

POLSKIE TOWARZYSTWO ASTRONOMICZNE

POSTĘPY
ASTRONOMII

KWARTALNIK

TOM XIII — ZESZYT 2

1965

WARSZAWA • KWIECIEŃ—CZERWIEC 1965

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor Naczelny
Stefan Piotrowski, Warszawa

Członkowie:
Józef Witkowski, Poznań
Włodzimierz Zonn, Warszawa

Sekretarz Redakcji:
Ludosław Cichowicz, Warszawa

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

Printed in Poland

Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Oddział w Łodzi 1965

Wydanie I. Nakład 419 + 131 egz. Ark. wyd. 7,00, ark. d. uk. 5,5 Papier
offsetowy kl. III, 80 g. 70 x 100. Oddano do druku 15 IV 1965 r. Druk
ukończono w maju 1965 r. Zam. 39. N-9 Cena zł 10,—

Zakład Graficzny PWN
Łódź, ul. Gdańska 162

ASTROFIZYKA NEUTRINOWA

JERZY JATCZAK

НЕЙТРИННАЯ АСТРОФИЗИКА

Ежи Ятчак

Резюме

Рассматриваются процессы образования космических нейтрино и антинейтрино: ядерные реакции в звездах, процесс — URCA, универсальное фермиевское взаимодействие электрон — нейтрино и взаимодействие космического излучения с веществом. В звездах с высокой температурой и плотностью энергия уносимая нейтринами превышает обычную фотонную светимость. Излучение энергии звезд нейтринными парами представляет интерес при рассмотрении звезд в последней стадии эволюции. Возможно, что плотность энергии нейтрино и антинейтрино во Вселенной сравнима с плотностью энергии нуклеонов, или больше ее.

NEUTRINO ASTROPHYSICS

Abstract

The processes of cosmic neutrinos and antineutrinos production: nuclear reactions in stars, URCA-process, universal Fermi interaction between electron and neutrino and interactions of cosmic rays with atomic nuclei are considered. At high values of the density and temperature of stars neutrino energy losses may be larger than the amount of energy which is carried off as a result of photon radiation. Energy emission from stars by neutrino pairs may be of interest for studying stars in their last stage of evolution. It is possible that energy density of neutrinos and antineutrinos in the universe is comparable to or higher than the nucleon energy density.

1. WSTĘP

W ostatnich latach jesteśmy świadkami narodzin nowego, fascynującego działu nauki – astrofizyki neutrinowej. Przyczyniły się do tego prace teoretyczne nad słabymi oddziaływaniami oraz eksperymenty neutrinowe przeprowadzane w największych laboratoriach świata. Wraz z gwałtownym wzrostem zainteresowania neutronami zwrócono uwagę na doniosłą rolę, jaką przypuszczalnie odgrywają one we Wszechświecie. Już pierwsze ogólne rozważania wskazują na to, że cały Wszechświat jest wypełniony tymi cząstkami. Tworzą one olbrzymi ocean neutron kosmicznych. Prowadzone na szeroką skalę badania z pewnością pozwolą rozwiązać wiele tajemnic i rzuca nowe światło na problemy kosmologiczne. Wystarczy powiedzieć, że istnieją przesłanki wskazujące, iż gęstość energii występującej we Wszechświecie w postaci neutron i antyneutron może znacznie przekroczyć gęstość energii występującej w formie materii widzialnej.

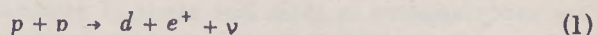
Neutrina kosmiczne generowane są przez gwiazdy oraz podczas oddziaływania cząstek pierwotnego promieniowania kosmicznego z materią. We wnętrzu gwiazd powstają one w wyniku zachodzących reakcji termojądrowych, przemian jądrowych produktów reakcji, procesu URCA, procesów opartych na uniwersalnym oddziaływaniu Fermiego i podczas rozpadu skwantowanych fal plazmy. Bardzo interesującym problemem jest udział neutrinowego promieniowania gwiazd w ich ogólnym bilansie energetycznym oraz jego wpływ na ewolucję gwiazd. Potężny strumień neutron, wysyłany z wnętrza gwiazd czy odległych galaktyk, dociera do powierzchni Ziemi bez zmiany kierunku i bez strat energii. Stanowi on bogate źródło informacji o Wszechświecie, o warunkach panujących we wnętrzu gwiazd.

Doświadczenia przeprowadzane nad detekcją neutron kosmicznych są pierwszymi krokami stawianymi przez astronomię neutrinową.

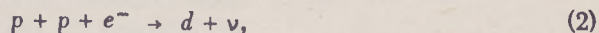
2. PRZEMIANY JĄDROWE JAKO ŹRÓDŁA NEUTRIN

W czasie ewolucji gwiazdy następuje szereg procesów jądrowych, które są głównymi źródłami energii wydzielanej na zewnątrz. Procesy te polegają na spalaniu kolejnych pierwiastków. Reakcjom termonuklearnym, zachodzącym we wnętrzu gwiazd i następującym po nich innym przemianom jądrowym, towarzyszy powstawanie dużej liczby neutron.

Spalanie wodoru. Już pierwsza reakcja cyklu protonowo-protonowego [1. 2, 3, 4] prowadzi do emisji neutron wg schematu:

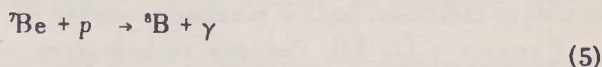
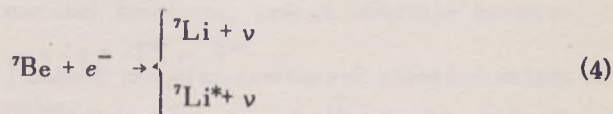


lub

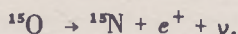
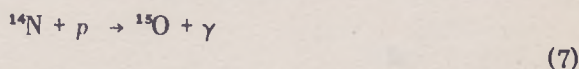
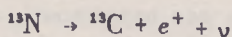
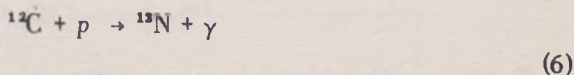


gdzie: p – proton, d – deutron, e^- – elektron, e^+ – pozyton, ν – neutrin.

Emitowane neutrino mogą uzyskać maksymalną energię ok. 0,42 MeV. W dalszych etapach zachodzą następujące reakcje [4], podczas których emitowane są neutrino:

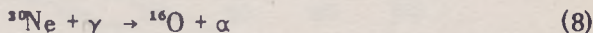


Również podczas cyklu węglowo-azotowego [3, 6, 7] generowane są neutrino w wyniku rozpadu β^+ izotopów azotu i tlenu:

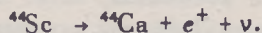
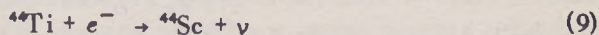
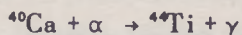


Rozpatrywane reakcje (1) ... (7) mają właśnie miejsce na Słońcu. Emisja neutrin nie kończy się jednak na tych reakcjach. W późniejszych fazach ewolucji gwiazdy można znaleźć dużo przemian jądrowych stanowiących źródło jej promieniowania neutrinowego. W skrócie rozpatrzmy te procesy.

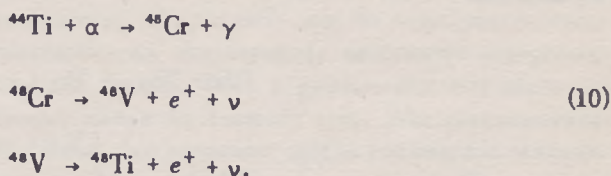
Proces α [8, 9, 10]. W wyniku zachodzących reakcji (γ , α) np.:



pojawiają się w gwieździe cząstki α o dużej energii. Mogą one zapoczątkować proces α , polegający na syntezie pierwiastków cięższych od ${}^{20}\text{Ne}$ poprzez reakcję (α , γ). W końcowej fazie tego procesu zachodzą reakcje:

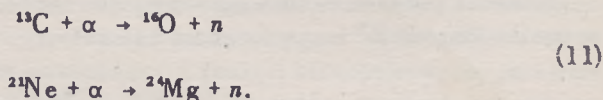


Może się również zdarzyć, że jądro ^{44}Ti nie wychwyci elektronu, lecz ulegnie reakcji (α, γ) :

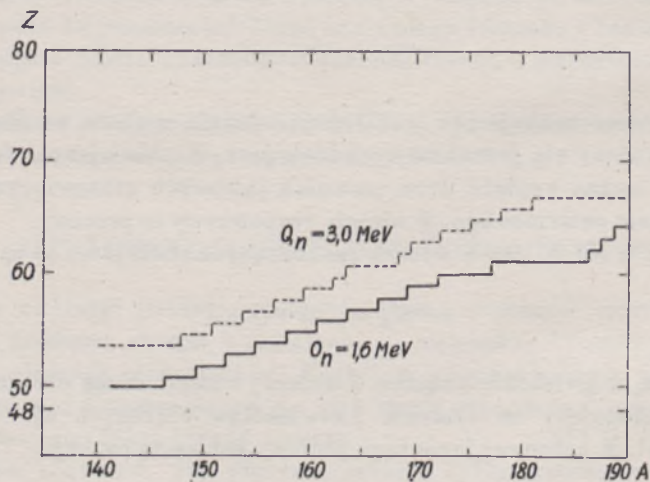


W obu przypadkach proces α prowadzi do powstania neutronu bądź podczas wychwytu elektronu, bądź w rezultacie rozpadu β^+ .

Proces r [7, 11]. Podczas zachodzących we wnętrzu gwiazdy reakcji jądrowych typu (α, n) powstaje duża liczba swobodnych neutronów [7, 8, 9, 12]. W astrofizyce jądrowej znamy wiele takich reakcji, np.:



W ten sposób tworzy się gaz neutronowy, w którym neutrony mają energię dochodzącą do kilkuset keV. Stwarza to dogodne warunki dla oddziaływania



Rys. 1. Przebieg procesu r przy krytycznej energii wiązania neutronu $Q_n = 1,6 \text{ MeV}$ i $Q_n = 3,0 \text{ MeV}$ [12]

jąder niektórych izotopów z neutronami, m.in. może zajść radiacyjny wychwyt neutronu, stanowiący początek łańcucha przemian jądrowych prowadzących do powstania nowych izotopów. Istnieją dwa takie łańcuchy przemian, podczas

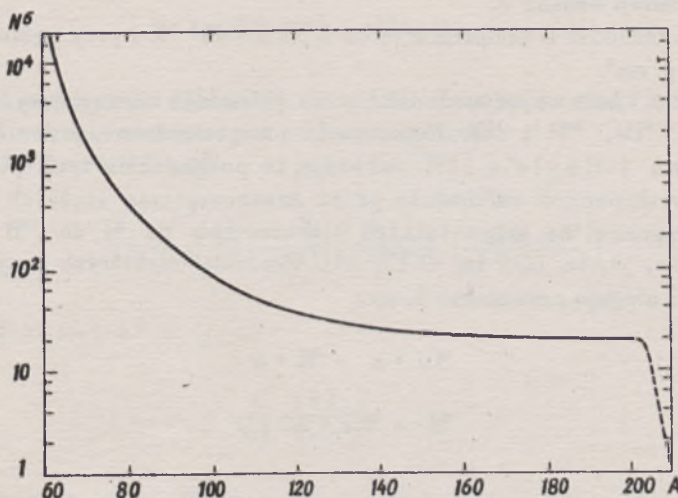
których generowane są neutrina – są to procesy r i s . W przypadku procesu r łańcuch przemian prowadzący do wzrostu koncentracji cięższych izotopów składa się z szeregu następujących po sobie szybkich wychwytych neutronów. Interwał czasu między kolejnymi wychwytych jest zbyt mały, aby jądro mogło ulec przemianie β . Po szybkim wychwycie kilku neutronów następuje stabilizacja jądra na skutek rozpadów β^- , podczas których emitowane są antyneutrino. Przebieg procesu r zależy od wartości krytycznej energii wiązania neutronu, co przedstawiono na rys. 1.

Proces s [7, 13, 14]. Łańcuch przemian tworzących proces s składa się z kolejno następujących po sobie

a) powolnego wychwyty neutronu (n, γ), który prowadzi do powstania nietrwałego jądra,

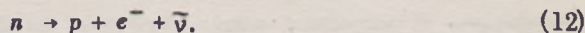
b) rozpadu β^- nowo powstałego jądra, połączonego z emisją antyneutrino.

Wychwyty neutronów przez jądro zachodzą w takim odstępie czasu, aby mogło ono ulec rozpadowi β^- przed następnym wychwytem. Dzięki temu procesowi następuje również wzrost koncentracji cięższych izotopów. Na rys. 2 po-



Rys. 2. Zależność iloczynu $N\sigma$ dla procesu s od liczby masowej A . N – względne rozpowszechnienie danego izotopu ($N = 10^6$ dla Si), σ – przekrój czynny na wychwyty neutronów w procesie s [12]

kazano zależność iloczynu $N\sigma$ od liczby masowej A izotopu (N – rozpowszechnienie danego izotopu, σ – przekrój czynny na wychwyty neutronu). Zarówno podczas procesu s jak i r generowane są antyneutrino, gdyż w cyklu przemian tworzących te procesy zachodzi zamiana neutronu w proton poprzez rozpad β^- :

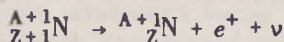
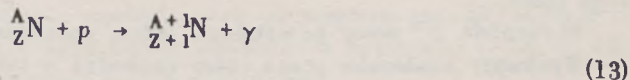


Proces p . Większość ciężkich pierwiastków może zostać wytworzona w procesie s lub procesie r . Niemniej jednak istnieje szereg bogatych w protony izotopów ciężkich pierwiastków, których powstania nie można im przypisać. Dopiero proces p , składający się z reakcji (p, γ) i (γ, n) może wyjaśnić ich pochodzenie [15, 16]. Podczas radiacyjnego wychwytu protonu p przez jądro

${}^A_Z\text{N}$ ciężkiego pierwiastka otrzymuje się nowe jądro ${}^{A+1}_{Z+1}\text{N}$, które może ulec:

- a) reakcji (p, γ) ,
- b) " (γ, n) ,
- c) rozpadowi β^+ .

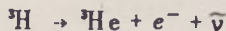
W tym ostatnim przebiegu procesu:



proceedzi do emisji neutrin ν .

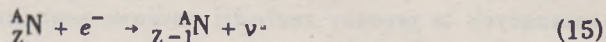
Proces p zachodzi w temperaturze od 2 do $3 \cdot 10^9$ °K i przy gęstości wodoru od 10 do 100 g/cm³.

Proces x . Jest on odpowiedzialny za powstanie następujących izotopów ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$ i ${}^{11}\text{B}$. Rozważania przeprowadzone przez Fowlera, Greensteina i Hoyle'a [17] wskazują, że pochodzenia tych pierwiastków nie można wytłumaczyć całkowicie przez rozszczepienie ciężkich jąder. Wyszukane są sugestie, że grupa lekkich pierwiastków od ${}^4\text{He}$ do ${}^{11}\text{B}$ powstaje w reakcjach (n, γ) , (n, α) i (p, α) [7, 12]. Produkty niektórych z tych reakcji są nietrwałe i ulegają przemianom β , np.:

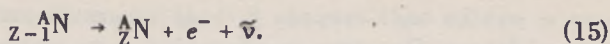


3. PROCES URCA

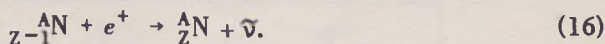
W gwiazdach o temperaturze $T \approx 10^8$ °K i gęstości $\rho \approx 10^5$ g/cm³ neutrina są emitowane m.in. w rezultacie procesu URCA*. Rola tego procesu w astrofizyce została przeanalizowana już w 1941 r. przez G. Gamow'a i M. Schoenberga [18]. W efekcie wychwytu elektronu e^- przez jądro ${}^A_Z\text{N}$ powstaje nietrwałe jądro ${}^A_{Z-1}\text{N}$, które ulega rozpadowi β^- . Można to zapisać w postaci:



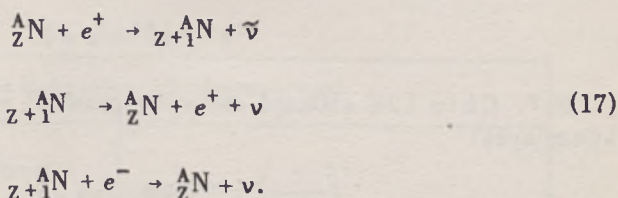
*Dziwna nazwa procesu URCA wywodzi się od kasyna gry URCA w Rio de Janeiro.



Przy bardzo wysokich temperaturach, gdy $kT \approx mc^2$, we wnętrzu gwiazd kreowane są pary e^- , e^+ . Wówczas stabilizacja jąder ${}_{Z-1}^A\text{N}$ odbywa się również przez wychwyty pozytonu [15]:



Pozyton może jednak zostać wychwycony nie tylko przez nietrawne jądro ${}_{Z-1}^A\text{N}$, ale również przez jądro ${}_Z^A\text{N}$. W tej sytuacji przebieg procesu URCA wygląda następująco:



Zarówno w przypadku (15), (16), jak i (17) powstają neutrina i antyneutrina, które w czasie 1 sek z objętości 1 cm^3 unoszą energię q :

a) dla $kT \ll mc^2$, $kT \ll Q$

$$q = \frac{B}{t_f} \rho \left(\frac{Q + mc^2}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^4 \exp \left(- \frac{Q + mc^2}{kT} \right) \quad (18)$$

b) dla $kT \gg mc^2$, $kT \gg Q$

$$q = \frac{C}{t_f} \rho \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^6, \quad (18')$$

gdzie: B i C – współczynniki stałe, Q – energia rozpadu, t – półokres rozpadu, f – pewna funkcja A i Z , k – stała Boltzmana, m – masa elektronu, c – prędkość światła.

Z uwagi na próg energetyczny procesu URCA, jasność neutrinowa gwiazdy dla tego procesu zależy od składu i koncentracji poszczególnych izotopów. Przy temperaturze 10^9 °K i gęstości materii 10^5 – 10^6 g/cm^3 moc neutrinowego promieniowania URCA emitowanego z 1 g materii wynosi 10^4 – 10^6 $\text{erg}/\text{g}\cdot\text{sek}$ [21].

4. EMISJA PAR $\nu \bar{\nu}$ PODCZAS ANIHILACJI e^- , e^+

W czasie różnorodnych przemian jądrowych, jakie zachodzą w centralnej części gwiazdy, wytwarzane są duże ilości elektronów i pozytonów. Powstają

one w wyniku bądź rozpadu β , bądź tworzenia par e^- , e^+ przez wysokoenergetyczne fotony. Pozytony w obecności gazu elektronowego żyją bardzo krótko. Podczas wzajemnego oddziaływania elektronu e^- z pozytonem e^+ następuje zjawisko anihilacji. Elektron i pozyton znikają, natomiast powstają dwa fotony:

$$e^- + e^+ \rightarrow 2 \gamma. \quad (19)$$

W ostatnich latach na skutek rozwoju teorii słabych oddziaływań, a w szczególności prac R.P. Feynmana i M. Gell-Manna [22], zwrócono uwagę, że istnieją słabe oddziaływania między elektronem i neutrinem. Można więc mówić o anihilacji elektronu z pozytonem, połączonej z emisją pary neutрино-anty-neutrino [23]:

$$e^- + e^+ \rightarrow \nu + \bar{\nu}. \quad (20)$$

H.Y. Chiu [24] obliczył całkowity przekrój czynny na emisję neutrin anihilacyjnych:

$$\sigma = 1,5 \cdot 10^{-48} \frac{E^2 - 1}{|v|} \text{ cm}^2, \quad (21)$$

gdzie: E – całkowita energia elektronu i pozytonu w układzie środka mas, v – względna prędkość elektronu i pozytonu w układzie środka mas.

Eksperymentalne stwierdzenie w warunkach ziemskich, czy rzeczywiście zachodzi emisja par $\nu \bar{\nu}$ w procesie anihilacji jest na razie niemożliwe. Składają się na to dwie przyczyny:

- a) małe prawdopodobieństwo emisji par $\nu \bar{\nu}$ podczas anihilacji (w porównaniu z prawdopodobieństwem emisji fotonów),
- b) trudności w detekcji samych neutrin.

Inaczej jednak wygląda sprawa w przypadku gwiazd, gdzie panują warunki odmienne od ziemskich. Z uwagi na bardzo wysoką temperaturę i dużą gęstość materii neutrina anihilacyjne mogą mieć istotne znaczenie w procesie wydzielania energii. H.Y. Chiu i P. Morrison [23] pierwsi zwrócili uwagę na doniosłą ich rolę w ogólnym bilansie energetycznym gwiazdy. Przy temperaturze 10^9 °K i gęstości materii 10^6 g/cm³ całkowita energia unoszona z gwiazdy w czasie 1 sek przez neutrina anihilacyjne, czyli tzw. jasność neutrinowa gwiazdy dla procesu (20) przekracza znacznie jasność fotonową. W tabeli 1 przedstawione są wyniki obliczeń energii emitowanej w czasie 1 sek z 1 g materii przez neutrina anihilacyjne oraz czas potrzebny na stratę całkowitej energii cieplnej gwiazdy w rezultacie emisji neutrin. H.Y. Chiu i R.C. Stabler [25] podali dokładne wzory na obliczenie tych strat energetycznych. Są one zebrane w tabeli 2.

Tabela 1

Straty energetyczne wywołane emisją neutrin anihilacyjnych
z materii o gęstości 10^6 g/cm^3

| Temperatura [°K] | Straty energetyczne [erg/g·sek] | Czas relaksacji [sek] |
|---------------------|------------------------------------|--------------------------|
| $5 \cdot 10^8$ | $10^{9,7}$ | 10^{13} |
| $1 \cdot 10^9$ | $10^{7,4}$ | 10^9 |
| $2 \cdot 10^9$ | $10^{11,6}$ | 10^5 |
| $2,5 \cdot 10^9$ | $10^{12,6}$ | 10^4 |

Czas relaksacji — czas potrzebny do wydzielenia całkowitej energii ciepłej gwiazdy poprzez emisję neutrin anihilacyjnych.

Tabela 2

| Gaz elektronowy niezdegenerowany | |
|---------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| Przypadek relatywistyczny $m \ll T, E_F \ll T$ | $4,3 \cdot 10^{24} \rho^{-1} \left(\frac{T}{10^{10}} \right)^9$ |
| Przypadek nierelatywistyczny $E_F \ll T \ll m$ | $4,8 \cdot 10^{18} \rho^{-1} \left(\frac{T}{10^9} \right)^3 \exp \left(- \frac{2m}{T} \right)$ |
| Gaz elektronowy zdegenerowany | |
| Przypadek relatywistyczny $T, m \ll E_F$ | $1,4 \cdot 10^{11} \bar{\mu}^{-1} \left(\frac{T}{10^9} \right)^4 \left(\frac{E_F}{m} \right)^2 \exp \left(- \frac{E_F}{T} \right)$ |
| Przypadek nierelatywistyczny $T \ll E_F \ll m$ | $4,5 \cdot 10^6 \left(\frac{T}{10^9} \right)^{4,5} \bar{\mu}^{-1} \exp \left(- \frac{2m + E_F}{T} \right)$ |

gdzie $c = k - 1$.

5. NEUTRINOWE PROMIENIOWANIE HAMOWANIA

Swobodne elektrony w gwiazdzie tworzą gaz elektronowy, który w zależności od panujących warunków może być zdegenerowany lub niezdegenerowany. Jeżeli szybki elektron oddziaływa z polem kulombowskim jądra, to wówczas część swojej energii oddaje on w postaci promieniowania hamowania. Podczas tego oddziaływania zamiast emisji fotonu może nastąpić kreacja pary $\nu\bar{\nu}$:

$$e^- + Z \rightarrow e^- + Z' + \nu + \bar{\nu}. \quad (22)$$

Proces ten przez analogię do fotonowego promieniowania hamowania nazwano neutrinowym promieniowaniem hamowania [26]. Powstanie pary $\nu\bar{\nu}$ w wyniku (22) można interpretować w ten sposób, że zamiast emisji fotonu mamy do czynienia z wirtualną parą e^- i e^+ , która w rezultacie anihilacji daje neutrino i antyneutrino. G.M. Gandelman i W.S. Pinajew [27] obliczyli całkowity przekrój czynny na emisję neutrinowego promieniowania hamowania:

$$\sigma = 3,5 \cdot 10^{-52} Z^2 E^3 \text{ cm}^2, \quad (23)$$

gdzie: Z – liczba porządkowa jądra, E – energia początkowa elektronu.

Tabela 3

Gęstość mocy neutrinowego promieniowania hamowania ($\rho = 10^5 \text{ g/cm}^3$)

| Gaz elektronowy | Temperatura T [keV] | [erg/cm ³ sek] |
|------------------|--------------------------|---------------------------|
| Zdegenerowany | 1 | $1,41 \cdot 10^{-1}$ |
| | 5 | $1,17 \cdot 10^3$ |
| | 10 | $4,66 \cdot 10^4$ |
| | 20 | $1,20 \cdot 10^6$ |
| Nieздеgenerowany | 30 | $3,05 \cdot 10^7$ |
| | 40 | $1,10 \cdot 10^8$ |
| | 50 | $3,05 \cdot 10^8$ |
| | 70 | $1,38 \cdot 10^9$ |
| | 100 | $6,87 \cdot 10^9$ |

Wyniki obliczeń gęstości mocy neutrinowego promieniowania hamowania, wykonane przez W.I. Ritus a [28] dla gęstości materii 10^5 g/cm^3 i różnych temperatur, zebrane są w tabeli 3. Jasność neutrinowa gwiazdy dla tego procesu określona jest wzorem:

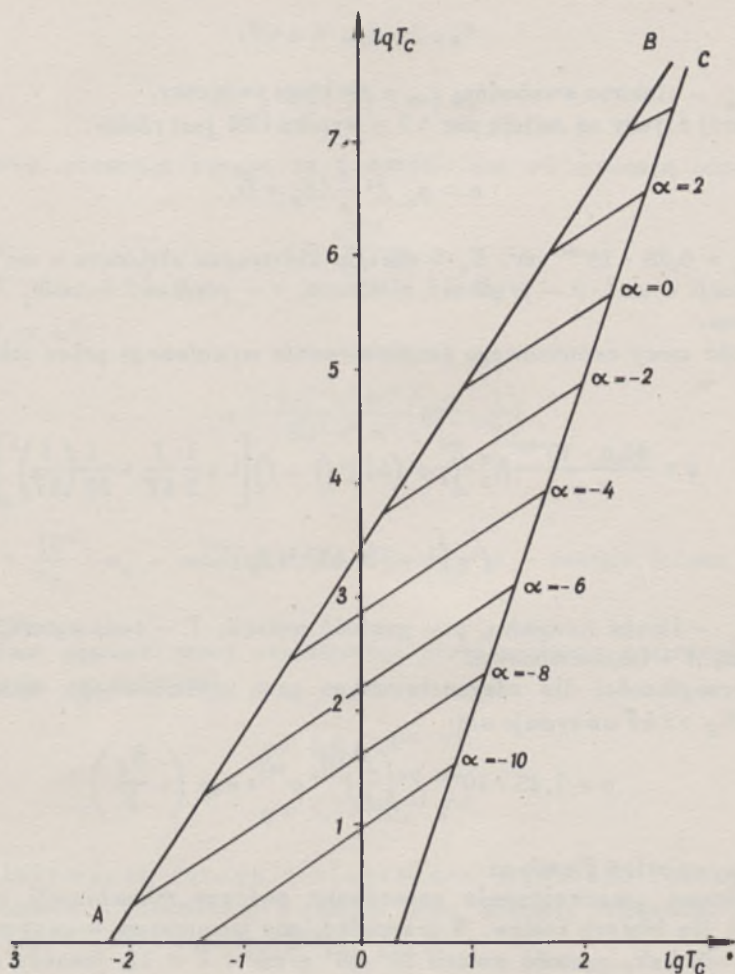
$$L = 0,9 \cdot 10^{-10} \frac{T_c \rho_c^{0,5}}{\mu_e \mu^{1,5} \eta} \quad (24)$$

gdzie: $\frac{1}{\mu_e} = \sum_i C_i Z_i / A_i$, $\frac{1}{\mu} = \sum_i C_i (Z_i + 1) / A_i$, $\frac{1}{\eta} = \sum_i C_i Z_i^2 / A_i$, C_i – koncentracja jąder o liczbie porządkowej Z_i i liczbie masowej A_i , T_c – temperatura centrum gwiazdy, ρ_c – gęstość materii w centrum gwiazdy.

Energia unoszona przez pary $\nu\bar{\nu}$ emitowane podczas procesu (22) może setki i tysiące razy przewyższyć energię wydzielaną z gwiazdy w postaci fotonów. Taką sytuację mamy w przypadku gwiazd o dużej gęstości materii i wysokiej temperaturze, w skład których wchodzi ciężkie izotopy. Oznaczmy stosunek jasności neutrinowej do fotonowej przez:

$$\frac{L_\nu}{L_\gamma} = 10^\alpha. \quad (25)$$

Na rys. 3 przedstawiono graficznie wartości ρ_c i T_c , dla których $\alpha = 2 \dots -10$. Już przy $T_c = 100$ keV i $\rho_c \approx 2 \cdot 10^6$ g/cm³ jasność neutronowa jest sto razy większa od fotonowej. Proces ten odgrywa ważną rolę w przypadku białych karłów.



Rys. 3. Wartości ρ_c i T_c , dla których $\alpha = -10, \dots, 2$, gdzie $L_\nu/L_\gamma = 10^\alpha$. Prosta AB rozdziela obszary, w których gaz elektronowy jest zdegenerowany i niezdegenerowany. Prosta BC stanowi granicę, dla której ciśnienie światła jest równe ciśnieniu materii [27]

6. PROCES REKOMBINACJI

Przy wysokiej temperaturze, jaka panuje we wnętrzu gwiazdy, materia znajduje się w stanie całkowitej lub częściowej jonizacji. Istnienie swobodnych elektronów w postaci gazu elektronowego sprzyja procesowi rekombinacji. Jednak czas życia elektronów na orbicie jest bardzo krótki, gdyż zjawisko fotoelektryczne powoduje powtórna jonizację. Ustala się stan równowagi dynamicznej. Zachodzący proces rekombinacji zjonizowanych atomów może, wg W.S. Pinaiewa [20], prowadzić do powstania par $\nu\bar{\nu}$:

$$e_{sw} \rightarrow e_{zw} + \nu + \bar{\nu}, \quad (26)$$

gdzie: e_{sw} – elektron swobodny, e_{zw} – elektron związany.

Przekrój czynny na emisję par $\nu\bar{\nu}$ w wyniku (26) jest równy:

$$\sigma = \sigma_0 Z^6 \frac{c}{v} (E_e + I), \quad (27)$$

gdzie: $\sigma_0 = 0,76 \cdot 10^{-56} \text{ cm}^2$, E_e – energia kinetyczna elektronu w mc^2 , I – energia jonizacji w mc^2 , v – prędkość elektronu, c – prędkość światła, Z – liczba porządkowa.

Gęstość mocy neutrinowego promieniowania wywołanego przez rekombinację wynosi:

$$q = \frac{45,6 \cdot 10^{-59}}{m c} N_0^2 \frac{Z^6}{A^2} \rho^2 (kT)^2 (1-f) \left[1 + \frac{1}{5} \frac{I}{kT} + \frac{1}{30} \left(\frac{I}{kT} \right)^2 \right] \quad (28)$$

$$f = [1 + 320AT^{1,5}/Z\rho]^{-1}$$

gdzie: N_0 – liczba Avogadro, ρ – gęstość materii, T – temperatura, k – stała Boltzmanna, A – liczba masowa.

W szczególności dla zdegenerowanego gazu elektronowego, spełniającego warunek $E_F \gg kT$ otrzymuje się:

$$q = 1,45 \cdot 10^{-13} Z^6 \left(\frac{Z}{A} \right)^{10/3} \rho^{10/3} \exp \left(-\frac{E_F}{T} \right) \quad (29)$$

gdzie: E_F – poziom Fermiego.

Neutrinowe promieniowanie generowane podczas rekombinacji ma istotne znaczenie dla białych karłów. W przypadku, gdy temperatura w centrum gwiazdy wynosi 5–10 keV, gęstość materii 10^3 – 10^4 g/cm^3 i $Z = 12$, jasność neutrinowa gwiazdy przekracza fotonową.

7. PRODUKCJA PAR $\nu\bar{\nu}$ PRZEZ FOTONY

W czasie długotrwałej ewolucji gwiazdy przebiega dużo reakcji jądrowych, prowadzących bezpośrednio do emisji promieniowania γ , np. reakcje (p, γ) ,

(π, γ) , (α, γ) , bądź też dających w efekcie wtórnym jądra w stanie wzbudzonym. Liczba fotonów w jednostce objętości rośnie bardzo szybko wraz z temperaturą, tak że może przekroczyć liczbę zawartych w niej elektronów i jąder. Fotony emitowane we wnętrzu gwiazdy o wysokiej temperaturze i gęstości materii odbywają długą wędrówkę zanim ją opuszczą. W czasie tej wędrówki oddziałują z materią oraz same z sobą.

Oddziaływanie $\gamma\gamma$. Zgodnie z pracami [23, 29, 30] zderzenie dwóch fotonów może prowadzić do kreacji par $\nu\bar{\nu}$. Produkcja neutron i antyneutron w przypadku oddziaływania $\gamma\gamma$ może odbywać się dwiema drogami:

$$\gamma + \gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu} \quad (30)$$

$$\gamma + \gamma \rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}. \quad (30')$$

Całkowite przekroje czynne na powstanie par $\nu\bar{\nu}$ wynoszą odpowiednio:

$$\sigma = \frac{\alpha^2 G^2}{2\pi^3} \omega_1 \omega_2 \quad (31)$$

dla $\omega_1^2, \omega_2^2 \ll m^2$,

$$\sigma = \frac{2 G^2 \alpha^3 \omega^{10}}{(45)^3 \pi^4 m^4} \left(202 + \frac{1}{7}\right) \quad (31')$$

dla $\omega \ll m$,

gdzie: $G = \frac{10^{-5}}{m_p}$, m_p – masa protonu, $\alpha = \frac{1}{137}$, ω – energia fotonu, m – masa elektronu.

Natomiast gęstości mocy neutronowego promieniowania generowanego przy oddziaływaniu $\gamma\gamma$ są równe:

$$q = 1,8 \cdot 10^{-8} T^9 \quad (32)$$

$$q = 1,7 \cdot 10^{-28} T^{17} \quad (32')$$

Oddziaływanie fotonu z elektronem i jądrem. Podczas oddziaływania fotonów z elektronami i jądrami może nastąpić fotoprodukcja par na elektronie [23, 25, 28] i na jądrze [30]:

$$\gamma + e \rightarrow e' + \nu + \bar{\nu} \quad (33)$$

$$\gamma + Z \rightarrow Z' + \nu + \bar{\nu}. \quad (33')$$

Całkowite przekroje czynne dla tych procesów są odpowiednio równe:

$$\sigma = 1,13 \cdot 10^{-46} \left(\frac{\omega}{mc^2} \right) \quad (34)$$

$$\sigma = \frac{7}{576\pi^5} Z^2 \alpha^2 G^2 \omega. \quad (34')$$

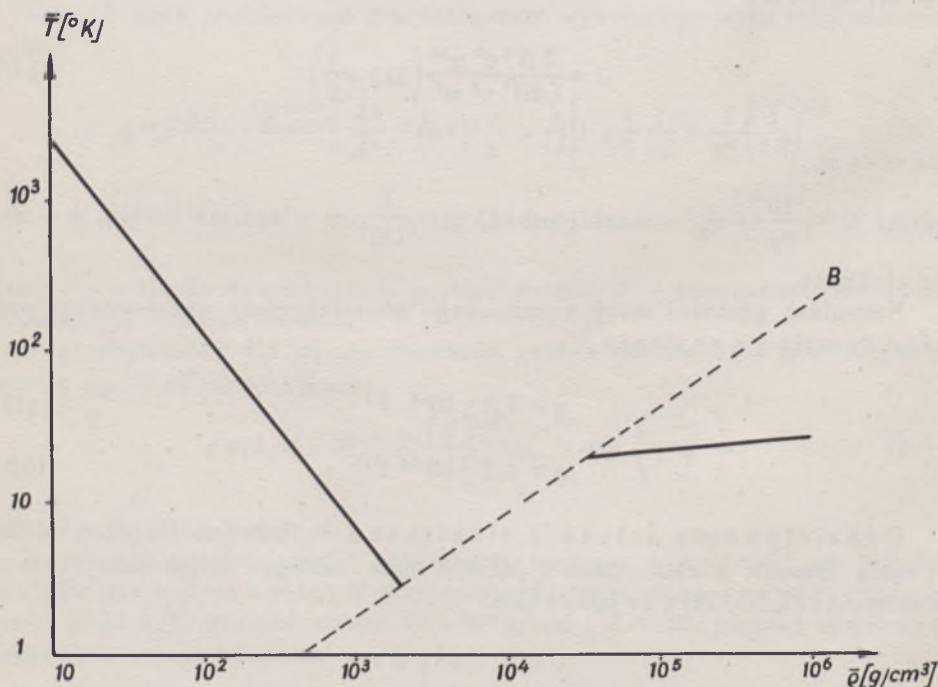
Energia unoszona z gwiazdy w czasie 1 sek przez neutrinowe promieniowanie emitowane w procesach (33) i (33') wynosi:

$$\dot{L} = 1,45 \cdot 10^{25} \mu_e^{-1} \mu^{-1,5} \rho_c^{-0,5} T_c^{3,5} \quad (35)$$

$$L = 1,2 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\eta \mu^{4,5}} T_c^{7,5} \rho_c^{-0,5}, \quad (35')$$

gdzie oznaczenia, jak we wzorze (24).

Na rys. 4 przedstawiono wartości średnie gęstości i temperatury, przy których jasność neutrinowa gwiazdy dla fotonetrin jest równa jasności fotonowej.

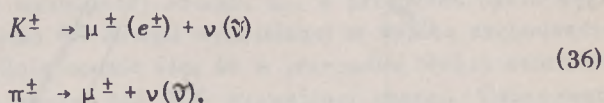


Rys. 4. Wykres wartości $\bar{\rho}$ i \bar{T} , dla których moc fotonetrinowego promieniowania gwiazdy jest równa jej jasności fotonowej. Prosta AB — granica podziału gazu elektronowego na zdegenerowany i niezdegenerowany [28]

wej. W przypadku niezdegenerowanego gazu elektronowego, gdy średnia gęstość materii wynosi 10^5 g/cm^3 , a średnia temperatura ok. 50 keV, gęstość mocy promieniowania neutrinowego generowanego w procesie (33) jest równa $6,5 \cdot 10^{10} \text{ erg/cm}^3 \text{ sek}$. Dla procesu fotoprodukcji na jądrze jasność neutrinowa gwiazdy przewyższa jasność fotonową, gdy $\rho_c = 10^5 \text{ g/cm}^3$, a $T_c > 30 \text{ keV}$.

8. NEUTRINA GENEROWANE PRZEZ PROMIENIOWANIE KOSMICZNE

W całym Wszechświecie rozprzestrzenione jest pierwotne promieniowanie kosmiczne. Gęstość energii promieniowania kosmicznego w naszej Galaktyce wynosi ok. 1 eV/cm^3 , a zatem jest porównywalna z gęstością energii świetlnej, energii pola magnetycznego, czy też energii ruchu pyłu międzygwiazdowego. Skład chemiczny tego promieniowania przedstawiony jest w tabeli 4 [31]. Częstki pierwotnego promieniowania kosmicznego osiągają fantastyczne energie rzędu 10^{20} eV [32]. W wyniku oddziaływania tych cząstek z materią międzygwiazdową produkowane są mezony K^\pm i π^\pm . Czas życia powstałych mezonów jest bardzo krótki i wynosi ok. 10^{-8} sek . Jeżeli w tym czasie mezony K^\pm i π^\pm nie oddziałują z innymi jądrami, wówczas ulegają rozpadowi połączonemu z emisją neutrin i antyneutrin:



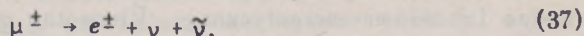
gdzie: μ^\pm – mezony μ .

Tabela 4

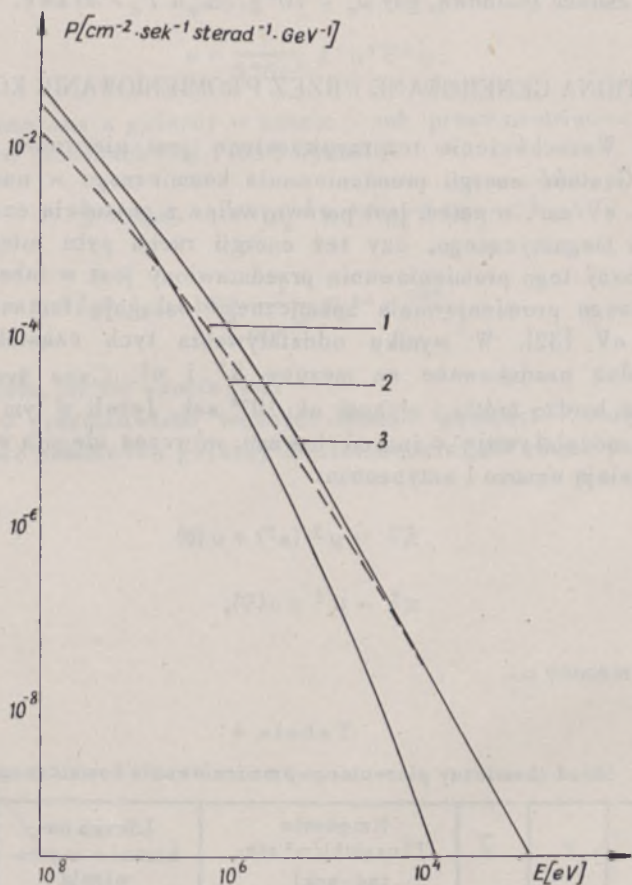
Skład chemiczny pierwotnego promieniowania kosmicznego

| Grupa | Z | \bar{A} | Natężenie I [cząstki/m ² sterad · sek] | Liczba nukleonów w strumieniu | I/I_H |
|----------|-----------|-----------|--------------------------------------------------------|-------------------------------|---------|
| p | 1 | 1 | 1300 | 1300 | 520 |
| α | 2 | 4 | 88 | 352 | 35 |
| L | 3–5 | 10 | 1,9 | 19 | 0,76 |
| M | 6–9 | 14 | 5,6 | 78 | 2,24 |
| H | ≥ 10 | 31 | 2,5 | 78 | 1 |
| VH | ≥ 20 | 51 | 0,7 | 35 | 0,28 |

Również mezony μ , powstające w wyniku rozpadu mezonów K i π , mają bardzo krótki czas życia ok. 10^{-6} sek . Podczas ich rozpadu powstają także neutrina i antyneutrina:



Neutrino generowane w konsekwencji oddziaływania cząstek pierwotnego promieniowania kosmicznego z materią mają bardzo duże energie w porównaniu z neutrino gwiazdowymi. Energie ich mogą przekroczyć wartość 10^{10} eV. Stru-



Rys. 5. Widmo energetyczne neutrino generowanych przez promienie kosmiczne w atmosferze: 1- neutrino pochodzące z rozpadu mezonów π^{\pm} , 2 - neutrino pochodzące z rozpadu mezonów μ^{\pm} , 3 - suma krzywych 1 i 2 [34]

mięń tych neutrino jest niewielki ze względu na bardzo małą gęstość materii we Wszechświecie, wynoszącą ok. 10^{-29} g/cm³ oraz małą wartość strumienia cząstek pierwotnego promieniowania kosmicznego - 0,2 cząstki/cm² [33]. Dokładne obliczenie wartości strumienia tych neutrino jest na razie kłopotliwe z uwagi na skromne informacje co do aktu oddziaływania wysokoenergetycznych cząstek z materią międzygwiazdową. Z tych samych względów niemożliwa jest ocena ich widma energetycznego. Pierwotne promieniowanie kosmiczne dochodzące do górnych warstw atmosfery ziemskiej oddziałuje z jądrami pierwiast-

ków zawartych w atmosferze. Zachodzą wówczas zjawiska podobne, jak przy oddziaływaniu z jądrami materii międzygwiazdnej. W rezultacie rozpadów mezonów K^\pm , π^\pm i μ^\pm generowany jest strumień neutrin i antyneutrin. Zacepin i Kuzmin [34] obliczyli wartość strumienia neutrin i antyneutrin emitowanych podczas rozpadu mezonów π^\pm i μ^\pm oraz ich widmo energetyczne. Na rys 5 przedstawiono graficznie widmo energetyczne tych neutrin dla kąta $\Theta = 0^\circ$. Orientacyjnie można podać, że strumień neutrin o energii większej od 10^9 eV wynosi ok. $10^{-2} \nu + \bar{\nu} / \text{cm}^2 \cdot \text{sek} \cdot \text{sterad}$. W rzeczywistości wartość tego strumienia jest większa, gdyż należy jeszcze uwzględnić neutrina pochodzące z rozpadu mezonów K .

9. ROLA NEUTRINOWEGO PROMIENIOWANIA GWIAZDY

Neutrinowe promieniowanie gwiazdy poważnie partycypuje w jej ogólnym bilansie energetycznym. Rola „okna neutrinowego” w unoszeniu energii z gwiazdy zależy od etapu ewolucji, na którym się ona znajduje. Jasność neutrinowa gwiazdy i jej stosunek do jasności fotonowej zależy od temperatury, gęstości i składu izotopowego materii. W pierwszej fazie rozwoju neutrina produkowane podczas cyklu protonowo-protonowego i cyklu węglowo-azotowego unoszą ze sobą tylko niewielką część wyzwalanej energii, np. w przypadku cyklu węglowo-azotowego unoszą one tylko 6% energii wydzielanej w wyniku zachodzących reakcji jądrowych [12]. Ogólnie ocenia się, że w przypadku Słońca neutrinowe straty energii wynoszą nie więcej niż 10% wyzwalanej energii. Oszacowanie energii unoszonej przez neutrina generowane w procesach α , r , s , p i x jest na razie trudne, gdyż zależy od procentowej zawartości poszczególnych izotopów w gwiazdzie. Jednak ubytek energii jest stosunkowo niewielki, gdyż w warunkach, w jakich te procesy zachodzą zaczynają już dominować inne mechanizmy emisji neutrin.

Na dalszych etapach ewolucji decydujące znaczenie mają proces URCA i procesy emisji par $\nu\bar{\nu}$, wynikające z istnienia słabego oddziaływania elektron-neutrino. W przypadku procesu URCA neutrina unoszą ok. 66% całkowitej energii przemiany, a w przypadku anihilacji – 100% energii. Przy bardzo wysokich temperaturach $T \gg 10^9$ °K i gęstości materii $\rho \gg 10^5$ g/cm³ jasność neutrinowa gwiazdy może przewyższać o kilka rzędów wielkości jasność fotonową. Udział poszczególnych procesów neutrinowych w unoszeniu energii z gwiazdy nie jest jednakowy. Przedstawiają to wyniki obliczeń zebrane w tabeli 5 [35]. Neutrinowe promieniowanie gwiazdy nie narusza jednak panującej w niej równowagi między ciśnieniem materii i promieniowania. Straty są wyrównywane przez energię wydzielaną w reakcjach termojądrowych, bądź przez energię grawitacyjną. Na rys. 6 przedstawione są wykresy ilustrujące ilość energii wydzielanej w procesach spalania różnych pierwiastków oraz straty energetyczne wywołane emisją fotoneutrin i neutrin anihilacyjnych [3]. W przypadku zachowania równowagi emisja neutrin nie zmienia mechanizmu ewolucji, a jedynie

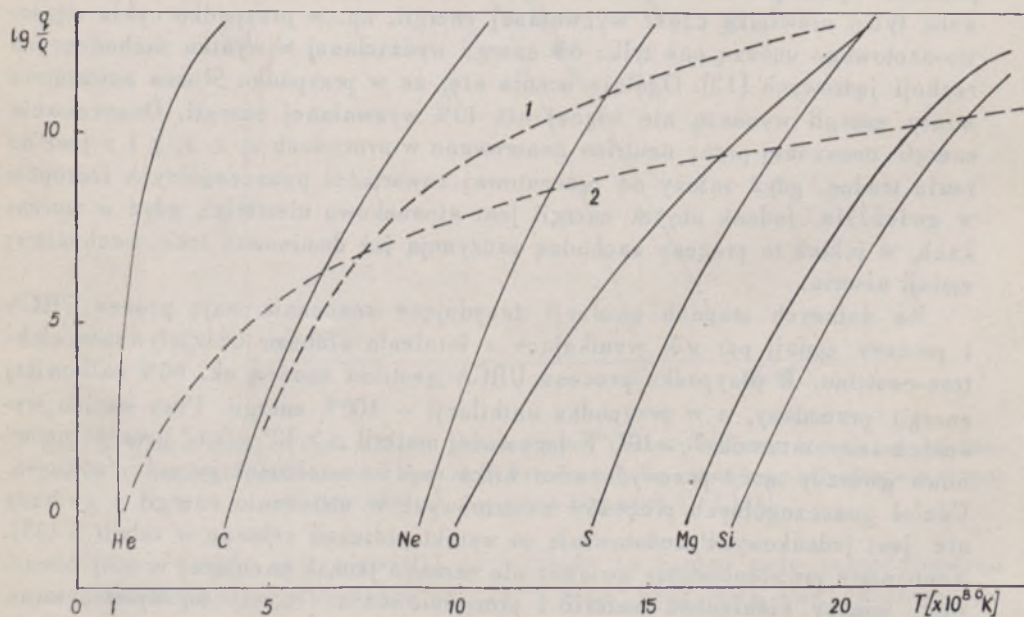
Tabela 5

Gęstość mocy neutrinowego promieniowania emitowanego w różnych procesach z 1 g materii o gęstości 10^5 g/cm^3 i temperaturze ok. 10^9 K

| Proces | $\frac{q}{\rho} [\text{erg/g}\cdot\text{sek}]$ |
|-------------------------------------|------------------------------------------------|
| Proces URCA | $10^4 - 10^6$ |
| Neutrinowe promieniowanie hamowania | $8,0 \cdot 10^4$ |
| Fotoprodukcja na elektronie | $1,66 \cdot 10^6$ |
| " na jądrze | $2,1 \cdot 10^2$ |
| Anihilacja | $2,8 \cdot 10^9$ |
| Oddziaływanie $\gamma\gamma^1$ | $1,8 \cdot 10^5$ |
| Oddziaływanie $\gamma\gamma^2$ | $1,7 \cdot 10$ |

$$^1\gamma\gamma \rightarrow \nu + \bar{\nu}$$

$$^2\gamma\gamma \rightarrow \gamma + \nu + \bar{\nu}$$



Rys. 6. Energia wydzielana podczas spalania różnych pierwiastków przy gęstości materii 10^4 g/cm^3 dla helu i 10^5 g/cm^3 dla pozostałych pierwiastków. Krzywe przerywane przedstawiają straty energetyczne wywołane emisją neutrin anihilacyjnych (1) i fotoneutrin (2) przy gęstości materii 10^5 g/cm^3 [3]

przyspiesza jej tempo. Istotną rolę może ona odgrywać dopiero w końcowej fazie — przy wybuchach gwiazd supernowych*.

Rozważana jest też możliwość, że dla gwiazd o masie mniejszej od pewnej wartości krytycznej neutrinowy ubytek energii może pozwolić na osiągnięcie stanu białego karła z pominięciem fazy katastroficznej. Powstaje pytanie, jak wytłumaczyć fakt, że przy małych przekrojach czynnych na emisję par $\nu\bar{\nu}$ w porównaniu z emisją fotonów, jasność neutrinowa gwiazdy może wielokrotnie przewyższyć jasność fotonową. Wytłumaczenie tego na pozór dziwnego zjawiska jest proste. Otóż przekroje czynne na oddziaływanie neutrin z materią są bardzo małe, gdyż wynoszą 10^{-36} – 10^{-45} cm² [36]. Dzięki temu ich średnia droga swobodna jest większa od rozmiarów gwiazdy. Neutrina rodzące się w części centralnej gwiazdy mogą ją swobodnie opuścić unosząc energię na zewnątrz.

Inaczej wygląda sprawa z fotonami, których średnia droga swobodna jest bardzo mała w porównaniu z rozmiarami gwiazdy. Wędrowka ich do powierzchni gwiazdy trwa miliony lat. Fotony podczas tej wędrowki tracą większą część swojej energii. W efekcie przy dużych gęstościach i wysokiej temperaturze, gdy promieniowanie elektromagnetyczne jest silnie pochłaniane, energia przez nie unoszona jest znacznie mniejsza od strat neutrinowych. Neutrina dzięki swojej wielkiej przenikliwości niosą nam informacje o warunkach panujących we wnętrzu gwiazdy. Gdybyśmy mogli uzyskać neutrinowy obraz Słońca, to byłby on małą plamką na tle wielkiej tarczy Słońca widzialnego. Jednocześnie neutrinowe promieniowanie gwiazdy wyprzedza w czasie informacje dostarczane przez fale elektromagnetyczne — jest pierwszą zapowiedzią zmian, które później można obserwować na drodze wizualnej.

10. NEUTRINA WE WSZECHŚWIECIE

Z poprzednich rozważań wynika, że neutrina kosmiczne powstają w wyniku:

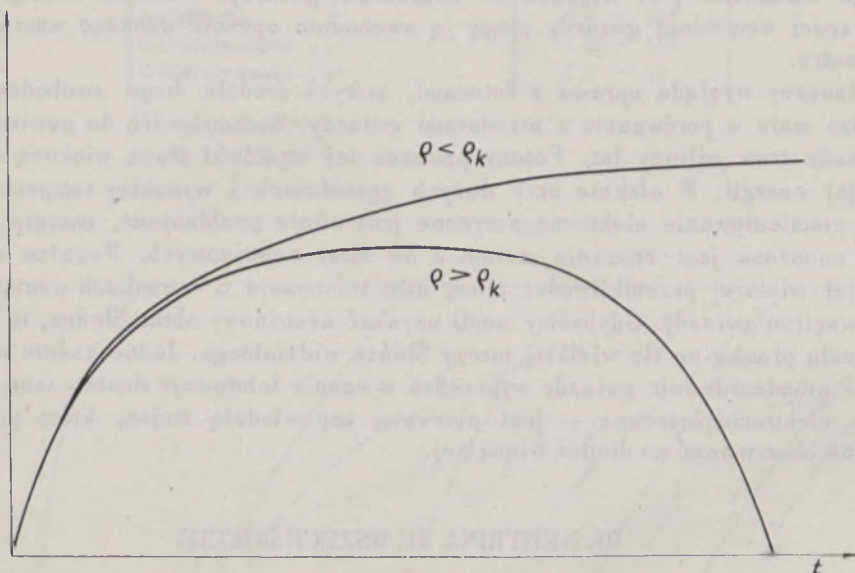
- a) procesów zachodzących w gwiazdach,
- b) interakcji cząstek pierwotnego promieniowania kosmicznego z materią.

Generowany strumień neutrin i antyneutrin powoli wypełnia przestrzeń, tworząc potężny ocean neutrin kosmicznych. Jednocześnie neutrina i antyneutrina są usuwane z tego oceanu na skutek oddziaływania z materią. Na obecnym etapie nie można powiedzieć, czy między dopływem i ubytkiem neutrin kosmicznych istnieje równowaga dynamiczna, czy też przeważają procesy kreacji. Na razie mamy zbyt mało informacji o Wszechświecie i samych neutrinach. Niemniej jednak istnienie samego oceanu neutrin kosmicznych nie budzi obecnie żadnych wątpliwości. Z uwagi na bardzo mały przekrój czynny na oddziaływanie neutrin z materią i małą gęstość materii we Wszechświecie wydaje się, że gęstość energii neutrin ma stosunkowo dużą wartość nawet w przypadku

*Patrz również artykuł J. Piotrowskiej — *Procesy neutrinowe w gwiazdach* w „*Postępach Astronomii*” zeszyt 2, 1963.

istnienia równowagi. Neutrino mogą mieć zatem poważne znaczenie w rozważaniach energetycznych i determinować charakter samej przestrzeni. Celowe jest więc dokładne zbadanie oceanu neutrin kosmicznych, a przede wszystkim wyznaczenie gęstości energii neutrin. Z ogólnej dyskusji relatywistycznej kosmologii wynika, że średnia gęstość energii określa model Wszechświata [37, 38].

Jeżeli gęstość energii ρ zawartej w przestrzeni przekracza pewną wartość krytyczną ρ_k , to mamy do czynienia z przestrzenią o krzywiznie dodatniej (model zamknięty). W przypadku tym Wszechświat rozszerza się do pewnej granicy, a następnie zaczyna się kurczyć. Na rys. 7 przedstawiono zmianę



Rys. 7. Wykres odległości między dwiema galaktykami w funkcji czasu dla przestrzeni o krzywiznie dodatniej i ujemnej [38]

odległości między dwiema galaktykami w funkcji czasu dla modelu oscylującego Wszechświata. Jeżeli natomiast gęstość energii zgromadzonej w przestrzeni kosmicznej jest mniejsza od wartości krytycznej ρ_k , to przestrzeń ma krzywiznę ujemną (model otwarty). Oznacza to, że Wszechświat rozszerza się w nieskończoność. Zmiana odległości dwu galaktyk w funkcji czasu pokazana jest dla tego modelu również na rys. 7. Obliczona krytyczna wartość gęstości energii wynosi $\rho_k = 2 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3$. Dotychczasowe obserwacje materii widzialnej dają średnią gęstość $\bar{\rho} = 3 - 5 \cdot 10^{-31} \text{ g/cm}^3$. Jeśli jednak weźmie się pod uwagę materię międzygwiazdową, to przypuszczalna średnia gęstość energii nukleonów wynosi $\bar{\rho}_N = 1 - 5 \cdot 10^{-29} \text{ g/cm}^3$. Jako skrajną wartość podaje się $\bar{\rho}_{\text{max}} \approx 2 \cdot 10^{-28} \text{ g/cm}^3$.

Na razie nie jesteśmy w stanie wyznaczyć na drodze doświadczalnej dokładnej wartości gęstości materii we Wszechświecie, a tym samym określić charakteru przestrzeni kosmicznej. Ostatnio zwrócono jednak uwagę, że problem ten będzie można rozwiązać przez pomiar gęstości energii neutrin. Według niektórych hipotez, które nie są sprzeczne z dotychczasowymi wynikami eksperymentów neutrinowych, gęstość energii neutrin $\bar{\rho}_\nu$ może znacznie przewyższać gęstość energii nukleonów. Na przykład B. Pontecorvo [5] ocenia, że z punktu widzenia grawitacyjnych skutków istnienia neutrin musi być spełniony warunek $\bar{\rho}_\nu + \bar{\rho}_N \leq 10 \bar{\rho}_N$. J.B. Zeldowicz i J.A. Smorodinski [39] natomiast wykazują, że gęstość energii neutrin, grawitonów itp. może 10–20 razy przewyższać gęstość energii nukleonów. W przypadku hipotezy fluktuacyjnej mówi się, że energia we Wszechświecie występuje głównie w postaci neutrin i antyneutrin tworzących tło ładunkowo symetryczne. Materia w postaci nukleonów stanowi jedynie pewną fluktuację nad to tło. Obszerną analizę gęstości energii neutrin dla różnych modeli kosmologicznych przeprowadza S. Weinberg [40]*. Istotną sprawą jest więc pomiar średniej gęstości energii $\bar{\rho}_\nu$ neutrin we Wszechświecie. Jeżeli okaże się, że doświadczalna wartość $\bar{\rho}_\nu$ jest większa od ρ_k , to będzie oznaczało, że Wszechświat oscyluje. Innym ciekawym problemem kosmologicznym jest stwierdzenie, czy Wszechświat był kiedyś w stanie silnie skondensowanej materii o temperaturze znacznie przekraczającej wartość 10^9 °K. Zagadnienie to dotyczy zarówno modelu zamkniętego jak i otwartego Wszechświata. Dokładne zbadanie stosunku strumienia neutrin mionowych do strumienia neutrin elektronowych powinno rozwiązać ten problem.

Ocean neutrin kosmicznych składa się z:

- a) neutrin (antyneutrin) elektronowych, które powstają w gwiazdach i częściowo w wyniku oddziaływania promieniowania kosmicznego z materią (rozpad mezonów μ),
- b) neutrin (antyneutrin) mionowych powstających na skutek oddziaływania promieniowania kosmicznego z materią i częściowo podczas wybuchów gwiazd nowych i supernowych.

Stosunek liczby neutrin elektronowych do mionowych określony jest tymi procesami. Jeżeli jednak Wszechświat znajdował się rzeczywiście w takich warunkach, że temperatura materii była dużo większa od 10^9 °K, to wówczas musiały mieć miejsce oddziaływania jądrowe połączone z produkcją mezonów π i K . Rozpad tych mezonów prowadzi do emisji neutrin i antyneutrin mionowych. W takiej sytuacji zmierzony strumień neutrin mionowych powinien być większy, niżby to wynikało z procesów obecnie zachodzących we Wszechświecie.

Na zakończenie warto jeszcze wspomnieć, że z chwilą zbudowania teleskopu neutrinowego będzie można szukać w przestrzeni antimaterii. Jak wynika z reakcji (1) ... (7) podczas cyklu protonowo-protonowego i węglowo-azotowego emitowane są tylko neutrina, natomiast nie powstają antyneutrina. W większości gwiazd zachodzą procesy podobne do tych, które mają miejsce

*Patrz również artykuł B. Kuchowicza *Laboratoryjny aspekt kosmologii* w „Postęпах Astronomii” zeszyt 4, 1963.

na Słońcu. Jeżeli we Wszechświecie występują gwiazdy czy też całe galaktyki zbudowane z antymaterii, to wówczas powinny one być silnym źródłem antyneutrino. Teleskop neutrinowy mógłby wykryć istnienie takich źródeł.

LITERATURA

- [1] E.E. Salpeter, Phys. Rev., 88, 547 (1952).
- [2] E.A. Frieman, L. Motz, Phys. Rev., 89, 648 (1953).
- [3] C. Hayashi, R. Hoshi, D. Sugimoto, Suppl. Proc. Theor. Phys., 22, 1 (1962).
- [4] P. Morrison, Sci. American, 207, 90 (1962).
- [5] B. Pontecorvo, Usp. Fiz. Nauk, 74, 3, (1963).
- [6] H.A. Bethe, Phys. Rev., 55, 434 (1939).
- [7] E.M. Burbidge, G.R. Burbidge, A.W. Fowler, F. Hoyle, Revs. Mod. Phys., 29, 547 (1957).
- [8] H. Reeves, E.E. Salpeter, Phys. Rev., 116, 1505 (1959).
- [9] A.G.W. Cameron, Astrophys. J., 130, 429 (1959).
- [10] A.K. Walter, *Wiedzenie w fizyku elementarnych czastec*, Charkow (1960).
- [11] R.A. Becker, W.A. Fowler, Phys. Rev., 115, 1410 (1959).
- [12] G.R. Burbidge, An. Rev. Nucl. Sci., 12, 507 (1962).
- [13] P.D. Clayton, W.A. Fowler, T.E. Hull, B.A. Zimmerman, Ann. Phys., 12, 331 (1961).
- [14] P.D. Clayton, W.A. Fowler, Ann. Phys., 16, 51 (1961).
- [15] K. Ito, Progr. Theor. Phys. (Kyoto), 26, 990 (1961).
- [16] D.A. Frank-Kamenetskij, Astron. J., 38, 91 (1961).
- [17] W.A. Fowler, J.L. Greenstein, F. Hoyle, Geophys. J., 6, 148 (1962).
- [18] G. Gamow, M. Schoenberg, Phys. Rev., 59, 539 (1941).
- [19] L. Landau, E.M. Lifszic, *Statistyczeskaja fizika*, Moskwa (1951).
- [20] V.S. Pinajew, Ż.E.T.F., 45, 548 (1963).
- [21] H.Y. Chiu, Ann. Phys., 15, 1 (1961).
- [22] R. Feynman, M. Gell-Mann, Phys. Rev., 109, 193 (1958).
- [23] H.Y. Chiu, P. Morrison, Phys. Rev. Lett., 5, 573 (1960).
- [24] H.Y. Chiu, Phys. Rev., 123, 1040 (1961).
- [25] H.Y. Chiu, R.C. Stabler, Phys. Rev., 122, 1317 (1961).
- [26] B. Pontecorvo, Ż.E.T.F., 36, 1615 (1959).
- [27] G.M. Gandelman, W.S. Pinajew, Ż.E.T.F., 37, 1072 (1959).
- [28] W.I. Ritus, Ż.E.T.F., 41, 1285 (1961).
- [29] M. Gell-Mann, Phys. Rev. Lett., 6, 70 (1961).
- [30] S.G. Matinjan, N.N. Cilosani, Ż.E.T.F., 41, 1681 (1961).
- [31] V.L. Ginzburg, S.I. Syrovatsky, Suppl. Progr. Theor. Phys., 20, 1 (1961).
- [32] J. Linsley, Phys. Rev. Lett., 10, 146 (1963).
- [33] V.L. Ginzburg, S.I. Syrovatsky, *Proischozhdienije kosmiczeskich tuczej*, Moskwa (1963).
- [34] G.T. Zacepin, W.A. Kuźmin, Ż.E.T.F., 41, 1818 (1961).
- [35] N. Van Hien, E.P. Szabalin, Ż.E.T.F., 44, 1003 (1963).
- [36] F. Reines, An. Rev. Nucl. Sci., 10, 1 (1961).
- [37] A. Einstein, *Istota teorii względnosci*, Warszawa (1963).
- [38] J.B. Zeldowicz, Usp. Fiz. Nauk, 80, 357 (1963).
- [39] J.B. Zeldowicz, J.A. Smorodinski, Ż.E.T.F., 41, 907 (1961).
- [40] S. Weinberg, Phys. Rev., 128, 1457 (1962).

SPEKTROGRAFY SZCELINOWE DLA TELESKOPÓW ŚREDNICH ROZMIARÓW

KRZYSZTOF SERKOWSKI

ЩЕЛЕВЫЕ СПЕКТРОГРАФЫ ДЛЯ ТЕЛЕСКОПОВ УМЕРЕННЫХ РАЗМЕРОВ

К. Серковски

Резюме

В статье представлена теория Бауена щелевых спектрографов. Описывается предложенный автором статьи спектрограф для 90 см телескопа и много-щелевой спектрограф, при помощи которого можно получать одновременно спектры многих звезд или галактик в скоплениях.

SLIT SPECTROGRAPHS FOR MEDIUM-SIZE TELESCOPES

Abstract

Theory of slit spectrographs developed by Bowen is presented. The proposed spectrograph for 90 cm telescope and the multi slit spectrograph for obtaining simultaneously the spectra of numerous stars or galaxies in cluster are described.

1. JAKIE OBSERWACJE ASTROFIZYCZNE OPŁACA SIĘ WYKONYWAĆ W POLSCE

Jak wykazuje statystyka zachmurzenia nocnego w Polsce (Bednarek 1964) niebo w centralnej części kraju jest pogodne przez około 33% czasu w nocy. Zachmurzenie jest u nas jednak bardzo szybko zmienne, wskutek czego, jak wykazuje doświadczenie obserwatorów toruńskich (Głębocki i Smoliński 1964), jedynie 17% godzin nocnych może być wykorzystanych na obserwacje

astronomiczne, zaś tylko przez 8% godzin nocnych warunki są na tyle dobre, że możliwe są obserwacje fotoelektryczne. Z danych Bednarka wynika, że — pomijając maj, czerwiec i lipiec, gdy noce są bardzo krótkie i jasne — w pozostałych 9 miesiącach mamy średnio rocznie, np. w Toruniu, zaledwie 22 noce całkowicie bezchmurne, bez zamgleń i mgieł; tylko połowa łącznego czasu trwania tych nocy jest bezksiężycowa.

Ponieważ według zgodnej opinii najwybitniejszych specjalistów z dziedziny fotometrii gwiazdowej jedynie w bezksiężycowe noce bez najmniejszego śladu chmur można wykonywać wartościowe fotoelektryczne pomiary jasności gwiazd, zrozumiałe jest, że tego rodzaju obserwacje mogą być w Polsce traktowane tylko jako dorywczy, marginesowy program. Fotografowanie słabych gwiazd, bezpośrednio lub z pryzmatem obiektywowym, możliwe jest jedynie w bezksiężycowe pogodne noce o niewielkiej turbulencji atmosferycznej*; noce takie są w Polsce również stosunkowo nieliczne.

Dla maksymalnego wykorzystania posiadanych teleskopów wskazane byłoby skoncentrowanie się w Polsce na takich rodzajach obserwacji, które można z powodzeniem wykonywać przy Księżycu i przy niebie częściowo zachmurzonym. Jak wykazuje dwuletnia seria obserwacji wykonywanych w okolicach Warszawy (Serkowski i Stodółkiewicz 1960), gwiazda biegunowa jest tam widoczna przez około 37% godzin nocnych, tj. przez około 1200 godzin nocnych rocznie. Przez tyle więc godzin rocznie mógłby pracować przyrząd mogący dokonywać obserwacji przy Księżycu i poprzez półprzezroczystą warstwę chmur. Spośród przyrządów astrofizycznych mogących pracować w takich warunkach można wymienić fotoelektryczne różnicowe fotometry, polarymetry i spektrofotometry (mierzące stosunek natężeń dwóch wiązek światła) oraz przede wszystkim spektrografy szczelinowe (zaopatrzone w fotoelektryczne mierniki czasu ekspozycji), diskutowane w dalszym ciągu niniejszego artykułu. Stosowanie — zwłaszcza w noce księżycowe i przy częściowo zachmurzonym niebie — powyższych, najlepiej nadających się do naszych warunków klimatycznych przyrządów umożliwi kilkakrotnie bardziej wydajne niż dotychczas wykorzystanie posiadanych przez nas teleskopów.

Zastosowania spektrografu szczelinowego, będącego niewątpliwie obok teleskopu najbardziej podstawowym przyrządem astrofizycznym, są tak rozległe, że wymienianie ich w tym miejscu nie byłoby celowe. Wystarczy stwierdzić, że łącznie wszystkie wielkie teleskopy przynajmniej 75% swojego czasu poświęcają obecnie obserwacjom ze spektrografami szczelinowymi. Dla licznych spośród tych obserwacji, jak to będzie wykazane w dalszym ciągu, rozmiary teleskopu w ogóle nie są istotne; obserwacje te mogą być z równym powodzeniem i w równie krótkim czasie wykonywane przy pomocy niewielkiego teleskopu, ale zaopatrzonego w bardzo dobry spektrograf. Obserwacje takie wy-

*W przypadku teleskopu o ogniskowej $F_{tel} = 180$ cm obrazy gwiazd lub ich widm są w pełni ostre przy średnicach rozmytych przez turbulencję obrazów gwiazd $\beta \leq 2,3$, jeśli zdolność rozdzielcza kliszy jest 0,02 mm.

konuje się tylko dlatego przy pomocy wielkich teleskopów, że — niestety — mało jest niewielkich teleskopów, zaopatrzonych w dobre spektrografy.

W Polsce astrofizyczny spektrograf pracował jedynie przez krótki czas bezpośrednio przed wojną na 45 cm teleskopie zwierciadłowym Obserwatorium w Wilnie (Iwanowska 1946); dalsze wykorzystanie tego wysokiej jakości, zbudowanego w Polsce, spektrografu uniemożliwiła wojna. Obecnie szczelinowy spektrograf siatkowy dla teleskopu 90 cm budowany jest w Obserwatorium Toruńskim.

2. SPEKTROGRAFY, W KTÓRYCH STRATY ŚWIATŁA GWIAZDY NA SZCZELINIE SĄ ZANIEDBYWALNIE MAŁE

A. SZCZELINA SPEKTROGRAFU

Wskutek turbulencji atmosferycznej obraz gwiazdy w ognisku teleskopu jest drgającą, rozmytą plamą. Rozkład uśrednionego po czasie oświetlenia w obrazie gwiazdy na płaszczyźnie ogniskowej xy jest dobrze opisywany przez dwuwymiarowy rozkład gaussowski:

$$i = i_0 \exp - \left[\frac{x^2 + y^2}{(1,8\beta)^2} \right], \quad (1)$$

gdzie β nazywać będziemy średnicą obrazu gwiazdy i i wyrażać w mierze kątowej (Bowen 1962). Tylko w wyjątkowo korzystnych warunkach atmosferycznych β jest mniejsze od 1 sekundy kątowej, średnia zaś jej wartość jest rzędu 2''; przy dużej turbulencji średnica obrazu gwiazdy może sięgać nawet kilkudziesięciu sekund.

Jeśli chcemy, aby straty światła gwiazdy na szczelinie spektrografu były zaniedbywalnie małe, szerokość szczeliny musi być większa niż β . Układ optyczny spektrografu tworzy obrazy szczeliny na kliszy fotograficznej, przy czym obrazy w poszczególnych długościach fali są przesunięte względem siebie, tworząc widmo. Światło gwiazdy jest tylko wówczas ekonomicznie wykorzystane, gdy szerokość powstającego na kliszy obrazu szczeliny oświetlonej światłem monochromatycznym jest równa zdolności rozdzielczej kliszy fotograficznej. Ta zdolność rozdzielcza R , zdefiniowana jako najmniejsza możliwa odległość pomiędzy nie zlewającymi się ze sobą obrazami dwóch sfotografowanych na kliszy cienkich linii, wynosi dla czułych klisz, stosowanych w astrofizyce, około 0,02 mm.

Liniowa średnica obrazu gwiazdy w ognisku teleskopu, wynosząca βF_{tel} , gdzie F_{tel} jest ogniskową teleskopu, zaś β wyrażone jest w radianach, jest zazwyczaj większa od zdolności rozdzielczej kliszy; jeśli np. $F_{tel} = 12$ metrów, obraz gwiazdy ma przy przeciętnej turbulencji średnicę 0,12 mm. Układ optyczny spektrografu powinien więc wytwarzać na kliszy zmniejszony obraz szczeliny. Układ ten składa się: 1) z kolimatora, zmieniającego rozbieżną wiązkę

światła biegnącą od szczeliny w wiązkę równoległą, 2) z elementu rozszczepiającego światło (pryzmatu lub siatki dyfrakcyjnej), oraz 3) z obiektywu kamery spektrografu, tworzącego obraz widma na kliszy fotograficznej lub na katodzie przetwornika elektronowo-optycznego. Ponieważ wiązka monochromatyczna, biegnąca pomiędzy kolimatorem a kamerą, jest wiązką równoległą, oczywiste jest, że powstający na kliszy obraz szczeliny jest zmniejszony o czynnik równy stosunkowi światłosiły kolimatora równej D_{kol}/F_{kol} do światłosiły obiektywu kamery, równej D_{kam}/F_{kam} ; przez D oraz F oznaczone są średnice oraz ogniskowe odpowiednich układów optycznych. Jeśli zatem szerokość szczeliny wynosi βF_{tel} , zaś szerokość obrazu szczeliny jest równa zdolności rozdzielczej R , zachodzi związek

$$\frac{\text{szerokość obrazu szczeliny}}{\text{szerokość szczeliny}} = \frac{R}{\beta F_{tel}} = \frac{F_{kam} D_{kol}}{F_{kol} D_{kam}} \quad (2)$$

B. KOLIMATOR

Aby światło gwiazdy biegło przez optykę spektrografu tą samą drogą, co światło źródła, dającego widmo porównawcze (jest nim najczęściej przy dużych dyspersjach łuk elektryczny o żelaznych elektrodach, przy małych dyspersjach – rurka geisslerowska, wypełniona helem lub rtęcią), światłosiła kolimatora powinna być równa światłosile teleskopu, tj.:

$$D_{kol}/F_{kol} = D_{tel}/F_{tel} \quad (3)$$

Ugięcie światła na szczelinie spektrografu powoduje wówczas, że część światła gwiazdy nie trafia do kolimatora; jak wykazuje Bowen (1962), wynikająca stąd względna strata światła, gdy spełnione są warunki (2) i (3), wynosi $\lambda F_{kam}/2RD_{kam}$, czyli dla $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ wynosi $F_{kam}/80 D_{kam}$, a więc dla $F_{kam}/D_{kam} < 4$ nie przekracza 5%.

Gdy spektrograf umieszczony jest w ognisku *coudé*, światłosiła teleskopu jest przy pracy w tym ognisku tak mała, że kolimator spektrografu może być sferycznym wklęsłym zwierciadłem (różnica pomiędzy zwierciadłem paraboloidalnym i sferycznym jest bowiem zaniedbywalna przy światłosilach mniejszych niż 1:15). Szczelina spektrografu umieszczona jest poza osią optyczną takiego kolimatora, aby skolimowana wiązka nie wracała ku szczelinie; aberracje pozaosiowe zwierciadła (koma i astygmatyzm) przy tak małej światłosile są bardzo niewielkie.

Gdy spektrograf pracuje w ognisku Cassegraina, światłosiła kolimatora i teleskopu jest zwykle nieco większa, a cały spektrograf powinien być niewielkich rozmiarów; z tych względów najlepszym kolimatorem jest wówczas odwrócony teleskop Cassegraina: światło biegnące ze szczeliny przechodzi przez otwór we wklęsłym zwierciadle kolimatora, po czym odbija się najpierw od wypukłego, następnie od wklęsłego zwierciadła (rys. 2).

C. KAMERA

Podstawiając zależność (3) do równania (2) otrzymujemy wzór:

$$\frac{D_{\text{kam}}}{F_{\text{kam}}} = \frac{\beta D_{\text{tel}}}{R}, \quad (4)$$

dający najmniejszą światłosilę kamery spektrografu, przy której światło gwiazdy jest w pełni wykorzystane. Obliczone z tego wzoru światłosile, odpowiadające różnym wartościom D_{tel} oraz β , podane są w tabeli 1. Wzór (4) i tabela 1 wykazują, że im większy jest teleskop, tym większą światłosilę musi mieć kamera spektrografu, jeśli chcemy uniknąć strat światła gwiazdy na szczelinie spektrografu. Przy przeciętnej turbulencji ($\beta = 2''$) teleskop 5-metrowy musi być zaopatrzony w kamerę o światłosile powyżej 1:0,4, której wykonanie jest na granicy możliwości współczesnej optyki. Ten fakt jest poważnym argumentem przeciwko budowaniu teleskopów o średnicach większych, niż 5 metrów.

Do najlepszych spośród kamer o wielkiej światłosile, które konieczne są zwłaszcza dla wielkich teleskopów, należą kamery Schmidta z grubym zwierciadłem (Hendrix 1939, Minkowski 1944, Bowen 1960), w których klisza fotograficzna przyklejana jest olejkim immersyjnym do płasko-wypukłej soczewki, której poaluminowana wypukła powierzchnia stanowi zwierciadło kamery (rys. 3). Wskutek załamania nachylonych do osi optycznej wiązek światła przy przechodzeniu przez płaską powierzchnię tej soczewki, skala obrazu na kliszy, a tym samym określona przez skalę obrazu efektywna ogniskowa kamery, jest zmniejszona o czynnik n równy współczynnikowi załamania szkła, z którego wykonana jest soczewka. Istnieją liczne modyfikacje takiej kamery (np. Buzawa 1961); w niektórych z nich płyta korekcyjna zastąpiona jest meniskiem o sferycznych powierzchniach, a klisza fotograficzna nie musi być wyginana (Popov 1961, 1962). Dla światłosil 1:1 i mniejszych stosowane są w obserwatoriach Haute-Provence i Mt. Stromlo kamery Arnulfa-Lyota z podwójnym meniskiem, zastępującym asferyczną płytę korekcyjną (Arnulf 1943, Fehrenbach 1960).

D. DYSPERSJA

Zdolność rozszczepiająca pryzmatu lub siatki dyfrakcyjnej określana jest przez dyspersję kątową $\sigma = d\varphi/d\lambda$ (wyrażaną w radianach/Å), gdzie λ jest długością fali, zaś φ jest kątem ugięcia, tj. kątem, jaki tworzy wychodzący promień świetlny z prostą prostopadłą do powierzchni siatki lub do tylnej ścianki pryzmatu. Natomiast podstawową cechą charakterystyczną widma, otrzymywanego na kliszy fotograficznej jest odwrotna dyspersja liniowa K , (ang. *linear reciprocal dispersion*), wyrażana w Å/mm i związana z dyspersją kątową i ogniskową kamery spektrografu związkiem:

$$K = 1/\alpha F_{k_{am}}. \quad (5)$$

Podstawiając tu $F_{k_{am}}$ wynikające z wzoru (4), otrzymujemy następujący wzór na największą odwrotną dyspersję liniową K , przy której straty światła gwiazdy na szczelinie spektrografu są zaniedbywalnie małe:

$$K = \frac{\beta D_{tel}}{R \alpha D_{k_{am}}}. \quad (6)$$

Ponieważ β oraz R są wielkościami niezależnymi od konstruktora spektrografu, widzimy, że największa dyspersja liniowa ($1/K$), przy której spektrograf wydajnie pracuje, jest tym większa, im większy jest iloczyn $\alpha D_{k_{am}}$; należy więc dążyć do tego, aby iloczyn ten przyjmował jak największą wartość.

E. PRYZMATY

Dyspersja kątowa pryzmatu o kącie łamiącym γ dana jest znanym wzorem:

$$\alpha = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{2 \sin(\gamma/2)}{[1 - n^2 \sin^2(\gamma/2)]^{1/2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (7)$$

Dla odznaczającego się wysoką dyspersją kątową szkła flintu F2 dla $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ jest $n = 1,62$ oraz $dn/d\lambda \cong 6,3 \cdot 10^{-6} \text{ \AA}^{-1}$; w praktyce maksymalny możliwy kąt łamiący pryzmatu, dającego się zastosować w spektrografie wynosi $\gamma = 60^\circ$. W tych warunkach dla 5000 \AA dyspersja kątowa pryzmatu wynosi $\alpha \cong 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ rad/\AA}$; dla 3800 \AA dyspersja jest 2,6-krotnie większa, zaś dla 7000 \AA jest 3-krotnie mniejsza od powyższej. Dyspersja kątowa może być zwiększona przez stosowanie dwóch lub trzech pryzmatów, rosną jednak wówczas straty światła przez odbicie od powierzchni pryzmatów (wskutek skośnego padania strata około 10% na każdej powierzchni, jeśli nie jest stosowany nalot przeciwodblaskowy) i absorpcję. Absorpcja w pryzmatach z flintu jest dość znaczna i silnie wzrastająca ku ultrafioletowi; np. dla flintu F2 firmy Schott absorpcja wynosi 4%/10 cm dla 4500 \AA , zaś 11%/10 cm dla 4000 \AA (Dunham 1956). Z tego względu przy stosowaniu trzech pryzmatów nie jest opłacalne, aby podstawa każdego z nich (równa w przybliżeniu średnicy obiektywu kamery spektrografu) przekraczała 150 mm. Dla trzech pryzmatów z flintu, o podstawie 150 mm każdy, iloczyn $\alpha D_{k_{am}}$ dla 5000 \AA nie przekracza więc $0,005 \text{ mm} \cdot \text{rad/\AA}$, czyli wobec wzoru (6) przy $\beta = 2''$ oraz $D_{tel} = 900 \text{ mm}$ odwrotna dyspersja liniowa musi być $K \geq 90 \text{ \AA/mm}$ dla 5000 \AA , jeśli straty światła na szczelinie mają być zaniedbywalne. Jedynie więc przy małych dyspersjach spektrograf pryzmatyczny może pracować wydajnie.

F. SIATKA DYFRAKCYJNA

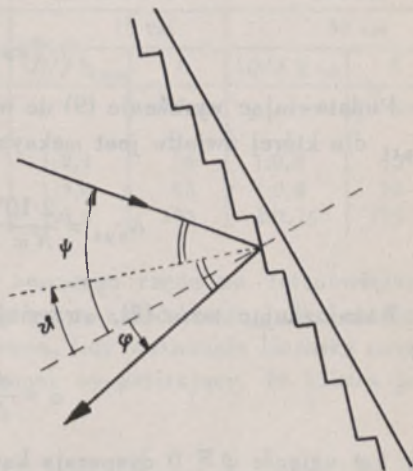
Dyspersję kątową znacznie większą niż przy pomocy układu pryzmatów uzyskać można przy pomocy siatki dyfrakcyjnej. W spektrografach astrofizycznych stosowane są niemal wyłącznie płaskie odbijające siatki dyfrakcyjne; wklęsłe siatki odbijające dają gorsze rezultaty ze względu na wprowadzany przez nie astygmatyzm i niemożność uzyskania dużej światłości.

Kąt padania Ψ światła na płaską siatkę dyfrakcyjną i kąt ugięcia φ (liczony po przeciwnej stronie prostej prostopadłej do siatki, niż kąt padania; rys. 1) związane są zależnością, zwaną równaniem siatki:

$$|\sin \Psi - \sin \varphi| = 10^{-7} N m \lambda, \quad (8)$$

gdzie N jest liczbą rowków na siatce przypadających na milimetr, m jest liczbą całkowitą nazywaną rzędem widna, zaś λ jest długością fali wyrażoną w \AA .

Stosowanie siatek dyfrakcyjnych w spektrografach astrofizycznych zaczęło być opłacalne dopiero wtedy, gdy R.W. Wood opracował w 1936 r. (por. P.A.S.P., 49, 355, 1937) technikę wykonywania siatek profilowanych (ang. *blazed gratings*), skupiających 60 do 70% padającego na siatkę światła w jednym rzędzie widna. Siatki takie wykonywane są przez nacinanie diamentem w cienkiej warstewce aluminium napyłonej na płasko równoległą płytę pyreksową lub kwarcową równoległych rowków o płaskich powierzchniach, tworzących z powierzchnią płyty kąt ψ zwany kątem odbłyску (ang. *blaze angle*, rys. 1), zwykle nie przekraczający kilkunastu stopni. Oryginalnym siatkom nie ustępują w istotny sposób jakością repliki, będące poaluminowanymi odbitkami oryginalnych siatek w cienkiej warstwie plastiku osadzonej na płycie z pyreksu lub kwarcu topionego. Najlepsze z takich replik produkowane są przez firmę Bausch and Lomb. Cena ich proporcjonalna jest do powierzchni; np. replika o naciętej powierzchni 65 mm \times 76 mm mająca 600 rowków/mm kosztuje 325 dolarów. Największe repliki produkowane przez tę firmę mają rozmiary 154 mm \times 206 mm (pierwszy wymiar w kierunku równoległym do rys.) i kosztują 2160 dolarów (por. Harrison i Stroke 1960). Wysokiej jakości siatki mogą mieć do 2000 rowków/mm, jednakże stopień koncentracji światła w jednym rzędzie widna maleje ze wzrostem gęstości rowków, gdy przekracza ona 600/mm i gdy odległość pomiędzy rowkami staje się porównywalna z długością fali światła.



Rys. 1. Ugięcie światła przy odbiciu od profilowanej siatki dyfrakcyjnej o kącie odbłyску ψ

Profilowana siatka dyfrakcyjna koncentruje światło z maksymalną wydajnością, wynoszącą 60 do 70%, w tym kierunku, w którym biegnie światło, odbite od powierzchni każdego poszczególnego rowka siatki pod kątem równym kątowni padania na ten rowek. Zachodzi to dla kąta ugięcia φ_{opt} związanego z kątem padania Ψ i kątem odbłyску \mathcal{V} (mierzonym w kierunku wskazanym na rys. 1) związkiem $\varphi_{opt} + \mathcal{V} = \Psi - \mathcal{V}$, czyli:

$$\varphi_{opt} = \Psi - 2\mathcal{V}. \quad (9)$$

Podstawiając wyrażenie (9) do równania siatki (8) otrzymujemy długość fali λ_{opt} , dla której światło jest maksymalnie koncentrowane w widmie m -go rzędu:

$$\lambda_{opt} = \frac{2 \cdot 10^7}{Nm} |\sin \mathcal{V} \cos (\Psi - \mathcal{V})|. \quad (10)$$

Różniczkując wzór (8), otrzymujemy dyspersję kątową siatki dyfrakcyjnej:

$$\alpha = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{10^{-7} N m}{\cos \varphi}; \quad (11)$$

gdy kąt ugięcia $\varphi \cong 0$ dyspersja kątowa staje się niezależna od długości fali, co jest wygodną okolicznością, skłaniającą do częstego stosowania przy konstruowaniu spektrografów rozwiązań, przy których ten warunek jest spełniony. Siatka o 600 rowkach/mm w 2-im rzędzie daje dyspersję kątową $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-4}$ rad/Å, czyli przy szerokości siatki wynoszącej 206 mm (równej średnicy obiektywu kamery spektrografu) jest $\alpha D_{kam} = 0,025$ mm·rad/Å, a więc 5-krotnie więcej niż maksymalna wartość αD_{kam} dla trzech przyzmatów 60° z flintu dla 5000 Å. Przy $\beta = 2''$ oraz $D_{tel} = 900$ mm straty światła na szczeliny spektrografu z taką siatką są zanedbywalnie małe jeśli tylko odwrotna dyspersja liniowa spełnia nierówność $K \geq 18$ Å/mm.

W tabeli 1 podane są, w zależności od D_{tel} , D_{kam} oraz β wartości odwrotnej dyspersji liniowej K , dla której straty światła na szczeliny spektrografu są zanedbywalnie małe, gdy dyspersja kątowa siatki dyfrakcyjnej wynosi $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-4}$ rad/Å. Dla 5-metrowego teleskopu na Mt. Palomar przyjęte jest $D_{kam} = 300$ mm, ponieważ w spektrografie, znajdującym się w ognisku *coudé* tego teleskopu stosowana jest – wobec niemożności uzyskania jednej siatki odpowiednio dużych rozmiarów – mozaika z czterech siatek dyfrakcyjnych o rozmiarach 140 mm \times 175 mm każda (Bowen 1962).

G. ŚWIATŁOMIERZ FOTOELEKTRYCZNY

Jeśli spektrograf ma pracować również przy częściowo zachmurzonym niebie, niezbędne jest zaopatrzenie go w fotoelektryczny miernik czasu ekspozycji (Babcock 1950, Warren i Argyle 1957); w przypadku spektrografu siatko-

Tabela 1

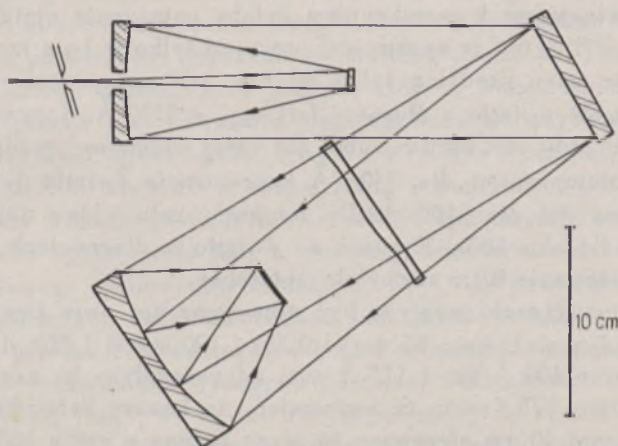
Światłosila kamery spektrografu i odwrotna dyspersja liniowa K , przy których straty światła gwiazdy na szczelinie spektrografu są zaniedbywalnie małe; przyjęta dyspersja kąтова $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-4}$ rad/ \AA (jaką daje np. siatka o 600 rowkach na mm w 2-im rzędzie) i zdolność rozdzielcza kliszy 0,02 mm; β jest średnicą kątową obrazu gwiazdy.

| D_{tel} | 90 cm | | 90 cm | | 200 cm | | 500 cm | |
|------------------|----------------------|------------------------|----------------------|------------------------|----------------------|------------------------|----------------------|------------------------|
| D_{kam} | 7 cm | | 15 cm | | 15 cm | | 30 cm | |
| β | $(D/F)_{\text{kam}}$ | K | $(D/F)_{\text{kam}}$ | K | $(D/F)_{\text{kam}}$ | K | $(D/F)_{\text{kam}}$ | K |
| | | $\text{\AA}/\text{mm}$ | | $\text{\AA}/\text{mm}$ | | $\text{\AA}/\text{mm}$ | | $\text{\AA}/\text{mm}$ |
| 1'' | 1:4,6 | 26 | 1:4,6 | 12 | 1:2,1 | 26 | 1:0,8 | 35 |
| 2'' | 1:2,3 | 52 | 1:2,3 | 24 | 1:1,0 | 53 | 1:0,4 | 70 |
| 5'' | 1:0,9 | 132 | 1:0,9 | 60 | 1:0,4 | 133 | 1:0,16 | 175 |

wego najwygodniej jest skierować widmo zerowego rzędu na fotopowielacz. Prąd z fotopowielacza ładuje kondensator, który po naładowaniu przesuwają licznik o jednostkę i zaczyna ładować się od nowa. Gdy wskazanie licznika osiągnie żadaną wartość, uruchamiany jest dzwonek sygnalizujący, że klisza jest już dostatecznie długo naświetlana.

H. PRZYKŁAD: SPEKTROGRAF DLA TELESKOPU 90 CM

Dla skonstruowania spektrografu, który ma być zainstalowany w ognisku Nasmytha (czyli „łamanym” ognisku Cassegraina) teleskopu 90 cm w Obserwatorium w Piwnicach k. Torunia, zamówiona została w firmie Bausch and Lomb siatka dyfrakcyjna (replika) o naciętej powierzchni 65 mm \times 76 mm, mająca 600 rowków/mm i kąt odbłyśku 13°. Jako kolimator mógłby służyć odwrócony teleskop Cassegraina (rys. 2) o światłosile 1:15 równej światłosile teleskopu



Rys. 2. Spektrograf siatkowy o odwrotnej dyspersji 120 $\text{\AA}/\text{mm}$ w 2-im rzędzie, zaopatrzony w kamerę Schmidta 1:0,8; kolimatorem jest odwrócony teleskop Cassegraina

i o średnicy głównego zwierciadła $D_{kol} = 65$ mm. Przy kącie padania światła na siatkę $\Psi = 30^\circ$, jak wynika z wzorów (9) i (10), pod optymalnym kątem ugięcia $\varphi_{opt} = 4^\circ$ biegnie światło o długościach fali $\lambda_{opt} = 7200 \text{ \AA}$ (widmo 1-go rzędu) oraz $\lambda_{opt} = 3600 \text{ \AA}$ (widmo 2-go rzędu). Stopień koncentracji światła spada w przybliżeniu do połowy wartości maksymalnej dla tej długości fali, dla której kąt ugięcia w obu sąsiednich rzędach różni się o tyle samo od φ_{opt} (Bowen 1962). W naszym przykładzie będzie to zachodzić dla widm 1-go i 2-go rzędu dla $\lambda = 4800 \text{ \AA}$, a zatem dla długości fali krótszych od 4800 \AA bardziej opłacalne jest fotografowanie widm 2-go rzędu, najlepiej na tzw. kliszach nieuczulanych, tj. czułych tylko na światło o długościach fali mniejszych niż 5000 \AA (np. klisze Kodaka IIa-0 lub 103a-0). Spadek koncentracji światła w widmie 2-go rzędu ze wzrostem długości fali może być okolicznością korzystną, gdyż kompensuje wzrost natężenia światła z długością fali, obserwowany u większości gwiazd w niebieskiej części widma; widmo może być dzięki temu bardziej równomiernie zaczernione. Przy fotografowaniu widma 1-go rzędu stosowany byłby szklany filtr Schotta GG 14, pochłaniający światło o długościach fali krótszych niż 4800 \AA , oraz klisze Kodaka I-N czułe na promieniowanie o długościach fali krótszych niż 8900 \AA .

Ze względu na stosunkowo dużą turbulencję atmosferyczną w Polsce, zwłaszcza przy niebie częściowo pokrytym chmurami, korzystne byłoby stosowanie spektrografu w warunkach, przy których straty światła gwiazdy na szczeliny spektrografu są zanedbywalnie małe. W tym celu można by wyposażyć opisany wyżej spektrograf w dwie kamery Schmidta, obie o średnicy płyty korekcyjnej $D_{kam} = 90$ mm i o ogniskowych 70 mm (1:0,8) oraz 185 mm (1:2,1); dadzą one odwrotne dyspersje liniowe: w 2-gim rzędzie 120 \AA/mm (odpowiednia do klasyfikacji MK) i 45 \AA/mm , zaś w 1-ym rzędzie (w podczerwieni) 240 \AA/mm i 90 \AA/mm . Z krótkoogniskową kamerą w drugim rzędzie straty światła gwiazdy na szczeliny byłyby zanedbywalne nawet przy średnicy obrazów gwiazd $\beta = 5''$, zaś z długoogniskową kamerą — przy $\beta = 2''$.

Innym rozwiązaniem konstrukcyjnym byłoby ustawienie siatki tak, aby kąt padania wynosił $\Psi = 60^\circ$, a spektrograf pracował tylko w 1-ym rzędzie. Wówczas kolimator może mieć średnicę tylko 40 mm; pod optymalnym kątem ugięcia $\varphi_{opt} = 34^\circ$ biegnie światło o długości fali $\lambda_{opt} = 5100 \text{ \AA}$. Koncentracja światła w widmie 1-go rzędu jest bardzo dobra dla całej widzialnej części widma i bliskiego ultrafioletu; nawet dla 3400 \AA koncentracja światła jest tylko około 2-krotnie gorsza niż dla 5100 \AA . Do fotografowania widma najkorzystniejsze byłyby klisze Kodaka 103a-F czułe na światło o długościach fali krótszych niż 6900 \AA ; stosowanie filtru nie byłoby potrzebne.

Przy tym rozwiązaniu mogłyby być stosowane np. dwie kamery o średnicy $D_{kam} = 65$ mm i ogniskowych 35 mm (1:0,55) i 120 mm (1:1,85), dające odwrotne dyspersje liniowe 400 \AA/mm i 115 \AA/mm ; odpowiadałyby im szerokości szczeliny $\beta = 8''$ oraz $2''/5$ (warto tu wspomnieć, że kamery Schmidta o światłosile 1:0,5 i ogniskowej 40 mm oferowane są przez Zeissa w cenie 1825 rubli). W połączeniu z bardziej światłosilną kamerą spektrograf miałby podobne własności

do spektrografu nebularnego (Mayall 1936, Mayall i Wyse 1941) o odwrotnej dyspersji 430 \AA/mm dla $H\gamma$ (4340 \AA) pracującego od wielu lat z wielkim powodzeniem na 90 cm teleskopie Crossleya w Obserwatorium Licka. Spektrograf Crossleya, przy pomocy którego opracowano m.in. mający podstawowe znaczenie katalog prędkości radialnych galaktyk (Humason, Mayall i Sandage 1956) ma 2 pryzmaty ze szkła uwiolowego, $D_{kol} (\cong D_{kam}) = 45 \text{ mm}$, $F_{kam} = 60 \text{ mm}$ (1:1,33), a zatem wobec wzoru (3) straty światła na szczelinie są zanedbywalne przy $\beta \leq 3''/4$; jeśli więc średnica kątowna obrazu gwiazdy lub galaktyki wynosi np. $8''$, ilość światła przepuszczanego przez szczelinę spektrografu Crossleya jest około 2-krotnie mniejsza, niż przez szczelinę opisanego wyżej spektrografu z kamerą o światłosile 1:0,55.

Do teleskopu toruńskiego można by również dla uzyskania odwrotnej dyspersji 290 \AA/mm przy $H\gamma$ zastosować spektrograf produkowany przez Zeissa z 2-ma pryzmatami ze szkła uwiolowego UBK7 i kamerą 1:1,5 (Rös chke 1957), w którym jedynie należałoby zastąpić kolimator o średnicy 45 mm i światłosile 1:5 małym, bardzo łatwym do wykonania, odwróconym teleskopem Cassegraina o tej samej średnicy i światłosile 1:15. Spektrograf ten był początkowo skonstruowany dla teleskopu 188 cm w Canberze, lecz miał zdecydowanie zbyt małą dla tak dużego teleskopu średnicę kolimatora; dla teleskopu 90 cm nadawałby się on jednak pierwszorzędnie, umożliwiając stosowanie szczeliny o szerokości $\beta = 3''$

3. SPEKTROGRAFY O DUŻEJ DYSPERSJI

Obok odwrotnej dyspersji liniowej drugą podstawową wielkością, charakteryzującą spektrograf, jest jego szybkość (ang. *speed*) l , którą zdefiniował Bowen (1952, 1962) jako stosunek energii padającej na jednostkę powierzchni kliszy, na której fotografowane jest widmo, do energii w przedziale długości fali $\Delta\lambda = 1 \text{ \AA}$ otrzymywanej przez okrągły obszar o jednostkowej średnicy, znajdujący się na powierzchni głównego zwierciadła teleskopu. Przy danym czasie ekspozycji jasność najślabszych gwiazd, których widmo można sfotografować na danych kliszach jest odwrotnie proporcjonalna do szybkości spektrografu. Dyskutując szybkość spektrografu, Bowen wyróżnia 3 przypadki:

PRZYPADEK A zachodzi w rozpatrzonej w poprzednim paragrafie sytuacji, w której straty światła gwiazdy na szczelinie spektrografu są zanedbywalnie małe. Szybkość spektrografu jest w tym przypadku równa stosunkowi kwadratu średnicy głównego zwierciadła teleskopu, D_{kol}^2 , do powierzchni S tej części kliszy fotograficznej, która oświetlana jest przez światło o długościach fali zawartych w przedziale o szerokości 1 \AA . Ponieważ dla zwiększenia dokładności pomiarów spektrofotometrycznych i lepszej widzialności linii spektralnych widmo zazwyczaj jest poszerzane przynajmniej do szerokości $W = 0,1 \text{ mm}$ przez przesuwanie obrazu gwiazdy wzdłuż szczeliny w czasie ekspozycji, powierzchnia S równa jest W/K . Zatem szybkość spektrografu w przypadku A jest:

$$I = K D_{tel}^2 / W. \quad (12)$$

PRZYPADK B zachodzi gdy widmo jest poszerzane, zaś średnica obrazu gwiazdy β jest większa od szerokości szczeliny β_s . Szybkość spektrografu jest w tym przypadku równa w przybliżeniu wartości danej wzorem (12) pomnożonej przez stosunek szerokości szczeliny do średnicy obrazu gwiazdy na szczeliny. Obliczając szerokość szczeliny z wzoru (6), w którym β zastąpione zostało przez β_s , znajdujemy szybkość spektrografu w przypadku B:

$$I = \frac{K D_{tel}^2 \beta_s}{W \beta} = \frac{K^2 \alpha D_{kam} D_{tel} R}{W \beta}. \quad (13)$$

Szybkość spektrografu staje się w tym przypadku proporcjonalna do wielkości αD_{kam} charakteryzującej pryzmaty lub siatkę dyfrakcyjną. Przypadek B jest korzystniejszy od przypadku A przy pomiarach prędkości radialnych; w przypadku A szczelina nie jest na całej swojej szerokości oświetlona równomiernie światłem gwiazdy, wskutek czego prędkość radialna może być obciążona poważnymi błędami systematycznymi. Błąd średniego przesunięcia linii widmowych na kliszy, mierzonego w celu wyznaczenia prędkości radialnej, jest bowiem rzędu 0,5 mikrona, a więc jest znacznie mniejszy od szerokości monochromatycznego obrazu szczeliny na kliszy.

PRZYPADK C zachodzi wówczas, gdy widmo nie potrzebuje być poszerzane. Zachodzi to, gdy mierzona w kierunku prostopadłym do dyspersji szerokość monochromatycznego obrazu gwiazdy na kliszy umieszczonej w ognisku kamery spektrografu, równa $\beta D_{tel} (F_{kam}/D_{kol})$, jest większa od potrzebnej nam szerokości widma W . Wobec wzoru (5) przypadek C zachodzi więc, gdy:

$$\frac{\beta D_{tel}}{K \alpha D_{kol}} \geq W. \quad (14)$$

Przypadek C z reguły zachodzi przy fotografowaniu widm gwiazd w bardzo dużej dyspersji lub przy bardzo dużej turbulencji atmosferycznej, a przede wszystkim przy fotografowaniu, nawet w małej dyspersji, widm galaktyk, mgławic i innych obiektów o dużych średnicach kątowych β . Szybkość spektrografu w przypadku C otrzymujemy, podstawiając do wzoru (13) zamiast W szerokość monochromatycznego obrazu gwiazdy, występującą po lewej stronie nierówności (14):

$$I = \frac{K^3 \alpha^2 D_{kam} D_{kol} R}{\beta^2} \quad (15)$$

Szczególnie interesującym wnioskiem, wynikającym z wzoru (15), jest zupełna niezależność szybkości spektrografu w przypadku C od średnicy tele-

skopu. Przy fotografowaniu widm obiektów rozciągniętych lub widm gwiazd w bardzo dużej dyspersji, czas ekspozycji konieczny dla sfotografowania danego obiektu będzie jednakowy, niezależnie od tego, czy dany spektrograf zainstalujemy na dużym, czy małym teleskopie, byle tylko średnica teleskopu spełniała nierówność (14). Czas ekspozycji zależy jednak w tym przypadku bardzo silnie od rozmiarów i zdolności rozszczepiającej pryzmatów lub siatki dyfrakcyjnej.

4. ZASIĘG SPEKTROGRAFU

Przy bezpośrednim fotografowaniu nieba jasność najślabszych gwiazd, które można sfotografować przy optymalnie dobranym czasie ekspozycji zależy jedynie od ogniskowej teleskopu, czy kamery fotograficznej, nie zależy zaś od średnicy teleskopu. Jeśli o rozmiarach obrazu gwiazdy na kliszy decyduje zdolność rozdzielcza kliszy fotograficznej (co dla $\beta = 2''$ oraz $R = 0,02\text{mm}$ zachodzi dla teleskopów o ogniskowych $F_{tel} \leq 2,06$ metra), to zasięg fotograficzny teleskopu na kliszach czułych na światło o długościach fali krótszych od 5000 \AA dany jest wzorem (Baum 1962, Bowen 1962):

$$m_{pg} = 18^m 5 + 5 \log F_{tel}, \quad (16)$$

gdzie F_{tel} jest ogniskową teleskopu, wyrażoną w metrach; np. dla toruńskiego teleskopu Schmidta, dla którego $F_{tel} = 1,8$ metra wzór (16) daje graniczną $m_{pg} = 19^m 8$. Gdy natomiast ogniskowa teleskopu jest na tyle długa, że o rozmiarach obrazu gwiazdy na zdjęciu decyduje turbulencja atmosferyczna, zasięg teleskopu jest:

$$m_{pg} = 20^m 2 + \frac{5}{2} \log F_{tel}. \quad (17)$$

Optymalny czas ekspozycji, do którego odnoszą się wzory (16) i (17), jest to czas ekspozycji, przy którym tło nieba nocnego (dla którego przyjmuje się jasność powierzchniową $m_{pg} = 22^m 2$ na kwadratową sekundę kątową) daje na kliszy zacinienie o gęstości fotograficznej około 0,6, odpowiadającej początkowi prostoliniowej części charakterystyki kliszy; klisza o takim zacinieniu przepuszcza około 25% padającego światła. Dłuższe od optymalnego naświetlenie kliszy nie umożliwi wykrycia słabszych gwiazd, niż widoczne na kliszy o optymalnym czasie ekspozycji.

Optymalny czas naświetlenia jest w przybliżeniu odwrotnie proporcjonalny do czułości klisz oraz odwrotnie proporcjonalny do kwadratu światłosiły teleskopu. Na przykład przy światłosile $D_{tel}/F_{tel} = 1:3$ optymalny czas ekspozycji przy fotografii bezpośredniej lub z pryzmatem obiektywowym wynosi około 18 minut dla klisz Kodaka 103a-0 zaś około 90 minut dla klisz 103a-E z czerwonym filtrem.

Przy fotografowaniu nieba przez pryzmat obiektywowy jasność najślabszych gwiazd, które można sfotografować przy optymalnym czasie ekspozycji jest tylokrotnie większa od jasności gwiazd o wielkości gwiazdowej danej wzorem (16), ilokrotnie powierzchnia widma jest większa od powierzchni obrazu słabej gwiazdy na zdjęciu bez pryzmatu. Różnica zasięgu bez pryzmatu i przy jego użyciu jest więc równa (por. Bowen 1962):

$$\Delta m = \frac{5}{2} \log \frac{W \Delta \lambda}{K R^2}, \quad (18)$$

gdzie $\Delta \lambda$ jest przedziałem długości fali, na który czułe są klisze. Przy $F_{tel} = 1,8$ metra, $W = 0,1$ mm, $\Delta \lambda = 1200 \text{ \AA}$, $K = 400 \text{ \AA/mm}$ oraz $R = 0,02$ mm wzory (16) i (18) dają zasięg fotograficzny przy optymalnym czasie ekspozycji z pryzmatem obiektywowym $m_{pg} = 12,6$.

Przy stosowaniu spektrografu szczelinowego tło nieba nocnego jest w znacznym stopniu wyeliminowane przez szczelinę spektrografu. Wskutek tego nawet przy użyciu najczulszych klisz przy odwrotnej dyspersji 400 \AA/mm widmo tła nieba zaczyna zniekształcać widmo badanego obiektu dopiero przy kilkugodzinnych ekspozycjach; biorąc pod uwagę większe straty światła w optyce spektrografu szczelinowego znajdujemy, że zasięg uzyskiwany przy jego pomocy może być większy o 3^m do 5^m niż zasięg uzyskiwany z pryzmatem obiektywowym, zainstalowanym na podobnym co spektrograf teleskopie, przy tej samej dyspersji i szerokości widma. Przy większej dyspersji spektrografu ekspozycje mogą być proporcjonalnie dłuższe; przy dyspersjach średnich (kilkadziesiąt \AA/mm) i dużych nawet tło nieba przy Księżycu w pełni, około 10-krotnie jaśniejsze (Baum 1962) niż w noc bezksiężycową, nie przeszkadza przy wielogodzinnych ekspozycjach.

Przy długich ekspozycjach, stosowanych w spektrografach szczelinowych, zdecydowanie najczulszymi kliszami są czułe na światło o długościach fali krótszych niż 5000 \AA klisze Kodaka IIa-0, bezpośrednio przed ekspozycją grzane dla zwiększenia czułości przez 3 doby w temperaturze 50°C . Klisze te mają wykładnik Schwarzschilda bardzo bliski jedności i przy kilkugodzinnych ekspozycjach czułość ich jest około 5-krotnie większa niż klisz 103a-0, powszechnie stosowanych do bezpośredniego fotografowania nieba z kilku- lub kilkunastominutowymi ekspozycjami (por. Felgett 1958, Walker 1964). Wydajność kwantowa grzanych klisz IIa-0 sięga 1%. Dla tych klisz zasięg spektrografu szczelinowego o szybkości l przy ekspozycji t godzin wynosi:

$$m_{pg} = 14,8 + \frac{5}{2} \log (l t / 10^{10}), \quad (19)$$

jeśli optyka teleskopu i spektrografu przepuszcza 30% padającego światła (nie biorąc pod uwagę strat światła na szczelinie); przy liczeniu l jako jednostka

Tabela 2

Zasięg spektrografu przy 3-godzinnej ekspozycji na grzanych kliszach IIa-0 i szerokości widma $W = 0,1$ mm; przyjęta dyspersja kąтова $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-4}$ rad/Å (jaką daje np. siatka o 600 rowkach na mm w 2-im rzędzie) oraz przepuszczalność 30% optyki teleskopu i spektrografu (nie licząc strat światła na szczelinie); β jest średnicą kątową obrazu gwiazdy

| D_{tel} | | 90 cm | | 90 cm | | 200 cm | | 500 cm | |
|-----------|-------------|--------------------|--------|--------------------|--------|--------------------|--------|--------------------|--------|
| D_{kam} | | 7 cm | | 15 cm | | 15 cm | | 30 cm | |
| K | β | m_{pg} | przyp. | m_{pg} | przyp. | m_{pg} | przyp. | m_{pg} | przyp. |
| 400 Å/mm | $\leq 10''$ | 14 ^m ,6 | A | 14 ^m ,6 | A | 16 ^m ,3 | A | 18 ^m ,4 | A |
| 100 Å/mm | $\leq 2''$ | 13,1 | A | 13,1 | A | 14,8 | A | 17,0 | A |
| | $5''$ | 12,9 | B | 13,1 | A | 14,6 | B | 16,4 | B |
| 25 Å/mm | 1'' | 11,6 | AB | 11,6 | A | 13,3 | AB | 15,2 | B |
| | 2'' | 10,8 | B | 11,6 | AB | 12,5 | B | 14,4 | B |
| | 5'' | 9,5 | C | 10,6 | B | 11,2 | C | 12,7 | C |
| 7 Å/mm | 1'' | 8,8 | BC | 9,7 | B | 10,4 | BC | 11,9 | C |
| | 2'' | 7,3 | C | 9,0 | BC | 9,0 | C | 10,4 | C |
| | 5'' | 5,4 | C | 7,2 | C | 7,2 | C | 8,6 | C |

Uwaga: przy widmie nie poszerzanym w przypadku A uzyskuje się zasięg większy o 17^m od podanego w powyższej tabeli.

długości przyjmowany jest milimetr i tylko α oraz K wyrażane są w rad/Å oraz Å/mm. Obliczany z wzorów (12), (13), (15) i (19) zasięg kilku przykładowych spektrografów o dyspersji kątowej $\alpha = 1,2 \cdot 10^{-4}$ (jaką daje np. siatka o 600 rowkach/mm w 2-im rzędzie) przy 3-godzinnej ekspozycji na grzanych kliszach IIa-0 i przy szerokości widma $W = 0,1$ mm zestawiony jest w tabeli 2 dla różnych wartości średnicy kątowej β rozmytego przez turbulencję obrazu gwiazdy. Przy każdej wartości zasięgu podane jest, któremu z rozpatrywanych wyżej przypadków A, B, C dana sytuacja odpowiada.

Wyraz stały we wzorze (19) i wartości zasięgu podane w tabeli 2 opierają się na opublikowanych czasach ekspozycji dla różnych spektrografów, w których stosowane były grzane klisze IIa-0 (np. Humason et al. 1956, Preston 1959, Fehrenbach 1960, Preston i Paczyński 1964; por. też Hiltner 1956); te same wyniki daje również bezpośrednie obliczenie zasięgu (Baum 1962) przy założeniu wydajności kwantowej 1%.

Przy widmach nie poszerzanych uzyskuje się w przypadku A zasięg większy o 17^m od podanego w tabeli 2; wynika stąd, że przy 6-godzinnej ekspozycji na grzanych kliszach IIa-0, stosując spektrograf o odwrotnej dyspersji 400 Å/mm zainstalowany na teleskopie 90 cm można uzyskać nieposzerzone widmo gwiazdy, dla której $m_{pg} = 17^m0$. W istocie przy pomocy spektrografu nebularnego o takiej dyspersji, zainstalowanego na 90 cm teleskopie Crossleya,

uzyskiwano dzięki małym stratom światła w tym spektrografie (nałot przeciwodblaskowy) widma nawet jeszcze znacznie słabszych gwiazd i galaktyk, sięgając w niektórych przypadkach do $m_{pg} = 20^m$.

Wobec znacznej szerokości szczeliny przy tak małych dyspersjach nie można – jak to się czyni przy większych dyspersjach – kontrolować położenia obrazu gwiazdy na szczelinie oglądając odbicie brzegów tego obrazu od wypolerowanych i poalumiowanych powierzchni szczęk szczeliny. Dla kontroli, czy słaby obiekt znajduje się we właściwym miejscu na szczelinie, wsuwa się więc co pewien czas w wiązkę światła za szczeliną pryzmat, kierujący całe światło tego obiektu do okularu (Humason, Mayall i Sandage 1956).

Oglądając tabelę 2 warto zwrócić uwagę na to, że wobec niezależności zasięgu w przypadku C od średnicy teleskopu, przy dyspersji 7 \AA/mm i $\beta \geq 2'$ zasięg jest taki sam dla teleskopu 90 cm, co dla 2-metrowego lub większego, jeśli tylko siatka dyfrakcyjna jest w obu przypadkach taka sama. A więc np. umieszczając w ognisku 90 cm teleskopu spektrograf taki, jak spektrograf *coudé* 3-metrowego teleskopu obserwatorium Licka ($D_{kol} = 165 \text{ mm}$), przy dyspersjach większych niż 7 \AA/mm czas ekspozycji potrzebny dla sfotografowania widma określonej gwiazdy będzie dla 90 cm teleskopu taki sam, jak dla teleskopu 3-metrowego. Wynika stąd, że ogromnie opłacalne jest instalowanie na niewielkich teleskopach bardzo dobrych spektrografów, dających dużą dyspersję.

5. ZASTOSOWANIA PRZETWORNIKÓW ELEKTRONOWO-OPTYCZNYCH W SPEKTROGRAFACH

Przetworniki elektronowo-optyczne typu Lallemanda, stosujące elektronografię (por. K. Serkowski, *Postępy Astronomii*, 10, 171) umożliwiają 15-krotne skrócenie czasu ekspozycji w porównaniu z grzanymi kliszami IIa-0, dla światła o długościach fali około 4000 \AA (Walker 1964). Dla bliskiej podczerwieni czas ekspozycji może uléć skróceniu o czynnik kilka tysięcy. Korzyści ze stosowania przetworników są więc oczywiste.

Przy małych dyspersjach stosowanie przetworników jest poważnie utrudnione przez to, że wskutek braku miejsca nie jest możliwe umieszczanie przetwornika w ognisku kamery Schmidta w spektrografie. Trzeba więc stosować kamery soczewkowe o mniejszej światłosile, przez co szybkość spektrografu zmniejsza się. W przyszłości przypuszczalnie będzie można temu zaradzić przez konstruowanie przetworników, w których obraz elektronowy jest zmniejszony kilkakrotnie w stosunku do optycznego obrazu widma, powstającego na katodzie przetwornika; kamera w połączeniu z takim przetwornikiem będzie miała kilkakrotnie większą światłosilę, niż bez przetwornika.

Stosowanie przetworników do fotografowania widm w dużej dyspersji jest utrudnione przez znaczną długość widma, nie mieszczącego się na niewielkiej zazwyczaj katodzie przetwornika. Aby tej trudności zapobiec, można stosować siatki profilowane o zaledwie 10 (lub mniej) rowków/mm (nazywane *echelle*), wykorzystując widma od 200-go do 500-go rzędu. Światło koncentrowane jest

silnie w widmach tych rzędów w bardzo wąskim przedziale kątów ugięcia. Kierując światło odbite od takiej siatki na pełniącą rolę kamery spektrografu wklęsłą siatkę odbijającą, mającą np. 600 rowków/mm, skierowanych prostopadle do rowków pierwszej siatki, segregujemy poszczególne rzędy widma, otrzymując na kliszy fotograficznej lub na katodzie przetwornika wiele znajdujących się jeden nad drugim odcinków widma, każdy o długości zaledwie kilku angströmów (Harrison et al. 1952). Tym sposobem całe kilkudziesięciocentymetrowej długości widmo można zmieścić na małej katodzie przetwornika.

Warto w tym miejscu wspomnieć o rosnącym z każdym rokiem znaczeniu bezpośredniej fotoelektrycznej rejestracji widm, przy której klisza fotograficzna zastąpiona jest przez zespół fotopowielaczy. Badania rozkładu energii w widmie ciągłym gwiazd już obecnie opierają się niemal wyłącznie na bezpośrednich pomiarach fotoelektrycznych (por. np. Code 1960). Fotoelektryczna rejestracja profilów linii absorpcyjnych w widmach jasnych gwiazd (Code i Liller 1962, Mihalas 1964) stanowi podstawowy materiał obserwacyjny dla teorii atmosfer gwiazdnych. Przy tego rodzaju pomiarach, zwłaszcza wykonywanych w podczerwieni, szczególnie opłacalne jest zastosowanie interferometru Michelsona lub polaryzacyjnego o zmieniającej się w czasie pomiarów różnicy dróg optycznych; rejestrogram prądu z fotopowielacza stanowi wówczas transformatę fourierowską widma gwiazdy (Jacquinot 1960, Sinton i Boyce 1965).

6. SPEKTROGRAFY WIELOSZCZELINOWE

Badania przesunięć widm galaktyk ku czerwieni, mające podstawowe znaczenie dla kosmologii, posuwałyby się znacznie szybciej, gdyby można było jednocześnie uzyskiwać widma licznych galaktyk w centralnej części odległej gromady galaktyk. Również jednoczesne otrzymywanie widm licznych gwiazd w gromadzie gwiazdnej mogłoby być korzystne. Wydaje się, że skonstruowanie spektrografu wieloszczelinowego dla tych celów jest w zupełności realne.

Dla przykładu opisze projekt spektrografu wieloszczelinowego, który mógłby być używany w pierwotnym ognisku 5-metrowego teleskopu w połączeniu z kamerą Schmidta o grubym zwierciadle, mającą światłosiłę 1:0,47 i ogniskową 35 mm. Kamera ta jest obecnie używana (Humason, Mayall i Sandage 1956) do otrzymywania widm galaktyk w odwrotnej dyspersji 370 Å/mm. Dla otrzymania takiej dyspersji ze spektrografem wieloszczelinowym można zastosować siatkę o rozmiarach 75 mm × 100 mm o 600 rowkach/mm z odbłaskiem w fioletcie 1-go rzędu ($\Psi = 60^\circ$, $\nu = 11^\circ$).

Dla każdego pola, dla którego miałyby być otrzymane widma, trzeba byłoby przygotować przesłonę ze szczelinami. W tym celu potrzebne byłoby zdjęcie tego pola wykonane tym samym teleskopem. Zdjęcie to umieszczane byłoby pod jednym z obiektywów stereokomparatora, zaś pod drugim obiektywem znajdowałaby się poalumiiniowana płyta szklana. Powierzchnia tej płyty widoczna

byłaby w stereokomparatorze na tle zdjęcia nieba; szczeliny wycinane byłyby w warstewce aluminium na tej płycie w poprzek wszystkich obrazów galaktyk igłą przytwierdzoną do obiektywu stereokomparatora. Byłoby to oczywiście pracochłonne, ale niewątpliwie opłacałoby się, gdyż zaoszczędzałoby wielu

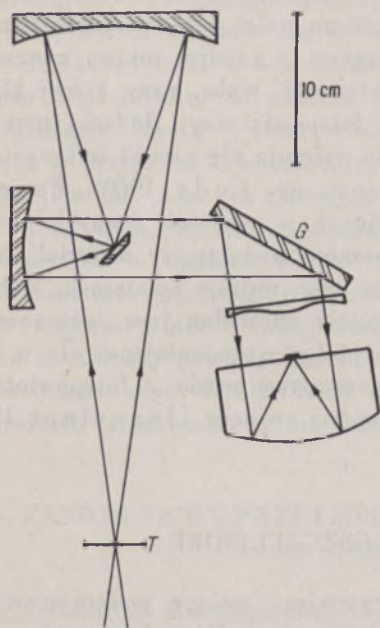
całonocnych ekspozycji wykonanych przy pomocy wielkiego teleskopu. Zastosowanie podobnych przesłon w spektrografie bezszczelinowym, z małymi otworkami zamiast szczelin, było już dawno proponowane przez Dimitroffa i Bakera (1947); pomysł ten nie był jednak dotychczas zrealizowany.

Dla otrzymania widm porównawczych po obydwu stronach widma każdej galaktyki, przesłona musi być przykryta dodatkową zastoną i oświetlona światłem rurki geisslerowskiej; ta zastona może być zrobiona z cienkiej płytki szklanej z namalowanymi czarnymi prostokątami, zasłaniającymi środki wszystkich szczelin, lecz zostawiającymi ich końce odkryte.

Przy światłosile 1:3,67, jaką ma 5-metrowy teleskop w połączeniu z soczewką korekcyjną Rossa i przy zdolności rozdzielczej kliszy $R = 0,02$ mm, szczeliny powinny mieć szerokość $\beta = 1,35$ czyli 0,12 mm. Wydaje się, że mogą być sfotografowane jednocześnie widma wszystkich obiektów w polu o średnicy $7\frac{1}{2}$ minut łuku, tj. 40 mm w pierwotnym ognisku 5-metrowego teleskopu. Wszystkie te wid-

ma byłyby odwzorowane na umieszczonej w ognisku kamery spektrografu wygiętej błonie fotograficznej o średnicy 10 mm, jeśli przyjąć, że każde widmo ma 1300 \AA , czyli 3,5 mm długości. Jeśli przy tym widma są poszerzane do szerokości $W = 0,6$ mm, można w czasie jednej ekspozycji otrzymać widma przynajmniej 15 galaktyk.

Jako kolimatora do wieloszczelinowego spektrografu można użyć aplana-tycznego (tj. wolnego od komy i aberracji sferycznej) systemu składającego się z dwóch wklęsłych zwierciadeł i małego zwierciadła płaskiego (rys. 3; por. Maksutov 1946). Straty światła przez ekranowanie nie przekraczają tu $0,25$, jeśli światłosiły obu wklęsłych zwierciadeł są 1:0,76 a ich średnice



Rys. 3. Wieloszczelinowy spektrograf z aplanacyjnym kolimatorem, siatka dyfrakcyjną G i kamerą Schmidta z grubym zwierciadłem. Przesłona T ze szczelinami znajduje się w płaszczyźnie ogniskowej teleskopu

133 mm i 79 mm. Większe zwierciadło powinno być umieszczone 340 mm ponad przesłoną ze szczelinami; obraz głównego zwierciadła teleskopu o średnicy 38 mm tworzy się w odległości 143 mm od mniejszego zwierciadła. Oba wklęsłe zwierciadła mają powierzchnie elipsoidalne, o mimośrodkach 0,44 dla większego i 0,86 dla mniejszego zwierciadła. Wykonanie zwierciadeł o takim kształcie jest trudne, lecz możliwe; maksymalne odchylenia ich powierzchni od najlepiej pasującej powierzchni kulistej wynoszą odpowiednio 14 oraz 33 mikrony, są więc mniejsze niż dla płyty korekcyjnej kamery Schmidta używanej w tym spektrografie. Szybkość spektrografu wieloszczelinowego dla galaktyk jest dwukrotnie mniejsza, niż szybkość, którą można by uzyskać z tą samą kamerą, fotografując tylko jedno widmo.

Dla badania gromad gwiazdnych najwygodniejsza byłaby odwrotna dyspersja 120 Å/mm, ponieważ przy tej dyspersji możliwe jest przeprowadzanie dwuwymiarowej klasyfikacji widmowej Morgana-Keenana. Przypuśćmy, że spektrograf wieloszczelinowy o tej dyspersji z siatką o 600 rowkach na mm przy kącie padania $\Psi = 60^\circ$ zainstalowany jest, powiedzmy, na 190 cm teleskopie i kolimator daje dla każdej gwiazdy równoległą wiązkę światła o średnicy 55 mm. Wówczas zdolności rozdzielczej kliszy $R = 0,02$ mm odpowiada szerokość szczeliny $\beta = 1,7''$; straty światła na szczelinie byłyby więc na ogół zanedbywalne. Widma 1-go rzędu gwiazd w obszarze o średnicy 20 minut łuku zostałyby odwzorowane na okrągłym wycinku kliszy o średnicy 25 mm. Przynajmniej dla 30 wybranych gwiazd w gromadzie można byłoby przy pomocy takiego spektrografu otrzymać w czasie jednej ekspozycji widma poszerzone do 0,6 mm, nadające się do klasyfikacji MK.

Niestety, zarówno teleskop toruński jak i 2-metrowy teleskop w Tautenburgu mają sferyczne główne zwierciadło, wskutek czego koma w ognisku Cassegraina jest bardzo znaczna; dla teleskopu toruńskiego prawie 200-krotnie większa, niż dla analogicznego teleskopu o paraboloidalnym głównym zwierciadle. Średnica użytecznego pola widzenia jest wskutek tego rzędu 1 minuty kątowej, co uniemożliwia zainstalowanie na tych teleskopach spektrografu wieloszczelinowego.

LITERATURA

- Arnulf, A. 1943, *Ann. Ap.*, 6, 21.
 Babcock, H.W. 1950, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 40, 409.
 Baum, W.A. 1962, *Astronomical Techniques* (ed. W.A. Hiltner), rozdz. 1.
 Bednarek, Z.J. 1964, *Postępy Astronomii*, 12, zes. 4, 253.
 Buzawa, J. 1961, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 51.
 Bowen, I.S. 1952, *Ap.J.*, 116, 1.
 Bowen, I.S., 1960, *Telescopes* (ed. G.P. Kuiper i B.P. Middlehurst), rozdz. 4.
 Bowen, I.S., 1962, *Astronomical Techniques* (ed. W.A. Hiltner), rozdz. 2.
 Code, A.D. 1960, *Stellar Atmospheres* (ed. J.L. Greenstein), rozdz. 2.
 Code, A.D., Liller, W.C. 1962, *Astronomical Techniques* (ed. W.A. Hiltner), rozdz. 13.
 Dimitroff, G.Z., Baker, J.G. 1947, *Telescopes and Accessories*, Philadelphia-Toronto, p. 134.
 Dunham, Th., Jr. 1956, *Vistas in Astronomy*, 2, 1223.
 Fehrenbach, Ch. 1960, *Journal des Observateurs*, 43, 85

- Felgett, P. 1958, *The Present and Future of the Telescope of Moderate Size* (ed. F.B. Wood).
- Głębocki, R., Smoliński, J. 1964, *Postępy Astronomii*, 12, zesz. 4, 261.
- Harrison, G.R., Archer, J.E., Camus, J. 1952, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 42, 706.
- Harrison, G.R., Stroke, G.W. 1960, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 50, 1153.
- Hendrix, D. 1939, *P.A.S.P.*, 51, 158.
- Hiltner, W.A. 1956, *Ap. J. Suppl.*, 2, 389.
- Humason, M.L., Mayall, N.U., Sandage, A.R. 1956, *A.J.*, 61, 97 = *Lick Observ. Bull.*, No. 542.
- Iwanowska, W. 1946, *Bull. of the Astr. Observ. in Toruń*, No. 1, 27.
- Jacquinot, P. 1960, *Reviews of Progress in Physics*, 23, 263.
- Maksutov, D.D. 1946, *Astronomicheskaja optika*, Moskwa-Leningrad, rozdz. 21.
- Mayall, N.U. 1936, *P.A.S.P.*, 48, 14.
- Mayall, N.U. i Wyse, A.B. 1941, *P.A.S.P.*, 53, 120.
- Mihalas, D. 1964, *Ap.J.*, 139, 764.
- Minkowski, R. 1944, *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 34, 89.
- Popov, G.M. 1961, *Izv. Krim. Astrof. Obs.*, 27, 309.
- Popov, G.M., 1962, *ibid.*, 28, 341.
- Preston, G.W. 1959, *Ap.J.*, 130, 507.
- Preston, G.W., Paczyński, B. 1964, *Ap.J.*, 140, 181.
- Röschke, K. 1957, *Jenaer Rundschau*, 2 (Juni).
- Serkowski, K., Stodółkiewicz, J. 1960, *A.A.*, 10, 189.
- Sinton, W.M., Boyce, P.B. 1965 *Sky and Telescope*, 29, 78.
- Warren, J.B., Argyle, P.E. 1957, *Publ. Dom. A.O. Victoria*, 10, No.15, 323.
- Walker, M.F. 1964, *I.A.U. Draft Reports*, p. 67.

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

TRÓJBARWNE OBSERWACJE GWIAZD TYPU RR LYRAE

B. PACZYŃSKI

ТРЕХЦВЕТНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЗВЁЗД ТИПА RR LYRAE

Б. Пачиньски

THREE COLOURS PHOTOMETRY OF RR LYRAE STARS

Mimo dużego znaczenia gwiazd typu RR Lyrae tylko niewiele spośród nich było obserwowane fotoelektrycznie. W szczególności trójbarwne obserwacje w systemie *UBV* były wykonane dla mniej więcej dziesięciu gwiazd. Tymczasem istnieje możliwość istnienia korelacji różnych szczegółów krzywej zmian jasności i krzywych zmian barwy z zawartością metali w gwieździe. Dotychczas istniejący materiał obserwacyjny nie pozwalał, ze względu na swą szczupłość, na analizę statystyczną.

W czasie pobytu w Lick Obserwatory autor wykonał obserwacje w systemie *UBV* dla jedenastu gwiazd sklasyfikowanych jako gwiazdy typu RR Lyrae. Ogółem wykonane zostały ok. cztery tysiące obserwacji. Pięć zmiennych było typu *a*. Zostały wybrane obiekty o krótkich okresach i dużych amplitudach. Okazało się, że wbrew przewidywaniom gwiazdy te nie wykazywały znacznej nadwyżki ultrafioletowej w czasie wzrostu jasności. Zjawisko to jest dobrze znane u zmiennych typu *a* i jest wywołane najprawdopodobniej zmianami efektywnej grawitacji w atmosferze gwiazdy w czasie gwałtownej ekspansji towarzyszącej wzrostowi jasności. Można by zatem spodziewać się, że im gwałtowniejszy wzrost jasności gwiazdy typu RR Lyrae, tym wyraźniejsza powinna być nadwyżka promieniowania ultrafioletowego. Tymczasem, jak się okazuje, gwiazdy AA Aql i TV Lib, mające bardzo krótkie okresy i duże zmiany jasności nie wykazują wcale takiej nadwyżki. Jest nawet możliwe, że występuje u nich wąskie minimum we wskaźniku *U-B* mniej więcej 0.014 okresu po wzroście jasności do wartości średniej. Niestety, dokładność obserwacji jest niewystarczająca, aby można było być pewnym realności tego efektu. W każdym razie nadwyżka ultrafioletowa w tych gwiazdach nie była obserwowana. Przyczyna jej braku nie jest jasna.

Zestawienie wszystkich poprzednio obserwowanych *x* i obserwowanych przez autora zmiennych typu *a* pozwoliło stwierdzić, że charakterystyczny garb na krzywej zmian blasku widoczny w czasie wzrostu jasności gwiazdy występuje jedynie u gwiazd z amplitudą mniejszą od jednej wielkości gwiazdowej (w barwie *V*). Różnica we wskaźniku *U-B* w maksimum i w minimum jest skorelowana zarówno z zawartością metali w gwieździe, jak i z amplitudą zmian blasku. Ogólnie – im mniej metali, tym bardziej dodatnie *U-B* w czasie maksimum w porównaniu z wartością *U-B* w minimum. Najprawdopodobniej jest to wywołane przez „blanketing effect”.

Zmienne typu *c* wykazują, jak to stwierdzono już parę lat temu, garb na krzywej zmian blasku tuż przed maksimum. Czasami garb ten może być tak duży jak maksimum właściwe. Może to niekiedy sprawiać wrażenie, że maksimum jasności jest podwójne.

Wszystkie cztery zmienne typu *c* obserwowane przez autora wykazują istnienie takiego garbu w mniejszym lub większym stopniu. Wydaje się, że występuje on u wszystkich zmiennych typu *c*. Jest on najwyraźniejszy w barwie *B*. Jest możliwe, że występowanie tego garbu jest skorelowane z zawartością metali. Ogółem pięć zmiennych typu *c* było dotąd obserwowanych w systemie *UBV*. Obserwacje te wskazują, że im większa jest zawartość metali, tym wyraźniejszy garb.

Obserwacje dwu gwiazd, DE Lac i SS Psc wskazują, że nie są to prawdopodobnie gwiazdy typu RR Lyrae, lecz tzw. „karłowate cefeidy”, podobne do VZ Cnc czy EH Lib. Gdyby tak było istotnie, to gwiazdy te byłyby karłowatymi cefeidami o najdłuższych znanych okresach ($0^d.25$ i $0^d.29$).

WYZNACZANIE AZYMUTU I SZEROKOŚCI GEOGRAFICZNEJ
BEZ REJESTRACJI CZASU

(Konspekt pracy doktorskiej)

L. PIECZYŃSKI

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АЗИМУТА И ГЕОГРАФИЧЕСКОЙ ШИРОТЫ
БЕЗ ЗАПИСИ ВРЕМЕНИ

Леопольд Печиньски

Резюме

В статье представлена общая концепция точного определения азимута и географической широты без регистрирования времени. Исходным положением являются наблюдения звёзд на одинаковой высоте, а основными элементами измерения — отсчеты на горизонтальном круге инструмента, на насадочном уровне и на уровне Нортеbow-Talcott'a. Приведены пять вариантов отдельных случаев общего разрешения. Описаны результаты собственных наблюдений и проведенного теоретического анализа точности.

DETERMINATION OF THE AZIMUTH
AND LATITUDE WITHOUT TIME REGISTRATION

Summary

In this paper a general idea is given of the accurate determination of the azimuth and the latitude without time registration. The stars have to be observed at the same horizontal elevation. The main elements of measurement are the readings of the horizontal circle of the instrument, of the striding level and Norrbow-Talcott level. Five particular variants of the general solution are presented. The results of observations made by the Author are discussed as well as the theoretical analysis of accuracy.

Metody azymutalne spotykane w astronomii geodezyjnej można podzielić na dwie grupy. Pierwszą grupę określimy ogólnie wzorem:

$$f(a, \varphi, \lambda_m, \alpha, \delta, T, u_G, r) = 0. \quad (1)$$

Jest to grupa metod, które wykorzystują związki zachodzące każdorazowo między azymutem gwiazdy, współrzędnymi geograficznymi miejsca obserwacji, współrzędnymi równikowymi gwiazdy, wskazaniem chronometru roboczego, oraz poprawką tegoż chronometru względem czasu uniwersalnego. Zaliczymy do nich stosowaną powszechnie metodę wyznaczania azymutu z pomiaru kąta godzinowego Biegunowej, metodę Kępińskiego, jak również metody łączne: Bielajewa, Cichowicza, Gougenheima, Niethammera, Stecherta-Opalskiego. Drugą grupę określimy ogólnie wzorem:

$$g(a, z, \delta, \varphi) = 0. \quad (2)$$

Są to metody, które wykorzystują związki zachodzące między azymutem, odległością zenitalną i deklinacją gwiazdy a szerokością geograficzną miejsca obserwacji. Wymienimy tu metodę wyznaczania azymutu z pomiaru odległości zenitalnej, oraz bezpośrednią metodę Radeckiego. Pierwsza z nich jest metodą przybliżoną, ponieważ błędy pomiaru odległości zenitalnej znacznie przewyższają błędy pomiaru kątów poziomych. Metoda Radeckiego ma zastosowanie do wyznaczania azymutów linii, położonych w pobliżu pierwszego wertykału.

Moim celem było metodyczne opracowanie koncepcji dokładnego wyznaczania zarówno azymutu jak i szerokości geograficznej bez rejestracji czasu. Zgodnie z dokonanym wyżej podziałem rozważania dotyczą grupy drugiej. Wstępnym założeniem jest obserwacja serii gwiazd na jednakowej wysokości. Wynikają stąd następujące korzyści: 1) zwiększenie dokładności; błąd pomiaru odległości zenitalnej traci bowiem charakter błędu przypadkowego, a staje się błędem systematycznym zaobserwowanej serii; do obliczenia azymutu gwiazdy można użyć przybliżonej wartości odległości zenitalnej z_0 , a niewiadomą poprawkę Δz i jej wpływ na azymut wyznaczyć z opracowania materiału obserwacyjnego; 2) koło pionowe instrumentu wystarczy odczytać w przybliżeniu na początku i po skończeniu obserwacji; 3) do obserwacji mogą służyć instrumenty o mało dokładnym kole pionowym. Zasadnicze elementy pomiaru stanowią: odczyty kąta poziomego w momentach przejścia kolejnych gwiazd przez krzyż nitek, odczyty libeli nasadkowej i libeli Horrebow-Talcotta. Znajomość czasu potrzebna jest tylko dla przygotowania i korzystania z efemeryd, a więc z dokładnością rzędu jednej minuty.

Wzorem podstawowym jest wzór:

$$\sin \delta = \cos z \cdot \sin \varphi - \sin z \cdot \cos \varphi \cdot \cos a. \quad (3)$$

Do obliczania azymutów przybliżonych może służyć wynikający z niego wzór:

$$\cos a_0 = \operatorname{tg} \varphi_0 \cdot \operatorname{ctg} z_0 - \operatorname{sec} \varphi_0 \cdot \operatorname{cosec} z_0 \cdot \sin \delta. \quad (4)$$

Równanie obserwacyjne ma kształt:

$$M_0 + \Delta M = H - \left(a_0 + \frac{\partial a}{\partial \varphi} \cdot \Delta \varphi + \frac{\partial a}{\partial z} \cdot \Delta z \right) + v. \quad (5)$$

M_0 oznacza przybliżoną wartość miejsca południa instrumentu, H – otrzymany z obserwacji odczyt kąta poziomego z uwzględnieniem odpowiednich poprawek, ΔM , $\Delta \varphi$, Δz – poszukiwane poprawki miejsca południa, szerokości geograficznej i odległości zenitalnej, zaś v – błąd pozomy obserwacji. Jest to więc równanie poprawek o trzech niewiadomych.

$$\Delta M + F \cdot \Delta \varphi + Z \cdot \Delta z = L + v. \quad (6)$$

Wyrażenia na współczynniki F i Z otrzymamy różniczkując wzór (3). W toku redukcji (przy obliczaniu wyrazu wolnego L), należy uwzględnić poprawki: 1) o nachylenie osi poziomej obrotu lunety; wyznaczamy ją na podstawie odczytów libeli nasadkowej; 2) o zmianę wysokości osi celowej podczas obserwacji; wyznaczamy ją na podstawie odczytów libeli Horrebow-Talcotta; 3) o krzywiznę równoleżnika gwiazdy — w przypadku, gdy obserwujemy gwiazdę na kilku nitkach poziomych; 4) o wpływ aberacji dobowej; 5) o zmianę refrakcji spowodowaną zmianą temperatury i ciśnienia podczas obserwacji; 6) o kolimację; aby uniknąć systematycznego błędu miejsca południa, błędu spowodowanego ewentualnym błędem kolimacji, proponuje się obserwować dwie serie przy dwóch położeniach koła.

Przy ustalaniu programu obserwacji przestrzegane są warunki:

$$45^\circ \leq q \leq 135^\circ, \quad (7)$$

(q oznacza kąt paralaktyczny gwiazdy),

$$20^\circ \leq z \leq 75^\circ, \quad (8)$$

$$\cos \varphi \cdot \sin a \geq \frac{1}{6}. \quad (9)$$

Dwa pierwsze z nich wynikają z analizy wzoru różniczkowego na błąd średni wyrazu wolnego L . Trzeci warunek wyraża praktyczny postulat, by zmiana odległości zenitalnej gwiazdy o 10' dokonywała się w czasie nie dłuższym niż cztery minuty. W toku obserwacji należy zachować symetrię względem miejscowego południka, to znaczy należy zaobserwować część gwiazd po wschodniej stronie południka, a część — po zachodniej.

Powyższe sformułowania stanowią ogólne rozwiązania problemu będącego treścią omawianej pracy. Eliminując jedną z niewiadomych, otrzymujemy pięć różnych wariantów.

Wariant I dotyczy wyznaczania azymutu bez znajomości szerokości geograficznej i bez potrzeby jej wyznaczenia. Obserwacje wykonujemy na wysokości równej w przybliżeniu wysokości bieguna. Jest to równoznaczne z założeniem:

$$z_0 = 90^\circ - \varphi_0. \quad (10)$$

Zachodzi wówczas równość

$$F = -Z, \quad (11)$$

a równanie obserwacyjne staje się równaniem poprawek o dwóch niewiadomych

$$\Delta M + F' \cdot \Delta E = L' + v, \quad (12)$$

gdzie

$$\Delta E = \Delta \varphi - \Delta z. \quad (13)$$

Pomysł zastosowania do obserwacji almukantaratu bieguna wysunął po raz pierwszy F. Guarducci. Uważał on jednak błędnie, że metodą tą można będzie wyznaczać łącznie azymut i szerokość geograficzną, co nie jest możliwe z uwagi na równość (11).

Wariant II dotyczy łącznego wyznaczania azymutu i szerokości geograficznej z obserwacji gwiazd w pobliżu ich elongacji. Wariant ten wymaga pewnej modyfikacji sposobu obserwacji. Dla każdej z gwiazd odczytujemy w przybliżeniu koło pionowe, nie odczytujemy natomiast libeli Horrebow-Talcotta. Aby w równaniu obserwacyjnym można było zaniedbać wpływ błędu pomiaru odległości zenitalnej, musi być spełniony warunek:

$$|Z \cdot \Delta z| \leq \Delta W, \quad (14)$$

gdzie ΔW jest wielkością zaniedbywalną. Przeprowadziłem analizę, z której wynika że warunek ten łatwo może być spełniony, jeśli interwał czasu między momentem obserwacji a momentem elongacji danej gwiazdy nie przekracza jednej, dwóch minut. Równanie obserwacyjne przybiera wówczas kształt:

$$\Delta M + F'' \cdot \Delta \varphi = L'' + v. \quad (15)$$

Wariant III dotyczy wyznaczania szerokości geograficznej bez znajomości miejsca południa instrumentu. Obserwowane na jednakowej wysokości gwiazdy łączymy w pary. Odejmując stronami napisane dla dwóch gwiazd równania obserwacyjne o postaci (6), otrzymamy:

$$(F_k - F_i) \cdot \Delta \varphi + (Z_k - Z_i) \cdot \Delta z = (L_k - L_i) + (v_k - v_i). \quad (16)$$

W ten sposób eliminujemy całkowicie miejsce południa, kolimację, oraz bezwzględną wartość nachylenia osi poziomej obrotu lunety. W toku obserwacji wystarczy odczytywać libelę nasadkową w jednym położeniu. Miejsce południa instrumentu dla każdej pary gwiazd może być inne.

Wariant IV również dotyczy wyznaczania szerokości geograficznej bez znajomości miejsca południa instrumentu. Obserwujemy serię gwiazd na jednakowej wysokości. Z równań typu (6) tworzymy średnie równanie sumowe:

$$\Delta M + \frac{[F]}{N} \cdot \Delta \varphi + \frac{[Z]}{N} \cdot \Delta z = \frac{[L]}{N}, \quad (17)$$

po czym odejmujemy je stronami od równań (6), otrzymując:

$$F - \frac{[F]}{N} \cdot \Delta \varphi + \left(Z - \frac{[Z]}{N} \right) \cdot \Delta z = \left(L - \frac{[L]}{N} \right) + v. \quad (18)$$

Dzięki takiemu postępowaniu zachowujemy wszystkie korzyści wariantu III, używamy natomiast skrócenie czasu obserwacji. Dbać jednakże musimy, by miejsce południa instrumentu podczas całej obserwacji było niezmiennie.

Wariant V poświęcony jest łącznemu wyznaczaniu azymutu i szerokości geograficznej. Po zaobserwowaniu serii gwiazd na jednakowej wysokości wyznaczamy szerokość geograficzną z równań poprawek typu (18), a następnie obliczamy miejsce południa bezpośrednio ze wzoru (17). Wariant ten różni się od wariantu IV jedynie koniecznością odczytywania libeli nasadkowej w obu położeniach.

Dla wszystkich wariantów podałem zasady ustalania programu obserwacji. Obliczyłem również zakresy azymutów i deklinacji gwiazd do obserwacji w wybranych szerokościach geograficznych. W tabeli I podane są zakresy stosowania poszczególnych wariantów.

Tabela 1

Zakresy stosowania poszczególnych wariantów

| Wariant | Zakres |
|------------|-------------------------------------------|
| I | $15^{\circ} \leq \varphi \leq 70^{\circ}$ |
| II | $10 \leq \varphi \leq 60$ |
| III, IV, V | $0 \leq \varphi \leq 60$ |

Tabela 2

Teoretyczne błędy średnie typowych spostrzeżeń oraz wyznaczanych niewiadomych

| Wariant | I | | II | | | III | | | | IV i V | | | | V | |
|-------------|-------|-------|-------|-------|---------------|-------------------------|---------------|-------------------------|---------------|-------------------------|---------------|-------------------------|---------------|-------------------------|-------------------------|
| | m_o | m_M | m_o | m_M | m_{φ} | $t_{\max} = 55^{\circ}$ | | $t_{\max} = 45^{\circ}$ | | $t_{\max} = 55^{\circ}$ | | $t_{\max} = 45^{\circ}$ | | $t_{\max} = 55^{\circ}$ | $t_{\max} = 45^{\circ}$ |
| | | | | | | m_o pary | m_{φ} | m_o pary | m_{φ} | m_o | m_{φ} | m_o | m_{φ} | m_M | m_M |
| 0° | — | — | — | — | — | 1.7 | 0.5 | 2.0 | 0.5 | 1.1 | 0.5 | 1.4 | 0.5 | 0.4 | 0.5 |
| 10 | — | — | 1.4 | 0.5 | 0.3 | 1.7 | 0.5 | 2.1 | 0.5 | 1.2 | 0.5 | 1.4 | 0.4 | 0.5 | 0.5 |
| 15 | 1.0 | 0.3 | 1.4 | 0.5 | 0.3 | 1.8 | 0.5 | 2.1 | 0.5 | 1.2 | 0.5 | 1.4 | 0.4 | 0.5 | 0.5 |
| 30 | 1.1 | 0.4 | 1.5 | 0.5 | 0.3 | 2.0 | 0.5 | 2.4 | 0.5 | 1.4 | 0.5 | 1.6 | 0.4 | 0.5 | 0.6 |
| 45 | 1.5 | 0.5 | 1.7 | 0.6 | 0.4 | 2.6 | 0.6 | 3.1 | 0.5 | 1.7 | 0.5 | 2.0 | 0.5 | 0.6 | 0.8 |
| 52.1 | 1.7 | 0.6 | 1.8 | 0.6 | 0.4 | 3.1 | 0.6 | 3.5 | 0.5 | 2.0 | 0.5 | 2.3 | 0.5 | 0.8 | 0.9 |
| 60 | 2.2 | 0.8 | 2.1 | 0.7 | 0.5 | 3.8 | 0.6 | 4.4 | 0.5 | 2.5 | 0.5 | 2.9 | 0.5 | 1.0 | 1.1 |
| 70 | 3.3 | 1.2 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |

Tabela 3

Wyniki obserwacji własnych

| Data | Wariant | Ilość gwiazd | Koło | m_o | Azymut | | Szerokość geogr. | | | |
|-------------|---------|--------------|------|-------|--------------|------------------|------------------|---------------|------|-----|
| | | | | | a_{δ} | $m_{a_{\delta}}$ | φ | m_{φ} | | |
| 1962 XI 5/6 | II | 8 | L | 2.3 | 256.30 | 60.3 | 0.7 | 52.05 | 51.8 | 0.6 |
| XI 5/6 | II | 8 | P | 3.2 | | | | | 51.1 | 0.9 |
| 1963 IV 4/5 | IV | 9 | L | 3.0 | | | | | 52.6 | 1.3 |
| VI 17/18 | IV | 8 | P | 2.3 | | | | | 56.3 | 1.0 |
| VI 17/18 | IV | 9 | L | 3.3 | | | | | 57.9 | 1.3 |
| VII 3/4 | III | 16 | L | 3.5 | | | | | 56.0 | 0.7 |
| VII 21/22 | II | 8 | L,P | 1.6 | 60.4 | 0.7 | | | 55.3 | 0.4 |
| VII 21/22 | II | 8 | L,P | 1.1 | 61.0 | 0.4 | | | 55.6 | 0.3 |
| VII 22/23 | V | 8 | P | 2.8 | | | | | 57.2 | 1.0 |
| VII 22/23 | V | 8 | L | 2.9 | 59.1 | 0.7 | | | 56.7 | 0.9 |
| VII 23/24 | I | 8 | L | 2.0 | | | | | | |
| VII 23/24 | I | 9 | P | 1.9 | 58.7 | 0.6 | | | | |
| VII 24/25 | I | 8 | P | 3.6 | | | | | | |
| VII 24/25 | I | 8 | L | 1.9 | 62.0 | 0.7 | | | | |
| X 13/14 | III | 18 | P | 2.5 | | | | | 55.5 | 0.7 |
| X 15/16 | II | 8 | L,P | 1.3 | 58.4 | 0.5 | | | 55.8 | 0.5 |

Następnie przeprowadziłem teoretyczną analizę dokładności. Dla każdego wariantu obliczyłem przewidywane błędy średnie typowego spostrzeżenia i wyznaczonych niewiadomych, wyrażając je jako funkcje błędów: celowania, odczytu i podziału koła poziomego, deklinacji gwiazdy, nachylenia osi poziomej obrotu lunety, stałości odległości zenitalnej. Obliczenia wykonałem dla pewnego uproszczonego modelu obserwacyjnego, przyjmując dane instrumentalne odpowiadające teodolitowi klasy Wild T-4, oraz ilość gwiazd w serii $N = 8$. Uzyskane wyniki są przedstawione w tabeli 2.

W okresie od listopada 1962 roku do października 1963 roku wykonałem w Obserwatorium Józefostaw przy pomocy teodolitu Wild T-4 szesnaście serii obserwacji, obejmujących łącznie 149 gwiazd. Rezultaty tych obserwacji zawiera tabela 3.

EWOLUCJA GWIAZD W GROMADACH KULISTYCH

B. PACZYŃSKI

Ewolucja gwiazdy po odejściu od ciągu głównego jest już dość dobrze znana. Po wypaleniu się ok. 12% wodoru w jądrze ewolucja ulega przyspieszeniu. Wytwarza się izotermiczne, bezwodorowe jądro. Produkcja energii jądrowej zachodzi na jego powierzchni. W wyniku niejednorodności składu chemicznego we wnętrzu gwiazdy rozpoczyna ona ewolucję w kierunku czerwonych olbrzymów. Jeżeli gwiazda ma masę równą masie Słońca, izotermiczne jądro staje się zdegenerowane. Masa zawarta w jądrze stopniowo wzrasta. Wzrasta też temperatura centralna i gęstość. W pewnym momencie, mniej więcej wtedy, gdy gwiazda znajduje się na wierzchołku gałęzi olbrzymów w gromadach kulistych, następuje w jądrze zapalenie się helu. Na skutek własności materii zdegenerowanej (niezależność ciśnienia gazu od temperatury) następuje tak zwany „helium flash” – w ciągu paru sekund „zapala” się hel w całym jądrze. Olbrzymie ilości energii idą na oddegenerowanie jądra. Strumień energii jest tak wielki, że wytwarza się konwekcja obejmująca znaczną część helowego jądra. Dalsza ewolucja zależy od tego, czy konwektywne jądro będzie się rozciągało aż do warstw bogatych w wodór, czy też nie. Gdyby konwekcja objęła także bogatą w wodór otoczkę gwiazdy, otrzymalibyśmy model jednorodny chemicznie, lecz o zwiększonym (w stosunku do stadium ciągu głównego) średnim ciężarze molekularnym. W wyniku przemieszania gwiazda znalazłaby się ponownie na ciągu głównym, lecz ze względu na zmieniony skład chemiczny jasność jej byłaby znacznie większa niż na początku ewolucji.

Modele gwiazd policzone przez Harma i Schwarzschilda [1] nie dają jasnej odpowiedzi na pytanie, czy w wyniku „helium flash” nastąpi, czy nie nastąpi wymieszanie materii w całej gwiazdzie. Nie można więc, jak dotąd, powiedzieć, jak z punktu widzenia teorii budowy wewnętrznej wygląda ewolucja na gałęzi horyzontalnej na diagramie H-R dla gromad kulistych, to znaczy w jakim przebiega ona kierunku.

Odpowiedź na pytanie: w jakim kierunku przebiega ewolucja gwiazd znajdujących się na gałęzi horyzontalnej stara się dać N.J. Woolf [2] na drodze obserwacyjnej. Badał on koncentrację różnych gwiazd w gromadzie kulistej M3. Okazało się, że największą koncentrację ku środkowi gromady wykazują czerwone olbrzymy, mniejszą gwiazdy znajdujące się na niebieskim skraju gałęzi horyzontalnej, jeszcze mniejszą gwiazdy typu RR Lyrae i najmniejszą gwiazdy zajmujące żółty koniec gałęzi horyzontalnej. Woolf interpretuje ten efekt jako segregację wynikającą z różnic masy. Oort i van Herk [3] szacują czas relaksacji dla gwiazd w gromadach kulistych na około 10^9 lat. Czas, który spędza gwiazda na gałęzi horyzontalnej wynosi wg Woolfa [4] ok. $2 \cdot 10^8$ lat. Czasy te są porównywalne. Jeżeli gwiazda pomiędzy stadium czerwonego olbrzyma i stadium gałęzi horyzontalnej traci ok. 20% swej masy, wówczas obserwowane różnice w koncentracji różnych gwiazd ku środkowi gromady byłyby wynikiem ekipartycji energii pomiędzy gwiazdami o różnych masach.

Gwiazdy mniej masywne powinny wykazywać mniejszą koncentrację. Najmniejszą koncentrację powinny wykazywać w myśl tej teorii gwiazdy, które stracić już zdążyły największą część masy, bądź w których ta utrata miała miejsce najdawniej. Tak więc im mniejsza koncentracja gwiazd ku środkowi gromady kulistej, tym bardziej zaawansowana powinna być ich ewolucja. Rozważania te w połączeniu z wynikami obserwacji zdają się wskazywać, że po stadium czerwonego olbrzyma gwiazda szybko (być może na skutek „helium flash”) przeskakuje na niebieski koniec gałęzi horyzontalnej i następnie kontynuuje swą ewolucję poruszając się w kierunku żółtego krańca gałęzi horyzontalnej. Nie jest wykluczone, że każda gwiazda w gromadzie kulistej przechodzi przez stadium mgławicy planetarnej. W tym stadium, jak też w stadium czerwonego olbrzyma czy zmiennej typu RR Lyrae, może zachodzić znaczna utrata masy, konieczna do wytłumaczenia różnic w koncentracji do środka gromady gwiazd różnych typów.

LITERATURA

- [1] R. Harm, M. Schwarzschild, 1964, Ap.J. 132, 594.
- [2] N.J. Woolf, 1964, Ap.J. 132, 1081.
- [3] J.H. Oort, G. van Herk, 1959, B.A.N. 14, 299.
- [4] N.J. Woolf, 1962, A.J. 67, 286.

PRACA R. AMPELA O ASOCJACJACH W KASJOPEI

K. SERKOWSKI

W jednym z ostatnich zeszytów „Acta Astronomica” ukazała się praca R. Ampela (1964) poświęcona asocjacjaom Cas III, Cas IV i Cas V. W obszarach nieba obejmujących te asocjacje przeprowadzona została na podstawie nowo opracowanych kryteriów dwuwymiarowa klasyfikacja widmowa oraz wyznaczone zostały w dawnym systemie międzynarodowym fotograficzne i fotowizualne wielkości gwiazdowe dla 275 gwiazd wczesnych typów widmowych, jaśniejszych od 12^m . Na podstawie tego materiału obserwacyjnego skonstruowano diagramy ilustrujące zależność ekstynkcji międzygwiazdowej od odległości gwiazd, a także wyznaczono odległości poszczególnych asocjacji oraz ich wiek. Obliczona również została gęstość przestrzenna gwiazd w poszczególnych przedziałach jasności absolutnej oraz funkcje świecenia dla asocjacji. Sposób opracowania i przedstawienia uzyskanego przez Autora tej pracy materiału obserwacyjnego oraz wyciągane wnioski budzą jednak pewne zastrzeżenia.

Dwuwymiarowa klasyfikacja widmowa gwiazd wczesnych typów w badanym obszarze w Kasjopei wykonana została na podstawie zdjęć uzyskanych przy pomocy pryzmatu obiektywowego, przy czym ilościowe schematy klasyfikacyjne opracowano na podstawie klasyfikacji MK zawartych w katalogu Hiltnera (1956). Spośród 60 gwiazd w badanym obszarze zawartych w katalogu Hiltnera, 30 wykorzystanych było do opracowania schematów klasyfikacyjnych, a pozostałych 30 gwiazd użytych było jedynie do sprawdzenia dokładności wyników. Rezygnowanie z wykorzystania tych ostatnich 30 gwiazd przy opracowywaniu schematów klasyfikacyjnych nie wydaje się uzasadnione; istnieją bowiem liczne metody określania dokładności wyników, które można by zastosować w przypadku wykorzystania wszystkich 60 gwiazd do opracowania schematów klasyfikacji.

Sposób określania podanych w pracy klas jasności gwiazd typów widmowych późniejszych niż B3 nie wydaje się być wystarczająco obszernie wyjaśniony; na rys. 3a omawianej pracy, przedstawiającym schemat dla określania jasności absolutnych gwiazd, jest bowiem tylko jedna gwiazda typu późniejszego niż B3. Dobór skal na osiach tego rysunku utrudnia ocenę odchyłeń poszczególnych punktów od prowadzonej przez nie krzywej.

Użyta do dwuwymiarowej klasyfikacji widmowej dyspersja jest mniejsza od zazwyczaj do tego celu stosowanej i rekomendowanej przez autorów klasyfikacji MK; czytelnik może więc nie być pewny, czy zgodność uzyskanych wyników z klasyfikacją MK podaną w katalogu Hiltnera jest zadowalająca. Porównanie takie, a tym samym ocena wartości klasyfikacji, nie są jednak możliwe; spośród 60 gwiazd wspólnych z Hiltnerem podane są bowiem w tablicy 2 omawianej pracy wyniki tylko dla 49 gwiazd (zestawionych w zamieszczonej niżej tabelce), spośród których typ widmowy według ilościowej klasyfikacji S_L podanej w tablicy 2 jedynie dla 4 gwiazd (mianowicie G/15, V-A/36, V-D/18 oraz V-E/28) różni się od typu podanego w katalogu Hiltnera. Klasa jasności natomiast, podana w kolumnie S_L tablicy 2, tylko dla jednej gwiazdy (oznaczonej G/4) różni się, i to zaledwie o jedną klasę, od oceny podanej przez Hiltnera; dla pozostałych 48 gwiazd obie oceny są identyczne.

Ponieważ podany w pracy błąd klas jasności oparty na porównaniu z Hiltnerem wynosi $\sigma_L = \pm 0.6$ klasy, nasuwa się przypuszczenie, że może dla niektórych gwiazd podanej są w tablicy 2 klasyfikacje z katalogu Hiltnera, zamiast klasyfikacji przeprowadzonych opisaną w pracy metodą ilościową.

Identyfikacja gwiazd Hiltnera w tablicy 2 jest zresztą – wobec niepodawania innych oznaczeń gwiazd, niż wprowadzone przez Autora – możliwa jedynie na podstawie odczytywania współrzędnych galaktycznych gwiazd na rys. 1b, 1c, 1d, nieco utrudnionego przez to, że skale tych rysunków są w niektórych miejscach przesunięte o około 0.1 (z tego powodu nie jest wykluczona możliwość błędnej identyfikacji niektórych gwiazd w załączonej do niniejszej notatki tabelce). Pominięcie w tablicy 2 jedenastu gwiazd OB w badanych obszarach, które to gwiazdy oznaczone są w katalogu Hiltnera numerami: 17, 26, 29, 30, 31, 36, 37, 66, 1227, 1229 oraz 1256, pozostaje w pewnej kolizji z twierdzeniem na str. 56 omawianej pracy, że „wielkości fotograficzne i wskaźniki barwy podane są w tablicy 2 prawdopodobnie dla wszystkich gwiazd OB w Cas III – Cas V, jaśniejszych niż 12^m”. Mogłoby być korzystne porównanie przedstawionych w tej tablicy wyników z rezultatami badań jasności i typów widmowych gwiazd, które – jak to jest wspomniane we wstępie pracy – wykonali dla licznych gwiazd w tym samym obszarze nieba Brodskaja, Reddish oraz Slettebak i Stock.

Klasy jasności podawane w kolumnie S tablicy 2 dla gwiazd słabszych od 11^m5 uzyskane były, jak czytamy, w sposób następujący: „sklasyfikowane typy widmowe gwiazd użyte były dla obliczenia odległości i międzygwiazdowej ekstynkcji przy różnych założeniach, mianowicie, że gwiazda jest karłem, olbrzymem lub nadolbrzymem. Ten przypadek był wybierany, który dawał najbardziej prawdopodobną wartość ekstynkcji”. Wobec ogromnych fluktuacji w wartościach ekstynkcji międzygwiazdowej nawet dla gwiazd blisko siebie położonych oraz istnienia w odległości zaledwie 250 pc gwiazd o ekstynkcji fotograficznej przekraczającej 2^m (np. w gromadzie Stock 2 w Perseuszu), użyteczność klas jasności wyznaczonych powyższą metodą nie jest oczywista; oznaczanie ich cyframi rzymskimi wydawać się może nadużywaniem nomenklatury Morgana i Keenana.

Na rys. 4a i 4b omawianej pracy do konstruowania „krzywych ekstynkcji” użyte są m.in. gwiazdy o odległościach wyznaczonych w oparciu o klasy jasności oszacowywane właśnie w opisany wyżej sposób na podstawie ekstynkcji międzygwiazdowej. Spośród gwiazd o małej ekstynkcji takimi gwiazdami o klasyfikacji S naniesionymi na rys. 4a lub 4b są np. IV/25, IV/40, IV/53 i V-C/34. Ponieważ już w samym sposobie oszacowywania odległości tych gwiazd tkwi założenie, że ekstynkcja wzrasta z odległością, nie można na podstawie rys. 4a i 4b, na których te gwiazdy s naniesione, wyciągać wniosków o wzroście ekstynkcji z odległością gwiazd. Na rys. 4a i 4b na wzrost taki nie wskazują gwiazdy znajdujące się w odległościach większych, niż 2.2 kpc; nie jest jasne, w jaki sposób zostały wykreślone na tych rysunkach „krzywe ekstynkcji”, wydające się nie mieć związku z punktami, reprezentującymi na tych rysunkach poszczególne gwiazdy.

Ponieważ części rysunków 4a i 4b odpowiadające małym odległościom mogą być nieco zniekształcone przez użycie gwiazd o klasyfikacji S, wydaje się, że materiał obserwacyjny przedstawiony na tych rysunkach nie wnosi wiele nowego w stosunku do reprodukowanych obok podobnych diagramów, opartych jedynie na obserwacjach Hiltnera (1956). Diagramy te nie wskazują na wzrost ekstynkcji z odległością. Oglądając te diagramy oraz rysunki 4a i 4b omawianej pracy można mieć pewne wątpliwości co do realności asocjacji Cas III, Cas IV i Cas V. Nie wydaje się też wynikać w oczywisty sposób z rys. 4a i 4b proponowany podział asocjacji Cas V na dwie asocjacje oraz wniosek (na str. 71), że „przestrzeń pomiędzy ramionami spiralnymi wydaje się być zapełniona większą ilością pyłu niż przestrzeń wewnątrz nich”.

W przedziale odległości oznaczonym na rys. 4a jako odpowiadający asocjacji Cas III nie ma na tym rysunku ani jednej gwiazdy z obszaru wspomnianej asocjacji: wszystkie zbadane w pracy gwiazdy w rejonie asocjacji Cas III leżą w odległości większej niż 1180 pc. Budzi więc pewne zastrzeżenia przyjmowanie jako odległości tej asocjacji wartości $1000 \text{ pc} \pm 10\%$ i propozycja nazywania asocjacją Cas III wszystkich gwiazd w rejonie Kasjopei znajdujących się w tej właśnie odległości. Mający oddzielać tę grupę gwiazd od asocjacji Cas IV spadek gęstości przestrzennej gwiazd w przedziale odległości pomiędzy 1 kpc i 2 kpc nie jest na rys. 4a wyraźnie dostrzegalny.

Kalibracja fotometrii fotograficznej opiera się na wykonanych przez Autora omawianej pracy fotoelektrycznych pomiarach 23 gwiazd w asocjacji Cas IV. W pracy nie jest wspomniane o tym, że spośród tych gwiazd cztery mierzone były fotoelektrycznie przez Hiltnera (1956), który dla dwóch z nich (tych mianowicie, które mają małe wskaźniki barwy) uzyskał wyniki znacznie różniące się od podanych w tablicy 1 omawianej pracy. Mianowicie dla gwiazd IV/44 oraz IV/50 różnice fotoelektrycznych wartości $V_{\text{Hiltner}} - V_{\text{Ampel}}$ wynoszą odpowiednio $-0^{\text{m}}17$ oraz $+0^{\text{m}}20$, zaś różnice we wskaźnikach barwy $B-V$ wynoszą $+0^{\text{m}}04$ oraz $-0^{\text{m}}08$. Te rozbieżności wydają się trudne do pogodzenia z podanym w pracy błędem średnim fotoelektrycznych wartości V_{Ampel} wynoszącym $\sigma_V = \pm 0^{\text{m}}02$.

Z tekstu pracy nie wydaje się wynikać, aby do kalibracji fotograficznej fotometrii wykorzystywane były fotoelektryczne obserwacje Hiltnera lub ciągi standardów fotoelektrycznych w położonych w pobliżu badanego obszaru gromadach NGC 129 i NGC 225 (Hoag et al. 1961). Zestawione w tabelce towarzyszącej niniejszej notatce różnice $V_{\text{Hiltner}} - m_v$ (gdzie $m_v = m_p - c$) oraz $(B-V)_{\text{Hiltner}} - c$ pomiędzy wynikami fotoelektrycznymi Hiltnera a otrzymanymi z fotometrii fotograficznej wartościami m_v oraz c , wynikającymi z tablicy 2 omawianej pracy, wykazują pewne regularności. Mianowicie różnice $V_{\text{Hiltner}} - m_v$ są bliskie zera dla obszarów Cas III, a zwłaszcza Cas V, zaś są znacznie większe co do wartości bezwzględnej dla obszarów G oraz Cas IV. Średnia kwadratowa różnica $V_{\text{Hiltner}} - m_v$ dla 15 gwiazd w obszarze Cas V wynosi $\pm 0^{\text{m}}015$, a więc mniej, niż błąd średni jednej wartości w katalogu Hiltnera, co sugerowałoby, że pomiary Hiltnera użyte były do kalibracji fotograficznych pomiarów w tej właśnie asocjacji.

Stosowanie przy obliczaniu wskaźników barwy poprawek B-P wziętych z tablic „Astrophysical Quantities” Allena z 1955 r. nie wydaje się dostatecznie uzasadnione. System fotometryczny *UBV* został bowiem głównie dla tego wprowadzony, że dawne wielkości fotograficzne *P* silnie zależały od przepuszczalności bliskiego ultrafioletu przez optykę stosowanego przy obserwacjach instrumentu. Różnice B-P zależą więc przede wszystkim od przepuszczalności optyki oraz od ekstynkcji międzygwiazdowej, czego tablice Allena nie uwzględniają.

W związku z powyższym, jak widać z załączonej tabelki, różnice pomiędzy wskaźnikami barwy $B-V$ Hiltnera oraz c Ampela zawierają się w bardzo szerokich granicach, np. w samym tylko obszarze G od $-0^{\text{m}}10$ do $+0^{\text{m}}50$, podczas gdy według tablic Allena, które były stosowane przy obliczaniu ekstynkcji, dla wszystkich gwiazd w załączonej tabelce $(B-V) - c$ zawiera się w granicach od $+0^{\text{m}}10$ do $+0^{\text{m}}13$. Rozpiętość różnic w wynikających z tych wskaźników wartościach fotograficznej ekstynkcji α (w pracy nie jest objaśnione, co oznacza symbol α) jest jeszcze 4-krotnie większa, przekracza więc dla obszaru G dwie wielkości gwiazdowe. Można więc przypuszczać, że tego rzędu jest rozrzut wartości α na rys. 4a wynikający z samych tylko błędów pomiarów wskaźników barwy.

Dla objaśnienia sposobu obliczania funkcji gęstości przedstawionych na rys. 5 nie wydaje się być wystarczające stwierdzenie, że otrzymane one zostały metodą opisaną w podręczniku Trumplera i Weavera. Problem ten jest bowiem klasycz-

nym przykładem działania efektów selekcji, których eliminacja nie jest w pracy opisana; zarówno krzywe na rys. 5 jak i na rys. 7 mogą budzić obawy, że zawdzięczają swój kształt głównie efektom selekcji.

Rysunek 6 przedstawiający schematycznie różnice w kształcie diagramów $H-R$ dla poszczególnych asocjacji w Kasjopei wydaje się mieć słaby związek z wynikami obserwacji; być może więcej mowićby diagramy, na których byłyby naniesione poszczególne gwiazdy. Wobec ogromnego rozrzutu odległości gwiazd w asocjacjach, efektów selekcji i stosunkowo niewielkiej liczby nadolbrzymów (po kilka w każdej asocjacji) można mieć wątpliwości, czy różnice w kształcie opartych na obserwacjach fotograficznych diagramów $H-R$ dla poszczególnych asocjacji i w otrzymanym stąd wieku asocjacji mogą być realne. Używany tu sposób określania wieku asocjacji wydaje się ustępować metodzie podanej przez Johnsona (1960), zaś stosowane do obliczania wieku asocjacji poprawki bolometryczne wzięte z tablic Allena mogą być błędne, o całą wielkość gwiazdową, gdyż nie uwzględniają deficytu promieniowania ultrafioletowego gorących gwiazd wykazywanego przez obserwacje wykonywane z raket (Stecher i Milligan 1962).

Nie jest oczywiste, czy słuszne jest sprawdzanie hipotezy ewolucyjnej Fiesienkowa i Masiewicz w oparciu o obserwacje asocjacji, których samo istnienie może być podawane w wątpliwość; wydawałoby się, że być może lepiej do sprawdzania tej hipotezy i do dyskusji funkcji świecenia nadawałoby się te gromady otwarte, dla których mamy fotoelektryczną fotometrię wielu setek gwiazd i znacznie lepszą gwarancję kompletności zliczeń jaśniejszych gwiazd. Hipoteza Fiesienkowa i Masiewicz nie wydaje się zresztą tłumaczyć diagramów $H-R$ dla gromad gwiazdnych. Pewne wątpliwości budzi posługiwanie się przy sprawdzaniu tej hipotezy opartymi na sprzecznych z nią założeniach wynikami Sandage'a.

Podsumowując powyższe uwagi można stwierdzić, że wykorzystywanie dla dalszych badań przedstawionych w pracy R. Ampela wyników obserwacji lub wyciągniętych z nich wniosków mogłoby natrafiać na poważne trudności; problem wyjaśnienia struktury asocjacji w Kasjopei wymaga dalszych obserwacji.

Porównanie katalogów Ampela i Hiltnera dla obszaru asocjacji

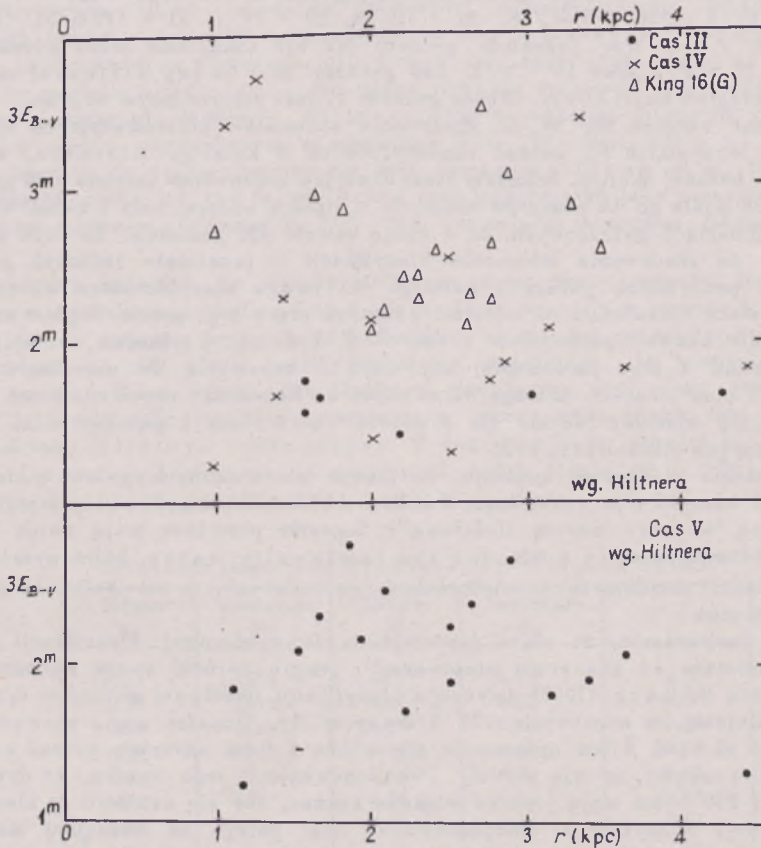
Cas III, Cas IV i Cas V

| Hiltner No. | Ampel No. | $V_{\text{Hilt}} - m_v$ | $(B-V)_{\text{Hilt}} - c$ | Hiltner No. | Ampel No. | $V_{\text{Hilt}} - m_v$ | $(B-V)_{\text{Hilt}} - c$ |
|-------------|-----------|-------------------------|---------------------------|-----------------|-----------|-------------------------|---------------------------|
| Cas III | | | | Obszary G i H | | | |
| 10 | III/12 | 0 ^m 00 | +0 ^m 11 | 45 ² | G/15 | + .27 | - .10 |
| 12 | III/9 | + .01 | + .03 | 46 | G/13 | + .04 | + .09 |
| 13 | III/1 | - .03 | + .17 | 47 | G/9 | - .01 | + .11 |
| 14 | III/2 | + .02 | + .08 | 51 | G/7 | - .01 | + .21 |
| 16 | III/14 | - .06 | + .10 | 52 | G/6 | + .02 | + .12 |
| Cas IV | | | | | | | |
| 22 | IV/52 | -1.36 ¹ | -0.07 | 53 | G/21 | - .23 | + .27 |
| 23 | IV/37 | -0.01 | + .19 | 55 | G/4 | + .33 | + .28 |
| 24 | IV/9 | - .02 | + .16 | 56 | G/5 | .00 | + .50 |
| 27 | IV/30 | + .08 | - .03 | 57 | G/22 | + .02 | + .07 |
| 33 | IV/29 | + .26 | + .19 | 58 | G/20 | - .07 | + .20 |
| 34 | IV/50 | + .10 | + .14 | 59 | G/19 | - .10 | + .12 |
| 38 | IV/27 | + .30 | - .13 | 60 | G/3 | - .03 | + .18 |
| 39 | IV/45 | + .05 | + .13 | 61 | G/2 | + .06 | - .01 |
| 40 | IV/5 | + .15 | - .03 | 62 | G/1 | + .02 | + .21 |
| 41 | IV/44 | - .21 | + .23 | 63 | G/23 | .00 | + .13 |

| Hiltner No. | Ampel No. | $V_{\text{Hilt}-m_v}$ | $(B-V)_{\text{Hilt}-c}$ | Hiltner No. | Ampel No. | $V_{\text{Hilt}-m_v}$ | $(B-V)_{\text{Hilt}-c}$ |
|-------------|-----------|-----------------------|-------------------------|-------------|-----------|-----------------------|-------------------------|
| 65 | G/31 | -0.01 | +0.14 | | | | |
| 72 | G/26 | .00 | +0.13 | | | | |
| 11 | H/13 | -0.07 | +0.27 | | | | |
| Cas V | | | | | | | |
| 1226 | V-B/49 | .00 | +0.23 | 1240 | V-C/4 | +0.03 | +0.17 |
| 1228 | V-B/47 | .00 | +0.22 | 1241 | V-E/28 | .00 | +0.15 |
| 1231 | V-A/8 | +0.02 | +0.15 | 1242 | V-A/36 | +0.01 | +0.14 |
| 1233 | V-A/11 | +0.01 | +0.13 | 1243 | V-A/28 | +0.01 | +0.27 |
| 1235 | V-A/3 | .00 | +0.12 | 1246 | V-D/16 | .00 | +0.12 |
| | | | | 1251 | V-D/18(?) | | |
| 1237 | V-A/16 | +0.04 | +0.15 | 1254 | V-D/38 | .00 | +0.13 |
| 1238 | V-C/33 | -0.01 | +0.14 | 1258 | V-D/26 | .00 | +0.18 |
| | | | | 1259 | V-C/48 | 0.00 | +0.16 |

¹Chyba błąd zecerski w pracy Hiltnera lub Ampela.

²Według Hiltnera typ B0 Ib, zaś według Ampela A0 Ib; również chyba błąd zecerski w jednej z tych prac.



Rys. 1. Diagram Hiltnera dla obszaru G i dla obszarów asocjacji Cas III, Cas IV i Cas V

LITERATURA

- Ampel, R., 1964, A.A., 14, 52-72.
 Hiltner, W. A., 1956, Ap. J. Suppl., 2, 389.
 Hoag, A. A., Johnson, H. L., Iriarte, B., Mitchell, R. I., Hallam, K. L., Sharpless, S., 1961, Publ. U. S. Naval Obs., 17/VII.
 Johnson, H. L., 1960, Lowell Obs. Bull., 5, 17.
 Stecher, T. P., Milligan, J. E., 1962, Ap. J., 136, 1.

UWAGI AUTORA
 OMAWIANEJ PRZEZ K. SERKOWSKIEGO PRACY

R. AMPEL

Czuje się w obowiązku odpowiedzieć doc. K. Serkowskiemu w związku z Jego artykułem dotyczącym mojej pracy poświęconej asocjacji Kasjopei (1964).

Autor zarzuca mi, że nie zamieściłem następujących gwiazd w tablicy nr 2: 17, 26, 29, 30, 31, 36, 37, 66, 1227, 1229 oraz 1256 (wg nomenklatury Hiltnera). Zapewniam, że gwiazdy te tam figurują pod następującymi numerami: 1227 - V-B/22, 1229 - V-B/19, 1256 - V-C/18, 26 - III/24, 29 - IV/3, 31 - IV/4, 37 - IV/14, 36 - IV/46. A oto trzy pozostałe gwiazdy już nie oznaczone przez Recenzenta: 21 - H/2, 25 - H/1 oraz 19 - H/3. Zaś gwiazdy 30 i 66 (wg Hiltnera) znajdują się poza zasięgiem mojej kliszy. (Widmo gwiazdy 17 jest pokryte innym widmem).

Recenzent zarzuca mi, że do zbudowania schematów klasyfikacyjnych nie wykorzystałem wszystkich 60 gwiazd zamieszczonych w katalogu Hiltnera, znajdujących się w badanej okolicy. Schematy klasyfikacyjne zbudowałem istotnie z 30 gwiazd. Każda z nich miała po 15 pomiarów absorpcji w liniach wodoru, helu i metali wyrażonych w wielkościach gwiazdowych, co w sumie dawało 450 pomiarów. Ta ilość danych wystarczała do zbudowania schematów klasyfikacji w przedziale badanych gwiazd. Z kolei 30 pozostałych gwiazd z katalogu Hiltnera klasyfikowałem na omawionych schematach niezależnie od wartości podanych przez tego autora. Dopiero uzyskane wyniki dla kontroli porównałem z danymi Hiltnera. Uzyskałem wystarczająco dobrą zgodność z tego porównania, aby używać schematów do określania typów widmowych i klas jasności. Dlatego dziwi mnie, że Recenzent czyni mi zarzut z tego tytułu, iż „typ widmowy jedynie dla 4 gwiazd” oraz klasa 1 gwiazdy różni się od wartości podanych przez Hiltnera.

Jednocześnie Recenzent sugeruje, że „może dla niektórych gwiazd podane są w tablicy 2 klasyfikacje z katalogu Hiltnera zamiast klasyfikacji przeprowadzonych opisaną w pracy metodą ilościową”. Sugestie powyższe mają swoje źródło w mylnym odczytaniu $\sigma_L = \pm 0.6$ for the luminosity value, które wyraża dyspersję jasności absolutnych w wielkościach gwiazdowych, a nie ± 0.6 klasy, jak podaje Recenzent.

Co do zastrzeżenia, że użyta dyspersja do dwuwymiarowej klasyfikacji „jest znacznie mniejsza od zazwyczaj stosowanej”, pragnę zwrócić uwagę Recenzentowi m.in. na pracę M. Hack (1953) dotyczącą klasyfikacji ilościowej gwiazd w dyspersji jeszcze mniejszej, a mianowicie 225 Å/mm przy H γ . Ponadto warto zauważyć, że w dyspersji ok. 300 Å/mm opracowuje się widma i linie emisyjne gwiazd nowych, komet itp., a wyniki te nie bywały kwestionowane. Z tego wynika, że dyspersje 150 Å/mm i 210 Å/mm mają jeszcze większe szanse, aby się nadawać do klasyfikacji ilościowej. Klasyfikacja dwuparametrowa MK polega na wizualnej inspekcji i ocenie pozornych ilości i natężeń linii widmowych w dyspersji 125 Å/mm przy H γ . Dzisiaj ją adoptowano do widm szczelinowych i obiektywowych, do ilościowego klasyfikowania i różnych dyspersji. Uważam, że gwiazdy wczesne są bez porównania trudniejsze do klasyfikowania w systemie MK sposobem inspekcji, niż gwiazdy

typów późniejszych. Stąd moja decyzja podjęcia klasyfikacji metodą spektrofotometryczną, bardziej pracochłonną, ale za to o wiele dokładniejszą.

Odnosnie rys. 3a wyjaśniam, że mała jego czytelność jest wynikiem dużego pomniejszenia rysunku przez Redakcję. Na pytanie, w jaki sposób odczytane były jasności gwiazd późniejszych typów niż B3, wyjaśniam, że uśrednione wielkości typów widmowych i klas jasności uzyskane ze schematów umieszczonych na rysunkach 3b i 3c pozwalają niezależnie od rysunku 3a uzyskiwać jasności absolutne, o ile przypisze się im jakieś wartości, wzorce, np. dla gwiazd wczesnych typów mogą to być dane zalecane przez Johnsona i Iriarte [4]. Wyniki z rysunku 3a dawały uzupełniającą informację wchodzącą do wartości średniej M_p .

W związku z uwagą dotyczącą klasyfikowania gwiazd słabszych od 11^m5 w oparciu o widma o dyspersji 570 Å/mm informuję, że dla gwiazd OB możliwe jest tylko uzyskiwanie typów widmowych. Zdawałem sobie sprawę, że obliczenie ich klas jasności może być obarczone dużym błędem i dlatego zostały one umieszczone w osobnej kolumnie.

Błąd średni fotoelektrycznych wartości V ($\sigma_V = \pm 0^m02$) odnosi się do nawiązania do Plejad, a nie jak odczytał Recenzent, do wartości Hiltnera. Pomiar jasności fotoelektrycznych (B, V) dokonałem fotometrem fotoelektrycznym w Obserwatorium w Saltsjöbaden na wiosnę 1960 r. pod kierunkiem doc. G. Larsson-Leandera. Gwiazdy te były kalibrowane na Plejadach jako wzorcu zalecanym przez Johnsona. Opracowałem je zgodnie z wymogami i nie widzę potrzeby traktować fotometrii sztokholmskiej mniej ufnie niż fotometrii Hiltnera. Nie nawiązałem fotometrii 23 gwiazd do pobliskich ciągów standardowych w gromadach NGC 129 i NGC 225 z tej prostej przyczyny, że w owym czasie jeszcze nie były opracowane (Hoag et al. 1961). Gwiazd opracowanych przez Hiltnera nie można było wykorzystać jako standardu, ponieważ ich zakres jasności (głównie 8–10^m) nie odpowiadał wymogom fotometrii fotograficznej.

Recenzent sugeruje, że wykorzystałem w mojej pracy jasności fotoelektryczne Hiltnera do kalibracji okolicy Cas V. Sugestie te powstały w oparciu o małe różnice $V_{\text{Hiltnera}} - m_v$ z mojej pracy. Warto podkreślić, że również praca Brodskiej (1955) opublikowana na rok przed pracą Hiltnera potwierdza, że metodą fotograficzną można uzyskać dobre wyniki. Dla ilustracji powyższego przytaczam zestawienie podanych w wątpliwą jasności opracowanych przeze mnie (patrz tabl. Recenzenta) z wartościami Hiltnera i Brodskiej. W dwu wypadkach jasności m_v Brodskiej i V Hiltnera są identyczne, w następnych dwóch różnią się o 0^m01 i po jednym przypadku różnice wynoszą 0^m03, 0^m04, i 0^m05 a $\sigma \approx \pm 0^m02$.

Porównanie jasności m_v Brodskiej i V Hiltnera dla Cas V

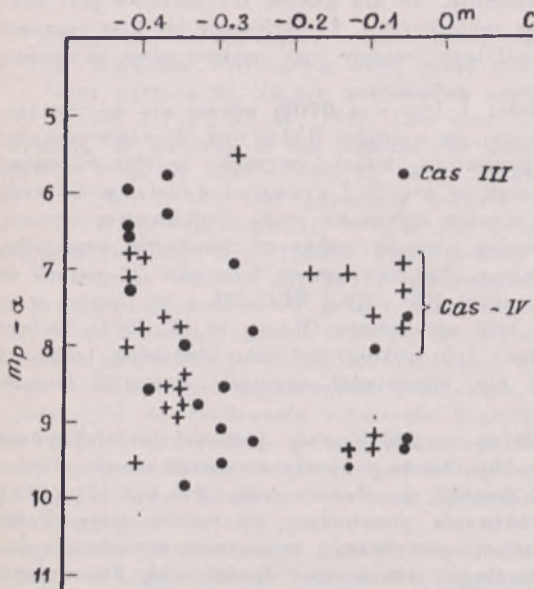
| Hiltner No | Brodskaja No | Hiltner V | Brodskaja m_v | $V - m_v$ |
|---------------|-----------------|----------------|--------------------|-----------|
| 1231 | 4518 | 8.77 | 8.77 | 0.00 |
| 1233 | 4578 | 8.65 | 8.62 | +0.03 |
| 1237 | 4889 | 9.29 | 9.25 | +0.04 |
| 1238 | 5014 | 9.72 | 9.77 | -0.05 |
| 1242 | 5221 | 0.84 | 9.84 | 0.00 |
| 1229 | 4357 | 9.95 | 9.94 | +0.01 |
| 1256 | 5728 | 9.87 | 9.86 | +0.01 |

Zagadnienie bardzo dobrej zgodności jasności fotograficznych i fotowizualnych w obszarach Cas III i Cas V może rodzić zadowolenie (odpowiada to głównie gwiazdom ok. 9^m). System toruński fotograficzny, a zwłaszcza fotowizualny, daje takie wyniki. A, potwierdzają tę opinię np. V. S. Vorosylov, S. G. Gordeladze i inni (1962).

Po przedyskutowaniu innych systemów, nawiązali oni swoje systemy fotograficzne i fotowizualne do systemu toruńskiego. (W oparciu o ten system wyznaczyli jasności 22.000 gwiazd).

Warto wziąć pod uwagę rysunek podany przez Recenzenta. Naniesione tam zostały dane Hiltnera. Dyspersja na rysunku odpowiadająca Cas V w porównaniu z dyspersją Cas IV jest mniejsza, podobnie jak w mojej pracy. Powyższe spostrzeżenie, a także fluktuacje wartości $(B-V)-c$ dla rejonów G i IV w porównaniu z V mogą być interesujące dla dalszych badań nad ośrodkiem międzygwiazdowym, a także gwiazd wypełniających te miejsca.

Zdaje sobie doskonale sprawę, że ideałem byłoby uzyskać dla wszystkich gwiazd badanych widma szczelinowe w dużej dyspersji i fotometrię fotoelektryczną wielobarwną. Ale które z obserwa-



Rys. 1. Diagram H-R dla asocjacji Cas III i Cas IV:
- gwiazdy z rej. III; + - gwiazdy z rej. IV z klasyfikacją S_L

Ten fakt należy mieć zawsze na uwadze, ponieważ może wnosić dodatkowe efekty, np. gwiazda oznaczona G/5 jest podejrzana o posiadanie linii emisyjnych, co z kolei może wpływać na jej wartość $(B-V)-c$. Jest to jedyne większe odchylenie i nie powinno podważać pozostałych wyników.

Naniesienie na rys. 4a również gwiazd z obszarów G i H zmniejsza jego czytelność, a tym samym możliwość zaobserwowania względnego spadku zgrupowania gwiazd OB. Istnienie asocjacji można prześledzić na diagramach H-R. W diagramach tych (rys. 1 i 2) na osi odciętych są umieszczone normalne wskaźniki barwy, a na osi rzędnych - jasności fotograficzne poprawione indywidualnie na ekstynkcję międzygwiazdową. W pracy mojej zaznaczam, że gwiazdy OB mogą także występować poza asocjacjami.

Recenzentowi chyba wiadomo, że wyznaczanie dokładnych odległości w pracach statystycznych tego typu jest bardzo trudne. Idealne odległości są nieosiągalne, ponieważ na ich dokładności ciążyą wszystkie błędy powstałe z fotometrii, klasyfikacji

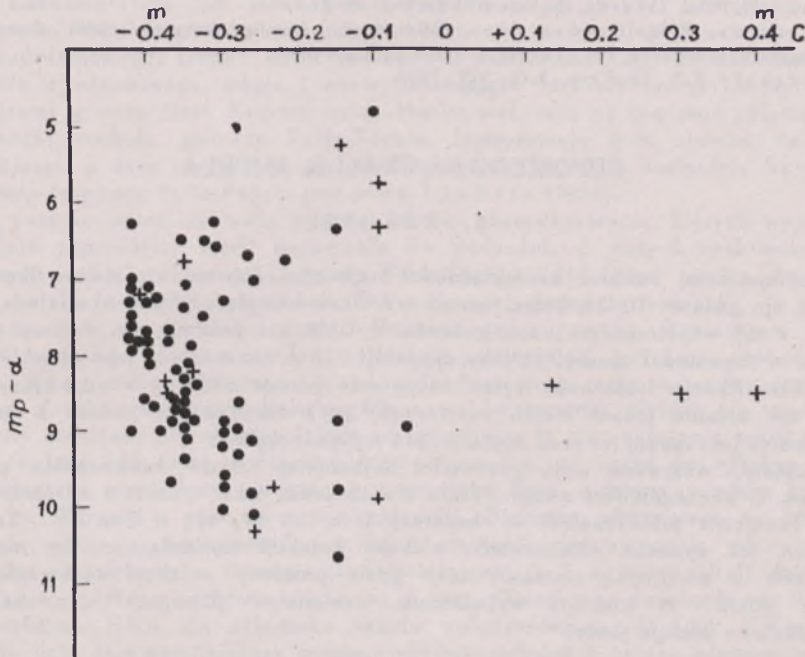
orionów na świecie udostępniłoby swoją aparaturę na okres zbierania materiału dla 2/5 gwiazd? A więc skoro jest to nieosiągalne, nie pozostało mi nic innego, jak opracować jasności techniką fotograficzną i użyć widm z pryzmatem obiektywowym.

Recenzent uważa, że jest „niedostatecznie uzasadnione” korzystanie z tablic Allena (Astrophysical Quantities 1955). Kiedy w 1960 roku opracowywałem jasności, tablice te były wówczas ich podstawą.

To, że występują większe różnice w $(B-V)-c$ (tabelka cytowana w recenzji) nie świadczy o złych czy dobrych wyznaczeniach jasności. Należy pamiętać, że wśród gwiazd OB jest szereg gwiazd podwójnych, gwiazd z emisją H_α , a także są gwiazdy posiadające inne linie emisyjne, które mogą być zmienne w czasie.

i fluktuacji ośrodka międzygwiazdowego. Mając powyższe na uwadze, wszystkie odległości omawiane w tekście są poprzedzane odpowiednimi określeniami, np. że Cas III jest odległa „about” 1000 pc, tzn. „około”.

W odpowiedzi na zarzut, jakoby obliczenie funkcji gęstości było wynikiem efektów selekcji, wyjaśniam, że zgodnie z cytowaną metodą do rozwiązania całki z funkcji częstości występowania gwiazd korzystamy ze zliczeń wszystkich gwiazd odpowiednich typów i klas. Z kolei funkcja gęstości obliczona z funkcji częstości jest poprawiana na średnią wartość ekstynkcji międzygwiazdowej. Wyżej wymienione rozważania są oparte o statystykę matematyczną, gdzie problemy selekcji są uwzględniane.



Rys. 2. Diagram H-R dla asocjacji Cas Va i Cas Vb: \bullet – gwiazdy z rej. V z klasyfikacją S_L ; + – gwiazdy z rej. V z klasyfikacją S (absolutnie jasne)

Wartości do obliczenia wieku odczytałem z wykresów roboczych, analogicznych do wyżej umieszczonych z tym, że na osi rzędnych umieszczone były odpowiednie jasności absolutne. Omówioną w pracy metodę określania wieku wykorzystałem dlatego, aby uzyskane wyniki można było porównać z wynikami innych otrzymanymi na tej samej drodze.

W związku z zastrzeżeniem do rys. 6 wyjaśniam, że gdyby zgodnie z żądaniem Recenzenta nanieść na niego poszczególne gwiazdy, straciłby przejrzystość, podobnie jak to zauważył Recenzent odnośnie rys. 4a.

Istotnie na rys. 4a i 4b „wkraść się” kilka gwiazd z klasyfikacją S. Stało się tak dlatego, gdyż pierwotnie były one klasyfikowane metodą S_L ($< 11^m 5$). Jednak na skutek dużej dyspersji w klasach jasności lub typach widmowych zostały później przesunięte do klasy mniej pewnej S. Inne gwiazdy z klasyfikacji S (słabsze od $11^m 5$) na pewno nie zostały naniesione na rys. 4a i 4b. Łatwo o tym przekonać się, przeliczając ilość punktów na tych rysunkach i porównać je z ilością gwiazd z tabeli 2.

Sądzę, że udało mi się przynajmniej w pewnym stopniu przekonać Recenzenta o obiektywnej wartości moich wyników. Cytowane przez Niego drobne odstępstwa wartości otrzymanych w pracy od wyników np. Hiltnera świadczą tylko o uczciwości Autora, który swoich wyników nie dopasowywał do wartości otrzymanych uprzednio przez innych.

LITERATURA

- [1] Ampel, R., A.A. 14, 52. 1964.
 [2] Hack, M., A.d'Ap. 16, 417. 1953.
 [3] Hoag, A.A., Johnson, H.L. et al., Publ.U.S.Naval Obs. 17/VII. 1961.
 [4] Johnson, H.L., Iriarte, B., Lowell Obs. Bull.No 91.
 [5] Vorošylov, V.S., Gordzeladze, S.G. et al., *Katalog fotografičeskich fotovizualnych i fotokrasnych veličyn.* Izd.Akad.Nauk Ukr.SSR, Kijev 1962.
 [6] Brodskaja, E.S., Izv.Krym. A.O., XIV, 1955.

ODPOWIEDŹ NA UWAGI R. AMPELA

K. SERKOWSKI

Rzeczywiście, wskutek niedokładności mapy nie udało mi się zidentyfikować kilku gwiazd: np. gwiazdy III/24, która jest na rys. Ib w odległości 7 mm od miejsca, wynikającego z jej współrzędnych; zaś gwiazda V-C/18 nie jest na rys. I oznaczona. Podzielałam w zupełności zdanie, że przy dyspersji 225 Å/mm możliwa jest wysokiej dokładności klasyfikacja ilościowa; mylne odczytanie przeze mnie $\sigma_L = \pm 0,6$ klasy zamiast $\pm 0,4$ nie osłabia jednak moich zastrzeżeń, gdyż oznacza, że podany w pracy błąd klasyfikacji jest raczej jeszcze większy, niż przypuszczałem.

Niestety, wszystkie moje pozostałe, najbardziej istotne zastrzeżenia pozostają aktualne. W szczególności uwagi Autora nie tłumaczą faktu 6-krotnie mniejszej dokładności fotometrii fotowizualnej w obszarach G i Cas IV, niż w Cas III i Cas V. Nie wyjaśnia też sposobu eliminowania efektów selekcji stwierdzenie, że „rozważania są oparte o statystykę matematyczną, gdzie problemy selekcji są uwzględniane”. Szkoda jednak, że niektóre wyjaśnienia, zawarte w „Uwagach” nie znalazły się w oryginalnym tekście pracy.

O MECHANIZMIE DZIAŁAJĄCYM W GWIAZDACH WOLFA-RAYETA

K. STĘPIEŃ

Od kilkudziesięciu lat znana jest niewielka grupa gwiazd zwanych gwiazdami Wolfa-Rayeta. Mają one bardzo charakterystyczne widma oraz, jeżeli wchodzą w skład układu zaćmieniowego, krzywe zmian blasku. W widmie dominują szerokie linie emisyjne helu zjonizowanego, węgla i azotu posiadające niekiedy brzegi absorpcyjne na krótkofalowej granicy linii. Krzywe zmian blasku wskazują na istnienie półprzezroczystej otoczki dookoła gwiazdy Wolfa-Rayeta. Interpretacja tych zjawisk za pomocą ekspandującej z dużą prędkością otoczki napotykała na wiele trudności. Nową próbą wyjaśnienia fenomenu Wolfa-Rayeta jest praca Limbera (1964).

Na wstępie autor zestawia szereg faktów obserwacyjnych, których wyjaśnienie na gruncie poprzedniej teorii napotykało na trudności. Z danych spektroskopowych dotyczących najlepiej zbadanej gwiazdy Wolfa-Rayeta V444 Cygni wynika, że istnieje wyraźna korelacja między szerokością linii widmowej a energią jonizacji – i to w tym sensie, że linie o najwyższej energii jonizacji są najszersze. Zakładając, że pierwiastki najsilniej zjonizowane są najbliżej powierzchni gwiazdy, dochodzimy do wniosku, że w miarę oddalania się od gwiazdy maleją ruchy wewnątrz otaczającej ją materii (o ile poszerzenie linii wynika z ruchów materii). Należy się spodziewać, że obszary emitujące nie są zbyt daleko od gwiazdy, a to przy założeniu teorii szybkiej eejekcji powinno dać efekt okultacji polegający na tym, że część emitującego obszaru jest zasłonięta przez samą gwiazdę i powstająca linia widmowa powinna być przesunięta ku fioletowi i mieć asymetryczny profil. Niestety, efektu tego nie obserwuje się i nie można tego wyjaśnić istnieniem brzegów absorpcyjnych, gdyż te brzegi mają tylko niektóre linie. Obserwacje najsilniejszej linii w widmie HeII 4686 wskazują na dosyć dziwne zachowanie się jej z fazą. Obserwacje natężenia tej linii były przeprowadzane tylko dla składnika układu zaćmieniowego CQ Cep. Wskazują one na to, że linia jest najsilniejsza podczas obydwu zaćmień a osiąga minimum w fazach 0.25 i 0.75. Mniej dokładne obserwacje fotograficzne gwiazdy V444 Cygni wskazują również na pewną zmienność natężenia linii z fazą, chociaż nie tak wyraźną*.

Poza tymi faktami autor, przytaczając dane o masach i rozmiarach układu V444 Cygni, zwraca uwagę na istnienie dwu koincydencji: mianowicie można zauważyć, że prędkość odpowiadająca poszerzeniu najszerzych linii widmowych jest bliska prędkości ucieczki z gwiazdy, oraz że wyliczony rozmiar otoczki zgadza się z rozmiarem wewnętrznej powierzchni Roche'a. Te dwa fakty będą mu pomocne przy argumentowaniu swej własnej teorii.

Wyżej przytoczone trudności można ominąć, jeżeli założy się, że materia nie ekspanduje, lecz oderwana od gwiazdy krąży z prędkościami kołowymi dookoła niej. Oznacza to, że w układzie cylindrycznym φ, r i z materia ma głównie składową prędkość v_{φ} oraz niewielką v_r wynikającą z istnienia w otoczce gradientu ciśnienia skierowanego na zewnątrz. Zjawisko to nazywa się niestabilnością rotacyjną. Niestabilność taka może wystąpić np. podczas homologicznej lub prawie homologicznej

*Szersze omówienie wyników obserwacji gwiazd Wolfa-Rayeta znajdzie czytelnik w artykule: K. Stępień „Gwiazdy Wolfa-Rayeta”, *Postępy Astronomii* vol XII, str. 85 1964 r.

kontrakcji gwiazdy. W tym wypadku prędkość kątowna gwiazdy Ω rośnie jak $1/R^2$, podczas gdy prędkość kątowna krytyczna, przy której będzie następowało odrywanie się materii z równika, będzie rosła jak $1/R^{3/2}$. Jasne jest, że w takim wypadku musi nastąpić moment, w którym te dwie prędkości zrównają się. Materia zacznie odrywać się z okolic równika i krążyć z prędkościami kołowymi dookoła gwiazdy. Jeżeli gwiazda będzie kontrahowała dalej, proces ejejkcji będzie narastał. Powstaje pytanie, czy gwiazdy Wolfa-Rayeta mogą być w takim stadium.

Z wyników przytoczonych dla V444 Cygni widać, że średnia gęstość składnika Wolfa-Rayeta jest ok. 1.5 g/cm^3 przy masie $10\odot$. Gwiazda z ciągu głównego o tej samej masie ma gęstość 5 lub nawet więcej razy mniejszą. Nie ulega wobec tego wątpliwości, iż gwiazda Wolfa-Rayeta odeszła już od ciągu głównego. Nie jest to oczywiście dowód na to, że gwiazda obecnie kontrahuje, ale przemawia za tym, że kontrakcja grała lub gra istotną rolę w jej życiu. Również fakt niewystępowania wodoru w tych gwiazdach wskazuje na zaawansowaną ewolucję. Ponieważ drugi składnik układu zaćmieniowego jest gwiazdą ciągu głównego i ma większą masę, więc wydaje się, że składnik Wolfa-Rayeta musiał początkowo mieć większą masę i znaczną jej część utracił na korzyść drugiego składnika.

Hipoteza niestabilności rotacyjnej daje bardzo naturalny mechanizm wyrzutu materii z gwiazdy. Należy tu podkreślić, że teoria ejejkcji radialnej nie potrafi dać zadowalającej odpowiedzi na pytanie, jaki jest mechanizm wyrzutu. Jeżeli obszary emitujące nie są deleko od powierzchni gwiazdy, to prędkości materii będą równe prędkościom kołowym i w związku z tym szerokości najszerszych linii powinny odpowiadać właśnie tym prędkościom. Ale, jak autor zauważył wcześniej, szerokości te odpowiadają prędkości ucieczki, która jest o czynnik $\sqrt{2}$ większa od prędkości kołowej. Jednak zgodnie z obliczeniami Müncha wszystkie linie ulegają poszerzeniu podczas przejścia przez otoczkę złożoną z wolnych elektronów. Jeżeli uwzględni się to poszerzenie, to okaże się, że wewnętrzna szerokość linii dobrze zgadza się z prędkością kołową. W ten sposób na bardzo naturalnej drodze można wyjaśnić pierwszą z zanotowanych koincydencji. Równie łatwo można wyjaśnić drugą z nich – że promień otoczki równy jest w przybliżeniu promieniowi wewnętrznej powierzchni Roche'a. Otóż należy spodziewać się, że materia krążąca dookoła gwiazdy w pobliżu powierzchni Roche'a będzie miała małą prędkość względem tej powierzchni. W takim wypadku potencjał grawitacyjny gra dużą rolę w dynamice ruchu i poza granicą Roche'a zarówno rozkład jak i prędkości materii będą inne niż wewnątrz. Oczywiście, kształt otoczki nie będzie dokładnie taki jak powierzchni Roche'a, gdyż materia będzie jednak miała pewną prędkość kątową względem niej i wskutek tego otoczka będzie bardziej kołowa niż ta powierzchnia.

Model proponowany przez autora wyjaśnia również sugerowany przez obserwacje rozkład prędkości w otoczce. Mianowicie w przypadku niestabilności rotacyjnej prędkość w otoczce będzie oczywiście malała na zewnątrz, co jest w zgodzie z obserwacjami. Należy również podkreślić fakt niewystępowania efektu okultacji, gdyż obszar zasłonięty przez gwiazdę ma względem niej prędkość radialną równą zeru.

Pozostaje do usunięcia jeszcze jedna trudność: zależność natężenia linii 4686 od fazy, obserwowana przez Hiltnera u gwiazdy CQ Cep oraz znacznie słabsza obserwowana u V444 Cygni. Otóż dla pojedynczej gwiazdy rotującej na granicy niestabilności rotacyjnej ejejkcja materii będzie osiowo symetryczna. Inna sytuacja będzie dla układu podwójnego. Autor w jednej z poprzednich swoich prac badał zależność wyrzutu materii od długości dla wypadku niesynchronicznej rotacji. Dla nas interesujące będą dwa graniczne wypadki: gdy kształt gwiazdy jest dokładnie taki jak powierzchni ekwipotencjalnej (to przybliżenie stosuje się dla rotacji synchronicznej) oraz – w wypadku silnego asynchronizmu – gdy kształt gwiazdy jest bardziej kołowy niż powierzchni ekwipotencjalnej (w naszych rozważaniach przyjmujemy, że jest dokładnie kołowy). Decydujący dla tego, które przybliżenie jest lepsze, będzie stosunek $\frac{\Omega}{\omega}$.

gdzie Ω jest prędkością kątową rotacji składnika a ω prędkością kątową orbitalną. Jeżeli $\frac{\Omega}{\omega} \approx 1$, to lepsze jest pierwsze przybliżenie a jeżeli $\frac{\Omega}{\omega} \gg 1$ – to drugie. Trudno jest stwierdzić dokładnie przy jakiej wartości $\frac{\Omega}{\omega}$ bliższe prawdy staje się drugie, ale autor sugeruje wartość 4. Dla układu V444 Cygni autor bezpośrednio wylicza $\frac{\Omega}{\omega}$, natomiast dla CQ Cep musi przyjąć jakieś założenie odnośnie masy składnika Wolfa-Rayeta.

Zakładając, że jest ona taka jak w układzie V444 Cygni, otrzymuje wartość $\frac{\Omega}{\omega} = 4.6$, podczas gdy dla V444 Cygni wynosi ona 40.6. Wylicza następnie, jakie prędkości są potrzebne, by element masy wyrzucony z gwiazdy mógł osiągnąć punkt, w którym efektywny potencjał znika. Z rachunków wynika, że o ile dla układu V444 Cygni zależność tej prędkości od długości jest niewielka, o tyle dla CQ Cep jest ona dość silna. Widać to z załączonej tabeli, w której wyżej zdefiniowana prędkość oznaczona jest literą v° , a długość liczona jest od linii łączącej obydwie gwiazdy. Rachunki prowadzone były przy założeniu, że słuszne jest drugie przybliżenie. Autor wyliczył również v° dla pierwszego przybliżenia, ale, oczywiście, rachunki mogą mieć sens tylko najwyżej dla CQ Cep i nie zmieniają konkluzji.

| v° | V444 Cygni (km/sek) | CQ Cep (km/sek) |
|---------------|------------------------|--------------------|
| 0° | 0 | 0 |
| 90° | 0.20 | 19 |
| 180° | 1.73 | 49 |

W zakończeniu autor wskazuje na pewne obserwacyjne konsekwencje proponowanego modelu. Powinien być mianowicie obserwowany tzw. efekt Rossitera polegający na tym, że krzywa prędkości radialnych jest zniekształcona wskutek zasłaniania przez drugą gwiazdę kolejnych części rotującej materii. Efektu takiego nie obserwuje się, ale autor zwraca uwagę na maskującą działalność poszerzenia linii przez otoczkę złożoną z wolnych elektronów oraz zmienności z fazą profilu linii i ich natężenia. Z hipotezy wynika również relacja między nachyleniem osi rotacji gwiazdy do promienia widzenia oraz szerokości linii. Niestety, prawdopodobieństwo znalezienia gwiazd o małych nachyleniach jest niewielkie. Obserwuje się tylko jedną, HD 190918, która to nachylenie ma prawdopodobnie około 20° . Jednak nie wykazuje ona węższych linii niż inne gwiazdy tego typu. W tym wypadku autor stwierdza, że wskutek niedokładnego wyznaczenia krzywej prędkości radialnych wartość tego nachylenia może być wątpliwa, poza tym suma mas może być nieco mniejsza niż założona oraz, że również i tu efekt poszerzenia przez otoczkę będzie zamazywał obraz.

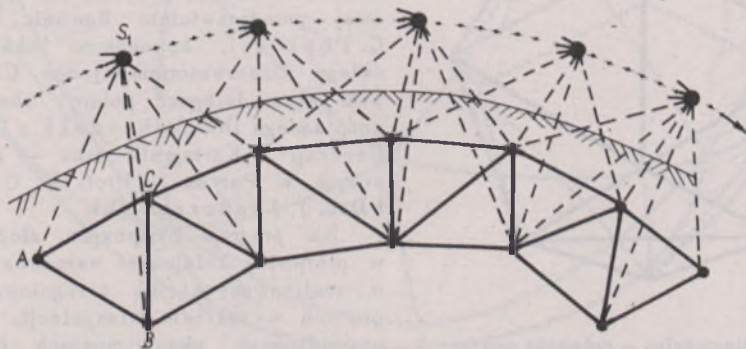
Wydaje się, że sama koncepcja niestabilności rotacyjnej jest interesująca, ale wymaga jeszcze dalszego bardziej szczegółowego opracowania. W tej postaci nie wyjaśnia ona nadal wielu obserwowanych zjawisk; np. obserwuje się gwiazdy Wolfa-Rayeta w asocjacjach, również w tych najmłodszych, co sugerowałoby ich bardzo młody wiek. We wszystkich układach podwójnych prędkości v wyznaczone z różnych linii różnią się niekiedy o wartość rzędu 100 km/sek., co znacznie przewyższa błąd obserwacji. W gwieździe CQ Cep linia 4686 zachowuje się zupełnie nietypowo. Oprócz silnej zmiany natężenia z fazą krzywa prędkości radialnych skonstruowana za jej pomocą wykazuje eliptyczność rzędu 0.3 wbrew wszystkim innym obserwacjom wskazującym na eliptyczność równą zeru. Choćby z tych przytoczonych faktów widać, że procesy zachodzące w gwiazdach Wolfa-Rayeta mają bardzo złożoną naturę i stworzenie zadowalającego modelu będzie raczej trudne.

LITERATURA

SYMPOZJUM I KOŁOKWIUM
O EUROPEJSKIEJ SIECI TRIANGULACJI SATELITARNEJ
PARYŻ, GRUDZIEŃ 1964

L. CICHOWICZ

Jeżeli z szeregu punktów położonych na powierzchni Ziemi (rys. 1) zostaną jednocześnie wykonane pomiary kierunków tego samego sztucznego satelity Ziemi w jego kolejnych położeniach na orbicie, powstanie w przestrzeni geometryczny układ składający się z czworościanów. Taki elementarny czworościan zostaje utworzony przez trzy stanowiska obserwacyjne naziemne i chwilowe położenie sztucznego satelity (np. na rysunku 1 przez punkty A , B , C i S_1). Czworościan ten możemy rozwiązać, jeżeli oprócz zaobserwowanych kierunków AS_1 , BS_1 i CS_1 , znane są współrzędne dwóch wierzchołków jego podstawy, lub, co na jedno wychodzi, odległość między tymi punktami. Zachowując właściwe proporcje elementów liniowych (boki trójkątów naziemnych tego samego rzędu co wysokość satelity: od 500 do 1500 km), możemy „pokryć” terytorium Europy układem kilkunastu takich czworościanów i zbudować sieć geodezyjną, zwaną triangulacją satelitarną lub triangulacją kosmiczną lub ściślej triedrystacją (*trièdrisation*).



Rys. 1. Zasada triangulacji satelitarnej

Idea transkontynentalnego i transoceanicznego łączenia sieci geodezyjnych do-czekała się realizacji dzięki umieszczeniu na orbicie pasywnego przekaźnika, sate-lity-balona o trzydziestometrowej średnicy Echo 1. Pierwsze eksperymenty z triangula-cją satelitarną zostały przeprowadzone począwszy od roku 1961 jednocześnie w ZSRR,

w USA i we Francji. Eksperymenty te w głównej mierze dotyczyły metodyki i technologii zagadnienia. Przeprowadzono próby z precyzyjnymi kamerami satelitarnymi, analizy dokładności i pierwsze obliczenia.

Lata następne przyniosły owocną realizację próbnych poligonów i sieci triangulacji satelitarnej [1]. Do eksperymentów radzieckich w roku 1963 przystąpiły stacje w Polsce (Poznań), Rumunii (Bukareszt) i NRD (Poczdum) – powstała sieć euroazjatycka od Poczdumu do Wysp Kurylskich na Dalekim Wschodzie. Stany Zjednoczone zbudowały na swoim kontynencie wielobok, który stanowi fragment projektowanej przez US Coast nad Geodetic Survey sieci światowej. Francuzi dokonali „desantu” w Afryce Północnej, włączając do realizowanej przez siebie sieci dwie stacje saharyjskie Hamaguir i Ouargle.

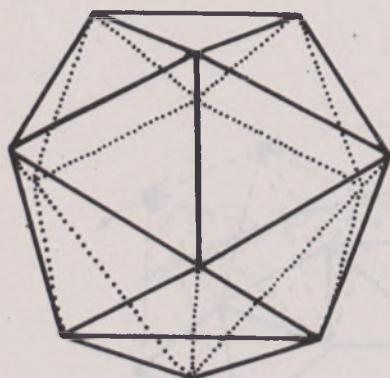
Przeprowadzane próby stały się przedmiotem studiów, raportów i dyskusji międzynarodowych, zwłaszcza na forum Międzynarodowej Asocjacji Geodezyjnej oraz I Grupy Pobocznej (Tracking & Telemetry) unii COSPAR. W rezultacie jesienią 1964 roku z inicjatywy Asocjacji popartej uchwałą COSPAR powstał międzynarodowy organizm pod nazwą Central Bureau for Satellite Geodesy z siedzibą w Smithsonian Astrophysical Observatory. W skład Rady Naukowej Biura wchodzi trzech przedstawicieli Asocjacji i tyluż przedstawicieli COSPAR. Do zadań Biura i jego Rady należeć ma opracowywanie światowych programów satelitarnych wraz z typowaniem optymalnych parametrów satelitów geodezyjnych, instrumentarium itd. Powołany do życia organizm ma do przezwyciężenia nie tylko trudności natury organizacyjnej i technicznej, ale być może napotka przeszkody mające swoje źródło w kontrowersjach politycznych i wojskowych.

Inicjatywa zorganizowania międzynarodowego sympozjum poświęconego europejskiej sieci triangulacji satelitarnej wyszła ze strony francuskiego Institut Géographique National przy współpracy tamtejszego Comité National des Études Spatiales. W dniach

14, 15 i 16 grudnia ub.r. obradowali w Paryżu uczeni [geodeci i astronomowie] kilkunastu krajów europejskich i zamorskich. Z krajów obozu socjalistycznego wzięli w nim udział delegaci ZSRR z Prof. A.A. Michajłowem na czele, dwaj przedstawiciele Rumunii z Prof. G. Popovici, astronomem bukareszteńskiego Obserwatorium, jeden Czechosłowak oraz delegaci polscy: obok niżej podpisanego Doc. St. Kryński z Instytutu Geodezji i Kartografii oraz – z okazji pobytu w Paryżu – Prof. W. Opalski i Doc. J. Jasnorzewski.

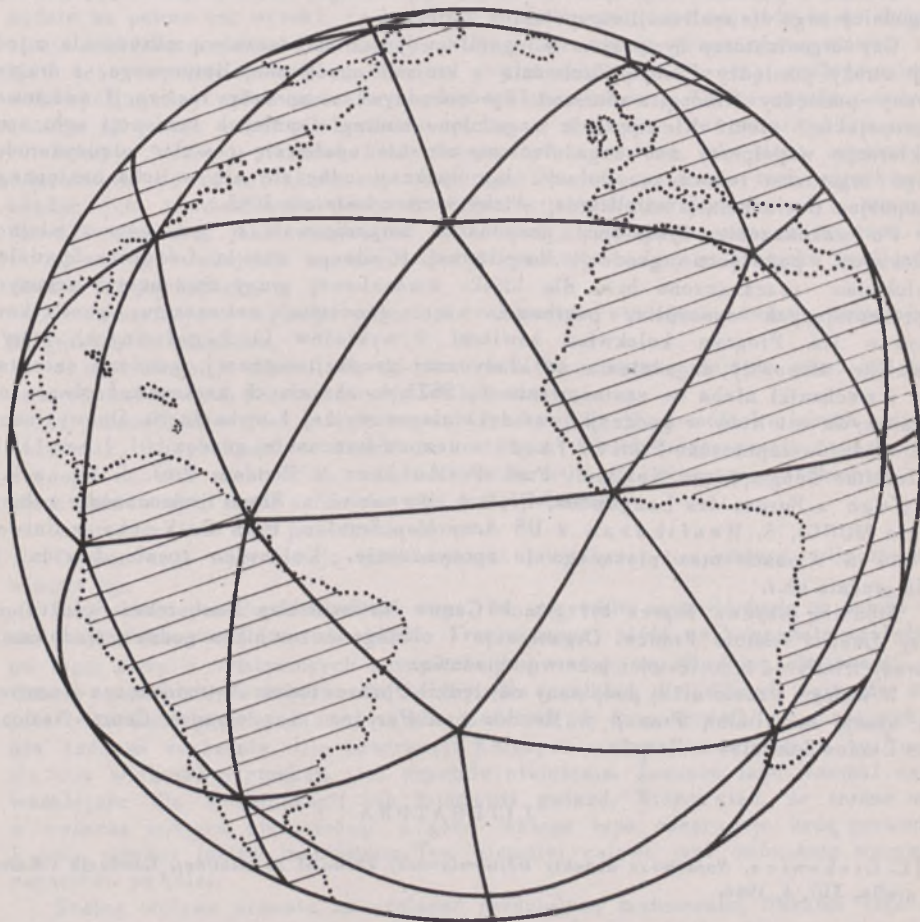
Na program Sympozjum złożyły się w pierwszej kolejności narodowe raporty o realizowanych lub przygotowywanych pracach w zakresie triangulacji. O przeprowadzonych eksperymentach obserwacyjnych i pierwszych dokonanych analizach wygłosili komunikaty przedstawiciele zaledwie kilku służb satelitarnych:

ZSRR, USA, Francji, Polski i Rumunii – o zaawansowanych przygotowaniach i próbach technologicznych zakomunikowali m.in. uczeni W. Brytanii, NRF, Włoch, Szwecji, Szwajcarii i Czechosłowacji. Drugim, zasadniczym nurtem Sympozjum stały się dyskusje nad kilkoma zgłoszonymi projektami światowych i kontynentalnych sieci fundamentalnych geodezji. Na czoło tych projektów wysuwała się koncepcja wybitnego



Rys. 2. Dwudziestościan – radziecki projekt sieci światowej I.D. Żongółowicza

radzieckiego uczonego polskiego pochodzenia I.D. Żongołowicza, wicedyrektora Instytutu Teoretycznej Astronomii w Leningradzie. Projekt ten (zreferowany przez A.A. Michajłowa) sprowadza się do zbudowania na powierzchni kuli ziemskiej gigantycznego regularnego dwudziestościanu (rys. 2) z wykorzystaniem satelity obiegającego Ziemię na wysokości ok. 12 tys. km na orbicie okołobiegunowej. Projekt amerykański forsowany przez US Coast & Geodetic Survey (rys. 3) proponuje skonstruowanie sieci składającej się z 68 trójkątów o łącznej liczbie 102 boków z satelitą na wysokości 4 tys. km. Zadziwiająca jest rzeczą, że konfiguracja linii brzegowych kontynentów i wysp zezwala i w jednym i drugim przypadku na budowę sieci o niemal idealnych równobocznych trójkątach.



Rys. 3. Projekt US Coast & Geodetic Survey

Niektóre projekty dotyczyły sieci o charakterze lokalnym, obejmującym wyłącznie Europę. Interesujący referat wygłosił w imieniu specjalnej grupy studiów powołanej na sierpniowym Sympozjum geodezyjnym w Sztokholmie H.M. Dufour z Francji. Projektowana sieć europejska ma zgodnie z projektem stanowić fragment światowej

sieci, której realizacja wymagać będzie satelity umieszczonego na orbicie odległej o około 4000 km. Prace roku 1965 oparte o wyniki obserwacji satelitów Echo 1, Echo 2 i Explorer 19 będą jeszcze miały charakter próbny. Przewiduje się tu m.in. przeprowadzenie nawiązania między Grenlandią i Islandią z Norwegią i Wielką Brytanią; pomiędzy Wielką Brytanią a Norwegią i Holandią, łączność przez morze Śródziemne oraz przez morze Bałtyckie. Głównym kompleksem będzie sieć przebiegająca od Azorów i Hiszpanię aż do Europy Środkowej. Podobny projekt zgłosiła grupa uczonych NRF z Prof. R. Kneiselem. Na wielkiej karcie Europy ukazano szereg stacji satelitarnych z naniesionymi kierunkami łącznymi. Nie przypadkowo centralny punkt kompleksu europejskiego stanowiło Monachium.

Osobna dyskusja dotyczyła definicji optymalnego satelity geodezyjnego, najdogodniejszego dla realizacji europejskich projektów.

Czy organizatorzy Sympozjum osiągnęli swój cel: nawiązanie porozumienia z jednej strony pomiędzy Europą Zachodnią a krajami obozu socjalistycznego, z drugiej strony pomiędzy Europą a Stanami Zjednoczonymi w sprawie realizacji światowej (europejskiej) sieci? Niewątpliwie uzgodniono szereg wspólnych tendencji zgłoszono deklaracje współpracy nad zagadnieniem, ale nie udało się powołać międzynarodowego organizmu roboczego. Dalszy ciąg dyskusji odbędzie się w toku następnego Sympozjum o triangulacji satelitarnej: Ateny, koniec kwietnia 1965 r.

Po zakończeniu Sympozjum gospodarze zorganizowali w tym samym miejscu kolokwium poświęcone geodezji satelitarnej (Colloque sur la Géodésie Spatiale). Kolokwium przeznaczone było dla blisko stuosobowej grupy francuskich uczonych reprezentujących dyscypliny pokrewne, więc: geodetów, astronomów, geofizyków, fizyków itd. Program kolokwium zawierał 9 wykładów (1-2 godzinnych), których tematykę stanowiły zagadnienia od klasycznej geodezji wyższej, geodezji satelitarnej i mechaniki nieba (w zastosowaniu do SSZ) do aktualnych zastosowań obserwacji sztucznych satelitów w geodezji, metodyki obserwacyjnej i technologii. Do wygłoszenia wykładów zaproszono Prof. P. Tardi – nestora francuskiej geodezji, J. J. Evaillois z Institut Géographique National, Prof. P. Mullera z Meudon, Prof. J. Kovalevsky'ego z Bureau des Longitudes, Prof. A. Marussi z Włoch (jednocześnie członek Biura MUGG), S. Henriksena z US Army Map Service, Prof. G. Veisa z Uniwersytetu w Atenach oraz piszącego to sprawozdanie. Kolokwium trwało dwa dni: 17 i 18 grudnia ub.r.

Siedzibą obydwu imprez był gmach Centre National des Recherches Scientifique przy Quai d'Anatole France. Organizacja i obsługa uczestników godna naśladowania. Obrady trwały od 9 do 18-tej z przerwą obiadową.

W wolnym czasie niżej podpisany odwiedził Obserwatorium Astronomiczne i centralną stację satelitarną Francji w Meudon pod Paryżem oraz ośrodek Centre National des Études Spatiales w Paryżu.

LITERATURA

- [1] L. Cichowicz, *Najnowsze aspekty trójwymiarowej geodezji satelitarnej*, Geodezja i Kartografia, XIII, 4, 1964.

SYMPOZJUM IAU O WYBORZE MIEJSCA POD BUDOWĘ OBSERWATORIÓW ASTRONOMICZNYCH

K. STĘPIEN

W dniach od 1 do 6 października 1962 r. odbyło się w Rzymie Sympozjum Międzynarodowej Unii Astronomicznej poświęcone zagadnieniom wyboru miejsca pod budowę

obserwatoriów oraz związanych z tym badań atmosfery ziemskiej pod kątem potrzeb astronomicznych. Jednym z uczestników konferencji był prof. dr Stefan Piotrowski z Obserwatorium Astronomicznego w Warszawie. Z wygłoszonych tam wielu referatów chciałbym wybrać niektóre i krótko omówić.

Zacznę od streszczenia kilku fragmentów referatu J. Stocka zatytułowanego *Procedures for Location of Astronomical Observatory Sites*. Autor na wstępie stwierdza, że głównym czynnikiem ograniczającym efektywność teleskopów są nie jego właściwości optyczne, lecz atmosfera ziemska. Ona bowiem określa wielkość graniczną, zdolność rozdzielczą i przedział widmowy dostępny obserwacjom. W związku z tym najrozsądniejsze wydaje się umieszczanie instrumentów poza granicami atmosfery. Niestety, w najbliższej przyszłości koszt wyniesienia teleskopu poza atmosferę będzie na pewno tak wysoki, że będziemy musieli ograniczyć się jedynie do wykorzystania ich dla uzyskania informacji, których otrzymanie przez obserwatorium ziemskie jest zupełnie niemożliwe. Ale na powierzchni Ziemi można znaleźć miejsca, w których ujemny wpływ atmosfery będzie zminimalizowany. Umieszczenie tam instrumentów na pewno umożliwiłoby dalszy postęp w dziedzinie astronomii obserwacyjnej.

Istnieje wiele warunków, które muszą być spełnione, aby dane miejsce było odpowiednie do umieszczenia tam teleskopu. Dla sprecyzowania tych warunków niezbędne jest wprowadzenie pewnych terminów charakteryzujących wpływ atmosfery. Warunki optyczne, jakie istnieją w atmosferze są opisane przez następujące dane:

a) seeing – obejmuje on wszystkie przypadkowe zmiany w kierunku całej wiązki światła lub jej części,

b) scyntyłacja – opisuje zmiany w całkowitym strumieniu światła docierającym od gwiazdy do teleskopu,

c) ekstynkcja – odnosi się do strat światła podczas przejścia przez atmosferę, strat spowodowanych przez absorpcję i rozproszenie,

d) jasność tła – jest ona szczególnie ważna przy obserwacjach słabych obiektów. Świecenie tła pochodzi z trzech zasadniczych źródeł: rozproszenia światła pochodzącego od ciał niebieskich, rozproszenia światła pochodzącego od obiektów ziemskich zbudowanych przez człowieka oraz zorzy polarnej,

e) średnia ilość nocy pogodnych w roku.

Oprócz tego wpływ mają inne czynniki jak wiatry, temperatura, wilgotność powietrza itp.

Oczywiście prawdopodobieństwo tego, że wszystkie czynniki będą w danym miejscu zoptymalizowane, jest niewielkie. Trzeba raczej pójść na kompromis uzależniony od tego, który z wymienionych czynników jest ważniejszy dla typu obserwacji, jakie chcemy prowadzić, a który mniej ważny. Na przykład dla zliczeń meteorów ważna jest tylko ilość pogodnych nocy w roku, podczas gdy inne czynniki nie mają praktycznie żadnego znaczenia. Dla obserwacji Księżyca ważny jest seeing, a np. jasność tła czy wielkość ekstynkcji jest zupełnie nieistotna. Jeszcze inne warunki są najważniejsze dla spektroskopii lub fotometrii gwiazd. Widać stąd, że trudno mówić o wyborze miejsca nie wiedząc z góry, jakiego typu obserwacje będą prowadzone i przy pomocy jakiego instrumentu. Tym niemniej celowe jest omówienie wszystkich czynników po kolei.

Seeing wpływa głównie na zdolność rozdzielczą instrumentu. Wskutek tego ogranicza jakość obserwacji planet, Księżyca, gwiazd podwójnych, gromad kulistych czy gwiazd w galaktykach. Oprócz tego powodując rozmycie obrazu gwiazdy, zmniejsza wielkość graniczną dostępną obserwacjom, co jest ważne w fotometrii. Seeing wpływa również na obserwacje spektralne zmniejszając zdolność rozdzielczą. Z tych kilku przykładów widać, że jest on niezwykle ważnym czynnikiem przeszkadzającym w obserwacjach.

Scyntyłacja polegająca na „mrużeniu” gwiazd jest zależna od rozmiarów teleskopu. Przy obserwacjach gołym okiem jest ona bardzo silna, lecz ze wzrostem śred-

nicy maleje tak, że dla dużych średnic jest raczej nieistotna. Jednak dla teleskopów o średnicy do ok. 50 cm może być ważna.

Ekstynkcja powstaje jako nałożenie się czterech zasadniczych czynników: rozproszenie na molekułach suchego, czystego powietrza, które ma rayleighowski charakter i znaną zależność od masy słupa powietrza, absorpcja w warstwie ozonu powodująca niedochodzenie promieniowania poniżej 2950 Å do powierzchni Ziemi (absorpcja ta jest raczej stała), pasma absorpcyjne pary wodnej oraz absorpcja spowodowana przez zanieczyszczenia przemysłowe atmosfery, której nie da się ująć dokładnie.

Ekstynkcja jest szczególnie ważna przy obserwacjach spektroskopowych oraz fotometrycznych. W pierwszym przypadku przedłuża czas ekspozycji i ogranicza przedział widmowy, a w drugim zmniejsza graniczną wielkość gwiazdową. Dla fotometrycznych obserwacji jaśniejszych gwiazd ważna jest tylko stałość ekstynkcji z czasem.

Jasność tła jest dwójakiego pochodzenia: atmosferycznego i pozaatmosferycznego (rozproszenie na materii międzygwiazdowej słabe, niewidoczne gwiazdy). Główną rolę gra jednak jasność powstająca w dolnych warstwach atmosfery, a szczególnie rozproszenie światła Księżyca zależne od fazy i położenia na niebie. Składowa jasności tła powstająca w dolnych warstwach atmosfery jest skorelowana z ekstynkcją, gdyż te same cząstki powodują obydwa zjawiska.

Na bazie otrzymanych dotychczas obserwacji związanych z naszą atmosferą można stworzyć pewien model ruchów w niej istniejących. Obserwacje pokazują, że przy obserwacjach małym teleskopem występują dwie składowe seeingu: jedna polega na przypadkowym wyjaśnianiu jednych części obrazu gwiazdy i pociemnianiu drugich, a druga na ruchu obrazu jako całości. Przy obserwacjach dużym teleskopem występuje tylko pierwsza z nich. Co do scyntytacji, to najwięcej obserwacji było związane z fenomenem „migotania” gwiazd widzianym gołym okiem. Występują tu dwa charakterystyczne zjawiska; planety na ogół nie migotają o ile nie są bardzo blisko horyzontu, oraz migotanie zanika przy obserwacjach binokulem lub dużym teleskopem. W oparciu o te fakty utworzymy prosty model turbulentej atmosfery.

Rozpatrzmy efekt sferycznego zagęszczenia przesuwającego się poziomo nad teleskopem. Oczywiście promienie przechodzące przez to zagęszczenie ulegną odchyleniu. Jeżeli rozmiar zagęszczenia będzie większy niż średnica teleskopu, to zauważymy ruch obrazu jako całości, a jeżeli będzie mniejszy, to da się zauważyć jedynie zmianę w rozkładzie oświetlenia. Dlatego w przypadku małych średnic obserwujemy obydwa zjawiska, podczas gdy z dużymi instrumentami jedynie drugie. Obserwując tę samą gwiazdę za pomocą dwu teleskopów rozsuniętych na pewną odległość tak, by obrazy jej zostały sprowadzone do jednego punktu, można wnioskować o rozmiarach liniowych elementu turbulentej atmosfery. Gdyby obydwa teleskopy dokładnie pokrywały się, to ruchy obydwu obrazów byłyby całkowicie skorelowane. W miarę wzrostu odległości synchronizacja będzie maleć. Znając odległość między teleskopami przy zupełnym braku synchronizacji można znaleźć średnie i największe rozmiary niejednorodności atmosfery. Obserwując natomiast jednym instrumentem dwie gwiazdy równocześnie i porównując ich ruchy, można uzyskać informację o rozmiarach katowych tych niejednorodności, a stąd znając ich rozmiary liniowe wyznaczmy ich odległości od nas.

Proste rozumowanie łatwo wykaże nam, że scyntyłacja i seeing powstają w różnych warstwach atmosfery. Załóżmy, że równoległa wiązka światła pada na cienką turbulentną warstwę powietrza. Po przejściu przez nią wiązka przestaje być równoległa i wskutek tego oświetlenie terenu jest niejednorodne. Te niejednorodności rosną z odległością warstwy (przynajmniej do punktu, w którym nierównoległe promienie zaczną się przecinać). W danym punkcie obserwator będzie obserwował wówczas zmiany natężenia światła gwiazdy (scyntyłacje), ale jeżeli warstwa turbulentna będzie blisko, to wówczas zaobserwuje tylko zmiany w rozkładzie jasności (seeing). Sumując można powiedzieć, że seeing powstaje w warstwie położonej tuż przy powierzchni Ziemi, natomiast scyntyłacja powstaje w wyższych warstwach atmosfery.

Po tych generalnych uwagach autor referatu przeszedł do szczegółowego omówienia sposobów i technik użytecznych przy obserwacjach poszczególnych zjawisk. Dla czytelnika nie zamierzającego specjalizować się w tym przedmiocie wydaje się to być mniej interesujące.

W dyskusji zabrał głos m.in. J. Rösch. Zwrócił on uwagę na brak sprecyzowanego zakresu terminu „seeing”. Zaproponował, by pod słowem tym rozumieć tylko fakt odchylenia rozkładu oświetlenia na obrazie gwiazdy od przewidywanego teoretycznie na podstawie optycznych właściwości instrumentu. Natomiast ruch obrazu jako całości należy z tego zakresu wykluczyć. W dalszej części swej wypowiedzi zaprezentował kilka przeźroczy, na których widoczne były zdjęcia układu podwójnego gwiazd zrobione w odstępach kilkusekundowych z dużym powiększeniem. Widać na nich, jaki jest wpływ seeingu na kształt gwiazd. Wskutek małej odległości kątowej ($2''$) seeing zniekształca obrazy obydwu gwiazd jednakowo, co ułatwia obserwacje przy pomiarach odległości kątowej. Wyraźnie widać również, że obraz seeingu zmienia się bardzo szybko. Ryły to, jak zauważył autor, najlepsze z dotychczasowych zdjęć tego rodzaju.

Drugim referatem, który chciałbym omówić, jest referat R.S. Scorera pt. *The Causes of Atmospheric Inhomogeneities*. Autor koncentruje się w nim na omówieniu przyczyn, które powodują niejednorodności współczynnika załamania w atmosferze, co z kolei wskutek rozproszenia promieni światła powoduje rozmycie obrazu. Zmiany współczynnika załamania związane są najsilniej ze zmianami temperatury i dlatego autor dyskutuje głównie przyczyny powodujące fluktuacje temperatury.

Nocą, gdy grunt się ochładza, układ temperatury w jego pobliżu jest taki, że rośnie ona z wysokością. Taka konfiguracja jest stabilna. Jeżeli zaczyna wiać wiatr, to wskutek istnienia przeszkód terenowych powstaje ruch turbulentny, a dolne warstwy powietrza mogą wznieść się w górę i izotermy zaplatają się powodując fluktuowanie temperatury na danym poziomie. Fluktuacje takie będą powstawały tym łatwiej im mniejszą jest tzw. liczba Richardsona:

$$R_i = \frac{g\beta}{U'^2},$$

gdzie g jest przyspieszeniem, β – parametrem zależnym od temperatury i jej rozkładu a $U' = \frac{\partial U}{\partial z}$ jest gradientem prędkości laminarnego wiatru. Ogólnie rzecz biorąc liczba ta zależy też od wielu innych czynników, takich jak wysokość czy nierówności terenu. W warstwie powietrza umieszczonej wysoko nad gruntem często występuje wzbudzenie cienkiego obszaru spowodowane przez obecność np. góry blisko pod nią. Interesujące jest, że warstwy najbardziej stabilne (β duże) są w takich warunkach najłatwiej wzbudzone i najłatwiej wytwarzają się tu fluktuacje temperatury.

Dla obserwacji słonecznych ważna jest sytuacja, gdy grunt jest cieplejszy niż otaczające powietrze. Stratyfikacja jest wówczas niestabilna i następuje szkodliwa konwekcja. Można ją zmniejszyć przez odpowiednie pokrycie terenu, np. przez zasianie trawy. Będzie ona wówczas absorbowała ciepło obracając je na ciepło parowania wody z liści i przez to temperatura gruntu będzie niższa. Bardzo korzystna jest w tym wypadku pokrywa śnieżna, gdyż śnieg odbija promienie oraz nie dopuszcza do wzrostu temperatury powyżej 0°C (gdyż wtedy zaczyna topnieć). Wielkość fluktuacji temperatury w funkcji wysokości w wypadku istnienia konwekcji można oszacować wychodząc z prędkości konwekcji (zdeteminowanej przez gradient temperatury) oraz z faktu, że strumień ciepła w górę jest stały. Okazuje się, iż interesująca nas wielkość zmienia się jak $z^{-1/3}$. A więc jest tu widoczna korzyść z umieszczenia teleskopu możliwie najwyżej nad ziemią.

W zasadzie można przewidzieć kierunki wiatrów oraz grubości warstw biorących udział w ruchu, wychodząc z pewnych prawidłowości w zachowaniu się atmosfery przy danym ukształtowaniu powierzchni podczas zmiany warunków termicznych w czasie doby. Ogólnie rzecz biorąc trudno jest jednak dokładnie przewidzieć zachowanie się mas powietrza na danym wycinku terenu, opierając się tylko na ukształtowaniu lokalnym (zbocze góry, dolina), gdyż zależy ono w dużym stopniu od warunków topograficznych.

Drugą przyczyną powodującą fluktuacje współczynnika załamania mogą być niejednorodności wilgotności. Sama zmiana wilgotności nie powoduje bezpośrednio zmian współczynnika załamania dla optycznych długości fali, ale biorąc pod uwagę fakt, że para wodna ma gęstość mniejszą niż suche powietrze, dochodzimy do wniosku, że jeżeli dwa sąsiednie elementy mają tę samą gęstość przy różnej wilgotności, to muszą mieć różne temperatury. Wielkość tego efektu jest dana przez związek: $0,1\text{ C}$ na gram pary wodnej na kilogram powietrza. Oznacza to, że jeżeli 1 kg powietrza zawiera o 1 gram pary wodnej mniej niż sąsiedni i ma tę samą gęstość, to jest cieplejszy o $0,1\text{ C}$. Efekt ten może być istotny, gdyż jeżeli w początkowym uwarstwieniu poziomym sytuacja była statyczna, to po przemieszaniu warstw gęstość szybko się wyrówna, natomiast wilgotność może wyrównać się tylko poprzez dyfuzję, tzn. w dłuższej skali czasu. W efekcie powierzchniście stałej wilgotności są w różny sposób ułożone. Jako przykłady konfiguracji tych powierzchni mogą służyć różne typy obłoków.

Autor zastanawia się krótko również nad efektami powstawania wirów spowodowanych przeszkodami typu kopuły stojących na drodze wiejącego wiatru. Pochodzi do wniosku, że ponieważ w powstających za przeszkodą wirach krąży w zasadzie to samo powietrze wolno mieszając się z otaczającym, efekt fluktuacji temperatury będzie zaniedbywalny. Największych zmian temperatury należy spodziewać się w punkcie napowietrznym, gdzie wytwarza się największe nadciśnienie. Ale dopiero przy wiatrach o prędkości rzędu 20 m/sek. temperatura może tam wzrosnąć o $0,2\text{ C}$. Tak więc wpływ efektów dynamicznych na rozmycie obrazu jest na pewno mniejszy niż np. różnica temperatury między kopułą i otoczeniem. Tym niemniej ważne jest takie zaprojektowanie kopuły, by uniemożliwić masie powietrza znajdującej się blisko przy ziemi dostanie się powyżej szczeliny w kopule. W tym celu autor proponuje budowę kopuły na palach (teleskop, oczywiście, musi stać na masywnym, betonowym postumencie) i umieszczenie szczeliny na dostatecznej wysokości (nie mniej niż dwie średnice kopuły nad ziemią). Prócz tego celowe byłoby zbudowanie dwu podłóg zawieszonych na pewnej wysokości na zewnątrz kopuły. Podłogi te zbudowane z bambusa lub sieci nylonowej zapobiegałyby unoszeniu wzburzonego powietrza ponad nie, a prócz tego skrapiane w dzień wodą zmniejszałyby konwekcję. Również sama kopuła powinna być tak skonstruowana, by minoryzowała różnice temperatury istniejące między nią i otoczeniem. Jako przykład autor proponuje obudowanie konwencjonalnej kopuły drugą z nylonu i zainstalowanie pompy zmieniającej wciąż powietrze między nimi.

Po tych referatach omawiających teoretyczny w pewnym sensie aspekt zagadnienia wyboru miejsca, pragnę zaprezentować czytelnikowi dwa referaty związane już bezpośrednio z poszukiwaniami dogodnego terenu pod obserwatorium. Pierwszy z nich J. Stocka pt. *Chili* omawia wyniki dotychczasowych ekspedycji w Chile związanych z badaniem warunków atmosferycznych w różnych miejscach tego kraju.

Na początku autor daje kilka wskazówek od czego należy rozpocząć poszukiwania dogodnego miejsca. A więc najpierw z danych meteorologicznych (przy czym nie ze statystyk biura pogody, lecz z oryginalnych zapisów) należy wziąć najbardziej interesujące astronoma dane i na ich podstawie zlokalizować kraj, lub w kraju miejsce, gdzie jest najmniejsze zachmurzenie. Oczywiście jest poza tym, że obserwatorium należy budować na szczycie góry. Należy więc ustalić najdogodniejszą wysokość.

Dolna granica będzie określona przez inwersję temperatury, którą można określić z obserwacji porannych mgieł, lub ewentualnie uzyskać informacje o niej od pilotów samolotów. Średnio jest ona na wysokości od 1200 m do 2000 m. Górną granicę określają w niektórych krajach po prostu najwyższe góry, a jeżeli nie ma z tym kłopotu, to jest ona określona przez wysokość, na której człowiek jeszcze może wydajnie pracować, jak również przez wiatry i inne czynniki natury technicznej. W ten sposób mamy określony przedział wysokości. Należy teraz wybrać miejsce dostatecznie daleko odległe od innych gór o tej samej lub większej wysokości.

W ten sposób zaczęto również poszukiwania w Chile. Ogólne warunki pogodowe są tam takie, że między szerokościami 35°S i 25°S silnie zmienia się zachmurzenie wg prostej relacji: zyskuje się 10 nocy pogodnych w roku na stopień w kierunku północnym. Z drugiej strony obserwatorium z założenia ma służyć do obserwacji nieba południowego. Potrzebny był kompromis. W ten sposób uwaga została skoncentrowana na dwu miejscach. Mają one szerokości 30°S i $27^{\circ}30'\text{S}$ i są odpowiednio na wysokościach 2200 m i 3100 m. Pierwsze z nich znajduje się na górze Tololo, a drugie na górze La Peineta. W obydwu miejscach prowadzi się nadal badania i obserwacje.

Drugi referat A.R. Hogga pt. *Australie* zapoznaje krótko czytelnika z wynikami poszukiwań przez staff Obserwatorium Mt. Stromlo terenu dogodnego pod budowę połowej stacji obserwacyjnej. Badania szły w dwu kierunkach: oszacowania ilości pogodnych nocy jakości obrazu. Były one prowadzone stale w stacji na Mt. Bingar (szer. 34°S , wys. 450 m) za pomocą 65 cm reflektora podczas normalnych obserwacji astronomicznych oraz w różnych innych miejscach za pomocą małych przenośnych teleskopów. W dwuletnim okresie czasu pod obserwacje fotometryczne nadawano się 42% czasu nocnego na Mt. Bingar, a dalsze 10% można było zużyć pod inne prace, np. spektroskopowe. Inne miejsca zostały wydzielone do obserwacji w oparciu o dane topograficzne i meteorologiczne. Badania wykazały, że miejscem o najlepszym seeingu jest Siding Spring Mount w pobliżu Coonabarabran (szer. $31^{\circ}5'\text{S}$, wys. 1.160 m), a ilość pogodnych nocy nie ustępuje ilości na Mt. Bingar. Tu więc zdecydowano zbudować stację połową z głównym instrumentem o średnicy 1 m.

LITERATURA

Bull. *Astr. de l'Observatoire de Paris*, vol. XXIV, fasc. 2 i 2, 1963 = *Le Choix des Sites d'Observatoires Astronomiques (Site Testing)*, ed. J. Rösch, publ. IAU.

KONFERENCJA: MIKROKOSMOS – MAKROKOSMOS – MEGAKOSMOS

K. RUDNICKI

W dniach 26–28 listopada 1964 roku staraniem Pracowni Zagadnień Filozofii Nauk Przyrodniczych Instytutu Filozofii i Socjologii Polskiej Akademii Nauk zorganizowano konferencję pod nazwą „Mikrokosmos – makrokosmos – megakosmos”. Konferencja miała na celu zbliżenie do siebie polskich uczonych różnych specjalności (filozofów, matematyków, fizyków i astronomów), pracujących w dziedzinie kosmologii. W czasie jej trwania wygłoszono następujące referaty: Prof. dr Roman Ingarden (iunior) *Teoria informacji a podstawy termodynamiki*, Prof. dr Jan Weysenhoff *Makrofizyka jako podstawa całej fizyki*, Doc. dr Zdzisław Augustynek *Topologiczne problemy czasu*, Mgr Wojciech Frejlik *Analiza krytyczna pewnych zagadnień fizyki relatywistycznej oraz fizycznej teorii przestrzeni i czasu*, Doc. dr Zygmunt Chyliński *Problem czasu w świetle zasad nieoznaczoności*, Prof. dr Andrzej Trautman *Geometria czasoprzestrzeni Newtona*, Dr Stanisław Gorgolewski mówił o teoretycz-

nych podstawach wyznaczania czasu*, Prof. dr Jerzy Rayski *Teoria pięciowymiarowej przestrzeni i jej implikacje*, Prof. dr Szczepan Szczeniowski *Pewne implikacje odkrycia nowych obiektów astronomicznych (Quasistars)* oraz Doc. dr Konrad Rudnicki *Możliwości współczesnych obserwacji astronomicznych a rozstrzygalność hipotez kosmologicznych*.

Jak wynika z tytułów referatów, były to zarówno prace przeglądowe, jak i referaty z osiągnięć własnych prelegentów. Obszerna dyskusja nad wszystkimi referatami przebiegająca w szczerzej i bezpośrednioj atmosferze wykazała, że istnieje wiele problemów, w których współpraca pomiędzy przedstawicielami nauk matematycznych i filozofami może być korzystna nie tylko dla filozofów, ale i dla strony przeciwnej. Konferencja była pierwszym tego rodzaju ogólnopolskim spotkaniem. Po nim mają nastąpić dalsze.

Część materiałów z konferencji będzie opublikowana w czasopiśmie „*Studia Filozoficzne*”.

* Referat był improwizowany, bez tytułu.

Z KORESPONDENCJI

ZAMIAST RECENZJI . . .

I. PAGACZEWSKI

Eugeniusz Rybka, *Four Hundred Years of the Copernican Heritage*. Tom XVIII Serii Wydawnictw Jubileuszowych Uniwersytetu Jagiellońskiego, nakład UJ, Wydanie I, nakład 800+100. Ark. wyd. 11,75. Drukarnia Narodowa w Krakowie.

Pozostawiając bardziej kompetentnym recenzowanie całości dzieła, zajmę się jedynie jednym jego rozdziałem, a mianowicie rozdziałem o obserwacjach Kopernika (stronv 82-91), gdyż zawiera on m.in. ważne stwierdzenia, z którymi absolutnie zgodzić się nie mogę.

Niemal dokładnie połowę rozdziału stanowią ilustracje, doskonale dobrane przez dr Tadeusza Przytkowskiego, który jest ich autorem. Początek rozdziału zajmują pewne dane historyczne, m.in. rozważania na temat prac ekonomicznych Kopernika. Obserwacjom i narzędziom astronomicznym poświęca Autor dokładnie 93 wiersze.

Zupełnie słusznie podkreśla Autor celowość wykonywania takich, a nie innych badań przez astronoma. Jak wiadomo, wykonywał je Kopernik planowo, przeważnie w celu podparcia teorii heliocentrycznej, nad której wykończeniem i udowodnieniem długo pracował. Znamy zaledwie sześćdziesiąt kilka obserwacji, jednakże niektóre z nich uważać musimy za obliczony wynik kilku, kilkunasto, a może nawet kilkadziesiątu poszczególnych pomiarów.

Narzędzia używane przez Kopernika były więcej niż skromne, wprost prymitywne. Zbudowane własnoręcznie z drzewa jodłowego według wskazówek Ptolemeusza (z wyjątkiem jednego: tablicy słonecznej w Olsztynie), nie mogły osiągać wysokiego stopnia precyzyjności, pomimo to jednak dokładność wyników osiągniętych przy ich pomocy zaskoczyła nawet tak wielkiego obserwatora, jakim był duński astronom-astrometra, Tycho Brahe.

Toteż tym bardziej zaskakuje czytelnika zdanie, które cytujemy dosłownie (str. 85): „Neither at Frombork, where most of this observations were made, nor at Olsztyn, where he stayed from 1516 to 1521, did he establish a permanent observatory”.

Nie orientuję się dobrze, co Autor rozumie przez „trwałe” (permanent) lub nie-trwałe obserwatorium. Cokolwiek by to znaczyło, zdanie zacytowane wygląda na zarzut, że Kopernik, pomimo że był genialnym astronomem, nie zbudował jakiegos wielkiego obserwatorium, w rodzaju np. gmachu, jakim szczycił się na wyspie Hveen w Danii Tycho Brahe.

Pominąwszy fakt, że wielu sławnych astronomów nie zbudowało żadnego obserwatorium i nie robiono im z tego powodu zarzutu, wypowiedź powyższa nie jest prawdziwa.

Po zbadaniu tak ważkiego dla nauki o Koperniku dokumentu, jakim jest praca Tychona Brahe pt. *Appendix ad observationes anno 1584* [1] zawierająca opracowanie dostrzeżeń Eliasza Olafowicza Morsianusa Cimbera, wystannika Tychona na Warmię, nie ulega już dzisiaj żadnej wątpliwości, że Kopernik posiadał, przynaj-

mniej od roku 1515, a może już nawet od 1512, platformę obserwacyjną zbudowaną w pobliżu jego pozamurmej kanonii, którą optował po Baltazarze Stockfishu w roku 1512.

Praca Tychona Brahe zawiera bliższe szczegóły o wyglądzie platformy, nazwanej przez Cimbera PLATEJĄ; wiemy np., że poprzez jej płaską powierzchnię biegła *linea meridiana*, która sporządzona z jakiegoś innego, niż sama płaszczyzna materiału, była *fimister iniuncta trunco* – w sposób trwały połączona z trzonem fundamentu. Wyraz *truncus* – trzon, jest wyrazem używanym w budownictwie i oznacza istotę każdego fundamentu, tj. jak najsolidniejszy mur z cegieł lub kamieni, spójnych solidną zaprawą murarską. Ów trzon mógł być sporządzony w naszym wypadku z olbrzymich głazów morenowych, jakich mnóstwo znaleźć możemy i dziś jeszcze w okolicach Fromborka [2].

Wymiary fundamentu oraz podłogi, która mogła być ułożona z kilku warstw cegły, oceniam przynajmniej na 4×4 metry. Mniejsza podłoga nie dawałaby swobody w poruszaniu się obserwatora kość instrumentów, które były sporych rozmiarów, jak świadczą o tym rekonstrukcje dr Przytkowskich.

Linea meridiana musiała być sporządzona z bardzo trwałego materiału, skoro nie uległa zniszczeniu w ciągu 68 lat dzielących obserwacje Kopernika od obserwacji Cimbera. Wydaje się, że będę bliski prawdy, jeśli wyrażę przypuszczenie, że tworzyła ją metalowa szyna (płaskownik); trudniej powiedzieć, z jakiego była metalu. Mógł wchodzić w rachubę mosiądz lub brąz, a nawet zwykłe żelazo zabezpieczone minią.

Nie trzeba mieć wybitnej wyobraźni, ażeby taki fundament z południkiem i dokładnie wypoziomowaną podłogą nazwać mianem „obserwatorium”. Wszak służył do ustawiania na nim narzędzi – bez niego narzędzia te były bezużyteczne (zwłaszcza kwadrant), a poza tym było to obserwatorium trwałe (*a permanent observatory*), gdyż przetrwało w stanie nienaruszonym przynajmniej do czasów Cimbera (1584); przypuszczać należy, że spoczywa nadal (*a przynajmniej jego szczątki*) gdzieś w ziemi i dałoby się odszukać dziś jeszcze sposobami stosowanymi w archeologii i geofizyce stosowanej.

Dokument przytacza również wypowiedź mieszkańców współczesnych wizycie Cimbera we Fromborku co do miejsca, z którego obserwował stale Kopernik po zaniechaniu platformy: była to mianowicie *turricula* – wieżyczka położona najbliżej na wschód od zabudowań Ecarda de Kempen (zapewne Ekharda z Kępna). Cytuję ów fragment dosłownie: „*Fuenburgi Prussiae sive Varniae, in aedibus domini Ecardi de Kempen, proximis ab occidente turriculae ista, in qua Nicolaus COPERNICUS omnes (sic) suas observationes ab istius loci incolis fecisse dicitur*”.

Naturalnie, że nie „wszystkie”, skoro oprócz wieżyczki istniała przed tym PLATEJA, używana jednak zapewne tylko do roku 1516, gdyż potem Kopernik wyjechał na dłuższy pobyt do Olsztyna. W styczniu 1520 r. nastąpiło spalenie kurii Kopernika przez zagon krzyżacki z Braniewa, połączone ze zniszczeniem kwadrantu słonecznego. Do wnętrza murów obronnych najeżdźcy wówczas nie dotarli, gdyż były one broniene przez spory oddział wojska polskiego.

Nie wydaje się wcale czymś dziwnym, że Kopernik, po tak ciężkich doświadczeniach, postanowił przenieść siedzibę pozostałych narzędzi (triquetrum i sfery amilarniej) w inne, bardziej bezpieczne miejsce. Również należało znaleźć bezpieczniejsze miejsce dla przechowywania największego skarbu, jaki posiadał, tj. rękopisu *Dzieła* i skromnej, niewiele dziesiątek książek liczącej biblioteki podręcznej.

Do tych celów nadawała się dobrze jedna z baszt, mianowicie północno-zachodnia, w systemie murów obronnych katedry, ta, którą obecnie nazywamy wieżą Kopernika, *Turnis Copemici*. Są ślady znacznych przeróbek najwyższych kondygnacji tej wieży, pochodzące właśnie z czasów około 1521 r. Można chyba przypuszczać, że przebudowa ta była inicjowana przez samego Kopernika, który urządził sobie w najwyższym pokoju

wieży zaciszną pracownię naukową. Są także dane, że w pokoju o piętro niższym był jego pokój mieszkalny, w którym wypoczywał po męczącej pracy umysłowej lub obserwacyjnej.

Wieżę otaczał od wschodu i południa – dziś już zrekonstruowany – ganek obronny, którym strażę mogły obejść wieżę nie wchodząc do jej wnętrza. Z pokoju mieszkalnego Astronoma prowadziły nań drzwi wybite we wschodniej ścianie wieży, od strony katedry (również już przywrócone). Gankiem tym dojść można było, omijając basztę bramną, aż do ogromnego oktagonu, niskiego, lecz bardzo szerokiego bastionu, zwieńczonego od góry krenelażem. Podłoga tarasu bastionu leżała do 2 m poniżej krenelaża, była najprawdopodobniej pozioma (z odprowadzeniami wody), a już przynajmniej jakaś jej część musiała być przez Kopernika spoziomowana, gdyż w przeciwnym razie nie nadawałaby się do ustawiania narzędzi. Już A. Penconek zwrócił uwagę w Uranii [3] na wspaniałe warunki, jakie taras ten, otoczony dokoła murem, a więc zaciszny, dawał Kopernikowi. Umieściwszy na nim swe narzędzia, mógł obserwować w dzień i w nocy bez przeszkód ze strony ludzi obcych. Jest rzeczą zupełnie nieprawdopodobną, by Astronom prznosił swe narzędzia codziennie z pracowni w wieży mieszkalnej do oktagonu. Najpewniej sporządził na nim jakieś schowanko, np. wielką szafę, z której – w razie potrzeby – właściwe narzędzie było wysuwane.

Jak świadczą dokumenty, już od połowy XV wieku znajdowała się na oktagonie drewniana dzwonnica, mieszcząca wielki dzwon katedralny. Brak natomiast jakichkolwiek dokumentów omawiających jej wygląd czy wysokość, ale przy szerokości tarasu 6 m należy przypuszczać, że dla Kopernika pozostawało jeszcze sporo miejsca dokoła i jeśli nie mógł z danego miejsca osiągnąć swego celu obserwacyjnego, to już niewielkie przesunięcie wystarczyło, – tym bardziej, że większość jego obserwacji była zgrupowana w południowej i południowo-zachodniej stronie nieba. Oczywiście, pewne dostrzeżenia, jak obserwacje koniunkcji planet ze sobą lub z gwiazdami, a także obserwacje zaćmień, mógł Kopernik wykonywać nawet z okien swojej pracowni na wieży [4]. Zaćmienia Słońca najprawdopodobniej obserwował zaciemniwszy pokój przez zamknięcie wszystkich okiennic; mały otwór wywiercony w jednej z nich wystarczył do rzucenia obrazu Słońca na podłożony ekran papierowy. Łatwo było wówczas wyznaczyć wielkość zaćmienia w częściach średnicy tarczy Słońca. Wynalazek tej metody obserwacji przypisuje się właśnie Kopernikowi.

A zatem i drugie obserwatorium fromborskie Kopernika było trwałe; oktagon stoi w mało zmienionej przeróbkami formie. Należałoby tylko zdjąć z niego nadbudowaną w r. 1685 (za czasów biskupa Radziejowskiego) dzwonicę, uzupełniając równocześnie zniszczony krenelaż.

Co się zaś tyczy Olsztyna, to przebywając w nim czasowo (od 1516 do 1521 r., z dłuższą przerwą w r. 1519) Kopernik bynajmniej nie zaniedbywał kontynuowania przeprowadzanych we Fromborku obserwacji Słońca. Zapewne nie wiedział, jak długo wypadnie mu bawić poza Fromborkiem. Dlatego nie zbudował tam drugiego *pavimentum* dla kwadrantu (budowa taka byłaby nie tylko pracochłonna, ale i kosztowna), zostawiając instrument na Warmii, co okazało się – jak już wiemy – fatalne w skutkach.

Obserwacje Słońca kontynuuje Kopernik przy pomocy *ad hoc* wynalezionego przez siebie przyrządu: tablicy, sporządzonej własnoręcznie na wewnętrznym murze gotyckiego krużganku, obok swej sali mieszkalnej. Szczegółowe badania tego niestety cennego zabytku, bo pochodzącego z pewnością z własnych rąk Kopernika, przeprowadzone przez prof. Bohdana Marconiego, prof. Fryderyka Koebckę i dr Tadeusza Przytkowskiego w latach 1956–1957 [5] połączone z usunięciem późniejszych przemalowań i przeróbek wykazały, że mamy tu do czynienia z obserwacyjną tablicą słoneczną, wykreśloną na zasadzie zegara refleksyjnego. Zasada tego typu urządzeń nie była jeszcze wówczas znana w gnomonice; niezależnie od Kopernika wykryto ją znacznie później na nowo.

Przypuszczenie, że nie był to zwykły zegar słoneczny, lecz pewnego rodzaju przyrząd astronomiczny, wypowiedział już Jan Śniadecki, cytując w pracy o Koper-

niku [6] list Czackiego i Molskiego. Powiada tam w swej uwadze, że mógł on służyć „do czasu południa, do wysokości południowych Słońca, do obserwacji Solstitiorum (przesilenia) et Aequinoctiorum (porównań) i dochodzenia pochyłości ekliptyki”.

Tablice obrazuje dobrze wykres zamieszczony w „Postępkach Astronomii” (tom VI, strona 109), oraz w pracy T. Przyppkowskiego *Astronomiczne zabytki Olsztyńna* (na stronie 147). Jego główną linią jest prosta z napisem AECUINOCTIUM, po której biegnie „zajęczek” wytworzony przez dokładnie poziome (najpewniej rtęciowe) lustro w dniu wiosennego porównania, natomiast widoczne na tablicy łuki hiperbol o nachyleniu podobnym do równonocnego, przedstawiały torę tegoż odbicia promienia słonecznego co 5 stopni długości, a więc średnio co 4,95 dni. Interpolując „na oko” mógł Kopernik śledzić bieg Słońca codziennie kontrolując jego długość, ale tylko w okresie czasu około 40 dni przed i kilkanaście dni po równonocy, gdyż taki maksymalny zakres obejmowała i tak prawie 8 m długa tablica. Śledzenie na niej solstycjów nie było możliwe, chyba żeby kiedyś dalszy ciąg tablicy znajdował się na suficie krużganka zniszczony w czasie późniejszych przeróbek, np. w r. 1911, jest to jednak bardzo mało prawdopodobne.

Opisywana tablica służyła więc Kopernikowi do wyznaczania momentów porównań dnia z nocą (względnie, co na jedno wychodzi, przejść Słońca przez równik niebieski), a więc do kontynuowania prac przeprowadzanych już we Fromborku przy pomocy kwadrantu słonecznego w latach 1515–1516 z *pavimentu platei*. Na fakt ten wskazał po raz pierwszy dr Tadeusz Przyppkowski [5] i w tym punkcie całkowicie się z nim zgadzam.

Tablicę olsztyńską mogliśmy uważać więc za „zastępcze” obserwatorium Kopernika; jednak było ono również „permanentne”, bo dotrwało do dnia dzisiejszego (zob. ryc. 21 na stronie 85 cytowanej książki).

Tym samym i dwa dalsze zarzuty postawione Kopernikowi przez Autora: „*Neither did he invent any sort of instrument or discover any method of observation...*” mijają się z oczywistą prawdą.

A więc przypuszczenie i tradycję, że Kopernik obserwował z wieży północno-zachodniej, w której miał swą pracownię, tj. z okien względnie z obronnego ganku, nawet specjalnie rozbudowanego w tym celu, należy ostatecznie zarzucić jako niepoważne. Nie obserwował on nigdy na chwiejnych gankach czy drewnianych balkonach, lecz od samego początku na mocnym, murowanym i wypoziomowanym fundamencie, „tak, żeby na żadną nie pochyłał się stronę” [7], najpierw zbudowanym *ad hoc* w pobliżu swej pozamuranej kurii, w której mieszkała początkowo (a może nawet i stale, do śmierci), a potem – już do końca – na nadzwyczaj masywnej baszcie-turricali-oktagonie.

Wbrew nielogicznemu twierdzeniu wybitnego skądinąd kopernikanisty niemieckiego Ernsta Zinnera [8], który jednak znajdował się na tropie prawdy, możemy dziś z całą stanowczością twierdzić, że Mikołaj Kopernik posiadał swoje – i to trwałe, permanentne – obserwatorium we Fromborku i w Olsztynie, a więc, jak chce ten ostatni uczyony, budowle służące stale celom obserwacji ciał niebieskich.

Jaki cel przyświecał Autorowi, wypowiadającemu tak ważne i stanowcze twierdzenia, niczym przy tym nie udowodnione, w dodatku w książce przeznaczonej dla czytelnika zagranicznego? Nie przypuszczam, by zamiarem jego była chęć podkopania autorytetu wielkiego Astronoma, zwłaszcza w chwili, gdy Wszechnica, na której ów studiował i od której „wszystko otrzymał”, jak sam mawiał, obchodziła 600-lecie swego istnienia i czciła swego największego bezsprzecznie ucznia.

Przynajmniej upatruję gdzie indziej. Oto wspomniany już niemiecki kopernikolog, Ernst Zinner, na stronie 416 swego dzieła: *Entstehung und Ausbreitung der Kopernikanischen Lehre* (Erlangen 1943), wyciąga po pewnych rozważaniach na temat obserwatorium Kopernika, oczywiście zupełnie fałszywy wniosek, że nasz Astronom

nie posiadał w ogóle żadnego obserwatorium. Jak ten wytrawny uczony doszedł do tak zaskakującego wniosku, pozostanie chyba sprawą niewyjaśnioną. Profesor Rybka z pewnością zaufał w tej materii swemu niemieckiemu koledze i przyjął dosłownie jego zbyt pochopny wniosek.

Nic, nawet kilka słów pochwały przy końcu rozdziału, nie zatrze przykrego wrażenia, jakie odnosi czytelnik książki, że Kopernik, mimo swej niezaprzeczanej wielkości jako teoretyk astronomii, był raczej mało pomysłowym obserwatorem i nie wykonał nawet tego, co mógł być wykonać, gdyby tylko wykazał nieco więcej inwencji w duchu Autora.

Z powyższymi wywodami łączy się ściśle jeszcze jedna wypowiedź Autora, z którą również nie mogę się zgodzić. Na stronie 180 swej książki pisze on mianowicie, że obserwatorium astronomiczne założone przez Jana Heweliusza w Gdańsku było pierwszym obserwatorium na kontynencie europejskim (gdyż obserwatoria Tychona Brahe były zbudowane na wyspie Hveen). Jest to co najmniej grube uproszczenie, jakiego nie wolno nam robić. Pierwszym obserwatorium astronomicznym na kontynencie europejskim była bowiem wieża, na której obserwował w Wiedniu Jerzy Purbach (1425–1461), a także słynny Regiomontanus. Następnie astronomowie Regiomontanus i Walther obserwowali w Norymberdze z jakiegoś balkonu czy tarasu. Niestety, z obu obserwatoriów nie pozostał żaden ślad. Za następne, trzecie z kolei obserwatorium astronomiczne trzeba koniecznie uznać kopernikowską PLATEJĘ we Fromborku, pomimo że służyła ona Astronomowi najwyżej tylko przez kilka lat. Czwarte miejsce należy przypisać krążankowi na zamku w Olsztynie, piąte zajmie oczywiście *turricula*-oktagon we Fromborku.

Czasową lukę między śmiercią Kopernika a początkiem działalności Tychona Brahe wypełnia obserwatorium landgraфа hesskiego, księcia Wilhelma IV w Kassel, założone około roku 1570, na którym w 1575 bawił Tycho Brahe [9]. Ten ostatni przebywał i zaczyna prace obserwacyjne na wyspie Hveen w r. 1576, lecz dopiero w 1580 r. obserwatorium Uraniborg jest gotowe. Dodatkowe obserwatorium Stjerneborg wchodzi do pracy w r. 1584 [10]. Następne cztery punkty obserwacyjne należą również do Tychona Brahe. Gdy w roku 1597 opuścił on wyspę Hveen wraz z rodziną i uczniami, obserwował przez pewien czas na zamku Wandesberg (Waudsbek) koło Hamburga, gdzie miał ze sobą kilka narzędzi przenośnych, m.in. sekstans [11]. Dalej idąc: zamek w Benatkach (35 km na półn.-wschód od Pragi), Pelweder królowej Anny w Pradze i wreszcie dom Kurtzego w Pradze. Z kolei następuje stare obserwatorium w Lejdzie istniejące od roku 1633; w Kopenhadze od 1637 odbywają się obserwacje na Rundetaam [12].

Widzimy więc, że obserwatorium Heweliusza w Gdańsku założone około roku 1640 należy umieścić w rzędzie obserwatoriów europejskich zapewne dopiero na piętnastym miejscu.

Na zakończenie – już tylko gwoli ścisłości – trzeba sprostować, że Heweliusz nie litografował osobiście swoich rysunków Księżyca, lecz szychował je na blachach miedzianych. Litografia, a więc rysunek na kamieniu za pomocą tłustych kredek, była stosowana dopiero od końca XVIII wieku, a więc w 100 lat później [13].

LITERATURA

- [1] Tychonis Brahe *Dani Opera Omnia* Hauniae, 1927, Vol. X, pg. 345.
- [2] Janusz Pagaczewski, *Duńska Ekspedycja Astronomiczna na Warmię w r. 1584*, Komunikaty Mazursko-Warmińskie 1964, 1.
- [3] Adam Penconek, *Obserwatorium Mikołaja Kopernika we Fromborku*, Urania 1961, Nr 6.
- [4] Michał Kamiński, *Obserwacje Mikołaja Kopernika...*
- [5] Tadeusz Przyppkowski, *Astronomiczne zabytki Olsztyna*. Rocznik Olsztyński, 1958.
- [6] Jan Śniadecki, *O Koperniku*, s. 105.
- [7] Nicolaus Copernicus, *De Revolutionibus*, Ks. II. rozdz. II.

[8] Ernst Zinner, *Entstehung u. Ausbreitung der Koppernikanischen Lehre*, Erlangen 1943.

[9] Harald Mortensen, *Landgrev Wilhelm IV af Hessen og Hans Observatorium, Cassiopeia*, 1950–1951, s. 52–56.

[10] J.L.E. Dreyer, *Tycho Brahe*, Karlsruhe 1894.

[11] Harald Mortensen, *Tycho Brahe i Wandsbek. Cassiopeia*, 1945, s. 94–98.

[12] W. de Sitter, *Short History of the Observatory of the University at Leiden 1633–1933*.

[13] *Mato Encyklopedia Powszechna*, s. 499.

ODPOWIEDŹ DROWI J. PAGACZEWSKIEMU

E. RYBKA

Zarzuty Dra J. Pagaczewskiego sprowadzają się do dwóch spraw, dotyczących Kopernika:

1) Czy Kopernik miał trwałe obserwatorium?

2) Czy Kopernik był twórcą nowych metod obserwacyjnych?

W obu tych sprawach nie mogę, niestety, przyznać słuszności argumentom Dra J. Pagaczewskiego i podtrzymuję stanowisko, zajęte przeze mnie w książce *Four Hundred Years of the Copernican Heritage*.

Pragnę na wstępie zaznaczyć, że należy odróżniać pojęcie „obserwatorium astronomiczne” od pojęcia „punkt obserwacyjny”. Punktów, skąd czyniono chwilowo obserwacje astronomiczne, było wiele przed Kopernikiem i po Koperniku. Takim punktem w odniesieniu do Kopernika było miejsce w Bolonii, gdzie wykonał on pierwszą obserwację, nieco większymi punktami były miejsca, skąd Kopernik obserwował w Olsztynie i Fromborku. Trwałe obserwatoria astronomiczne mają instrumenty obserwacyjne ustawiane w zbudowanych na ten cel pawilonach i z reguły wykonywane są tam dłuższe serie obserwacji. Pod tym względem miejsca, skąd dość rzadko obserwował Kopernik przenośnymi instrumentami we Fromborku i w Olsztynie, nie mogą być nazywane obserwatoriami. Nie mogą one być porównywane np. z obserwatorium Tycho Brahe. Obserwatorium zresztą nie było niezbędne do napisania *De Revolutionibus*. Choć Kopernik doceniał znaczenie obserwacji astronomicznych i sam je czynił, jednak nie w obserwacjach zawarty został jego wielki wkład do skarbnicy myśli ludzkiej.

Znamy zaledwie około 60 obserwacji wykonanych przez Kopernika w ciągu jego dość długiego żywota. Czy fakt ten upoważniałby kogokolwiek do stawiania mu jakiegokolwiek zarzutu? Oczywiście, że nie. Przecież zadaniem, jakie postawił sobie Kopernik, było utworzenie nowego obrazu świata i do tego dążył on przez całe życie, obserwacje zaś służyły mu tylko do poprawiania niektórych danych liczbowych, a nie do zasadniczej koncepcji budowy świata.

Bardzo obszerne wywody Dra Pagaczewskiego, jak mógł wyglądać punkt obserwacyjny we Fromborku, są oparte przeważnie na domysłach i wyobraźni Autora, nie mogą więc jeszcze stanowić pewnych argumentów naukowych. Co się tyczy Olsztyna, to chociaż jest możliwe, że sporządzona przez Kopernika na krążanku tablica służyć mogła do czynienia jakichś spostrzeżeń astronomicznych, nie mogły one być wystarczająco dokładne. Nie mamy zresztą żadnych dowodów na to, że ewentualne te obserwacje były w jakikolwiek sposób przydatne Kopernikowi do tworzenia jego dzieła. Trudno tę tablicę nazywać instrumentem astronomicznym. Nie stanowiła ona poza tym jakiegoś postępu w technice obserwacyjnej, jak nie stanowiły zasadniczego postępu znane trzy instrumenty, które Kopernik wykonał i nimi obserwował. Dlatego napisane przeze mnie zdanie, że Kopernik nie był twórcą nowych instrumentów i nowych metod obserwacyjnych – jest słuszne.

Pragnąłbym przy sposobności zaznaczyć, że nie pisałem biografii Kopernika, lecz zamierzałem tylko przedstawić rozwój myśli kopernikańskiej, jak również jej woły

na rozwój astronomii i na rozwój myśli naukowej w ogóle. Z tego więc powodu celowo pominąłem z życia Kopernika wiele szczegółów, które dla przedstawienia tła rozwoju myśli kopernikańskiej oraz dla zobrazowania tego rozwoju nie były mi potrzebne.

Zarzut Dra Pagaczewskiego o chęci podkopywania przeze mnie autorytetu Kopernika brzmi niepoważnie. Rzecz jasna, że jako astronom i Polak, żywię głęboką cześć dla największego astronoma polskiego i największego wychowanka Akademii Krakowskiej, jakim był Kopernik i drogie są dla mnie poszukiwania wszystkich po nim pamiątek. Stwierdzenie jednak, że nie w dziedzinie obserwacyjnej należy szukać ogromnego znaczenia Kopernika dla rozwoju kultury ogólnoludzkiej, lecz w potęgę jego rewolucyjnej myśli, nie pomniejsza postaci wielkiego astronoma, tylko stawia ją w należywym świetle.

W sprawie Obserwatorium Heweliusza przyznaję się do przeoczenia. Obserwatorium w Lejdzie powstało w 1633 r. na 7 lat przed powstaniem Obserwatorium w Gdańsku. Pozostałe miejscowości, wyliczone przez Dra Pagaczewskiego, były raczej punktami obserwacyjnymi, a nie stałymi obserwatoriami w ścisłym rozumieniu tej nazwy.

KILKA KRYTYCZNYCH UWAG O PRACY J. MERGENTALERA SZKIC HISTORII ASTRONOMII W POLSCE W LATACH 1945–1963

S. NOWAK

Celem takiej pracy może być przedstawienie rozwoju danej dziedziny w pewnym okresie czasu i porównanie go z rozwojem tej gałęzi wiedzy w innych warunkach ustrojowych, społecznych itp. Aby to osiągnąć, nie wystarczy wyliczyć suche fakty, wiążące się z pracą poszczególnych placówek naukowych. Czytelnik musi uzyskać możliwość oceny, w jakim stosunku znajdują się wymienione prace do możliwości personalnych i instrumentalnych danego obserwatorium. W przeciwnym razie jako wielki sukces przedstawić można każdą pracę, każdy nabytek instrumentalny, nawet gdy zdobycze te leżą daleko poniżej poziomu możliwego do osiągnięcia.

Posłużę się tu przykładem z terenu poznańskiego. Zarówno w tamtejszym Obserwatorium jak i Stacji Astronomicznej w Borówcu uruchomiono nowoczesną służbę czasu, dysponującą szeregiem doskonałych narzędzi. Instrumentarium tej ostatniej placówki jest nawet bogatsze. Wydawać by się mogło, że wobec tego zastępuje ona na wyższą ocenę. Tymczasem jest odwrotnie. Zbudowanie dosłownie z niczego dwóch dobrych zegarów kwarcowych, zbudowanie względnie unowocześnienie szeregu dodatkowych aparatów, bez żadnych wzorów i pomocy z zewnątrz, przy dość ograniczonych możliwościach finansowych, było na pewno pracą pionierską i stanowi piękny sukces zespołu kierowanego przez Prof. Koebeckego. W Borówcu problem ten w dużym stopniu sprowadzał się do umiejętności zdobycia odpowiednich kredytów, za które zakupiono narzędzia obserwacyjne oraz zlecono firmie „Cierniewski – Kwiatkowski” budowę trzech zegarów kwarcowych z dodatkowym wyposażeniem elektronowym, opartych na prototypie poznańskim.

Czytając pracę prof. Mergentalera, można by przypuszczać, że jedną przeszkodą do wspianego rozwoju astronomii w naszym kraju jest brak większych narzędzi obserwacyjnych. Słowem, problem sprowadza się do wyasygnowania dodatkowych kilku czy kilkunastu milionów złotych. Kilka miesięcy temu, na IV Zjeździe PZPR, pod adresem nauki padły m.in. słowa: „... Decydujące jednak znaczenie ma racjonalne i bardziej wydajne wykorzystanie osiągniętego już potencjału badawczego...”. Tak oceniają nas nasi zleceniodawcy, ludzie w większości z nauką nie związani, ale reprezentujący szerokie masy społeczeństwa, którego praca umożliwia prowadzenie naszych badań. Czy przytoczone słowa skierowane były również pod adresem astronomów?

Największym przedsięwzięciem, zaplanowanym kilkanaście lat temu była budowa Centralnego Obserwatorium. Czytelnik na próżno szuka odpowiedzi, dlaczego nie doszła ona do skutku. Stwierdzenie, że skreślono ją z kolejnych planów gospodarczych, niczego nie wyjaśnia. Jak to się stało, że zamiast tej placówki powstał Zakład Astronomii, składający się z kilku bardzo luźno ze sobą powiązanych pracowni i szeregu niewielkich placówek? W praktyce pracownie te stanowią przedłużenie odpowiednich obserwatoriów uniwersyteckich, z których planem pracy są bardzo ściśle powiązane. Czy nasze możliwości kadrowe są tak olbrzymie, że stać nas na równoczesne budowanie Centralnego Obserwatorium, szeregu pracowni Zakładu Astronomii i jeszcze rozbudowę istniejących placówek przy szkołach wyższych? Co więc było powodem skreślenia tej budowy z planu – trudności gospodarcze, czy brak realnych możli-

wości jej realizacji? Nasuwa się tu retoryczne pytanie: czy zlokalizowanie wszystkich pracowni Zakładu Astronomii w jednym miejscu nie dałoby pięknego i nowoczesnie wyposażonego załączka Centralnego Obserwatorium? Dalsze zakupy największych i najkosztowniejszych narzędzi mogłoby następować sukcesywnie. Zmniejszyłyby się w ten sposób wydatki administracyjne i – co ważniejsze – rozwój poszczególnych pracowni można by dostosować do potrzeb tej wielkiej placówki.

Zastanówmy się chwilę nad powstaniem i rozwojem jednej z pracowni Zakładu Astronomii – Astronomicznej Stacji Szerokościowej w Borówcu. Pierwotnie miała tam powstać filia Obserwatorium Poznańskiego. Miano tam prowadzić pomiary szerokości, współpracując z podobną placówką w Irkucku. Założenie to było na pewno słuszne, gdyż Obserwatorium, wobec szybkiej rozbudowy Poznania, w niedalekiej przyszłości zmuszone będzie poszukać sobie nowej siedziby. Można ją zlokalizować w Borówcu i tam stopniowo przenosić wszystkie instrumenty, pozostawiając na miejscu jedynie niezbędne wyposażenie dydaktyczne. Przejęcie tej placówki przez PAN (1951 rok) radykalnie zmieniło sytuację. Nasuwa się tu przede wszystkim pytanie, dotyczące służby czasu. Nie miałym wysiłkiem zbudowano ją w Poznaniu. Jaki sens miało dublowanie tej pracy w Borówcu? Czy nie lepsze rezultaty – z punktu widzenia astronomii jako całości – dałoby wzmocnienie istniejącego już zespołu, względnie przejęcie go w całości?

W referacie prof. Mergentalera placówka borowiecka potraktowana została dość szczególnie. W odróżnieniu od wszystkich innych, nie widzi On tam nikogo poza jej kierownikiem. Czy pracujący tam zespół nic nie robi? W ciągu kilku lat pracy zaobserwowano wiele gwiazd czasowych, czy par Talcotta. Uzyskano sporą ilość miesięcznych serii klinometrycznych, czy grawimetrycznych i – to często mierzonych kilkoma narzędziami pracującymi równolegle. Dane te, po dokonaniu szablonowej wstępnej obróbki, najbardziej pracochłonnej, przekazano następnie... do zagranicznych central. Dlaczego stacja, poza zebraniem dużego materiału obserwacyjnego, posiadaniem bogatego instrumentarium i osiągnięciem dość wysokiej dokładności pomiarów, właściwie niczym innym nie może się pochwalić? Dlaczego doszło do paradoksalnej sytuacji – wysokiej oceny prowadzonych pomiarów przez te placówki zagraniczne, które z nich korzystają i równoczesnego przemilczania wykonanych prac oryginalnych? Czy dlatego, że zatrudnieni w Borówcu naukowcy nic nie robią, czy też dlatego, że zasadniczym zadaniem stacji stało się zbieranie materiału, wykorzystywanego następnie za granicą?

Ile czasu można poświęcić na pracę naprawdę twórczą, jeżeli każdy pracownik naukowy musi eksploatować jedno, a często i dwa narzędzia obserwacyjne (teleskop zenitalny plus grawimetr, 4 wahadła poziome), dokonać wstępnej obróbki materiału obserwacyjnego i przygotować go do wysłania? Wystarczy przejrzeć oryginalne prace stacji – mniej więcej w połowie są to opisy stacji czy poszczególnych pracowni, różnego typu sprawozdania itp. Pozostałe dotyczą przeważnie problemów instrumentalnych, porównania metod obserwacji itp. O podjęciu tematyki ruchu wirowego Ziemi, mającej w założeniu łączyć trzy praktycznie niezależne działy stacji (czas, szerokość, przyływy skorupy ziemskiej) w tych warunkach nie można nawet marzyć. Mało tego, były nawet dość poważne projekty – bez zwiększenia kadry naukowej – powiększenia stacji filią w Inowrocławiu. Myślę, że warto zacytować tu fragment ze sprawozdania KC na IV Zjeździe Partii: „... Dynamiczny rozwój nauki jest nie do pogodzenia ... z tendencjami do podejmowania w nielicznych zespołach badaczy szerokiego wachlarza zagadnień ...”.

Poruszyłem tu zaledwie kilka problemów, jakie nasunęły mi się po przeczytaniu omawianej pracy. Ograniczyłem się do przykładów ze środowiska poznańskiego choć myślę, że pewne analogie można by znaleźć i w innych placówkach. Ostatecznie historyczny rozwój astronomii, jak i każdej innej dziedziny, podlegał pewnym prawidłowościom. Wydaje się, że rzeczą historyka było wykryć je i wskazać ich przyczyny.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Статьи

- Е. Ятчак, Нейтринная астерофизика 63
К. Серковски, Щелевые спектрографы для телескопов средних раз-
меров 85

Из лабораторий и обсерваторий

- Б. Пачиньски, Трехцветные наблюдения звезд типа RR Lyræ . . 105
Л. Печиньски, Определение азимута и географической широты без
регистрации времени 107

Из научной литературы

- Б. Пачиньски, Эволюция звезд в шаровых скоплениях 113
К. Серковски, Работа Р. Амделя о ассоциациях Кассиопеи . . 115
Р. Ампель, Замечания автора работы, рассмотренной К. Серковским 120
К. Серковски, Ответ на замечания Р. Амделя 124
К. Степень, О механизме действующем в звездах Вольфа-Райе-
та 125

Хроника

- Л. Цихович, Симпозион и коллоквиум о европейской сателлитной
триангуляционной сети, Париж, декабрь 1964 129
К. Степень, Симпозион МАС о выборе места для астрономических
обсерваторий 132
К. Рудницки, Конференция: Микрокосмос — Макрокосмос — Мега-
космос 137

Из корреспонденции

- Е. Пагачевски, Вместо рецензии... (Эвгениуш Рыбка "*Four Hundred
Years of the Copernican Heritage*") 139
Э. Рыбка, Ответ Д-р Е. Пагачевскому 144
С. Новак, Несколько критических замечаний о работе Я. Мергент-
талера "Очерк истории астрономии в Польше в периоде 1945—1963" 147

CONTENTS

ARTICLES

- J. Jatczak, Neutrino Astrophysics. 63
 K. Serkowski, Slit Spectrographs for Medium-Size Telescopes. 85

FROM LABORATORIES AND OBSERVATORIES

- B. Paczyński, Three Colours Photometry of RR Lyrae Stars. 105
 L. Pieczyński, Determination of the Azimuth and Latitude without Time
 Registration. 107

FROM SCIENTIFIC LITERATURE

- B. Paczyński, Stellar Evolution in Globular Clusters. 113
 K. Serkowski, R. Ampel's Paper about Associations in Cassiopeiae. 115
 R. Ampel, Author's Remarks Concerning the Paper Discussed by K. Serkowski. 120
 K. Serkowski, Answer to R. Ampel's Remarks. 124
 K. Stępień, On the Mechanism of Wolf-Rayet Stars. 125

CHRONICLE

- L. Cichowicz, Symposium and Colloquium on European Satellite Triangulation
 Net - Paris, 14-18 December 1964. 129
 K. Stępień, Symposium IAU „Site Testing”. 132
 K. Rudnicki, Conference: Microcosmos - Macrocosmos - Megacosmos. . . . 137

CORRESPONDENCE

- J. Pagaczewski, Instead of a Review... (Eugeniusz Rybka *Four Hundred
 Years of the Copernican Heritage*). 139
 E. Rybka, Answer to Dr J. Pagaczewski. 144
 S. Nowak, Some Critical Remarks Concerning J. Mergentaler's Paper *The Outline
 of History of Astronomy in Poland in 1945-1963*. 147

SPIS TREŚCI ZESZYTU 2

ARTYKUŁY

- J. Jatczak, Astrofizyka neutrinowa. 63
 K. Serkowski, Spektrografy szczelinowe dla teleskopów średnich rozmiarów 85

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

| | |
|----------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| B. Paczyński, Trójbarwne obserwacje gwiazd typu RR Lyrae. | 105 |
| L. Pieczyński, Wyznaczanie azymutu i szerokości geograficznej bez rejestracji czasu. | 107 |

Z LITERATURY NAUKOWEJ

| | |
|-------------------------------------------------------------------------|-----|
| B. Paczyński, Ewolucja gwiazd w gromadach kulistych. | 113 |
| K. Serkowski, Praca R. Ampela o asocjacjach w Kasjopei. | 115 |
| R. Ampel, Uwagi autora omawianej przez K. Serkowskiego pracy. | 120 |
| K. Serkowski, Odpowiedź na uwagi R. Ampela. | 124 |
| K. Stępień, O mechanizmie działającym w gwiazdach Wolfa-Rayeta. | 125 |

KRONIKA

| | |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| L. Cichowicz, Sympozjum i kollokwium o europejskiej sieci triangulacji satelitarnej – Paryż, grudzień 1964. | 129 |
| K. Stępień, Sympozjum IAU o wyborze miejsca pod budowę obserwatoriów astronomicznych | 132 |
| K. Rudnicki, Konferencja: Mikrokosmos – makrokosmos – megakosmos | 137 |

Z KORESPONDENCJI

| | |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| J. Pagaczewski, Zamiast recenzji... (Eugeniusz Rybka <i>Four Hundred Years of the Copernican Heritage</i>). | 139 |
| E. Rybka, Odpowiedź Dr J. Pagaczewskiemu. | 144 |
| S. Nowak, Kilka krytycznych uwag o pracy J. Mergentalera <i>Szkic historii astronomii w Polsce w latach 1945–1963</i> | 147 |

STATEMENT OF ACCOUNTS

For the year ending 31st March 1914

By Balance brought forward

To Receipts from various sources

By Balance brought forward

To Receipts from various sources

By Balance brought forward

To Receipts from various sources

By Balance brought forward