczbie, wskażemy tylko, że masa materii międzygwiazdowej, jaka kondensuje się rocznie w gwiazdy, zawarta jest prawdopodobnie w granicach 1 i 10 mas Słońca.

II. EJEKCJA MATERII Z GWIAZD

Zestawienie ocen strat masy, jakie ponoszą różnego rodzaju gwiazdy, dokonane zostało przez Biermana [18] i Struve'go [17], który wprowadził do liczb tych pewne zmiany.

Procesy ubytku masy podzielić można na dwie grupy. Pierwsza to eksplozywne wyrzucanie masy (gwiazdy nowe i supernowe, gwiazdy typu P Cygni), druga to ciągła emisja korpuskularna gwiazd. W tej ostatniej grupie wymienić należy gwiazdy Wolfa-Rayeta, nadolbrzymy, gwiazdy wczesnych typów widmowych z liniami emisyjnymi, gwiazdy ciągu głównego, gwiazdy szybko wirujące, ciasne układy podwójne, oraz chłodne olbrzymy, jak np. gwiazdy typu Mira Ceti.

Omawiając poszczególne obiekty, postaramy się zastanowić nad dwiema rzeczami. Po pierwsze: jakie są fakty obserwacyjne przemawiające za istnieniem emisji korpuskularnej tych objektów; po drugie: do jakich danych liczbowych prowadzi interpretacja tych faktów. To ostatnie zadanie jest niestety nie zawsze wykonalne, przynajmniej obecnie.

Eksplozywna emisja materii

Przesunięcia doplerowskie linii absorpcyjnych w widmie gwiazdy nowej, tuż przed maximum blasku, pojawienie się w maximum szerokich linii emisyjnych ograniczonych z fioletowej strony niknącą z biegiem czasu linią absorpcyjną oraz występowanie w późniejszej fazie linii odpo-

wiadających przejściom wzbronionym, bardzo dobrze interpretuje się wyrzucaniem zewnętrznych warstw gwiazdy w czasie trwania zjawiska. W pierwszej jego fazie, kiedy rozszerzająca się otoczka posiada dużą gęstość optyczną, powstają w niej przesunięte ku fioletowi linie absorpcyjne. W chwili maximum blasku gęstość optyczna otoczki osiąga wartość, przy której mogą powstawać w niej linie emisyjne. Rozmycie tych linii świadczy o rozszerzaniu się otoczki. W przybliżającej się ku obserwatorowi części chłodnych zewnętrznych warstw otoczki powstają przesunięte ku fioletowi linie absorpcyjne, niknące w miarę rozpraszania się materii otoczki. Występowanie przejść wzbronionych jest możliwe w ostatniej fazie, gdy gęstość wyrzuconej przez gwiazdę materii staje się dostatecznie niska. Matematyczne opracowanie powyższego modelu, pozwala napisać związek

$$L_{max} = C \frac{M^{4/5}}{T^{9/5}}, \tag{13}$$

gdzie L_{max} = dzielność promieniowania gwiazdy w maximum blasku, M = masa otoczki, T = jej temperatura, C — stała [19]. Pozwala to ocenić masę wyrzucanej w czasie wybuchu otoczki na 10^{-5} masy Słońca. Ponieważ ilość zjawisk gwiazdy nowej ocenia się dla naszej Galaktyki na 100 rocznie, więc też roczny przyrost masy materii rozproszonej, pochodzący z wybuchów gwiazd nowych, ocenimy na 0,001 $m_{\odot}$.

Co do gwiazd supernowych możemy czynić tylko przypuszczenia. Idąc za Biermanem przyjmiemy na stratę masy w czasie jednego wybuchu 2 $m_{\odot}$. Ponieważ częstość supernowych ocenia się na $\frac{1}{200}$ rocznie, więc dla supernowych otrzymamy 0,01 $m_{\odot}$.

Ciągła emisja korpuskularna

a) Gwiazdy P Cygni i Wolfa Rayeta. Gwiazdy typu P Cygni Bierman zalicza do grupy o „eksplozywnej" ejekcji materii, przypuszczalnie na skutek dość dużych fluktuacji jasności, jakie gwiazda typowa dla tej grupy (P Cygni) przechodziła w okresie odkrycia. Kontury linii widmowych tych gwiazd świadczą jednak o istnieniu ciągłej emisji korpuskularnej i dlatego omówimy je razem z gwiazdami Wolfa-Rayeta.

Kontury linii emisyjnych gwiazd Wolfa-Rayeta wykazują daleko idące podobieństwa do konturów linii widmowych gwiazd nowych w maximum blasku. Również i tutaj szerokie pasma emisyjne ograniczone są od strony krótkofalowej części widma liniami absorpcyjnymi. Jak była już o tym mowa wyżej, najrozsądniej jest interpretować kontury te ciągłą emisją korpuskularną. Tym bardziej, że rozmycie linii emisyjnych wy-

kazuje taką właśnie zależność od długości fali, jakiej należałoby oczekiwać na podstawie efektu Dopplera. Do argumentów tych można dorzucić jeszcze dwa. Często gwiazdy Wolfa-Rayeta wchodzą w skład układów podwójnych. Cały szereg efektów, zarówno fotometrycznych jak też i spektrofotometrycznych, jakie dla układów tych obserwujemy, objaśnić można istnieniem wspólnej dla obu składników otoczki gazowej. Po drugie, rozmycie linii emisyjnych poszczególnych pierwiastków, będące wskaźnikiem szybkości, z jaką atomy tego pierwiastka wyrzucane są z powierzchni gwiazdy, mniejsze jest dla pierwiastków o wysokim potencjale jonizacji. Ponieważ te ostatnie znajdować się muszą w niższych warstwach otoczki, zależność ta wskazuje na istnienie dodatniego gradientu prędkości w otoczce, a więc świadczy o przyśpieszaniu ruchu wyrzucanych na zewnątrz atomów.

Z intensywności linii emisyjnych, Bierman otrzymuje na liczbę atomów, wyrzucanych w ciągu 1 sek z każdego cm^2 powierzchni 10^{20}. Biorąc pod uwagę, że promień gwiazdy typu W-R równy jest przeciętnie 6 $R_\odot$, otrzymujemy na roczny ubytek masy gwiazdy W-R, $5 \cdot 10^{-6} m_\odot$. Ubytek ten można ocenić też przy użyciu wzoru

$$\frac{dM}{dt} = 4\pi r^2 \varrho(r) v(r) dr \tag{14}$$

gdzie $\varrho(r)$ i $v(r)$ oznaczają odpowiednio gęstość i prędkość wyrzucanej materii na odległości r od środka gwiazdy [19]. Przyjmując na r — promień fotosfery, na $\varrho(r_{fot.})$—10^{-11} g/cm³ oraz na $v(r)$ – prędkości otrzymywane z obserwacji spektralnych, otrzymamy na roczną stratę masy $10^{-5} m_\odot$. Tego samego rzędu wartości otrzymujemy dla gwiazd typu P Cygni. Zmiany jasności tych ostatnich można interpretować jako zaburzenia w emisji korpuskularnej i w gęstości otoczki [20].

Według Biermana liczba gwiazd W-R w naszej Galaktyce zawarta jest w granicach 10^3—10^4. Przyjmując $5 \cdot 10^3$ otrzymamy na roczny ubytek masy wszystkich gwiazd W-R 0,05 $m_\odot$. Tyle samo przyjmiemy dla gwiazd typu P Cygni. Woroncow-Weliaminow [20] przyjmuje dla gwiazd W-R straty nieco większe, bo 0,1 $m_\odot$ na rok, tłumacząc pochodzenie całego zapasu materii międzygwiazdowej działaniem tych gwiazd. Jak wskazuje jednak Struve [17], gdybyśmy przyjęli ilość materii międzygwiazdowej równą ilości materii skupionej w gwiazdach, a więc 10^{11} mas Słońca, to po $5 \cdot 10^9$ lat gwiazdy W-R zdążyłyby naprodukować zaledwie $5 \cdot 10^8 m_\odot$, co stanowi tylko $\frac{1}{200}$ całości.

b) Nadolbrzymy. W nadolbrzymach charakter widma często przypomina widma gwiazd typu P Cygni, z tym tylko, że linie emisyjne są znacznie węższe. Należałoby tu raczej mówić o liniach absorpcyjnych

ograniczonych słabą emisją z czerwonej strony widma. Bierman ocenia roczny ubytek masy wszystkich tego typu gwiazd bardzo wysoko, bo aż na $5\,m_{\odot}$. Struve jednak uważa, że jest to znacznie za dużo. Przyjmuje on i my wraz z nim tylko $0{,}01\,m_{\odot}$; (rozbieżność między powyższymi liczbami jest dość charakterystyczna dla dokładności, z jaką otrzymuje się oceny w tego typu zagadnieniach).

c) Gwiazdy ciągu głównego. Dla Słońca Bierman przyjmuje roczną stratę materii $10^{-12}\,m_{\odot}$, co odpowiada $2\cdot 10^{21}$ gramów. Według oceny Mustela liczba ta wynosi $8{,}6\cdot 10^{17}$ gramów, a więc o 3 rzędy mniej [21]. Vsechsviatskij otrzymuje 10^{20} gramów. Tymczasem znajomość dzielności promieniowania korpuskularnego Słońca nastręcza jedyną w tej chwili, jak się zdaje, możliwość określenia rocznego ubytku masy gwiazd innych typów widmowych. Jeśli bowiem przyjmiemy za Fiesenkowem prawo ubytku masy gwiazd głównego ciągu w postaci

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma L\,, \tag{15}$$

wystarczy znać liczbową wartość współczynnika γ, aby obliczyć stratę masy każdej gwiazdy ciągu głównego o znanej dzielności promieniowania L. Współczynnik ten zaś można obliczyć, znając straty masy jakiejś jednej gwiazdy o znanym L. Można by się spodziewać, że gwiazdą tą będzie Słońce.

Ponieważ rozbieżność pomiędzy ocenami Biermana i Mustela jest tak duża, przeprowadzimy rachunki dla obu tych skrajnych — jak się zdaje — ocen. Przyjmując dane Mustela otrzymamy $\gamma = 4{,}3\cdot 10^{-16}\,m_{\odot}$ na rok dla $L_{\odot}$. Z danych Biermana mamy $\gamma = 10^{-12}$ w tych samych jednostkach. W tabeli 1 obliczono roczne straty masy dla gwiazd poszczególnych typów widmowych ciągu głównego, przy użyciu obu współczynników.

Tabela 1

Roczne straty masy dla gwiazd ciągu głównego

Typ	$L/L_{\odot}$	$\left(\frac{dM}{dt}\right)_1 m_{\odot}/rok$	$\left(\frac{dM}{dt}\right)_2 m_{\odot}/rok$
O	10^5	$4{,}3\cdot 10^{-11}$	10^{-7}
B	10^3	$4{,}3\cdot 10^{-13}$	10^{-9}
A	10	$4{,}3\cdot 10^{-15}$	10^{-11}
F	2,5	$1{,}1\cdot 10^{-15}$	$2{,}5\cdot 10^{-12}$
G	1,0	$4{,}3\cdot 10^{-16}$	10^{-12}

Aby ocenić straty masy wszystkich gwiazd ciągu głównego do typu G

włącznie, załóżmy dla prostoty

$$n_L L = \text{const} = 10^{11}, \tag{16}$$

gdzie n_L oznacza ilość gwiazd w Galaktyce o dzielności promieniowania L. Możemy zadowolić się takim grubym przybliżeniem, gdyż inne dane nie są dokładniejsze. Wtedy całkowity roczny ubytek masy wszystkich gwiazd ciągu głównego o dzielności promieniowania L będzie

$$n_L \left(\frac{dM}{dt}\right)_L = -n_L \gamma L = -10^{11} \gamma. \tag{17}$$

Przyjmując za podstawę wartość γ_1, otrzymamy dla rozważanych gwiazd 0,0002 $m_\odot$ na rok, z γ_2 zaś 0,5 $m_\odot$ na rok.

Karły późnych typów widmowych powinny zgodnie z (15) tracić znacznie mniej masy niż Słońce, Bierman uważa jednak że ich aktywność pod tym względem przewyższa znacznie aktywność Słońca. Jeśli przyjmiemy dla nich straty 10 razy większe niż dla Słońca, otrzymamy w sumie dla karłów typu K i M 0,05 i 11 $m_\odot$, zależnie od tego czy wyjdziemy z wartości $\gamma = \gamma_1$, czy też $\gamma = \gamma_2$. Ilość ich przyjęliśmy zgodnie z (16). Jak widać ustalenie mocy korpuskularnego promieniowania Słońca jest w tych zagadnieniach dosyć istotne, gdyż ze względu na wielką ilość gwiazd ciągu głównego ich wkład w materię międzygwiazdową jest największy.

d) Rozpad rotacyjny. Obserwacje spektroskopowe gwiazd zaćmieniowych, w których jednym ze składników jest szybko wirująca gwiazda wszesnego typu widmowego, wskazują na istnienie dookoła tych gwiazd pierścieni z gorących gazów. W maximum blasku linie emisyjne pierścienia są niewidoczne. Gdy chłodniejszy składnik zakrywa przybliżającą się do obserwatora część pierścienia oraz gwiazdę gorącą, w widmie pojawiają się linie emisyjne przesunięte ku czerwieni. W środku zaćmienia linie te znikają, pojawia się natomiast widmo chłodniejszego składnika układu. Po trzecim kontakcie rozbłyskują znów linie emisyjne, przesunięte już ku fioletowi. Zakryta jest wtedy oddalająca się od obserwatora część pierścienia. Przykładem może być zmienna RW Tauri.

Jeszcze Jeans pokazał, że jeśli dla szybko wirującej gwiazdy, zbudowanej według modelu Roche'a (cała masa skupiona w środku), wielkość $\frac{\omega^2}{2\pi G\varrho}$ (ω — szybkość kątowa obrotu) osiągnie wartość 0,36075, z równika następować będzie wypływ materii. Dla gwiazd utworzonych z masy nieściśliwej odpowiednia wartość krytyczna wynosi 0,18712; po jej przekroczeniu jednak rozwój wypadków potoczy się inaczej. Figurą równowagi będzie elipsoida trójosiowa, która przekształci się następnie w figurę „gruszkowatą", rozdzielając się w końcu na dwie części. Między tymi dwoma

skrajnymi wypadkami znajdują się prawdziwe gwiazdy. Nie wchodząc w dalsze szczegóły, możemy stwierdzić, że istnienie pierścieni daje się teoretycznie uzasadnić.

Z natężenia emisyjnych linii widmowych pierścienia można ocenić jego masę. Struve ocenia ją na $10^{-8}\ m_{\odot}$ uważając, że rozsądnie jest przypuścić, iż masa ta rozproszy się w przeciągu roku. Przyjmując za nim ogólną ilość gwiazd szybkowirujących równą 10^{6} otrzymamy roczną stratę masy tych gwiazd równą $0{,}01\ m_{\odot}$.

e) Ciasne układy podwójne. Objektami niewątpliwie tracącymi masę są ciasne układy podwójne. Badania widmowe tych układów wskazują na istnienie otoczek gazowych, w których pogrążone są obie gwiazdy. Otoczki te są niestałe i rozsiewają się w przestrzeni. Również i zmiany okresów tych gwiazd świadczą jak się zdaje o zmniejszaniu się masy tych układów. Przyjmiemy dla nich za Struvem roczną stratę masy równą $0{,}1\ m_{\odot}$.

Emisja korpuskularna chłodnych olbrzymów

Na zakończenie chcielibyśmy jeszcze wspomnieć o pewnych zjawiskach, co do których nie ma jeszcze ocen liczbowych, a które jednak mogą mieć pewien wpływ na bilans ilościowy materii międzygwiazdowej [22].

Zmiany jasności gwiazd typu Mira Ceti, którym nie towarzyszą poważniejsze zmiany w widmach tych gwiazd, zdają się wskazywać na wyrzucanie znacznych ilości materii, która kondensując się w pewnej odległości od gwiazdy, tworzy nieprzeźroczystą chmurę przyciemniającą jej blask. W miarę rozpraszania się chmury, jasność gwiazdy rośnie dopóki nowy wybuch nie powtórzy całego przebiegu zjawisk. Tak na przykład, amplituda zmian jasności węglowej gwiazdy R Coronae Borealis wynosi 8 wielkości gwiazdowych, co odpowiada czynnikowi wzrostu około 1500. Tymczasem, jak wynika z pomiarów rozkładu natężenia promieniowania w widmie, zmiany temperatury są o wiele za małe, aby wytłumaczyć tak duże wahania jasności. Jest rzeczą rozsądną przypuścić, że przed minimum blasku gwiazda ta wyrzuca chmury atomowego węgla, który na pewnej odległości od gwiazdy kondensuje się w cząstki sadzy. Badania laboratoryjne nad sublimacją grafitu, jak też i rachunki przeprowadzone przez H. Pillians wskazują na możliwości zachodzenia tego procesu przy ciśnieniu 10^{-12} atm. i temperaturze ok. 2000°. Być może, że działalność tego rodzaju gwiazd byłaby odpowiedzialną za istnienie grafitu międzygwiazdowego.

O istnieniu chmur pyłu dookoła gwiazd późnych typów widmowych (R, S, N) świadczą również pewne osobliwości w widmach tych gwiazd, w szczególności istnienie ciągłej absorpcji (λ3300—4400), która sprawia,

że temperatury otrzymane z widma ciągłego są zbyt niskie. Swings przypuszcza, że cząstkami wchodzącymi w skład tych chmur może być sadza.

Innym argumentem przemawiającym za istnieniem chmur pyłu, niekoniecznie zresztą węglowego, otaczających niektóre gwiazdy, jest zachowanie się towarzysza gwiazdy Mira Ceti. Towarzysz ten to gwiazda zmienna typu B, o okresie zmienności około 14 lat. Minima tej zmiennej przypadały na lata 1914, 1928, 1943 i 1956. Tymczasem, jak wynika z elementów orbity obliczonej przez Parenago, momenty przejść tej gwiazdy przez periastron przypadają na lata 1913, 1927, 1941, 1955. Wydaje się, że koincydencje te można tylko wytłumaczyć istnieniem obłoku, który zaćmiewa blask składnika B w chwili, gdy ten znajduje się w periastronie.

Można by jeszcze wspomnieć o gwiazdach rozbłyskowych [23], których krótkie fluktuacje jasności wytłumaczyć można ejekcją materii, są to jednak zjawiska zbyt mało jeszcze znane, aby móc ująć je liczbowo.

III. RÓWNOWAGA MASY MATERII MIĘDZYGWIAZDOWEJ

Postaramy się teraz dokonać bilansu masowego materii międzygwiazdowej. Podsumujmy więc roczne straty mas dla omawianych wyżej objektów.

Gwiazdy supernowe		0,01	$m_\odot$/*rok*
„ nowe		0,001	„
„ P Cygni		0,05	„
„ Wolfa-Rayeta		0,05	„
„ ciągu gł. O-G	0,0002 lub	0,5	„
„ ciągu gł. K-M	0,05 lub	11,0	„
Nadolbrzymy		0,01	„
Gwiazdy szybko wirujące		0,01	„
Ciasne układy podwójne		0,1	„

Biorąc dolne granice dla gwiazd głównego ciągu otrzymamy na przychód roczny 0,28 $m_\odot$, biorąc górne granice 11,7 $m_\odot$. W tym ostatnim wypadku możnaby przypuścić, że materia międzygwiazdowa zyskuje rocznie mniej więcej tyle, ile jej traci, a więc około 10 mas Słońca. Gdybyśmy zatrzymali się na pierwszej z tych liczb mielibyśmy słabą wskazówkę, że zapasy materii międzygwiazdowej ubywają w czasie. I ten drugi wniosek wydaje się bardziej prawdopodobny, nawet gdyby liczby oparte na danych Biermana nie były przecenione. Przemawiają za tym wyniki uzyskane przez Szajna i Gaze. Okazuje się mianowicie, że gwiazdy z liniami emisyjnymi w widmach, o których to gwiazdach wiadomo, że tracą więcej masy niż inne, stowarzyszone są słabiej z mgławicami niż

gwiazdy, w których widmach linii emisyjnych nie stwierdzono. Dalej w mgławicach o masach rzędu 10 000 mas Słońca często znajduje się zaledwie kilka gwiazd wczesnych typów widmowych. Jest rzeczą niemożliwą, aby gwiazdy te w czasie $5 \cdot 10^9$ lat wyprodukowały te mgławice. Wprost przeciwnie, raczej one same w tych mgławicach niedawno powstały, o czym świadczy zresztą wiek gwiazd tego typu. Można by tu jeszcze dorzucić argument innej natury. Jak wynika z rozważań teoretycznych, w miarę upływu czasu, forma Galaktyki stawać się będzie coraz to mniej spłaszczona. Z tego punktu widzenia mgławice eliptyczne należałoby uważać za najstarsze. Świadczy o tym także i wiek gwiazd, jakie wchodzą w skład tych mgławic. Jak wiadomo, w mgławicach eliptycznych nie wykryto gwiazd I-szej populacji, które to gwiazdy powszechnie uważa się za młode. W tych najstarszych mgławicach nie obserwujemy z reguły materii międzygwiazdowej. Nie wydaje się, ażeby powodem tego było tylko wymiatanie tej materii w spotkaniach z innymi galaktykami.

Jako ostateczny więc wniosek przyjmiemy tezę, że zapasy materii międzygwiazdowej w naszej Galaktyce stopniowo się wyczerpują. Wniosek ten zyskuje na pewności tym bardziej, że nie wzięliśmy pod uwagę procesów akrecji.

LITERATURA

[1] O. Struve, „Stellar evolution", Princeton University Press 1950, str. 104.
[2] В. А. Амбарцумян „Труды второго совещчания по вопросам космогонии" str. 9—73
[3] L. Spitzer, Harv. Obs. Monographs Nr. 7, 1948, Cent. Symposia, str. 91.
[4] F. L. Whipple, Ap. J. Vol. **104** str. 1, 1946.
[5] L. Spitzer, jak w [3], str. 95.
[6] E. Schatzman, Ann. d'Ap. Vol. **12**, str. 161, 1949.
[7] B. J. Bok jak w [4], str. 63.
[8] M. P. Savedoff, *Gas dynamics of cosmic clouds*, Amsterdam 1955, str. 218.
[9] B. Strömgren, *Les particules solides dans les astres*, Inst. d'Ap. Cointe-Liège, str. 622, 1955.
[10] А. И. Лебединский, „*Вопросы космогонии*" T. II str. 5—149 w szególności 114., 1954.
[11] F. L. Whipple, jak w [4] str. 126.
[12] Е. Л. Рускол „Астрономический журнал" T. XXXII вып. 1 str. 3 1955 zob. też jak w [9] str. 650.
[13] F. D. Kahn, BAN Nr. 456, 1954.
[14] E. Schatzman, F. D. Kahn, *Gas dynamics of cosmic clouds*, str. 163.
[15] J. H. Oort, L. Spitzer, Ap. J. **121**, str. 6.
[16] J. H. Oort, BAN Nr 455, 1954.
[17] O. Struve, „Sky and Telescope" Vol. XIV. Nr. 1 str. 11, 1954.
[18] L. Bierman, jak w [14], str. 212.
[19] zob. Мустель i inn. „Теоретическая астрофизика" str. 482, także [20] str. 393
[20] Воронцов-Велячинов, „Газовые туманности и новые звезды", Moskwa 1948 str. 429.
[21] Мустель, „Известия крыиской астрофизической обсерватории", T. X. str. 143, 1953.
[22] O. Struve, jak w [9] str. 193.
[23] В. А. Амбарцумян, Сообщения Бюракамской Обсерватории Вып XIII, 1954.

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

(Streszczenie referatów wygłoszonych na Konferencji Astronomicznej w Poznaniu, grudzień 1955)

O pewnych własnościach przejść komet przez sferę oddziaływania planety

M. BIELICKI

W związku z opracowaniem ruchu komety Kopffa podczas jej przejścia przez sferę oddziaływania Jowisza w 1954 roku otrzymałem parę ciekawych ogólnych wyników, dotyczących przejść komet w pobliżu Jowisza.

1) Potraktujmy ruch komety bezperturbacyjnie: heliocentrycznie poza sferą oddziaływania Jowisza i jowicentrycznie wewnątrz tej sfery. W przypadku komety Wolfa w okresie 1918—1925, dokładność względna perturbacji otrzymanych w ten sposób w ruchu heliocentrycznym w czasie jednego obiegu komety jest około 14%. Dokładność tę uważamy za stosunek błędu średniego perturbacji elementu

$$\sigma=\left[{}^1/_6 \sum_{i=1}^{6} (\delta E_i^{vera} - \delta E_i^{appr.})^2\right]^{1/2}$$

do średniej kwadratycznej perturbacji elementu

$$\delta E=\left[{}^1/_6 \sum_{i=1}^{6} (\delta E_i)^2\right]^{1/2}$$

gdzie $\delta E_i = \delta M$, $\delta\varphi$, $\delta\Omega$, $\delta\pi$, δi, $\delta\mu$, przy czym przeprowadzamy ujednorodnienie $\delta\Omega = \delta\Omega^{obs.} \sin i$ oraz $\delta\mu = -\frac{2}{3\mu}\delta\mu^{obs.}$.

Wnioskujemy stąd ogólnie, że w przypadkach takich typowych przejść komet przez sferę oddziaływania Jowisza, jak komety Wolfa w 1922 r. (najmniejsza odległość komety od Jowisza 0,12 j. a.), warto zastosować metodę ruchu bezperturbacyjnego, aby mieć naprzód dane dla zaplanowania obliczeń dokładnych i przybliżonej kontroli tych obliczeń. Tak właśnie zrobiono dla komety Kopffa, która przeszła na wiosnę 1954 roku w pobliżu Jowisza (najmn. odl. 0,18 j. a.) i będzie widziana w 1957 r.

2) Istnieją 2 zasadnicze typy przejść komet przez sferę oddziaływania Jowisza: tangencjalno-normalny (*t.-n*). i ortogonalny (*o*), w zależności od kąta ϑ między linią apsydów orbity jowicentrycznej i płaszczyzną orbity heliocentrycznej. Jeżeli $\vartheta = 0°$, mamy do czynienia z typem (*t.-n.*), w którym wpływy składowej ortogonalnej siły perturbacyjnej znoszą się, pozostają zaś niewyrównane wpływy składowych tangencjalnej i normalnej. Gdy $|\vartheta| = 90°$, otrzymujemy typ (*o*), w którym działanie składowych jest przemienione w stosunku do poprzedniego typu.

Przejścia komet Wolfa w 1922 r. i Kopffa w 1954 r. przez sferę oddziaływania Jowisza są przykładami prawie czystych 2 typów powyższych, jak to widać z tabelki

Kometa	$\delta E_{(a)}$	$\delta E_{(b)}$	$\delta E_{(a)} : \delta E_{(b)}$	ϑ
Wolf 1922	13°,9	0°,7	20	−8°,4
Kopff 1954	1 ,9	8 ,1	0,23	−82 ,0

gdzie $\delta E_{(a)}$ i $\delta E_{(b)}$ są średnimi kwadratycznymi perturbacjami elementu w grupie (*a*) elementów M, φ, π, μ oraz w grupie (*b*) elementów Ω, i.

Z wartości kąta ϑ, wyznaczalnego z orbit jowicentrycznej i heliocentrycznej komety lub tylko heliocentrycznej i warunku najmniejszej odległości komety od Jowisza, można wyciągnąć wnioski na temat wielkości stosunku perturbacji w grupach (*a*) i (*b*).

3) W przejściach różnych komet przez sferę oddziaływania Jowisza można powiązać wielkość wpływu perturbującego Jowisza w ruchu heliocentrycznym z wielkością i kształtem orbity jowicentrycznej komety. W wyniku pewnych uproszczeń otrzymujemy przybliżony wzór teoretyczny

$$\delta E \cdot q^{3/2} = \delta E_0,$$

gdzie δE jest średnią kwadratyczną perturbacją elementu, q — odległością w perijovium, czyli najmniejszą odległością komety od Jowisza w jej ruchu heliocentrycznym, wreszcie δE_0 jest niezmiennikiem perturbacyjnym. Zastosowanie powyższego prawa do 5 przypadków przejść komet przez sferę oddziaływania Jowisza (Kopff 1954, Wolf 1922, 1875, 1756, Brooks 1922), w których $0{,}086 \leqslant q \leqslant 0{,}18$, dało w wyniku $\delta E_0 = 0{,}43 \pm 0{,}06$, gdy δE liczone jest w stopniach, a q w jednostkach astronomicznych.

Możliwość wyznaczenia wielkości δE z łatwo dostępnej wartości q ma podstawowe znaczenie np. dla orientacyjnego planu dokładnych obliczeń oraz może służyć jako przybliżona ogólna kontrola obliczeń perturbacji.

O wpływie niektórych własności zbioru pomiarów na wagi niewiadomych parametrycznych

M. BIELICKI

W zastosowaniu metody najmniejszych kwadratów do wyrównania pomiarów pośrednich możemy wziąć pod uwagę następujące podstawowe własności zbioru pomiarów, a mianowicie: 1) liczbę pomiarów, 2) długość przedziału pomiarowego, wyznaczoną zmianą argumentu obserwacyjnego, tj. zmiennej obserwowanej uznanej za bezbłędną, 3) położenie przedziału pomiarowego, wyznaczone średnią wartością argumentu obserwacyjnego w przedziale pomiarowym.

Opierając się na znanym prawie z teorii wyznaczników, a mianowicie

$$\begin{vmatrix} [A^1B^1] & [A^1B^2] & \dots & [A^1B^m] \\ [A^2B^1] & [A^2B^2] & \dots & [A^2B^m] \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ [A^mB^1] & [A^mB^2] & \dots & [A^mB^m] \end{vmatrix} = \sum_{(i)=1}^{\binom{n}{m}} \begin{vmatrix} A^1_{(i)1} & A^2_{(i)1} & \dots & A^m_{(i)1} \\ A^1_{(i)2} & A^2_{(i)2} & \dots & A^m_{(i)2} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ A^1_{(i)m} & A^2_{(i)m} & \dots & A^m_{(i)m} \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} B^1_{(i)1} & B^2_{(i)1} & \dots & B^m_{(i)1} \\ B^1_{(i)2} & B^2_{(i)2} & \dots & B^m_{(i)2} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ B^1_{(i)m} & B^2_{(i)m} & \dots & B^m_{(i)m} \end{vmatrix} \tag{1}$$

gdzie $[A^kB^l] = \sum_{i=1}^{n} A^k_i B^l_i$, wskaźniki zaś $(i)1 \neq (i)2 \neq \dots \neq (i)m$ są wybrane ze wskaźników $i = 1, 2, \dots, n$, w $\binom{n}{m}$ nie powtarzających się sposobów, możemy powiązać bezpośrednio wagi niewiadomych parametrycznych z wyznacznikami współczynników grup równań obserwacyjnych. Otrzymamy wtedy nowy wzór

$$Q^{-1}_{jj} = \frac{\sum_{(r)=1}^{\binom{M}{p}} (D_{(r)})^2}{\sum_{(r)=1}^{\binom{M}{p-1}} (D^{jj}_{(r)})^2} \tag{2}$$

który możemy zinterpretować w sposób następujący:

Utwórzmy z M równań obserwacyjnych grupy, z których każda zawiera p równań, a więc tyle, ile jest niewiadomych parametrycznych, a podział na te grupy będzie odpowiadał wszystkim nie powtarzającym się sposobom (r) wyboru różnych równań, będzie więc kombinacjami z liczby M równań po p niewiadomych; każda taka grupa da nam odpowiedni wyznacznik $D_{(r)}$ współczynników, a następnie wartość charakterystyczną $\sum (D_{(r)})^2$ dla danego zbioru równań obserwacyjnych. Jeżeli następnie pozbawimy równania obserwacyjne wyrazów z pewną j niewiadomą parametryczną, potem zaś podzielimy, podobnie jak poprzednio, te równania we wszystkie nie powtarzające się sposoby (r) na grupy zawierające liczbę $(p-1)$ równań, to każda taka grupa da nam wyznacznik współczynników $D^{jj}_{(r)}$, a stąd otrzymamy wartość charakterystyczną $\sum (D^{jj}_{(r)})^2$ dla danej niewiadomej danego zbioru równań obserwacyjnych. Stosunek pierwszej wartości charakterystycznej do drugiej jest identyczny z wagą danej niewiadomej parametrycznej w rozwiązaniu ogólnym równań obserwacyjnych, opartym na postulacie najmniejszych kwadratów.

Wzór (2) ma podstawowe znaczenie dla naszych rozważań, gdyż pozwala powiązać bezpośrednio wagi niewiadomych parametrycznych z liczbami reprezentującymi powyżej podane własności zbioru pomiarów. Stosując pewne upraszczające założenia natury statystycznej, otrzymujemy w ostatecznych wynikach ogólne wzory dla przypadków oznaczonych wskaźnikami 1 i 2:

$$(Q^{-1}_{jj})_{M_2} = \frac{M_2 - p + 1}{M_1 - p + 1} (Q^{-1}_{jj})_{M_1} \tag{3}$$

$$(Q^{-1}_{jj})_{T_2} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^2 (Q^{-1}_{jj})_{T_1} \tag{4}$$

$$(Q^{-1}_{jj})_{K_2} = \left(\frac{K_2}{K_1}\right)^2 (Q^{-1}_{jj})_{K_1} \tag{5}$$

gdzie M jest liczbą pomiarów, T — długością przedziału pomiarowego, K zaś jest pochodną argumentu, którego funkcjami liniowymi są współczynniki równań obserwacyjnych, względem rzeczywistego argumentu obserwacyjnego. Wzór (3) jest podstawowym uogólnieniem znanego wzoru na wagę średniej arytmetycznej, następne zaś wzory (4) i (5) są nowe pod względem tematycznym.

Dla $p \ll M$ wszystkie 3 wpływy można ująć jedną zależnością

$$(Q^{-1}_{jj})_{M_2 T_2 K_2} = \frac{M_2 T_2^2 K_2^2}{M_1 T_1^2 K_1^2} (Q^{-1}_{jj})_{M_1 T_1 K_1} \tag{6}$$

której dokładność jest tym większa, im liczby pomiarów i niewiadomych parametrycznych są większe, a stosunek liczby niewiadomych do liczby pomiarów — mniejszy, im zmiana liczby pomiarów jest bardziej losowa pod względem położenia wewnątrz przedziału pomiarowego, a długość przedziału pomiarowego jest mniejsza. Próba liczbowa, nawet w dosyć niekorzystnym przypadku, potwierdziła stosowalność w praktyce otrzymanych wzorów.

Z powyższych rezultatów wynikają niektóre ciekawe i ważne wnioski, dające wyjaśnienie ilościowe znanych jakościowo faktów oraz sugerujące metody postępowania zarówno podczas urzeczywistniania zbioru pomiarów, jak i opracowania materiału obserwacyjnego.

Tak na przykład, w wyznaczaniu orbit definitywnych dowiadujemy się, że wagi elementów orbity są odwrotnie proporcjonalne aż do 4 potęg promieni wodzących w okresie obserwacji. Dlatego to tak bardzo wartościowe są obserwacje pozycyjne ciała nie-

bieskiego, gdy jest ono w okolicy swego perihelium. Że na przykład w ogólnym zastosowaniu, dla zwiększania wag niewiadomych parametrycznych jest dużo korzystniejsze wydłużanie przedziału pomiarowego, niż powiększanie liczby pomiarów; gdy zaś przedłużamy w dalszym ciągu serię pomiarów, wagi niewiadomych tych wzrastają proporcjonalnie do 3 potęgi liczby wszystkich pomiarów. Wreszcie, że można porównywać ze sobą ważności materiałów obserwacyjnych, biorąc pod uwagę iloczyn liczby pomiarów przez kwadrat długości przedziału pomiarowego, a stąd na przykład można określić *a priori* warunki, jakie powinien spełniać zbiór pomiarów pod względem liczby pomiarów, długości i położenia przedziału pomiarowego, aby wynikające z tego zbioru niewiadome parametryczne posiadały wymaganą dokładność.

Opisane zależności są różne, jeżeli chodzi o możliwość zupełnej lub częściowej naszej ingerencji w zwiększaniu wartości wag niewiadomych parametrycznych. Powtarzanie pomiarów, wydłużanie przedziału pomiarowego, wreszcie dobieranie położenia tego przedziału jest mniej lub więcej ograniczone możliwościami obserwacji lub eksperymentów, które muszą się odbywać w niedowolnych warunkach fizycznych. Jeżeli stworzenie tych warunków podlega naszej kompetencji, to w zastosowaniu powyższych praw nie ma istotnych przeszkód.

W przeciwnym przypadku, jak to ma miejsce na przykład w wyznaczaniu orbit definitywnych ciała niebieskiego, omawiane własności zbioru pomiarów nie zależą *post factum* od naszej woli. Pamiętamy natomiast o nich, starając się zebrać jak najliczniejszy materiał obserwacyjny w jak najdłuższym przedziale czasu, a nawet rekognoskować obserwacje wcześniejsze przed odkryciem formalnym ciała niebieskiego.

Ruchy gwiazd typu B w Układzie Lokalnym

M. KARPOWICZ

Składowe radialne ruchów swoistych gwiazd typu widmowego B, po uwzględnieniu ruchu ku antiapeksowi i obrotu Galaktyki zachowują się tak, jak gdyby gwiazdy posiadały jeszcze ruch obrotowy w Układzie Lokalnym.

W obecnej pracy oparłam się na materiale 636 gwiazd typu widmowego B, dla których udało mi się znaleźć prędkości radialne i które okazały się odpowiednie dla tego rodzaju badań.

W celu zbadania obrotu w Układzie Lokalnym użyłam wzoru Bottlingera, który wyraża wpływ obrotu na prędkość radialną, a mianowicie:

$$\Delta V_r = R_0[\omega(R) - \omega(R_0)] \cdot \sin(l - l_0) \cos b$$

ΔV_r — oznacza prędkość radialną centroidu gwiazd po uwzględnieniu ruchu ku antiapeksowi i rotacji Galaktyki,
$\omega(R)$, $\omega(R_0)$ — prędkości kątowe centroidów gwiazd i Słońca,
R_0 — odległość Słońca od środka obrotu,
l, b — współrzędne galaktyczne gwiazd,
l_0 — długość galaktyczna środka obrotu.

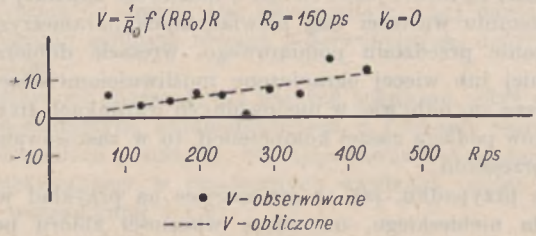
Z prędkości radialnych oraz współrzędnych gwiazd, przy założeniu że l_0 jest wiadome, możemy obliczyć funkcję Camma

$$f(R, R_0) = R_0[\omega(R) - \omega(R_0)] = \frac{\Delta V_r}{\sin(l - l_0) \cos b}$$

dla poszczególnych gwiazd i następnie przedstawić ją na wykresie w zależności od odległości R od środka obrotu.

Ponieważ funkcja Camma przedstawia różnicę prędkości kątowych centroidów gwiazd i Słońca, jej wykres powinien przedstawić się w postaci linii prostej, równoległej do osi R w przypadku obrotu sztywnego.

Wykres taki zrobiłam dla gwiazd typu B opierając się na prędkościach radialnych, przyjmując na $l_0 = 240°$ i prowadząc obliczenia dla dwóch wartości R_0 — 100 i 150 ps. W obu wypadkach otrzymałam wykresy bardzo zbliżone do przewidzianych teoretycznie w przypadku obrotu sztywnego. Punkty średnie do odległości $R = 500$ ps ułożyły się wzdłuż prostej równoległej do osi R.



Jeśli zrobimy jakieś założenie odnośnie do prędkości Słońca w Układzie Lokalnym, wtedy ze wzoru Bottlingera możemy otrzymać V gwiazdy w zależności od R. Ponieważ Słońce jest gwiazdą typu G należy się spodziewać, że nie należy do Układu Lokalnego i nie bierze udziału w jego ruchu obrotowym. Przy tym założeniu otrzymujemy

$$V = \frac{f(R, R_0)}{R_0} R .$$

W przypadku obrotu sztywnego wykres V w zależności od R powinien przedstawić się w postaci linii prostej, wznoszącej się. Otóż takie wykresy zrobiłam również dla dwóch wartości R_0 — 100 ps i 150 ps. Załączony rysunek przedstawia wykres V w zależności od R dla $R_0 = 150$ ps. Załączona tablica przedstawia zestawienie prędkości obliczonych z obserwowanymi.

R_{150}	V_{cal}	V_{obs}
76	2,1	6,0
121	3,3	3,1
160	4,4	4,7
196	5,4	6,7
230	6,3	6,1
260	7,1	1,1
297	8,1	7,5
333	9,1	6,1
374	10,2	15,8
425	11,6	12,8

Wnioski:

1) Gwiazdy typu widmowego B biorą udział w ruchu obrotowym Układu Lokalnego.
2) Obrót Układu Lokalnego do odległości $R = 500$ ps jest obrotem sztywnym.
3) Lepsza zgodność V_{cal} z V_{obs} przemawia za wartością R_0 bliższą 150 niż 100 ps.

Kilka wzorów z teorii specjalnych zakłóceń planetoid i komet

F. KĘPIŃSKI

Ponieważ ruch większości planetoid i zwłaszcza komet nie został dotąd opanowany na drodze analitycznej, więc sprawdzenia jego zgodności z prawem grawitacyjnym Newtona dokonujemy przez obliczanie tzw. specjalnych zakłóceń współrzędnych czy elementów orbity ciała, w swym ruchu Keplerowskim zakłócanego oddziaływaniem wielkich planet. Teorie zakłóceń specjalnych zapoczątkowane przed 200 laty przez Clairaut cechuje doskonałe rozpracowanie matematyczne w założeniu, że nie zachodzi zbyt duże zbliżenie ciał zakłócanych do zakłócających. W razie niespełnienia tego warunku, teorie te prowadzą do uciążliwych obliczeń i domagają się teoretycznego pogłębienia. Na razie chciałbym tylko wskazać na pewne uproszczenia części obliczeń.

Dotyczą one zastąpienia starych wzorów na obliczenie składowych sił zakłócających przez nowe, bez potrzeby obliczania pomocniczych wielkości $B_i, L_i, \vartheta_i, \theta_i, \beta_i, \lambda_i$. Ich korzyści stają się oczywiste, kiedy w grę wchodzi większa liczba planet zakłócających lub duże zbliżenie do nich ciała zakłócanego i kiedy interwały procesu sumacyjnego muszą być stopniowo pomniejszane.

Należy zaznaczyć, że w ostatnich dziesiątkach lat korzystano przy tym z obliczanych jeszcze zwykłymi arytmometrami angielskich tablic Planetary Coordinates for the years 1800—1940 (I część) i 1940—1960 (II cz.). Obecnie są już w użyciu obliczone przy pomocy elektronowych maszyn rachunkowych tablice amerykańskie Coordinates of the five Outer Planets na okres 1653—2060, zawierające tylko współrzędne równikowe planet na śr. równonoc 1950,0, w interwałach 40-dniowych, z 9 cyframi po przecinku.

Proponowane wzory mają następującą postać krakowianową:

$$\begin{Bmatrix} (1)_i \\ (2)_i \\ (3)_i \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varepsilon & -\sin\varepsilon \\ 0 & \sin\varepsilon & \cos\varepsilon \end{Bmatrix}$$

$$\begin{Bmatrix} \xi_i \\ \eta_i \\ \zeta_i \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} (1)_i \\ (2)_i \\ (3)_i \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \cos a_1 & \cos b_1 & \cos c_1 \\ \cos a_2 & \cos b_2 & \cos c_2 \\ \cos a_3 & \cos b_3 & \cos c_3 \end{Bmatrix}$$

(krakowiany powyższe, ze względu na kontrolę:

$$r_i^2 = x_i^2 + y_i^2 + z_i^2 = (1)_i^2 + (2)_i^2 + (3)_i^2 = \xi_i^2 + \eta_i^2 + \zeta_i^2,$$

zostały wypisane rozłącznie),

$$\begin{Bmatrix} \cos a_1 \\ \cos b_1 \\ \cos a_2 \\ \cos b_2 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \cos\Omega \\ \sin\Omega\cdot\cos i \\ \sin\Omega \\ \cos\Omega\cdot\cos i \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} \cos u & -\sin u & 0 & 0 \\ -\sin u & -\cos u & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos u & -\sin u \\ 0 & 0 & \sin u & \cos u \end{Bmatrix}$$

$$\begin{Bmatrix} \cos c_1 \\ \cos c_2 \\ \cos c_3 \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \sin\Omega\cdot\sin i \\ \cos\Omega\cdot\sin i \\ \cos i \end{Bmatrix} \cdot \begin{Bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{Bmatrix}$$

$$\begin{Bmatrix} \cos a_3 \\ \cos b_3 \end{Bmatrix} = \{\sin i\} \cdot \{\sin u \quad \cos u\}$$

Z ostatnimi wzorami spotkaliśmy się już w zagadnieniu poprawiania orbit [1].

Wielkości $a_1, b_1, \ldots, c_3$ spełniają warunki ortogonalności, które stanowią niezbędną kontrolę rachunku.

Interpretację użytych tu oznaczeń znaleźć można w traktacie Bauschingera, *Die Bahnbestimmung der Himmelskörper*, Leipzig, 1906.

[1] Acta Astronomica 1955, Ser. C, Vol. 5, Str. 186–188.

Wyniki obserwacji współrzędnych geograficznych Obserwatorium w Józefosławiu uzyskane przy pomocy radzieckiego instrumentu AU 2″/10″

B. KOŁACZEK

Obserwacje współrzędnych geograficznych Obserwatorium w Józefosławiu (pawilon azymutalny) zostały wykonane przez autorkę i mgr inż. M. Staniewską przy pomocy instrumentu uniwersalnego „Aerogeopribor 2″/10″" i zegara „Nardin". Obserwacje te miały także na celu zbadanie dokładności osiąganej przy pomocy instrumentu AU 2″/10″ metodami równych wysokości, sposobem „oko-ucho".

W ciągu 12 wieczorów obserwacyjnych zaobserwowano instrumentem AU 2″/10″ (śr. obj. 55 mm, ogniskowa 450 mm, powiększenie 60×, τ libelli Horrebow-Talcotta $\tau = 1'',32$) 8 serii par Zingera, 5 serii par Piewcowa.

Jedna seria liczyła 8 par, przy czym 4 z nich były obserwowane przy położeniu instrumentu KL (koło lewe), a następne cztery — przy KP (koło prawe).

W rezultacie otrzymano następujące wyniki na współrzędne Obserwatorium w Józefosławiu.

M. Staniewska z poszczególnych serii par Piewcowa otrzymała na φ wartości:

I seria $\varphi = 52°05'\ 53'',9 \pm 0'',3$ i II seria $\varphi = 52°05'\ 54'',1 \pm 0'',3$

z par Zingera otrzymała na λ Józefosławia wartości:

I seria $\lambda = -1^h 24^m 08^s,27 \pm 0^s,02$
II seria $\lambda = -1^h 24^m 08^s,36 \pm 0^s,06$

B. Kołaczek z poszczególnych serii par Piewcowa otrzymała na φ wartości:

I seria $\varphi = 52°05'54'',0 \pm 0'',3$
II seria $\varphi = 52\ 05\ 54\ ,2 \pm 0\ ,7$
III seria $\varphi = 52\ 05\ 53\ ,1 \pm 0\ ,4$

zaś z obserwacji par Zingera na λ otrzymano wartości:

I seria $\lambda = -1^h 24^m 08^s,27 \pm 0^s,03$
II seria $\lambda = -1\ 24\ \ 08\ ,16 \pm 0\ ,05$
III seria $\lambda = -1\ 24\ \ 08\ ,27 \pm 0\ ,04$
IV seria $\lambda = -1\ 24\ \ 08\ ,30 \pm 0\ ,03$
V seria $\lambda = -1\ 24\ \ 08\ ,31 \pm 0\ ,02$

Błąd pojedynczego wyznaczenia φ (z jednej pary) wahał się w granicach $\pm 0'',6 - \pm 1'',6$. Dla λ błąd ten wahał się w granicach $\pm 0^s,04 - \pm 0^s,13$.

Obserwacje powyższe zostały uzupełnione jeszcze obserwacjami 5-ciu serii par Zingera wykonanych w Zakładzie Astronomii PW w Warszawie w celu wyrugowania błędu osobowego wyznaczenia λ Józefosławia.

Z dotychczasowych obserwacji (obserwacje te są jeszcze nie zakończone) otrzymano różnicę długości geograficznych Warszawa — Józefosław:

M. Staniewska $\Delta\lambda_{W_{ua}-J} = \pm 5^s,80 \pm 0^s,06$

B. Kołaczek $\Delta\lambda_{W_{ua}-J} = +5^s,79 \pm 0,05$

O nowej metodzie Z. Czerskiego

W. OPALSKI

Nowa metoda dra Zbigniewa Czerskiego służy, w swych dwu głównych odmianach, do wyznaczania bądź azymutu, bądź szerokości geograficznej za pomocą pomiaru kąta paralaktycznego gwiazdy Biegunowej. Przy wyznaczaniu azymutu pomiar ten musi być połączony z nawiązaniem przedmiotu ziemskiego do Polaris w azymucie; przy wyznaczaniu szerokości — z pomiarem wysokości gwiazdy.

Do stosowania tej metody potrzebna jest specjalna nasadka na objektyw narzędzia uniwersalnego, zawierająca pryzmat o kątach dwuściennych dobranych tak, aby odchylał padającą nań wiązkę o kąt równy odległości kątowej między gwiazdą Polarną i gwiazdą pomocniczą εUMa. Dzięki temu można przy odpowiednim nastawieniu ruchomej części nasadki w kącie pozycyjnym doprowadzić obrazy obu gwiazd do pokrycia się. Bezpośredni pomiar dotyczy kąta pozycyjnego łuku: Polaris-εUMa względem wertykału Polarnej. Kąt paralaktyczny otrzymuje się przez dodanie stałej dla danego wieczoru poprawki stabulowanej przez autora metody. Obliczenie azymutu Polarnej ze wzoru sinusowego jest bardzo krótkie.

Po szeregu prób pryzmatu przystąpiłem do obserwacji w Obserwatorium Politechniki Warszawskiej. Obserwacje wykonałem w okresie sierpień-wrzesień 1955 r. narzędziem uniwersalnym, uzyskując w ciągu 7 wieczorów 17 serii azymutalnych, 18 — szerokościowych i 18 serii podwójnych dla wyznaczenia przybliżonej długości metodą Z. Czerskiego. W każdej z tych serii dodatkowym elementem obserwacyjnym było notowanie momentu największego zbliżenia się obrazów gwiazd. Miało ono cel dwojaki: wykorzystanie materiału do niezależnych redukcji azymutu bądź szerokości z kąta godzinnego Polaris oraz wykorzystanie odczytów koła pozycyjnego nasadki do wyznaczenia przybliżonej długości metodą Z. Czerskiego.

Dla scharakteryzowania dokładności wyników powyższych obserwacji przytaczam sekundowe końcówki wyznaczanych wielkości oraz błędy średnie wyników pojedyńczych serii, z których każda zawiera po 8 celowań na gwiazdę. Lewa strona zestawienia dotyczy metody Z. Czerskiego, prawa zaś — metody kąta godzinnego Polaris (13 serii obserwacyjnych).

Azymut:

	od 40″,0	od 39″,6
	do 44,8	do 44,5
z błędami śr:		
	od ±0″,8	od ±0″,7
	do ±1″,6	do ±1″,4

Szerokość:

	od 19″,0	od 18″,3
	do 22,6	do 22,4
z błędami śr:		
	od ±0″,4	od ±0″,4
	do ±1,4	do ±1,3

Przybliżona długość:

	od $59^s,7$
	do 65,7
z błędami śr:	
	od $\pm 0^s,5$
	do ±1,0

Wniosek ogólny: metodę Z. Czerskiego można na podstawie wykonanych obserwacji traktować jako równorzędną z metodą kąta godzinnego Polaris, jeżeli chodzi o wyznaczanie azymutu i szerokości instrumentem klasy Wild T2.

Zabytki magnetologii polskiej XV wieku

T. PRZYPKOWSKI

Powszechnie znane przyrządy astronomiczne największych astronomów XVI i XVII wieku, czasów tak ważkich dla rozwoju tej dyscypliny nauki, nie posiadają żadnych urządzeń magnetycznych, które by służyły choćby do orientacyjnego pierwszego ich ustawiania do obserwacji nieba. Dane do dokładnego ich orientowania w stronach świata czerpią one wprost z obserwacji zjawisk niebieskich. Podobnie przedstawia się sprawa z greckim klasycznym instrumentarium, które wskrzesił z niewielkimi zmianami twórca nowożytnej astronomii, Mikołaj Kopernik, zarzucając przyrządy średniowieczne, wywodzące się z tradycji arabskich.

Natomiast właśnie z tych tradycji ściśle się wywodzące, najokazalsze zachowane astronomiczne instrumentarium średniowieczne w Europie, instrumentarium Marcina Bylicy z Olkusza (1434—1493) (wychowanka uniwersytetu krakowskiego, współtowarzysza Regiomontana we Włoszech i jego następcy jako nadwornego astrologa Macieja Korwina na Węgrzech, a zarazem wraz z Bianchinim współautora pierwszego europejskiego traktatu astronomii sferycznej) na każdym ze swych przyrządów posiada precyzyjnie umieszczone kompasy z zaznaczoną w każdym z nich deklinacją magnetyczną, co świadczy o wyraźnych magnetologicznych zainteresowaniach ich dawnego posiadacza i niewątpliwie współkonstruktora.

Pokutujące w wielu podręcznikach pojęcia dawnej nauki (Klaproth-Humboldt, 1834), iż wynalazek kompasu należy przypisać Chinom jeszcze w 2 tysiącleciu przed n. e. ustępują nowszym badaniom (Lippmann, 1932) na rzecz Arabów i to dopiero w. XI n. e., a najnowsze prace (Sherwood Taylor, 1950) nawet przypuszczają równoczesne pojawienie się u Arabów i w zachodniej Europie z końcem XII w. Z drugiej strony mamy pewne dane (Lippmann, 1932), iż już w XII w. w Chinach znana była nawet deklinacja magnetyczna.

Określenie deklinacji magnetycznej dla danego miejsca i czasu posiada dla badań geofizycznych duże znaczenie nie tylko historyczne lecz i czysto użytkowe. Dlatego też niektóre placówki poświęcone tej nauce, między innymi Zakład Geofizyki PAN, w planie swych zadań naukowych przeznaczają pewne miejsce na ścisłe badania historyczne dawnych wartości deklinacyjnych.

Naukowe uświadomienie sobie zmian terytorialnych i czasowych deklinacji magnetycznej nastąpiło w XVI i XVII wieku. Niewątpliwie jednak wcześniej dorywczo i w niezależnych od siebie środowiskach praktycznie zauważono i niekiedy zanotowano te zmiany. Obserwacje te musiały podważać przyjęte mniemanie, iż deklinacja magnetyczna jest poprawką instrumentalną danego magnesu. Pierwszymi, którzy zmiany te mogli łatwo zauważyć, byli gnomonicy, konstruujący przenośne zegary słoneczne, o wskazówce równoległej do osi świata, a ustawiane przy pomocy kompasu magnetycznego. Zegary tego typu występują u Arabów w XIV w. na Zachodzie w XV w., i to w postaci tak wykończonej, iż można przypuszczać, że były one znacznie dawniej w użyciu, tylko na dawniejsze ich ślady nie natrafiono jeszcze przy nikłym naukowym opracowaniu dotychczasowym gnomoniki średniowiecza i to przede wszystkim średniowiecza arabskiego. Różnica między gnomonicznie dokładnie wyznaczonym kierunkiem południowym, a kierunkiem wskazywanym przez igłę magnesową była oczywista i dla każdego dostrzegalna. W muzeach europejskich istnieje, rozproszona po nich, grupa zegarów słonecznych z kompasami i deklinacją magnetyczną pochodząca z trzeciej ćwierci XV w. Dotychczas przypisywano ją całkowicie Norymberdze. Szczegółowe jednak analizy ich postaci i szczegółów wskazują jednak raczej na Wiedeń i działalność Jerzego Peurbacha, a dopiero później Regiomontana, który zapoczątkowuje gnomoniczne centrum w Norymberdze.

Z tegoż wiedeńskiego naukowo-artystycznego ośrodka Peurbacha pochodzi instrumentarium Bylicy, zapisane przez niego uniwersytetowi krakowskiemu. Wystawione tutaj na pokaz w dniu 10. X. 1494 jest nadal w tej samej sali przechowywane. Są to: spiżowy globus niebieski, największy z zachowanych globusów średniowiecznych w Europie, z r. 1480, spiżowe astrolabium, również największe z zachowanych astrolabiów, z r. 1486 oraz mosiężne torquetum, jedno z dwu zachowanych okazów tego średniowiecznego przyrządu, z r. około 1487. Znajdujące się na nich zegary słoneczne z kompasami i zaznaczoną deklinacją magnetyczną nawiązują bezpośrednio do wspomnianej wyżej grupy zegarów słonecznych, których deklinacje magnetyczne nie były wszystkie niestety jeszcze naukowo wykorzystane. Naukowa precyzja wykonania instrumentów Bylicy w najwybitniejszym wówczas na świecie centrum astronomicznym przemawia za ustosunkowaniem się naszym do zaznaczonych precyzyjnie przez Bylicę deklinacji magnetycznych.

Dokładne wymierzenie kąta tych zaznaczonych deklinacji przedstawia znaczne trudności z powodu małych wymiarów przedmiotów oraz braku zaznaczenia wyraźnej osi zegara słonecznego, od której trzeba ową deklinację odliczać i którą trzeba gnomonicznie dokładnie wyznaczyć. Opracowano tutaj potrójną metodę wymierzania kąta między zaznaczoną deklinacją a odtworzoną naukowo osią Pn-Pd całego przyrządu. Przy użyciu trzech rodzajów pomiarów otrzymano wyniki o wartościach wynoszących:

globus	1480	14° Wsch.
astrolabium	1486	12°30′ Wsch.
torquetum	ca.1487	12°30′ Wsch.

O ile pierwsza wartość może się jeszcze odnosić do tradycji peurbachowskich i wiedeńskich (podobną deklinację posiada jeden z zegarów wspomnianej grupy z r. 1451), to drugą wartość należy stanowczo uznać za wyznaczoną przez Bylicę deklinację Budy około 1485 r.

Mamy więc dzięki pracy Bylicy dokładne, jak naówczas, określenie deklinacji, w okresie kiedy owe dane są w nauce powszechnej niezmiernie szczupłe. Dokładne przepracowanie naukowe deklinacji zaznaczonych na wspomnianej grupie zegarów rozproszonych po Europie oraz nie zbadanych jeszcze rękopisów gnomonicznych Peurbacha wraz z tutaj osiągniętymi wynikami może przynieść ciekawe rezultaty.

O kinematycznych charakterystykach czerwonych karłów z liniami emisyjnymi

J. SMAK

Dużego znaczenia kosmogonicznego nabierają ostatnio badania czerwonych karłów z liniami emisyjnymi w widmie. Przypuszcza się, że wszystkie te gwiazdy są nieregularnie zmiennymi (typ T Tauri, SS Cygni i rozbłyskowe). Według W. A. Ambarcumiana [1] zjawisko emisji wespół z nieregularną zmiennością i tendencją do grupowania się w asocjacje ma być oznaką młodości tych obiektów. G. Haro [2] odkrył w mgławicy Oriona, w ciemnych chmurach w Taurus i w NGC 2264 wiele takich obiektów z emisją (w szczególności gwiazd rozbłyskowych). Z tego faktu oraz obecności wielu gwiazd rozbłyskowych w sąsiedztwie Słońca wyciąga on wniosek, że Słońce znajduje się wewnątrz lokalnego obłoku materii ciemnej. Inni autorowie (np. Herbig) sądzą, że związek gwiazd o widmach dKe i dMe z materią międzygwiazdową wskazuje na akrecję, jako przyczynę istnienia emisji w widmach tych gwiazd.

Pewne światło na zagadnienie młodości czerwonych karłów z emisją może rzucić zbadanie ich cech kinematycznych. W r. 1953 J. Delhaye [3] wyznaczył dla takich obiektów, znajdujących się w najbliższym sąsiedztwie Słońca, dyspersję prędkości we współrzędnej z i zauważył, że jest ona znacznie mniejsza, niż ta sama wielkość dla zwyczajnych czerwonych karłów. Podobny wynik otrzymał J. E. Ejnasto [4], jednak wyniki uzyskane przez tego autora nie zasługują na większe zaufanie (są m. in. znacznie skażone wpływami selekcji).

Celem niniejszej pracy było wyznaczenie kinematycznych cech czerwonych karłów z podziałem na obiekty z emisją i bez emisji. Wykorzystane zostały prędkości radialne takich gwiazd zawarte w katalogu E. R. Dyera [5]. Materiał zawiera prędkości radialne 73 czerwonych karłów z emisją i 93 bez emisji.

Wyznaczenie ruchu Słońca względem obydwu grup gwiazd dało następujące rezultaty:

Tabela 1

grupa gwiazd	prędkość Słońca	apeks	efekt K
czerwone karły bez emisji	$22{,}7 \pm 9{,}1$ km/sek	$l = 36° \pm 25°$ $b = 17° \pm 17°$	$+2{,}0 \pm 7{,}4$ km/sek
czerwone karły z emisją	$2{,}7 \pm 6{,}3$ km/sek	$l = 347° \pm 80°$ $b = 11° \pm 60°$	$-2{,}6 \pm 8{,}6$ km/sek

Prędkość względna obydwu centroidów wynosi $21{,}1 \pm 13{,}0$ km/sek. Okazuje się więc, że prędkości centroidów są wyraźnie różne i, co ciekawsze, prędkość centroidu karłów z emisją jest bliska prędkości Słońca.

Następnie metodą Charlier [6] wyznaczono parametry elipsoid prędkości dla obydwu grup. Wyniki podaje tabela 2.

Okazuje się więc, zgodnie z [3] i [4], że dyspersja prędkości dla karłów z emisją w widmie jest znacznie mniejsza od dyspersji zwyczajnych czerwonych karłów. Nadto elipsoida prędkości zwyczajnych czerwonych karłów odbiega wyraźnie od elipsoidy obrotowej, obydwie zaś są bardziej niż dla innych gwiazd „wysmukłe". Na ogół bowiem dla wielkości σ_{II}/σ_I i σ_{III}/σ_I dostaje się około 0,60.

Wiele przyczyn sprawia, że dyspersja prędkości danej grupy gwiazd zwiększa się. W szczególności może to być spowodowane oddziaływaniem gwiazd z obłokami między-

Tabela 2

	grupa gwiazd	osie elipsoidy		
σ(km/sek)	czerwone karły bez emisji	$46{,}4 \pm 1{,}0$	$23{,}3 \pm 1{,}3$	$16{,}1 \pm 3{,}9$
σ/σ_l		1,00	$0{,}51 \pm 0{,}03$	$0{,}35 \pm 0{,}03$
l_0		21,5°	103°	244°
b_0		+4,5°	+46°	+41,5°
σ(km/sek)	czerwone karły z emisją	$27{,}5 \pm 1{,}5$	$16{,}1 \pm 2{,}3$	$12{,}9 \pm 4{,}2$
σ/σ_l		1,00	$0{,}58 \pm 0{,}07$	$0{,}47 \pm 0{,}09$
l_0		346°	284,5°	70,5°
b_0		−2°	+21,5°	+58,5°

gwiazdowymi [7], które w przypadku karłów z emisją winno odgrywać dużą rolę.

Wydaje się więc, że hipoteza młodości gwiazd dKe i dMe jest w pełni realna.

LITERATURA

[1] В. А. Амбарцумян, Сообщения Бюрак. Обс. N. 13, 1954.
[2] G. Haro, Tonantzintla Bol. n. 11, 1954.
[3] J. Delhaye, C. R. Acad. Sci. **237**, 294, 1953.
[4] Я. Э. Эйнасто, Тарту Публ. **32**, 371, 1954.
[5] E. R. Dyer jr., AJ **59**, 218, 1954.
[6] vide np. — K. G. Malmquist — „The radial velocity of the stars" — Handbuch der Astroph. — Band VI, Zweiter Teil, Berlin, 1928.
[7] L. Spitzer, M. Schwarzschild, Ap. J. **118**, 106, 1953.

30-letnie krakowskie obserwacje gwiazd zaćmieniowych

R. SZAFRANIEC

Wśród astronomów uważa się, że metoda Argelandera oceny jasności gwiazd zmiennych jest metodą, której stosowanie należy zostawić miłośnikom astronomii, a nie astronomom zawodowym. Jest to słuszne stanowisko, jeśli chodzi o obserwacje gwiazd długookresowych, czy nieregularnych zmiennych, dla których w pierwszym rzędzie trzeba opisu przebiegu zmian. Jest to bowiem łatwe do uzyskania nawet wtedy, gdy obserwacje dokonywane są w nieregularnych odstępach czasu, w wolnych chwilach od innych zajęć. Tam jednak, gdzie chodzi o gwiazdy zaćmieniowe i regularne ich obserwacje w czasie minimum, potrzeba systematycznej i terminowej pracy, na którą na ogół nie stać miłośnika astronomii.

Wiadomo, że metodą Argelandera nie można otrzymać krzywych zmian blasku z poprawną skalą jasności, z których możnaby wyznaczać orbity. Przyczyną są systematyczne błędy metody Argelandera jak: błąd kąta pozycyjnego, błąd położenia, błąd barwy, błąd wynikający z braku gwiazd porównania dogodnych pod względem jasności. Te błędy mogą być wyznaczone z pewną dokładnością na podstawie dużego materiału obserwacyjnego z wewnętrznej niezgodności obserwacji. Jednak dokładność ta nie będzie wystarczająca, aby skala jasności pod względem fotometrycznym była poprawna.

Liczono wiele orbit z krzywych otrzymanych metodą Argelandera (np. Fetlaar

i inni), mają one jednak tylko wartość orientacyjną i dzisiaj stopniowo zastępowane są przez orbity z obserwacji fotoelektrycznych.

Natomiast nieoceniona jest metoda Argelandera dla wyznaczania dokładnych momentów minimów w sposób masowy i ekonomiczny. Z doświadczeń naszych wynika, że momenty minimów z obserwacji wizualnych niewiele ustępują w dokładności minimom wyznaczonym nawet z obserwacji fotoelektrycznych. I tak błąd średni jednego minimum wyznaczonego z obserwacji fotoelektrycznych dla RZ Cas wynosi $\overset{d}{\pm}$ 0,0020, a z obserwacji wizualnych dla tej samej gwiazdy $\overset{d}{\pm}$ 0,0029.

Wynika z tego, że potrzeba tylko dwa razy większej liczby minimów wizualnie zaobserwowanych, aby otrzymać ten sam błąd wyniku, co przy obserwacjach fotoelektrycznych. Z obserwacji zaś w ciągu wieczoru, w którym fotometr w najlepszym razie da jedno minimum, wizualnie można zaobserwować do sześciu minimów i to jest wielką przewagą metody wizualnej. Można również wykorzystać do obserwacji wizualnych wieczory, które do fotometrowania się nie nadają ze względu na przeszkody (chmury czy zamglenia), albowiem przy metodzie Argelandera porównuje się ze sobą równocześnie gwiazdę zmienną i bliską gwiazdę porównania, obie gwiazdy jednakowo zmienione przez warunki atmosferyczne.

Z obserwacji wizualnych wyznacza się moment minimum dokładnie, mimo że skala jasności nie jest poprawna, ponieważ niepoprawność skali jednakowo wpływa na obie gałęzie krzywej. Te fakty podkreślał prof. T. Banachiewicz, słusznie też był przekonany o wartości obserwacji robionych tą metodą. Gdy w roku 1920 znalazł się w Krakowie ze skromnymi instrumentami wraz z J. Gadomskim rozpoczęli obserwacje zaniedbanych wówczas gwiazd zaćmieniowych. Obserwacje te kontynuowane są po dzień dzisiejszy, zwiększa się tylko program i sięga się do słabszych gwiazd.

Uzyskano przez to pokaźną ilość obserwacji w większości odnoszących się do osłabionych blasków i przez to stanowiących najcenniejszy i największy w świecie materiał do przeprowadzanych obecnie badań zmian okresów gwiazd zaćmieniowych i do takich badań w przyszłości.

Aby umożliwić szerokim kołom obserwatorów wgląd do tych obserwacji, które tylko częściowo mogły być wykorzystane oraz, aby zabezpieczyć przed zniszczeniem tak ogromną ilość obserwacji, opracowano 110 262 obserwacje dla 429 gwiazd w 50 gwiazdozbiorach w formie gotowej do ogłoszenia drukiem. Są to obserwacje poczynione w okresie 30 lat od 1920 do 1950 roku włącznie. Procentowe zestawienie poczynionych obserwacji przez głównych obserwatorów przedstawia się następująco:

Kazimierz Kordylewski,	1924—1950	25 %
Rozalia Szafraniec,	1934—1935, 1947—1950	14 „
Jan Mergentaler,	1927—1934	11 „
Stefan Piotrowski,	1933—1947	11 „
Janusz Pagaczewski,	1925—1936	10 „
inni (16 obserwatorów),	1920—1950	29 „
	Razem	100%

Spośród innych obserwatorów obserwowali głównie: Jan Gadomski, Jan Piegza, Aldona Szczepanowska, Stefan Szczyrbak i Władysław Tęcza. Latami największego rozkwitu pracy obserwacyjnej były lata: 1949, w którym dokonano 9739 obserwacji i 1933—9215 obserwacji. 5-letni okres wojenny, jak i początkowy okres po roku 1920, są ubogie w obserwacje.

Od kwietnia 1952 roku rozpoczęto pracę nad sporządzeniem rękopisu opartego o zeszyty archiwalne Obserwatorium Krakowskiego. Największa trudność polegała na zidentyfikowaniu gwiazd porównania przyjmowanych przez różnych obserwatorów, których było 21. Dla niektórych gwiazd używali oni różnych gwiazd porównania; należało ujednolicić oznaczenia i określić położenia.

Wartość dokonanego opracowania polega na tym, że zestawiono obserwacje według gwiazd i obserwatorów, że obliczono momenty heliocentryczne i że podane jasności mogą służyć jako dane wyjściowe do przyszłych opracowań.

Opracowanie tych obserwacji trwało cztery lata i praca została zakończona. Ale co dalej? Rękopisom grozi zapakowanie i schowanie do szafy archiwalnej na wieczny spoczynek. Czyżby nie miało wartości ogłoszenie tych obserwacji *in extenso?* Prof. T. Banachiewicz gorąco popierał myśl ogłoszenia tak ogromnego zbioru obserwacyjnego a trzeba przyznać, że potrafił ocenić trafnie wartość każdej pracy. Natomiast obecnie sprawa ogłoszenia tej pracy drukiem, a nawet wstawienie jej do planu wydawniczego napotyka ogromne trudności. Może dostatecznie przekonującym argumentem będzie obawa zmarnowania wkładu pieniężnego w kwocie 101 130 zł. Nadmienię tu, że poza sumą 1725 zł otrzymaną z Zakładu Aparatów Naukowych w Krakowie i sumą 20 000 zł otrzymaną z Prezydium Rady Ministrów, pozostałą sumę 79 405 zł otrzymano w latach 1953, 54, 55 z Polskiej Akademii Nauk jako dotacje na opracowanie tych obserwacji.

Tymczasem inni drukują takie obserwacje *in extenso*. Ostatnio wydane zostały obserwacje wizualne W. Cesewicza, który posiada dużo mniejszą serię, bo około 40 000 obserwacji, i w tym mały procent obserwacji odnoszących się do osłabionych blasków gwiazd zaćmieniowych.

Na konferencji fotoelektrycznej, która odbyła się 31 sierpnia i 1 września 1953 r. w Obserwatorium Lowella w Arizonie F. B. Wood w swoim sprawozdaniu o gwiazdach zaćmieniowych zaznaczył, że w okresie od 1915 do 1940 roku nastąpił wielki spadek obserwacji momentów minimów tak, że za to my jeszcze dzisiaj cierpimy.

Wydaje się, że ogłoszenie obserwacji krakowskich i wykorzystanie ich pokryłoby te braki w dużej mierze.

BIBLIOTEKA UNIWERSYTECKA W TORUNIU

Biblioteka Główna UMK
300048429208

Cena zł 8.—

Z WYDAWNICTW PWN

W. Fiesienkow

WSPÓŁCZESNE POGLĄDY NA WSZECHŚWIAT

Przekł. z ros., 1954, s. 247, zł. 25,35

*

ROCZNIK ASTRONOMICZNY

Polskie Towarzystwo Astronomiczne

Na rok 1955 t. X. Wyd. I. 1954, s. 102, zł 28,50
Na rok 1956 t. XI. Wyd. I. 1955, s. 144, zł 39,50

*

Włodzimierz Zonn

ASTROFIZYKA OGÓLNA

(z przypisem „Wewnętrzna budowa gwiazd" Stefana Piotrowskiego) 1955, s. 398, zł. 31,90

*

Jerzy Dobrzycki

ATLAS NIEBA GWIAŹDZISTEGO

1956, s. 22, 8 map, zł 15,—

* * *

Wydawnictwa PWN są do nabycia w księgarniach naukowych Domu Książki. Adres Centralnej Księgarni Naukowej: Warszawa, Krak. Przedmieście 7. Sprzedaż i wysyłkę czasopism PWN z lat ubiegłych prowadzą za zaliczeniem pocztowym sklepy antykwaryczne „RUCHU" w Warszawie, ul. Wiejska 14 i ul. Puławska 108.