

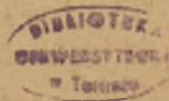
POSTĘPY ASTRONOMII

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



TOM XXVIII — ZESZYT 2
KWIECIEŃ — CZERWIEC 1980

WARSZAWA — ŁÓDŹ 1980
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE



POLSKIE TOWARZYSTWO ASTRONOMICZNE

POSTĘPY ASTRONOMII

K W A R T A L N I K

TOM XXVIII — ZESZYT 2
KWIECIEŃ — CZERWIEC 1980

WARSZAWA — ŁÓDŹ 1980
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor naczelny:
Jerzy Stodólkiewicz, Warszawa

Członkowie:
Stanisław Grzędzielski, Warszawa
Andrzej Woszczyk, Toruń

Sekretarz Redakcji:
Tomasz Kwast, Warszawa

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

**WYDAWANE Z ZASIŁKU
POLSKIEJ AKADEMII NAUK**

Printed in Poland

**Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Oddział w Łodzi 1980**

Wydanie I. Nakład 777 + 103 egz. Ark. wyd. 6.75. Ark. druk. 6,00.
Papier offsetowy ki. 111, 90 g. 70 × 100. Oddano do składu w marcu 1980 r.
Podpisano do druku w listopadzie 1980 r. Druk ukończono w listopadzie 1980 r.
Zamówienie 224/80. C-16. Cena zł 10,-

**Zakład Graficzny Wydawnictw Naukowych
Łódź, ul. Żwirki 2**

ARTYKUŁY

POSTĘPY ASTRONOMII

Tom XXVIII (1980), Zeszyt 2

TEORIA ODBIORU INTERFEROMETRYCZNEGO W RADIOASTRONOMII

KAZIMIERZ M. BORKOWSKI

Instytut Astronomii Uniwersytetu im. M. Kopernika (Toruń)

ТЕОРИЯ ИНТЕРФЕРОМЕТРА В РАДИОАСТРОНОМИИ

К. М. Борковски

Содержание

Представлено теорию интерферометрических измерений особенно касающихся наблюдений Солнца с малыми базами. Интересный пример это отклик интерферометра с гауссовской полосой частоты на источник с гауссовском распределением яркости и отклик интерферометра на многоточечный источник. Представлено теоретические основы определения параметров антенной системы из результатов наблюдений. Показано, как можно обобщить теорию простого интерферометра на сложного.

THEORY OF THE INTERFEROMETER IN RADIO ASTRONOMY

Summary

A theory of interferometric measurements is presented with special emphasis put upon solar observations made with a short baseline system. Interesting result of discussion is the response of the interferometer with a Gaussian frequency band to a source with Gaussian brightness distribution and response of the simple interferometer to many-point source. A theoretical background for the main interferometer parameters determination based on phase measurements is presented. Finally, the simple interferometer theory is broadened to many-element interferometer.

1. WSTĘP

Podstawowymi obserwablami w radiointerferometrii są skorelowane amplitudy i względne fazy fal, pochodzących ze wspólnego źródła w dwóch punktach przestrzeni. Wektor łączący takie dwa punkty zwany jest bazą interferometru. Zasady działania interferometrów radiowych są takie same jak interferometrów optycznych. Użycie na tych falach technik interferometrycznych, albo korelacyjnych, jest więc logicznym rozszerzeniem praktyk optycznych zapoczątkowanych przez *M i c h e l s o n a*. W rzeczywistości wiele radioteleskopów jest przeskalowaną wersją odpowiedników optycznych. Są jednak także wyjątki, w których nowe techniki korelacyjne opracowane przez radioastronomów przyczyniły się do postępu obu gałęzi (np. *R y l e* 1952).

Mimo stosunkowo niedługiego „stażu” radiointerferometrii obecnie istnieje już wiele dobrze opracowanych teorii, uwzględniających szczególne wymagania narzucone przez praktyczne zastosowania. Inne zagadnienia teoretyczne są ważne w zastosowaniu do interferometrii bardzo wielkich baz (*C a n n o n* 1978), a inne do syntezy apertury (*B r o u w* 1968; *R o g e r s* 1976; *C o l e* 1979). Jeszcze inne elementy okazują się istotne w obserwacjach z małymi bazami, spotykanymi w służbach Słońca. Te ostatnie będą starał się uwypuklić w niniejszej pracy. Wypada jeszcze podkreślić, że prawie wszystkie teorie interferometrów opierają się na podstawach wypracowanych w optyce (*B o r n i W o l f* 1964). Stamtąd też pochodzi znaczna część terminów i pojęć w rodzaju: tensor (*K o* 1967) i funkcja spójności czy funkcja widzialności.

Pole elektromagnetyczne badane przez radioastronoma fluktuje bardzo szybko i nieregularnie w czasie. Pola takie nazywa się statystycznymi. Wcześniejsze teoretyczne analizy interferometrów przeprowadzano przy założeniu, że odbierane promieniowanie jest monochromatyczne lub prawie monochromatyczne. Mimo tak jawnego odstępstwa założeń od rzeczywistości dawały one zadawalające rezultaty w wielu problemach praktycznych (*C a r t e r i S o m e r s* 1976). Wstępnie przyjmuje się zawsze, że mierzony sygnał jest ergodycznym, gaussowskim procesem losowym (o zerowej średniej), który jest stacjonarny zarówno w domenie czasu jak i przestrzeni. Chociaż, w praktyce, to założenie nigdy nie jest spełnione, to jednak odchylenia przewidywań teoretycznych od wyników doświadczalnych są w bardzo wielu przypadkach zaniedbywalnie małe. Praktycznie też zawsze używa się pojęcia sygnału analitycznego, który jest pewną konstrukcją pozwalającą wygodnie prezentować zachowanie się instrumentów pobudzonych sygnałem rzeczywistym. Ten ostatni jest częścią rzeczywistą owego sygnału analitycznego, zaś jego część urojona jest transformatą Hilberta sygnału rzeczywistego i ma te same charakterystyki statystyczne, co sygnał oryginalny ale mimo to nie jest z nim skorelowana. Szczegółową dyskusję konstrukcji i własności sygnału analitycznego można znaleźć w wielu książkach (przejrzyste przedstawienia podano np., u *K n o c h a i E k i e r t a* 1979; *B r a c e w e l l a* 1965 czy też *S w i e s z n i k o w a* 1965).

W dalszych punktach pracy przedstawię szkic teorii interferometru i kilka zastosowań praktycznych, wybranych z myślą o obserwacjach Słońca na falach metrowych. Z tego powodu przedstawienie to nie pretenduje ani do przymiotu „kompletne”, ani „ogólne”. Chociaż oparte na ideach zawartych w pracy

S w e n s o n a i M a t h u r a (1968), jest ono prawie w całości jednolitym i oryginalnym opisem wszystkich istotnych zagadnień, z którymi zetknąłem się w praktyce obserwacyjnej. Dostępna literatura nie zawiera spójnych opisów tak ważnych zagadnień, jak detekcja „niekwadratowa”, dudnienia, odbicia itp. w zastosowaniu do obserwacji interferometrycznych.

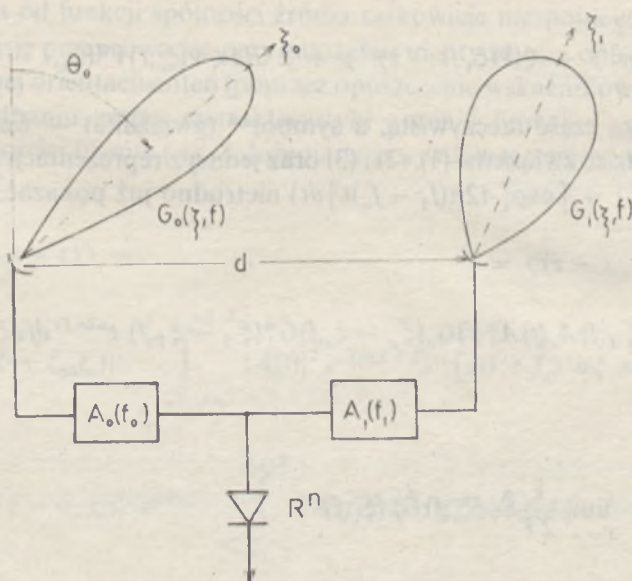
Wszystkie całki występujące w tej pracy są całkami oznaczonymi. Jeżeli symbol całkowania nie ma wskazanych granic, to trzeba rozumieć, że całkowanie odbywa się na całej współrzędnej $(-\infty, +\infty)$.

2. TEORIA PROSTEGO INTERFEROMETRU ADDYTYWNEGO

Niech $E(\xi, t)$ oznacza kątowy rozkład pola elektrycznego promieniowania odbieranego ze źródła „stacjonarnego” w funkcji czasu t , gdzie $\xi = \sin \theta$ jest cosinusem kierunkowym źródła (cosinusem kąta między kierunkiem na źródło i kierunkiem bieguny bazy; θ jest dopełnieniem tego kąta do 90° , rys. 1). W i -tej antenie indukuje się napięcie proporcjonalne do:

$$v(\xi_i, f_i) = \int \hat{E}(\xi', f_i) G_i(\xi' - \xi_i, f_i) d\xi', \quad (1)$$

gdzie $G_i(\xi_i, f_i)$ jest kierunkową charakterystyką napięciową promieniowania i -tej anteny w funkcji częstości f_i , a \hat{E} jest transformatą Fouriera rozkładu E ($\hat{E} = \int E \exp(-i2\pi f t) dt$). Po wzmacnieniu i odfiltrowaniu przez wzmacniacze w.c.z. o napięciowej charakterystyce przenoszenia $A_i(f_i)$, sygnały wyjściowe można przedstawić w postaci:



Rys. 1. Schemat interferometru dwuantenowego

$$V(\xi_i, f_i) = v(\xi_i, f_i) A_i(f_i) = \int \hat{E}(\xi, f_i) G_i(\xi - \xi_i, f_i) A_i(f_i) d\xi. \quad (2)$$

Moc sumy dwóch sygnałów postaci (2) wynosi:

$$\lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int |V(\xi_0, t) + V(\xi_1, t - \tau)|^2 dt \equiv \langle |V(\xi_0, t) + V(\xi_1, t - \tau)|^2 \rangle, \quad (3)$$

gdzie wskaźnik T oznacza napięcie typu (2), ale wywołane przez sygnał analityczny $E_T(\xi, t)$, skonstruowany z rzeczywistego przyrównanego do zera dla $|t| > T$, a znak \equiv użyłem dla zdefiniowania innego sposobu zapisu. Wyżej określone obciążenie sygnału rzeczywistego pozwala zrealizować całkowanie sygnału stacjonarnego i wykonywać analizę fourierowską. Sygnały V i V wiąże przekształcenie Fouriera, analogicznie do wielkości \hat{E} i E .

Na tym etapie dostępne opracowania teorii interferometrow zakładały, że następnym stopniem przetwarzania sygnału jest detektor kwadratowy, na którego wyjściu pojawia się napięcie proporcjonalne do kwadratu napięcia wejściowego, a zatem do chwilowej mocy sygnału. Gdzie indziej (B o r k o w s k i 1980) pokazałem, że jeżeli do wejścia detektora obwiedni (chwilowej amplitudy) R o charakterystyce R^n , gdzie n jest rzeczywiste i dodatnie, przyłożyć napięcie losowe o rozkładzie prawdopodobieństwa obwiedni typu Rayleigha (wąskopasmowy szum gaussowski), to na wyjściu otrzyma się napięcie, którego wartość średnia jest proporcjonalna do $\langle R^2 \rangle^{n/2}$. Uśredniając zatem napięcie wyjściowe uogólnionego w powyższy sposób detektora, dostaje się w miejsce wyrażenia (3) wielkość proporcjonalną do:

$$\begin{aligned} V(\xi_0, \xi_1, \tau) &\equiv \langle |V(\xi_0, t) + V(\xi_1, t - \tau)|^2 \rangle^{n/2} = \\ &= [\langle |V(\xi_0, t)|^2 \rangle + \langle |V(\xi_1, t - \tau)|^2 \rangle + 2 \cdot \text{Re} \langle V(\xi_0, t) V^*(\xi_1, t - \tau) \rangle]^{n/2}, \end{aligned} \quad (4)$$

gdzie Re oznacza część rzeczywistą, a symbol $*$ (gwiazdka) – wartość sprzężoną. Korzystając teraz ze związków (1), (2) i (3) oraz jednej z reprezentacji dystrybucji delta Diraca ($\delta(f_1 - f_0) = \int \exp[-i2\pi(f_1 - f_0)t] dt$) nietrudno już pokazać, że:

$$\begin{aligned} \langle V(\xi_0, t) V^*(\xi_1, t - \tau) \rangle &= \\ &= \iiint \Gamma(\xi_0, \xi_1, f) A_0(f) A_1^*(f) G_0(\xi_0 - \xi_0, f) G_1^*(\xi_1 - \xi_1, f) \cdot e^{i2\pi f \tau} df d\xi_0 d\xi_1, \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie:

$$\Gamma(\xi_0, \xi_1, f) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \hat{E}_T(\xi_0, f) \hat{E}_T^*(\xi_1, f) \quad (6)$$

jest tzw. funkcją spójności wzajemnej.

Warto zauważyć, że związek (5) określa zależność napięcia (prądu) wyjściowego interferometru korelacyjnego (tzn. takiego, w którym sygnały z obu anten nie są dodawane, lecz wymnażane w urządzeniu spełniającym rolę detektora kwadratowego) od funkcji spójności wzajemnej źródła polichromatycznego i częściowo spójnego oraz od charakterystyk promieniowania anten i charakterystyk filtrów (S w e n s o n i M a t h u r 1968).

Ponieważ promieniowania pochodzące z dwóch różnych punktów źródła są statystycznie niezależne (źródło całkowicie niespójne), co można formalnie zapisać w postaci równości:

$$\Gamma(\xi_0, \xi_1, f) = \Gamma(\xi_0, f) \delta(\xi_0 - \xi_1),$$

zatem całkę występującą w (5) można uprościć, przez scałkowanie po jednym z kierunków, do:

$$\begin{aligned} \langle V(\xi_0, t) V^*(\xi_1, t - \tau) \rangle &= \\ &= \iint \Gamma(\xi, f) A_0(f) A_1^*(f) G_0(\xi - \xi_0, f) G_1^*(\xi - \xi_1, f) e^{i2\pi f \tau} df d\xi \end{aligned} \quad (7)$$

i, jako szczególnego przypadku tego związku,

$$\langle |V(\xi_1, t - \tau)|^2 \rangle = \iint \Gamma(\xi, f) |A_1(f)|^2 |G_1(\xi - \xi_1, f)|^2 df d\xi \quad (8)$$

oraz analogicznego do tego wyrażenia na $\langle |V(\xi_0, t)|^2 \rangle$.

Wzory (4), (7) i (8) opisują zależność napięcia (prądu) wyjściowego w interferometrze addytywnym od funkcji spójności źródła całkowicie niespójnego.

Dalszą dyskusję przeprowadzę przy założeniu identyczności obu gałęzi interferometru i jednakowej orientacji anten (poprzez opuszczenie wskaźników 0 i 1 przy A i G) oraz przy zaniedbaniu zmian charakterystyki anten i funkcji Γ na skończonym przedziale Δf częstości filtrów (A). Założenia te pozwalają przepisać wzory (7) i (8) w prostszej postaci:

$$\begin{aligned} \langle V(\xi_0, t) V^*(\xi_0, t - \tau) \rangle &= \\ &= \int \Gamma(\xi, f_0) |G(\xi - \xi_0, f_0)|^2 \int_{f_0 - \Delta f/2}^{f_0 + \Delta f/2} |A(f)|^2 e^{i2\pi(f + f_0)\tau} [d(f + f_0)] \cdot d\xi = \\ &= \int \Gamma(\xi, f_0) |G(\xi - \xi_0, f_0)|^2 e^{i2\pi f_0 \tau} \int_{-\Delta f/2}^{\Delta f/2} |A'(f)|^2 \exp(i2\pi f \tau) df d\xi \end{aligned} \quad (9)$$

oraz

$$\begin{aligned} \langle |V(\xi_0, t)|^2 \rangle &= \langle |V(\xi_0, t - \tau)|^2 \rangle = \int \Gamma(\xi, f_0) |G(\xi - \xi_0, f_0)|^2 \int_{f_0 - \Delta f/2}^{f_0 + \Delta f/2} |A(f)|^2 df d\xi = \\ &= \int |A(f)|^2 df \cdot \int \Gamma(\xi, f_0) |G(\xi - \xi_0, f_0)|^2 d\xi, \end{aligned} \quad (10)$$

gdzie $A'(f) = A(f - f_0)$.

Użycie tych zależności we wzorze (4) upraszcza go do:

$$\begin{aligned} V(\xi_0, \xi_0, \tau) \equiv V(\xi_0, \tau) &= \left[2 \int |A(f)|^2 df \int \Gamma(\xi, f_0) |G(\xi - \xi_0, f_0)|^2 d\xi + \right. \\ &+ \left. 2 \operatorname{Re} \int \Gamma(\xi, f_0) |G(\xi - \xi_0, f_0)|^2 e^{i2\pi f_0 \tau} \int |A'(f)|^2 \exp(i2\pi f \tau) df d\xi \right]^{\frac{n}{2}}. \end{aligned} \quad (11)$$

Wyrażenie (11), mimo swej stosunkowo dużej ogólności, jest już wygodnym punktem startowym do praktycznych problemów obserwacyjnych. W dalszym ciągu będą mi potrzebne tylko przypadki, w których charakterystyka $|A(f)|^2$ jest symetryczna względem częstości środkowej f_0 , a funkcje spójności są rzeczywiste. Warto zauważyć, że i te ograniczenia praktycznie niewiele ujmują z ogólności wyrażenia (11), które teraz sprowadza się do postaci:

$$\begin{aligned} V_n^2(\xi_0, \tau) &\sim \int \Gamma(\xi, f_0) |G(\xi - \xi_0, f_0)|^2 d\xi + \\ &+ \int \Gamma(\xi, f_0) \cos(2\pi f_0 \tau) |G(\xi - \xi_0, f_0)|^2 \int |a(f)|^2 \cos(2\pi f \tau) df d\xi, \end{aligned} \quad (12)$$

gdzie $|a(f)|^2 = |A'(f)|^2 / \int |A(f)|^2 df$.

3. TRZY PRZYKŁADY

W przypadku obserwacji skończonej ilości źródeł punktowych, znajdujących się jednocześnie w obrębie charakterystyki anten, funkcję spójności można przedstawić w postaci:

$$\Gamma(\xi, f) = \sum_i S_i \cdot \delta(\xi - \xi_i). \quad (13)$$

Scałkowanie prawej strony związku (12) daje w tym przypadku wprost opis sygnału wyjściowego interferometru z detekcją kwadratową:

$$\sum S_i |G(\xi_i - \xi_0 f_0)|^2 [1 + \int |A(f)|^2 \cos(2\pi f \tau_i) df \cdot \cos(2\pi f_0 \tau_i)]. \quad (14)$$

Jeżeli wstęga Δf jest dostatecznie wąska (na tyle, by można było położyć: $\sin(\pi \cdot \Delta f \cdot \tau_i) \approx \pi \cdot \Delta f \cdot \tau_i$), to ostatnie wyrażenie uprości się dalej i ostatecznie do:

$$\sum S_i |G(\xi_i - \xi_0 f_0)|^2 \cos^2(\pi f_0 \tau_i). \quad (15)$$

Taką postać sygnału wyjściowego przyjąłem na podstawie do oceny zakłóceń kalibracji systemu odbiorczego na częstotliwość 127 MHz na radioźródłach Cas A i Cyg A (B o r k o w s k i 1979).

Pouczające jest również przestudiowanie odpowiedzi interferometru na źródła rozciągnięte. Rozpatrzę tutaj dwa przypadki: źródło o gaussowskim rozkładzie jasności i interferometr z gaussowskim kształtem pasma przenoszonych częstotliwości oraz źródło prostokątne i prostokątna wstęga odbiornika.

Niech będą dane źródło i wstęga takie, że:

$$\Gamma(\xi, f_0) = \frac{S}{\sigma_\xi} \exp \left| -\pi \frac{(\xi - \xi_0)^2}{\sigma_\xi^2} \right| \quad i \quad (16a)$$

$$|A(f)|^2 = \exp \left| -\pi \frac{(f - f_0)^2}{\sigma_f^2} \right|. \quad (16b)$$

Warto odnotować, że z powyższych określeń wynika, że $\int \Gamma d\xi = S$ i $\int |A(f)|^2 df = \sigma_f$, i że szerokości krzywych (wyznaczone przez σ_ξ i σ_f) opisanych wzorami (16) są bardzo bliskie szerokościom połówkowym lub 3-decybelowym.

W tym szczególnym przypadku odpowiedź systemu odbiorczego można wyznaczyć ściślej, bez uciekania się do uproszczenia (12). Zakładając, że funkcja G jest wolnozmienna w porównaniu z Γ , odpowiedź tę można uzyskać z wyrażeń typu (7) i (8), w których opuszczono wskaźniki 0 i 1 przy G i A . Nicco kłopotliwe, ale ściśle przekształcenia prowadzą do rezultatu:

$$V_n^2(\xi_0, \tau) \sim 1 + W(\sigma_\xi, \sigma_f) \cos \frac{2\pi d(\xi_0 + D/d)}{1 + (d\sigma_\xi \sigma_f / f_0)^2}, \quad (17)$$

gdzie

$$W(\sigma_\xi, \sigma_f) = \left| 1 + \left(d\sigma_\xi \frac{\sigma_f}{f_0} \right)^2 \right|^{-\frac{1}{2}} \exp \left\{ \frac{-\pi d^2}{1 + \left(d\sigma_\xi \frac{\sigma_f}{f_0} \right)^2} \left| \left(\xi_0 + \frac{D}{d} \right)^2 \frac{\sigma_f^2}{f_0^2} + \sigma_\xi \right| \right\} \quad (18)$$

jest funkcją widzialności, a d – bazą interferometru wyrażoną w długościach fali ($\lambda = c/f_0$, gdzie c oznacza prędkość światła). Przy wyprowadzeniu wzorów (17) i (18) przyjąłem ponadto, że:

$$f_0 \tau = D + \xi_0 d, \quad (19)$$

gdzie D jest zapóźnieniem instrumentalnym wyrażonym w długościach fali.

Jeżeli źródło i pasmo przepuszczania mają charakterystyki prostokątne, to:

$$\Gamma(\xi, f_0) = \begin{cases} S/\Delta\xi, & \text{gdy } |\xi - \xi_0| \ll \Delta\xi/2 \\ 0, & \text{gdzie indziej,} \end{cases} \quad (20a)$$

$$\int |a(f)|^2 \cos(2\pi f \tau) df = \frac{\sin \left| \pi \frac{\Delta f}{f_0} (D + \xi_0 d) \right|}{\pi \frac{\Delta f}{f_0} (D + \xi_0 d)}. \quad (20b)$$

Utrzymując w mocy założenie o małości $\Delta\xi$ względem szerokości charakterystyki $|G|^2$ i dołączając warunek, by $\Delta f \ll f_0$, ze związków (12) i (20) uzyskuje się stosunkowo prosto proporcjonalność:

$$V_n^2(\xi_0, \tau) \sim 1 + W(\Delta\xi, \Delta f) \cos(2\pi [D + \xi_0 d]), \quad (21)$$

gdzie

$$W(\Delta\xi, \Delta f) = \frac{\sin(\pi d \Delta\xi)}{\pi d \Delta\xi} \frac{\sin \left| \pi d \frac{\Delta f}{f_0} \left(\frac{D}{d} + \xi_0 \right) \right|}{\pi d \frac{\Delta f}{f_0} \left(\frac{D}{d} + \xi_0 \right)} \quad (22)$$

jest znów funkcją widzialności. Widzialność listków interferencyjnych (odpowiednik prążków optycznych) definiuje się jako stosunek ich amplitudy (amplitudy przebiegów sinusoidalnych wyznaczonych np. przez wzory (17) i (21)) do całkowitego strumienia źródła. Wzór (22) będzie w zgodzie z odpowiednikami spotykanymi w literaturze, jeśli ξ_0 potraktować jako małe (tzn. przyjmując, że $\xi_0 = \sin \theta_0 \simeq \theta_0$) i zaniedbać D . Uprości się on wtedy do:

$$W(\Delta\xi, \Delta f) = \frac{\sin \pi d \Delta\theta}{\pi d \Delta\theta} \frac{\sin(\pi \xi_0 d \Delta f / f_0)}{\pi \xi_0 d \Delta f / f_0}, \quad (23)$$

gdzie przyjąłem też, że $\Delta\xi \simeq \Delta\theta$ (por. E s e p k i n a i in. 1973).

Porównanie widzialności (18) i (22) nie sugeruje żadnego podobieństwa. W rzeczywistości okazuje się, że dla małych σ_x i σ_f ($\Delta\xi$ i Δf) są one niemal równoważne. W przypadku granicznym, gdy te parametry zmierzają do zera, obie funkcje stają się identyczne i równe jedności, czego należało oczekiwać. Warto jeszcze przypomnieć, że wzór (22) jest ograniczony do przypadków, kiedy $\Delta f \ll f_0$, którego to zastrzeżenia nie było przy wyprowadzaniu wzoru (18).

W przytoczonych trzech przykładach skorzystałam z faktu, że funkcja spójności źródła jest po prostu jego rozkładem jasności (albo: rozkładem temperatury jasnościowej).

4. FUNKCJA WIDZIALNOŚCI

Opierając się na podstawach teoretycznych, dopiero co przedstawionych, wyprowadzę teraz wzór na funkcję widzialności w postaci ogólniejszej niż dotychczas dyskutowane. Charakterystyka detektora, jak nietrudno zauważyć na przykładach poprzedniego punktu, nie jest istotna przy rozpatrywaniu widzialności źródła, dlatego mając na uwadze przejrzystość przyjmę dalej, że jest ona kwadratowa ($n = 2$).

Przy obserwacji pojedynczego, niezbyt dużego w porównaniu z charakterystyką systemu antenowego źródła rozciągniętego, sygnał wyjściowy instrumentu odbiorczego będzie proporcjonalny do $V(\xi_0, \tau)$ ze wzoru (12), a zatem także do:

$$1 + \int \gamma(\xi) \cos[2\pi(D + \xi d)] \int |a(f)|^2 \cos[2\pi \frac{f}{f_0}(D + \xi d)] df \cdot d\xi, \quad (24)$$

gdzie $\gamma(\xi) = \Gamma(\xi, f_0) / \int \Gamma(\xi, f_0) d\xi$.

Ważne są ograniczenia na stosowalność wyrażenia (24). Przypomnę, że przy jego wyprowadzaniu założyłem: 1) sygnał ergodyczny i stacjonarny z całkowicie niespójnego źródła, 2) identyczność obu gałęzi interferometru (w sensie jednakowych charakterystyk kierunkowych, orientacji, wzmocnienia i pasma przenoszonych częstotliwości), 3) słabą zależność funkcji Γ i G od częstotliwości, 4) symetrię filtracji w.c.z. względem częstotliwości środkowej f_0 oraz 5) rzeczywistość funkcji spójności i małą jej szerokość w porównaniu z szerokością funkcji G .

Zawsze można dobrać takie ξ_0 (równoważny w tym sensie kierunek na środek źródła), żeby całka podwójna:

$$\int \gamma(\xi) \sin[2\pi d(\xi_0 - \xi)] \int |a(f)|^2 \cos[2\pi \frac{f}{f_0}(D + \xi d)] df \cdot d\xi$$

znikała. Oznacza to, że całkę występującą w wyrażeniu (24) można przekształcić (rozbijając wyraz $\frac{D}{d} + \xi$ na $\frac{D}{d} + \xi_0$ i $\xi - \xi_0$) do postaci:

$$\cos [2\pi (D + \xi_0 d)] \times \int \gamma(\xi) \cos[2\pi d(\xi - \xi_0)] \int |a(f)|^2 \cos[2\pi \frac{f}{f_0} (D + \xi d)] df \cdot d\xi, \quad (25)$$

gdzie już łatwo widzieć funkcję widzialności:

$$\int \gamma(\xi) \cos[2\pi d(\xi - \xi_0)] \int |a(f)|^2 \cos[2\pi \frac{f}{f_0} (D + \xi d)] df \cdot d\xi. \quad (26)$$

Tę widzialność można wyrazić w wielkościach bardziej czytelnych pamiętając, że $\xi = \sin\theta$:

$$W = \int \gamma'(\theta) \cos\theta \cos(2\pi d \sin\theta) \int |a(f)|^2 \cos[2\pi \frac{f}{f_0} d(\frac{D}{d} + \sin\theta + \sin\theta_0)] df \cdot d\theta, \quad (27)$$

gdzie $\gamma'(\theta) = \gamma(\sin\theta + \sin\theta_0)$.

Jeżeli $|a(f)|^2$ jest prostokątem w przedziale $[-\Delta f/2, +\Delta f/2]$, to wzór (27) zapisuje się prościej:

$$W = \int \gamma'(\theta) \cos\theta \cos(2\pi d \sin\theta) \frac{\sin\left[\pi d \frac{\Delta f}{f_0} \left(\frac{D}{d} + \sin\theta + \sin\theta_0\right)\right]}{\pi d \frac{\Delta f}{f_0} \left(\frac{D}{d} + \sin\theta + \sin\theta_0\right)} d\theta. \quad (28)$$

W przypadku, gdy $\Delta f/f_0$ jest małe i małe jest $\Delta\theta$ (a zatem i θ), wzór (28) sprowadza się do postaci znanej z literatury (np. K r a u s 1966):

$$W = \int_{-\Delta\theta/2}^{+\Delta\theta/2} \gamma'(\theta) \cos(2\pi d \sin\theta) d\theta. \quad (29)$$

Wyrażenia (27) i (25) pozwalają teraz sygnał wyjściowy interferometru addytywnego (24) przedstawić w znacznie przejrzystszej i dobrze znanej formie:

$$1 + W \cdot \cos[2\pi(D + d \cdot \sin\theta)]. \quad (30)$$

W praktyce radioźródła są zawsze obserwowane na tle źródeł bardziej rozciąglonych (np. na tle galaktycznym), które mają funkcje widzialności bliskie lub równe zeru. Powoduje to, że wyrażenie (30) należy zwiększyć o składnik słabo zależny od kąta θ .

Wzory (28) i (29) wykorzystałem (B o r k o w s k i 1979) do obliczenia widzialności Słońca dla przypadku interferometru toruńskiego. Okazało się, że widzialność ta

jest o ok. 2% mniejsza od jedności. Wcześniejsze, mniej dokładne, oceny wskazywały, że widzialność jest nieco lepsza: więcej niż 0,986 (B o r k o w s k i 1976) i 0,99 (S o l e c k i 1974).

5. PRZEJŚCIE DO UKŁADU WSPÓLRZĘDNYCH ASTRONOMICZNYCH I KARTEZJAŃSKICH

Kąt θ , który występował w dotychczasowych wzorach, jest mierzony od płaszczyzny prostopadłej do linii bazy interferometru. Jeśli biegun interferometru (jeden z dwóch punktów na sferze niebieskiej wyznaczonych przez kierunek bazy; przyjmuje się nań punkt bliższy północnego bieguna niebieskiego) ma współrzędne równikowe t_0 i δ_0 (kąt godzinny i deklinacja, odpowiednio), to każdemu punktowi sfery niebieskiej (t, δ) można przypisać kąt θ , korzystając ze znanych zależności trygonometrii sferycznej. Zachodzi mianowicie:

$$\sin \theta = \sin \delta_0 \sin \delta + \cos \delta_0 \cos \delta \cos(t_0 - t). \quad (31)$$

Jeśli współrzędne bieguna interferometru podane są w układzie horyzontalnym: A_0 i h_0 (azymut i wysokość, odpowiednio) i w tym samym układzie współrzędne źródła (A, h), to odpowiednia do (31) relacja przyjmuje postać:

$$\sin \theta = \sin h_0 \sin h + \cos h_0 \cos h \cos(A_0 - A). \quad (32)$$

Warto zauważyć, że $d \cdot \sin \theta$, występujące we wzorze (30), można wyrazić, w ogólności, w dowolnych współrzędnych korzystając z faktu, że:

$$d \cdot \sin \theta = \vec{d} \cdot \vec{I}, \quad (33)$$

gdzie \vec{d} jest wektorem o długości bazy i kierunku wyżej zdefiniowanego bieguna interferometru, zaś \vec{I} jest wersorem o kierunku źródła promieniowania.

Łatwo jest zauważyć, że jeśli początek układu kartezjańskiego (współrzędnych prostokątnych) umieści się w ognisku anteny leżącej bliżej punktu wschodu i oś x skieruje na zachód, y – na południe (w płaszczyźnie równika niebieskiego), a z – na północny biegun nieba, to współrzędne drugiej anteny (x_0, y_0, z_0) można znaleźć z przekształcenia:

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= d \cdot \cos \delta_0 \sin t_0 \\ y_0 &= d \cdot \cos \delta_0 \cos t_0 \\ z_0 &= d \cdot \sin \delta_0 \end{aligned} \right\} \quad (34)$$

6. WYZNACZANIE PARAMETRÓW INTERFEROMETRU I EKSTREMÓW INTERFERENCYJNYCH

Fazę sygnału wyjściowego interferometru opisuje argument cosinusa w wyrażeniu (30). Rozwinięcie $\sin \theta$, w tym argumentcie, zgodnie z wzorem (31) daje na fazę wartość (w cyklach):

$$\Psi/(2\pi) = D + d(\sin \delta_0 \sin \delta + \cos \delta_0 \cos t_0 \cos \delta \cos t + \cos \delta_0 \sin t_0 \cos \delta \sin t). \quad (35)$$

W tym wyrażeniu łatwo jest wyróżnić prawe strony przekształcenia (34), co pozwala na dalsze jego uproszczenie do postaci:

$$\Psi/(2\pi) = D + x_0 \cos \delta \sin t + y_0 \cos \delta \cos t + z_0 \sin \delta. \quad (36)$$

Z tego wzoru widać, że pomiar fazy Ψ dla kilku punktów (t, δ) pozwala wyznaczyć parametry D , x_0 , y_0 i z_0 (wszystkie wyrażone w długościach fali). Przekształcenie odwrotne do (34) może służyć do odzyskania parametrów d , t_0 i δ_0 .

Zwróć uwagę na pewną modyfikację wzoru (36), wykorzystywaną niekiedy w praktyce do badania interferometrów o bazie leżącej blisko kierunku wschód-zachód. Ponieważ instrumentalne przesunięcie fazy D można dokładniej wyznaczyć z innego rodzaju pomiarów, przyjmę dalej, że jest ono znane.

Gdyby baza d' leżała idealnie na osi x (wschód-zachód), wówczas faza sygnału wyjściowego takiego instrumentu, jako szczególny przypadek wzorów (35) lub (36), wyniosłaby:

$$\Psi' = 2\pi(D + d' \cos \delta \sin t).$$

Odchyłka fazy interferometru rzeczywistego od założonego w powyższym wyrażeniu wynosi zatem $\Psi - \Psi'$, tzn.:

$$2\pi \left\{ [(x_0 - d') \sin t + y_0 \cos t] \cos \delta + z_0 \sin \delta \right\}, \quad (37)$$

co jest w zgodzie z wyrażeniem przedstawionym (bez wyprowadzenia) przez E l s m o r e ' a i in. (1966).

W przypadku interferometrów o krótkich bazach, ze względu na powolność zmiany fazy z kątem godzinnym t , dokładność wyznaczenia bazy i jej przestrzennej orientacji jest stosunkowo mała. Dokładniejsze wyniki uzyskuje się z pomiarów geodezyjnych.

Ze wzoru (30) wynika, że sygnał wyjściowy interferometru ma przebieg sinusoidalny z ekstremami dla momentów, kiedy:

$$D + d[\sin \delta_0 \sin \delta' + \cos \delta_0 \cos \delta' \cos(t_0 - t'_k)] = k/2, \quad (38)$$

gdzie $k = \dots, -1, 0, 1, \dots$, a primami zaznaczyłem współrzędne obserwowane (widome z miejsca obserwacji) źródła. Gdy k przyjmuje wartości parzyste, to ekstrema są maksimumami.

Przekształcając odpowiednio wzór (38), można wyznaczyć kąt godzinny, przy którym pojawi się ekstremum interferencyjne:

$$t'_k = t_0 - \arccos \left(\frac{k - 2D}{2d \cos \delta_0 \cos \delta'} - \operatorname{tg} \delta_0 \operatorname{tg} \delta' \right). \quad (39)$$

W przypadku instrumentu umieszczonego pod atmosferą Ziemi zarówno kąt godzinny t'_k , jak i deklinacja δ' , występujące we wzorach (38) i (39), są skażone refrakcją. Z tego powodu nie można tych wzorów użyć wprost do nawiązania czasowego przebiegu fazy. Zjawisko refrakcji powoduje wzrost rzeczywistej wysokości źródeł kosmicznych o wartość R zależną od wysokości h źródła nad horyzontem. Efekt tego zjawiska jest taki sam, jak gdyby kąt godzinny i deklinacja źródła były zwiększone (por. np. K u l i k o v 1961) odpowiednio o:

$$\Delta t = -R \cos \varphi \sin t_k / (\cosh \cos \delta) \quad \text{i} \quad (40)$$

$$\Delta \delta = \frac{R}{\cosh} (\cos \delta \sin \varphi - \sin \delta \cos \varphi \cos t_k)$$

gdzie $h = \arcsin(\sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t_k)$, a φ jest szerokością geograficzną miejsca obserwacji. Uwzględnienie w (39) poprawek (40) pozwala napisać:

$$t_k = t_0 - \arccos \left[\frac{k - 2D}{2d \cos \delta_0 \cos(\delta + \Delta \delta)} - \operatorname{tg} \delta_0 \operatorname{tg}(\delta + \Delta \delta) \right] - \Delta t. \quad (41)$$

Kąt godzinny t_k , wyliczony przy pomocy wzoru (41) można teraz powiązać z czasem gwiazdowym lub słonecznym średnim:

$$s_k = t_k + \alpha \quad \text{lub} \quad (42)$$

$$m_k = t_k + 12^h - \eta,$$

odpowiednio, gdzie α jest rektascensją źródła, a η — równaniem czasu (czas prawdziwy minus czas średni).

7. INTERFEROMETR ZŁOŻONY A ODBICIA OD ZIEMI

Przedstawiona wcześniej teoria dotyczyła interferometru dwuantenowego. W przypadku, gdy interferometr składa się z wielu anten, z których sygnały sumuje się przed detekcją, uśredniony sygnał podetekcyjny opisuje zależność ogólniejsza:

$$V(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_N, \tau_1, \tau_2, \dots, \tau_N) = \langle \left| \sum_{k=1}^N V(\xi_k, t - \tau_k) \right|^2 \rangle^{\frac{n}{2}} =$$

$$= \left[\operatorname{Re} \sum_{k,l} \langle V(\xi_k, t - \tau_k) V^*(\xi_l, t - \tau_l) \rangle \right]^{\frac{n}{2}}, \quad (43)$$

której przypadek szczególny, gdy $N = 2$, pokrywa się ze wzorem (4).

Dla źródła całkowicie niespójnego wyrażenie analogiczne do (7) przyjmuje teraz postać:

$$\langle V(\xi_k, t - \tau_k) V^*(\xi_l, t - \tau_l) \rangle =$$

$$= \iint \Gamma(\xi, f) A_k(f) A_l^*(f) G_k(\xi - \xi_k, f) G_l^*(\xi - \xi_l, f) e^{i2\pi f(\tau_l - \tau_k)} df \cdot d\xi. \quad (44)$$

Oryginalny i elegancki opis sygnału wyjściowego z interferometru złożonego uzyskuje się stosunkowo prosto, zakładając źródło punktowe, jednakowe i symetryczne filtry w.cz. $A_k(f + f_0) = A(|f| + f_0)$, rzeczywiste charakterystyki anten $G_k = G_k^*$ oraz niezależność widma promieniowania i charakterystyk anten od częstotliwości. Mianowicie, w tej sytuacji część rzeczywista w wyrażeniu (43) będzie proporcjonalna do sumy (po wszystkich k i l) wyrażen typu:

$$G_k(\xi_0 - \xi_k, f_0) G_l(\xi_0 - \xi_l, f_0) \int_{-\Delta f/2}^{\Delta f/2} |A'(f)|^2 \cos[2\pi f(\tau_k - \tau_l)] df \cdot \cos[2\pi f_0(\tau_k - \tau_l)]$$

co, przy dostatecznie wąskiej wstędze Δf , upoważnia do przepisania wzoru (43) w postaci:

$$V_n^2(\xi_1, \dots, \xi_N, \tau_1, \dots, \tau_N) \sim \sum_{k,l} G_k G_l \cos[2\pi f_0(\tau_k - \tau_l)] =$$

$$= \left[\sum G_k \cos(2\pi f_0 \tau_k) \right]^2 + \left[\sum G_k \sin(2\pi f_0 \tau_k) \right]^2, \quad (45)$$

gdzie $G_k = G_k(\xi_0 - \xi_k, f_0)$ (tutaj ξ_0 jest cosinusem kierunkowym źródła, a ξ_k — kierunku maksimum wzmocnienia charakterystyki k -tej anteny). Sygnał wyjściowy w takiej formie przewidziałem wcześniej (B o r k o w s k i 1977) posługując się znacznie prostszą analizą. Wzór typu (45) posłużył wtedy do analizy wpływu promieniowania odbitego od ziemi przed antenami na przebieg obserwacji Słońca w ciągu roku. Zasadność takiego zastosowania wynika z tego, że sygnały odbite dochodzące do anten można potraktować tak, jak gdyby były odebrane przez inne anteny (będące

lustrzanymi odbiciami anten istniejących względem płaszczyzny odbijającej promieniowanie). W ten sposób interferometr dwuantenowy w obecności odbic można taktować tak, jak interferometr złożony z większej ilości anten.

Warto zauważyć, że wyrażenia (43), (44) i (45) są niezmiennicze względem przesunięcia w czasie (istotne są tam tylko fazy względne). Pozwala to położyć na jedno z zapóźnień τ_k wartość zero.

LITERATURA

- Borkowski, K.M., 1976, *Post.Astr.*, **24**, 15.
Borkowski, K.M., 1977, *Post.Astr.*, **25**, 135.
Borkowski, K.M., 1979, praca doktorska, UMK, Toruń.
Borkowski, K.M., 1980, *Post. Astr.*, **28**, 15.
Born, M., Wolf, E., 1964, *Principles of Optics*, Pergamon, N.Y.
Bracewell, R.N., 1965, *The Fourier Transform and Its Applications*, McGraw-Hill, N.Y.
Brouw, W.N., 1968, w: *Synthesis Radio Telescope Project*, I.T.R. — 62 (Leiden).
Cannon, W.H., 1978, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **53**, 503.
Carter, W.H., Somers, L.E., 1976, *IEEE Trans. Antennas Prop.*, **24**, 815.
Cole, T.W., 1979, *J. Opt. Soc. Am.*, **69**, 554.
Elsmore, B., Kenderdine, S., Ryle, M., 1966, *M.N.R.A.S.*, **134**, 87.
Esepkina, N.A., Korol'kov, D.W., Parijskij, Yu.N., 1973, *Radioteleskopy i radiometry*, Nauka, M.
Knoch, L., Ekiert, T., 1979, *Modulacja i detekcja*, WKŁ, Warszawa.
Ko, H.C., 1967, *IEEE Trans. Antennas Prop.*, **15**, 10.
Kraus, J.D., 1966, *Radio Astronomy*, McGraw-Hill, N.Y.
Kulikov, K.A., 1961, *Kurs sfericheskoj astronomii*, G.I.F.-M.L., M.
Rogers, A.E.E., 1976, *Meth. Exper. Phys.*, **12C**, 139.
Ryle, M., 1952, *Proc. Royal Soc. (London)*, **211A**, 351.
Solecki, T., 1974, praca magisterska, UMK, Toruń.
Swenson, G.W., Mathur, N.C., 1968, *Proc. IEEE*, **56**, 2114.
Swieszniak, A.A., 1965, *Podstawowe metody funkcji losowych*, PWN, Warszawa.

instytucji obywateli w ten sposób wzmocnił ich rolę w polityce państwa
 i w ten sposób wzmocnił ich rolę w polityce państwa i w ten sposób
 wzmocnił ich rolę w polityce państwa i w ten sposób wzmocnił ich rolę
 w polityce państwa i w ten sposób wzmocnił ich rolę w polityce państwa

LITERATURA

1. K. W. [...]
 2. [...]
 3. [...]
 4. [...]
 5. [...]
 6. [...]
 7. [...]
 8. [...]
 9. [...]
 10. [...]
 11. [...]
 12. [...]
 13. [...]
 14. [...]
 15. [...]
 16. [...]
 17. [...]
 18. [...]
 19. [...]
 20. [...]
 21. [...]
 22. [...]
 23. [...]
 24. [...]
 25. [...]
 26. [...]
 27. [...]
 28. [...]
 29. [...]
 30. [...]
 31. [...]
 32. [...]
 33. [...]
 34. [...]
 35. [...]
 36. [...]
 37. [...]
 38. [...]
 39. [...]
 40. [...]
 41. [...]
 42. [...]
 43. [...]
 44. [...]
 45. [...]
 46. [...]
 47. [...]
 48. [...]
 49. [...]
 50. [...]
 51. [...]
 52. [...]
 53. [...]
 54. [...]
 55. [...]
 56. [...]
 57. [...]
 58. [...]
 59. [...]
 60. [...]
 61. [...]
 62. [...]
 63. [...]
 64. [...]
 65. [...]
 66. [...]
 67. [...]
 68. [...]
 69. [...]
 70. [...]
 71. [...]
 72. [...]
 73. [...]
 74. [...]
 75. [...]
 76. [...]
 77. [...]
 78. [...]
 79. [...]
 80. [...]
 81. [...]
 82. [...]
 83. [...]
 84. [...]
 85. [...]
 86. [...]
 87. [...]
 88. [...]
 89. [...]
 90. [...]
 91. [...]
 92. [...]
 93. [...]
 94. [...]
 95. [...]
 96. [...]
 97. [...]
 98. [...]
 99. [...]
 100. [...]

[...]

[...]

О НИКОТОРЫХ ЗЯВИСКАХ ЗАХОДЯЩИХ НА СЛОНЦУ РЕЖЕСТРОВАНЫХ В ПРОМИЕНИОВАНИИ РЕНТГЕНОВСКИМ*

JAN MERGENTALER

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu im. B. Bieruta (Wrocław)

О НЕКОТОРЫХ ЯВЛЕНИЯХ НА СОЛНЦЕ РЕГИСТРИРОВАННЫХ В РЕНТГЕНОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ

Я. Мэргэнталер

Содержание

Описано наблюдения свидетельствующие о возможности анизотропной эмиссии твёрдого рентгеновского излучения в солнечных вспышках. Представлено теоретические работы обсуждающие возможность детекции нетермичного излучения вспышек и изменений, каким оно подвергает в плазме фотосферы и хромосферы.

ON THE SOME SOLAR PHENOMENA BEING DETECTED IN X RAYS

Summary

The observations speaking in favour of the possibility of anisotropic emission of hard X rays in solar flares are described. The theoretical works discussing the possibility detection of the nonthermal flare radiation and its transformations in photospheric and chromospheric plasma are presented.

W szkicu tym zamierzam omówić pewne problemy, których rozwiązanie może być dokonane tylko, lub przede wszystkim, w wyniku bardziej dokładnych i ciągłych obserwacji promieniowania rentgenowskiego rozbłysków słonecznych.

Jednym z ciekawszych zjawisk zachodzących w rozbłyskach jest anizotropia twardego promieniowania rentgenowskiego. Promieniowanie to, pochodzące ze Słońca, zostało po raz pierwszy zmierzone ponad 20 lat temu, w 1958 r. z balonu, przez

*Referat wygłoszony na 19 Zjeździe PTA (Warszawa, wrzesień 1979).

Petersona i Winklera (1959). Późniejsze obserwacje pochodzą z satelitów OGO, serii satelitów OSO i innych.

Zanim stwierdzono jego obecność przez pomiar bezpośredni, przypisywano wzmocnionemu tego rodzaju promieniowaniu wpływ na zjawiska w atmosferze ziemskiej, przede wszystkim na gwałtowne, krótkotrwałe zakłócenia SID (sudden ionospheric disturbance). Powiązań tych zakłóceń z rozbłyskami poszukiwano w tymże roku, w którym odkryto istnienie twardej emisji rentgenowskiej, a mianowicie Dodson i Hedeman (1958) zbadały 1089 rozbłysków z lat 1949-1954 i porównały momenty ich występowania z momentami SID. Okazało się, że tylko 10% powodowało zakłócenia tego typu, ale wśród tych 109 czynnych geofizycznie rozbłysków można było wydzielić liczniejszą grupę koncentrującą się w okolicy odległej od środkowego południka tarczy słonecznej o 35 do 50°. Fakt ten wskazywałby, że emisja rentgenowska, powodująca zakłócenie jonosferyczne, silniej jest wysyłana z okolic odległych i od środka, i od brzegu tarczy słonecznej. Mogłoby tak być, gdyby owa emisja była wynikiem ruchu równoległej do powierzchni słonecznej lub prostopadłej do niej wiązki elektronów o znacznych energiach, przy tym tę równoległość trzeba rozumieć jako przybliżoną w granicach co najmniej ćwiartki kąta prostego, podobnie jak i prostopadłość. Ale w przypadku występowania elektronów o energiach 20-40 keV wiemy, że kierunek dominujący emisji elektronów jest odległy od kierunku ruchu tychże o 60-50°. Te geofizyczne rozważania były więc pierwszą wyraźną wskazówką mówiącą o istnieniu anizotropii ruchu tych elektronów, które są odpowiedzialne za wysyłanie w dość wąskim kącie twardych fotonów rentgenowskich, a więc anizotropię także i natężenia tego promieniowania.

Niezależnie od efektów geofizycznych próbowano testować hipotezę istnienia ukierunkowanych strumieni szybkich elektronów, rozpatrując warunki widzialności rozbłysków rentgenowskich. Gdyby emisja fotonów występowała zgodnie z regułą Sommerfelda, łatwiej dostrzegalne byłyby rozbłyski twardego promieniowania rentgenowskiego bliżej południka centralnego wtedy, gdy elektrony poruszają się równoległe do fotosfery, a bliżej brzegów tarczy słonecznej przy ruchu elektronów prostopadłym do fotosfery.

Badano więc (Ken-Ichiro-Ohki 1969) rozkład obserwowanych rozbłysków na tarczy słonecznej, wysyłających promieniowanie o energii fotonów większej od 10 keV. Okazało się, że występuje wyraźna koncentracja bliżej środka tarczy słonecznej. Wynik ten uzyskano dla 64 rozbłysków obserwowanych z satelitów OGO i OSO. Ten sam materiał obserwacyjny, ale po wyselekcjonowaniu tylko 46 rozbłysków, został wykorzystany przez Pintera (1969), który otrzymał znacznie mniejszą koncentrację ku środkowi tarczy słonecznej. Jeszcze słabszy efekt, raczej nawet brak w ogóle koncentracji, uzyskał Dattlo i in. (1974). Porównanie tych trzech wyników opracowań rozkładu obserwowanych rozbłysków twardego promieniowania rentgenowskiego na tarczy słonecznej w trzech przedziałach odległości kątowej od centralnego południka zestawiam w tab. 1, gdzie podałem tylko w procentach ilości rozbłysków w przedziałach. W omawianych statystykach poszukiwano uzasadnienia przypuszczenia, że kierunek strumieni elektronów jest jednakowy we wszystkich rozbłyskach, a nie tylko, że w ogóle istnieją równoległe wiązki elektronów.

Tabela 1

Przedział długości liczonych od południka centralnego	Ken-Ichiro-Ohki	Pinter	Datlowe i in. ^a
w °	w %		
0–30	50	33	28
30–60	38	46	31
60–90	12	20	27

^aTylko do odległości $\approx 7^\circ$ od południka centralnego.

Podobną statystyką zajął się także S h a w (1972), ale założył, że kąty nachylenia wiązki elektronów do fotosfery zawierają się w przedziale $0-40^\circ$. Stosując metodę Monte Carlo wyliczył rozkład częstości występowania w różnych długościach heliograficznych takich wiązek elektronów, których energie wynosiły odpowiednio 10, 20, 30, 40, 50 i 60 keV. Dla wyższych energii uzyskano dwa maksima: jedno na wschód i jedno na zachód od centralnego południka. Maksima te pojawiają się przy kątach nachylenia większych od 30° już dla energii ok. 10 keV, dla mniejszych kątów dopiero dla energii wyższych od 40 keV i odsuwają się od południka ku brzegom tarczy dla jeszcze wyższych energii. Wynik ten byłby zatem zbliżony do tego, który otrzymał P i n t e r.

Mimo tej zgodności nie można uważać jego opracowania za decydujące. Autor zakładał przypadkowy rozkład rozbłysków w długości heliograficznej, co dość wyraźnie odbiega od tego, co się obserwuje. Zastanawiające jest występowanie dla większych kątów nachylenia wiązki elektronów do fotosfery maksimów odległych od środka tarczy dla małych energii. Nie jest rzeczą pewną, czy promieniowanie rentgenowskie o tej długości fali ma już czysto nietermiczny charakter. Być może składowa termiczna występuje dość wyraźnie nawet przy energiach wyższych od 10 keV. Zapewne dopiero dla energii powyżej 30 keV można już z dużym zaufaniem mówić o tym, że ogon termicznego rozkładu energii fotonów nie zamazuje zjawisk nietermicznych. Powstaje pytanie, czy w ogóle występowanie maksimów w obliczeniach S h a w a nie wynika z metody liczenia. Lekką sugestią, może raczej lekką wątpliwość, wysuwa nieśmiało sam autor statystyki.

Tak czy inaczej statystyka S h a w a zdaje się przemawiać za słusnością wniosków P i n t e r a, ale wykorzystująca 2011 rozbłysków z okresu 1971 X 10 – 1972 VI 6 statystyka D a t l o w e'a, której wyniki podano w tab. 1, mocno podważa tego rodzaju wniosek. Zapewne założenia przyjmowane w tych statystycznych opracowaniach są zbyt proste, tak że nawet bardzo pracochłonne obliczenia nie mogą dać konkretnych wyników. Dla potwierdzenia tego wniosku można jeszcze przytoczyć wyniki pracy G. P i z z i c h i n i e g o i in. (1974). Autorowie ci zbadali ilości rozbłysków rentgenowskich w różnych długościach heliograficznych liczonych w obie

strony od południka centralnego dla 76 rozbłysków, w których występowała emisja rentgenowska fotonów o energiach większych od 20 keV, i 137 rozbłysków emitujących fotony o energiach większych od 10 keV. Te pierwsze były obserwowane w czasie od 1958 III 20 do 1970 III 31, a te drugie od 1964 IX 5 do 1968 VI 26. Uzyskano słabe maksimum dla energii większych od 10 keV w okolicy 30–40° od centralnego południka, a dla twardszych fotonów raczej koncentrację ku środkowi tarczy. Ten ostatni efekt jest nieco większy od 3σ . Przesuwanie się maksimum dla twardego promieniowania mogłoby świadczyć o tym, że ruch wiązki elektronów jest skierowany ku górze (model cienkiej tarczy), choć nie prostopadle. Autorzy zwracają jednak uwagę na to, o czym bliżej będzie mowa w dalszym ciągu, że z rozproszenia comptonowskiego może wynikać dominowanie ruchu promieniowania w kierunku prostopadłym i to wtórne świecenie może utrudnić uzyskanie odpowiedzi na pytanie o kierunku ruchu wiązki elektronów.

Niezależnie od obserwacji, których ciągle jest jeszcze bardzo mało, można – podobnie jak to robił S h a w – wyliczyć teoretycznie, jak powinien wyglądać rozkład częstości obserwowanych wybuchów rentgenowskich na tarczy Słońca. U podstawy takich rozważań leży przyjęcie modelu zjawiska rozbłysku. Można zasadniczo wyróżnić dwa modele: jeden T a k a k u r y i K a i (1966), w którym zakłada się, że wiązka elektronów o znacznych energiach porusza się w pułapce magnetycznej, mniej więcej równoległe do fotosfery, oraz drugi d e J a g e r a i K u n d u (1963), w którym rozpatruje się ruch wiązki elektronów prostopadły – jeżeli w dół ku fotosferze, mówimy o modelu grubej tarczy, jeżeli w górę będzie to model cienkiej tarczy. Modele te zostały wielokrotnie opracowywane i przerabiane, ale myśl zasadnicza może być bliska tym założeniom, jakie przyjmowali d e J a g e r lub T a k a k u r a. W każdym z tych modeli rozpatrywano także pytanie, czy wybuch rentgenowski powstaje w wyniku dłuższej, ciągłej iniekcji elektronów, czy też impulsów krótkotrwałych, powtarzających się przez jakiś czas, lub nawet jednorazowych.

Niezależnie od modelu i od rozkładu na tarczy słonecznej poszukiwano innych metod, bliższych zjawiskom fizycznym niż statystyczne rozważania, mogących umożliwić zrozumienie zjawisk zachodzących w rozbłyskach, powodujących emisję twardego promieniowania rentgenowskiego. Tą inną metodą jest przede wszystkim pomiar stopnia polaryzacji tego promieniowania.

Na możliwość występowania polaryzacji zwracali uwagę i zagadnienie to opracowywali E l v e r t (1968), K o r c z a k (1967) i inni, a pomiarami zajęli się współpracownicy prof. S. L. M a n d e l s t a m a.

W sposób elementarny można napisać zależność określającą stopień polaryzacji w sposób następujący:

$$P = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} = f\left(\frac{hv}{E}\right),$$

gdzie hv jest energią fotonów, E energią elektronów, zaś I_{\parallel} i I_{\perp} oznaczają natężenie promieniowania biegnącego równoległe i prostopadle do kierunku widzenia.

Jak wynika z prostego rachunku $f\left(\frac{h\nu}{E}\right)$ przechodzi przez zero dla $\frac{h\nu}{E} \approx 0,1$. Jeżeli zatem chcemy mierzyć polaryzację, trzeba ograniczyć się do możliwie wąskiego przedziału długości fali, za którym przemawia także i to, że elektron traci energię przelatując przez plazmę koronalną i chromosferyczną, a więc szybko przestaje promieniować w danym przedziale widma, następuje zmiękczenie energii zarówno elektronów, jak i fotonów.

Nie wchodząc w szczegóły można ocenić, że wiązka elektronów rozpędzonych do energii dających 10–20 keV promieniowanie hamowania, traci po paru sekundach co najmniej połowę swojej energii (osłabia się e razy), a więc zanika emisja w danym przedziale długości fali. Jednocześnie występuje zjawisko rozpraszania kierunków ruchu w wiązce elektronów, co prowadzi do zaniku polaryzacji skoro rozkład prędkości i kierunków ruchu elektronów staje się chaotyczny. Pisze o tym np. M a n d e l s t a m (1973). Gdyby zatem zmierzono polaryzację trwającą dłużej niż parę sekund, mogłoby to być wskazówką, że elektrony są rozpędzane w sposób ciągły przez czas dłuższy i w tenże sposób wstrzykiwane w obszar rozbłysku. Mielibyśmy wtedy nie tylko stwierdzenie występowania równoległych wiązek elektronów, ale także informację o długości czasu ich rozpędzania.

Polaryzację promieniowania w przedziale długości fali 0,06–0,1 nm (0,6–1,0 Å) zmierzono po raz pierwszy w przypadku Słońca w 1969 r. z pomocą liczników fotonów umieszczonych na satelicie INTERKOSMOS J. Zarejestrowano polaryzację w fazie gwałtownego wzrostu jasności trzech rozbłysków (T i n d o i n. 1970), a następnie także dla trzech rozbłysków 24 X, 5 XI i 16 XI 1970 r. z pomocą liczników umieszczonych na pokładzie satelity INTERKOSMOS IV (T i n d o i n. 1971). Dla tych ostatnich rozbłysków zmierzono maksymalny stopień polaryzacji równy odpowiednio 0,16, 0,21 i 0,12. W każdym z tych rozbłysków polaryzacja trwała minuty, a nie sekundy – w rozbłysku z 5 listopada prawie 10 min. Przedział długości fali w tym przypadku był równy 0,05–0,15 nm (0,5–1,5 Å). Czas trwania polaryzacji był więc wielokrotnie dłuższy od czasu termalizacji nietermicznych elektronów. Wydawałoby się zatem, że występowanie równoległych wiązek elektronów emitujących nietermiczne promieniowanie fotonów o znacznych energiach można uważać za prawie pewne.

Niestety, do pewności jeszcze daleko choćby dlatego, że trudno opierać ostateczne wnioski na sześciu pomiarach. Prócz tego trzeba jeszcze uwzględnić jeden efekt – mianowicie efekt Comptona oraz warunki, w których za wszystkie zjawiska mogłyby ponosić odpowiedzialność same elektrony.

Tą drugą możliwością zajął się B r o w n (1972). Autor przyjął model rozbłysku rentgenowskiego, kiedy występuje stały, ciągły dopływ szybkich elektronów zderzających się z gazami dolnej chromosfery i fotosfery, a więc model grubej tarczy, w którym ruch wiązek elektronów jest skierowany w dół. Przy wertykalnym polu magnetycznym i stałym strumieniu elektronów w jednym kierunku uzyskuje się zerową polaryzację w środku tarczy słonecznej, rosnącą aż do 30% ku jej brzegom, oraz większą jasność rozbłysków rentgenowskich (twardych) w środku tarczy niż bliżej brzegów, co z grubsza nie jest sprzeczne z wynikami P i n t e r a.

Ten rodzaj interpretacji jednak nie obejmuje wszystkich zjawisk, a przynajmniej znacznej ich części. Szerszą i głębszą podstawę fizyczną mają późniejsze prace, będące kontynuacją artykułu Tomblina (1972), który ukazał się w tym samym roku, w którym drukowana była praca Browna. Autor wyliczył mianowicie wpływ grubej tarczy na rozchodzenie się promieniowania, a nie tylko na ruch elektronów.

Jeżeli elektrony poruszają się w dół ku fotosferze i przy zderzeniach z gazem tracą energię produkując fotony, to te ostatnie albo są następnie pochłaniane, albo rozpraszane w zderzeniach z elektronami zgodnie z działaniem efektu Comptona, tracąc przy tym część energii. Pochłanianie promieniowania wpływa na osłabienie ilości fotonów, rozpraszanie comptonowskie zmienia długość fali. Jeżeli jednak przy rozpraszaniu foton zmienia kierunek o 180° , następuje odbicie, a ilość odbitych fotonów określa to, co nazywamy albedo fotosfery.

Efekt Comptona, a więc rozpraszanie fotonów ku górze (*backscatter*), bo tylko takie nas tu interesuje, nie zależy silnie od długości fali padającego promieniowania. Natomiast przekrój czynny na pochłanianie promieniowania bardzo szybko maleje wraz ze wzrostem energii fotonów. Dzięki temu ilość fotonów pochłanianych maleje wraz z długością fali, a ilość odbitych pozostaje bez zmiany w stosunku do całkowitej ilości. Jednoczesne działanie obu tych procesów daje w wyniku dla promieniowania rentgenowskiego od 2,5 do 0,3 Å (25–0,03 nm), wzrost promieniowania odbitego w procesie rozpraszania Comptonowskiego od 5 do 50%, a więc o rząd wielkości. Przy długości fali 0,01 nm fotoabsorbpcja jest już zupełnie zaniedbywalna w porównaniu z rozpraszaniem comptonowskim. Skoro jest ono tak silne, jest rzeczą zrozumiałą, że to co obserwujemy stanowi sumę promieniowania elektronów hamowanych w fotosferze czy chromosferze oraz promieniowania rozproszonego ku górze, a więc odbitego.

Uwzględnienie tego wstecznego rozpraszania prowadzi do dość zawitych obliczeń już przeprowadzonych przez parę zespołów autorskich. W ciekawej pracy Santangel i in. (1973) wyliczyli metodą Monte Carlo wielkość rozpraszania Comptona dla fotonów aż do energii 300 keV. Efekt ten zależy w dość znacznym stopniu od składu chemicznego fotosfery, głównie od ilości atomów żelaza, a więc od stosunku ich ilości do ilości atomów wodoru. Maksimum wydajności refleksji występuje w przedziale 20–40 keV energii fotonów dla stosunku obfitości żelaza do wodoru $Fe/H = 10^{-5}$, a dla dziesięciokrotnie większej obfitości żelaza $Fe/H = 10^{-4}$ przesunęła się do przedziału nieco większych energii od 30 do 50 keV, co jest zrozumiałe wobec zwiększonego pochłaniania przy większej obfitości żelaza. W obliczeniach modelu uwzględniono także obfitość niklu, ale udział tego pierwiastka raczej mało wpływa na wynik. Z obliczeń Tomblina wynikało, że dla energii 17 keV promieniowanie odbite stanowi ok. 40% całkowitego promieniowania obserwowanego z satelity około Ziemi w przypadku, gdy rozbłysk występuje na środku tarczy słonecznej i zwiększa się dla wyższych energii. Santangel i in. otrzymali dla rozbłysku w środku tarczy i dla fotonów o energii 30 keV ilość odbitego promieniowania 1,7 razy większą od ilości emisji pierwotnej, wysyłanej przez rozbłysk w procesie hamowania. Prócz tego okazało się, że wielkość albedo silnie zależy od pozycji na tarczy słonecznej w tym przypadku, gdy występuje anizotropia, a więc promieniowanie pochodzi od elektronów tracących energię w zderzeniu z grubą tarczą, pędzących

jednokierunkową wiązką w dół ku fotosferze. W przypadku izotropii zależność albedo od pozycji na tarczy jest bardzo słaba.

Bardziej szczegółowo, uwzględniając także zjawisko polaryzacji, rozpatrzyli to zagadnienie B a i i R a m a t y (1978). Wyjaśniło się mianowicie, dlaczego z rozkładu rozbłysków rentgenowskich na tarczy Słońca nie można wnosić o anizotropowości emisji fotonów o wysokich energiach. Wobec znacznego udziału w tej emisji promieniowania rozproszonego w efekcie Comptona ogólna ilość promieniowania obserwowanego z Ziemi (oczywiście poza atmosferą) nie będzie zależała od pozycji na tarczy. Dotyczy to głównie fotonów o energii ok. 30 keV, ale i w innych jej przedziałach zjawisko to jest wyraźne. Jest to zgodne z wynikami S a n t a n g e l o, mówiącymi o zależności albedo od pozycji na tarczy słonecznej. Skoro albedo rośnie ku brzegom, nie dziwnego, że maskuje widzialność rozbłysków w promieniowaniu hamowania w przypadku anizotropii.

Inaczej wygląda problem polaryzacji. W obserwowanym z Ziemi strumieniu fotonów rentgenowskich dominują fotony rozproszone comptonowsko wstecz w przypadku anizotropii źródeł emisji. W tym przypadku stopień polaryzacji obserwowanej, będącej sumą pochodzącej od pierwotnych i odbitych fotonów, jest dla fotonów o energii 15 – 30 keV równy zero dla środka tarczy słonecznej i monotonicznie rośnie ku brzegom. Nawet w tym przypadku, gdy kąтова dyspersja momentów elektronów dochodzi do 60° , stopień polaryzacji może osiągać wartość 30%. Dla izotropowego źródła, którego emisja nie wykazuje polaryzacji, stopień polaryzacji promieniowania odbitego nie będzie większy od 4%.

Jak stąd wynika pomiary polaryzacji mogą w istotny sposób przyczynić się do rozstrzygnięcia zagadnienia, czy pierwotne promieniowanie rentgenowskie w twardym przedziale jest izotropowe termiczne, czy nietermiczne anizotropowe.

Zapewne istnieją jeszcze inne sposoby, może nawet łatwiejsze technicznie, zbadania z jakiego rodzaju elektronami i fotonami mamy do czynienia. Tak np. istotne jest zachowanie się widma i zależności stromości tego widma od pozycji na tarczy. Wzrost stromości ku brzegom także informowałby o stopniu izotropowości, a obserwacje zdają się wskazywać na obecność takiego zjawiska. Wspominają o tym m. in. L a n g e r i P e t r o s i a n (1977). Niemniej ciekawe wyniki można by uzyskać, mierząc polaryzację w liniach widmowych wodoru- i helopodobnych jonów. Zagadnieniem tym zajmował się H a u g (1979), ale efekt jest bardzo słaby, choć raczej zgodny z nietermicznym promieniowaniem.

W tym krótkim przeglądzie nie omawiam wszystkich prac, jakie ukazały się na temat anizotropii promieniowania rentgenowskiego w rozbłyskach, wydaje mi się jednak, że opisałem główne nurty poszukiwań wyjaśnienia zjawiska i możliwości jego zbadania. Oczywiście, nie wszystkie rozbłyski promieniujące rentgenowsko dają nietermiczną emisję, ale to już jest problem nadający się do osobnego omówienia.

L I T E R A T U R A

- B a i, T., R a m a t y, R., 1978, *Astrophys.*, **219**, 705.
B r o w n, J.C. 1972, *Solar Phys.*, **26**, 441.

- Datlowe, D.W., Elcan, M.J., Hudson, H.S., 1974, *Solar Phys.*, **39**, 159.
- Dodson, H.W., Hedeman, E.R., 1958, *Astrophys. J.*, **128**, 636.
- Elvert, G., 1968, IAU Symposium Nr 35, 444.
- Haug, E., 1979, *Solar Phys.*, **61**, 129.
- Jager, C. de, Kundu M.R., 1963, *Space Res.*, **3**, 836.
- Ken-Ichiro-Ohki, 1969, *Solar Phys.*, **7**, 260.
- Korczak, A.A., 1967, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **173**, 291.
- Langer, S.H., Petrosian, V., 1977, *Astrophys. J.*, **215**, 666.
- Mandelstam, S.L., 1973, FIAN SSSR, Preprint Nr 26.
- Nakada, M.P., Neupert, W.M., Thomas, R.J., 1974, *Solar Phys.*, **37**, 429.
- Peterson, L.E., Winckler, J.R., 1959, *J. Geophys. Res.*, **64**, 697.
- Pizzichini, G., Spizzichino, A., Vespignani, G.R., 1974, *Solar Phys.*, **35**, 431.
- Santangelo, N., Horstman, H., Horstman-Moretti, E., 1973, *Solar Phys.*, **29**, 143.
- Shaw, M.L., 1972, *Solar Phys.*, **27**, 436.
- Takakura, T., Kai, K., 1966, *Publ. Astr. Soc. Japan*, **18**, 57.
- Tindo, L.P., Ivanov, V.D., Mandelstam, S.L., Shurygin, A.J., 1970, *Solar Phys.*, **14**, 204.
- Tindo, L.P., Ivanov, V.D., Mandelstam, S.L., Shurygin, A.J., 1971, P.N. Lebedev Phys. Inst. Lab. of Spectroscopy, AN USSR, Nr 161.
- Tomblin, F.F., 1972, *Astrophys. J.*, **171**, 377.

AKRECJA MATERII NA MAGNETYCZNE BIAŁE KARŁY

MIROSŁAW SZTAJNO

Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika PAN (Warszawa)*

АККРЕЦИЯ ВЕЩЕСТВА НА МАГИТНЫЕ БЕЛЫЕ КАРЛИКИ

М. Штайно

Содержание

Статья имеет обзорный характер. Представлена теоретическая модель аккреции вещества на поверхность белого карлика.

Обсуждены способы, которыми вещество пробивается на поверхность звезды. Сделано магнитогидродинамическое описание аккреционной колонны. Опираясь на механизмах излучения ионизированной плазмы в сильных магнитных полях, показано спектр эмитированный с белого карлика.

ACCRETION OF THE MATTER ONTO MAGNETIC
WHITE DWARFS

Summary

The article has a review character. The theoretical model of accretion of matter onto white dwarf is presented. Some methods of penetrating the matter on the star's surface are shown.

The magnetohydrodynamics description of accretion column is done. The spectrum emitted from white dwarf is shown, making use of the mechanisms of radiation from plasma in a strong magnetic field.

1. WSTĘP

Zagadnieniem spadku materii na powierzchnię białego karła astrofizycy interesują się już od dawna. Zjawisko to jest związane m. in. z przepływem materii z jednego

*Z Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Jagiellońskiego (Kraków).

składnika na drugi w ciasnych układach gwiazd podwójnych. W modelach teoretycznych zakładano (H o s h i 1973; A i z u 1973), że spadek gazu pod wpływem sił grawitacyjnych ma charakter sferycznie symetryczny, zaś gwiazdę centralną traktowano jako obiekt bez pola magnetycznego. Dopiero niedawno (F a b i a n, P r i n g l e i R e e s 1976; M a s t e r s, F a b i a n, P r i n g l e i R e e s 1977) zapoczątkowano prace dotyczące akrecji materii na magnetyczne zdegenerowane karły.

Rozwój badań satelitarnych, w szczególności satelitarne obserwacje rentgenowskie obiektów typu *compact*, oraz obserwacje w ultrafioletowej części widma umożliwiły testowanie modeli teoretycznych, inspirując jednocześnie dalsze prace w tej dziedzinie.

Na podstawie danych o stopniu polaryzacji promieniowania optycznego, dokonano oceny pola magnetycznego przy powierzchni niektórych zdegenerowanych karłów. W przypadku istnienia silnych pól magnetycznych (rzędu 10^8 Gs dla obiektów typu AM Herculis — T a p i a 1977; K r z e m i ń s k i i S e r k o w s k i 1977) spadająca materia ulega znacznemu ukierunkowaniu, poruszając się wzdłuż linii pola i spadając tylko na określoną część powierzchni gwiazdy.

W wyniku konwersji energii grawitacyjnej spadającego gazu na energię promieniową, biały karzeł jest silnym źródłem emisji zarówno w ultrafioletcie, jak i w rentgenowskiej części widma. Krytyczna jasność jaką można uzyskać tą drogą jest $L/f = 10^{38}$ erg/s (M a s t e r s 1978), gdzie f jest stosunkiem pola, na które spada materia, do całkowitej powierzchni gwiazdy.

Badania w rentgenowskiej części widma (dotyczy to impulsowości sygnałów, temperatury promieniowania oraz rozkładu energetycznego) pozwalają na odtworzenie procesów fizycznych zachodzących w spadającym gazie. Dla prostoty obrazu zakłada się, że spadek ma charakter sferycznie symetryczny, zaś materia doznająca spadku jest całkowicie zjonizowana.

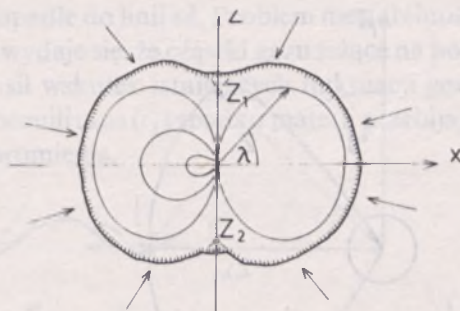
2. OPIS ZEWNĘTRZNYCH OBSZARÓW MAGNETYCZNEGO BIAŁEGO KARŁA

I. POWIERZCHNIA ALFVENA

Przyciąganie grawitacyjne białego karła, oddziałującego na materię w obłoku, powoduje spadek cząstek gazu w kierunku na centrum. Jeśli ruch odbywa się bez przeszkód, to wyhamowanie cząstek nastąpi w wyniku zderzenia z powierzchnią gwiazdy (ściślej, nad powierzchnią tworzy się stojąca fala uderzeniowa). W przypadku gdy wokół białego karła istnieje pole magnetyczne (rzędu $10^6 - 10^8$ Gs), wyhamowanie takie ma miejsce znacznie wyżej i spowodowane jest ciśnieniem magnetycznym wywieranym przez pole na spadający gaz.

Powierzchnię, na której energia kinetyczna spadającej materii jest równa energii pola magnetycznego nazywamy powierzchnią Alfvena.

Na rys. 1 przedstawiono kształt takiej powierzchni przy założeniu, że pole magnetyczne wokół gwiazdy jest dipolowe, zaś akrecja na powierzchnię magnetyczną sferycznie symetryczna.



Rys. 1. Pole magnetyczne wokół białego karła (przecięcie w płaszczyźnie X, Z). Zewnętrzną część stanowi powierzchnia Alfvena. Pod nią znajdują się linie sił dipolowego pola magnetycznego. Powierzchnia Alfvena posiada dwa punkty osobliwe Z_1 i Z_2 zwane statycznymi dziobami. Materia nie może przez nie przechodzić, lecz osiada ponad nimi. Strzałki wskazują kierunek spadku materii. Rysunek pochodzi z pracy A r o n s a i L e i (1976).

A r o n s i L e a (1976) badając przepływ materii przez powierzchnię Alfvena (jest to możliwe wskutek niestabilności pola magnetycznego), wykazali, że istnieją dwa punkty Z_1 i Z_2 , zwane statycznymi dziobami, przez które gaz nie może przepływać.

Związane to jest z faktem, iż pochodna $\frac{dH}{d\lambda}$ pola magnetycznego jest dla $\lambda = \frac{\pi}{2}$ (rys. 1)

osobliwa, tzn. $H_\lambda \left(\frac{\pi}{2} \right) = \infty$. Obszar w którym spadek jest niemożliwy rozciąga się do kilku stopni od dzioba. Związane to jest z istotą modelu, dla którego przy rosnącej krzywiznie powierzchni Alfvena (a jest tak blisko dzioba) niestabilności pola magnetycznego wygaszają się, dając stan statyczny opisywanego układu. Materia gromadzi się nad punktem Z_1 (i odpowiednio Z_2) – patrz rys. 1.

II. PROMIENIŃ ALFVENA

Odległość punktu na powierzchni Alfvena od centrum gwiazdy (liczoną w płaszczyźnie równika) nazywamy promieniem Alfvena (rys. 2).

Zgodnie z definicją strumienia materii spadającego sferycznie symetrycznie na powierzchnię gwiazdy, tempo akrecji \dot{M} określa się następująco:

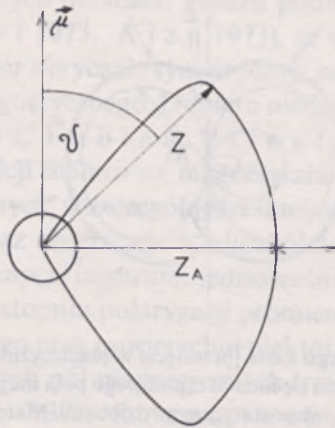
$$\dot{M} = \frac{dM}{dt} = 4\pi R^2 \rho v_0 z^{1.5} \quad (1)$$

gdzie: R jest promieniem gwiazdy,

$z = \frac{r}{R}$ (r oznacza odległość punktu od centrum gwiazdy),

$v_0 = \sqrt{\frac{2GM}{R}}$ prędkością swobodnego spadku na powierzchnię gwiazdy,

ρ gęstością materii.



Rys. 2. Linia sił dipolowego pola magnetycznego (R o s s i O l b e r t 1974): $\vec{\mu}$ oznacza wektor momentu magnetycznego, z_A promień Alfvena

Dla powierzchni Alfvena prawdziwy jest związek:

$$\frac{1}{2} \rho v^2 = \frac{H^2}{8\pi} \quad (2)$$

gdzie H jest natężeniem pola magnetycznego.

Podstawiając $z = z_A$ oraz $H = H_0 \cdot z_A^{-3}$ (dla pola dipolowego), z zależności (2) i (1) mamy:

$$z_A^{3.5} = \frac{H_0^2 R^2}{\dot{M} v_0} \quad (3)$$

gdzie z_A jest tzw. promieniem Alfvena.

A r o n s i L e a (1976) ocenili dla gwiazdy neutronowej odległość dzioba od centrum na ok. $0,5z_A$.

III. SPOSOBY OSIADANIA MATERII NA POWIERZCHNI GWIAZDY W WYPADKU ISTNIENIA SILNEGO POLA MAGNETYCZNEGO

Wskutek fluktuacji pola magnetycznego materia zatrzymana na powierzchni Alfvena dyfunduje (pod wpływem sił grawitacyjnych i niestabilności pola) w kierunku powierzchni gwiazdy.

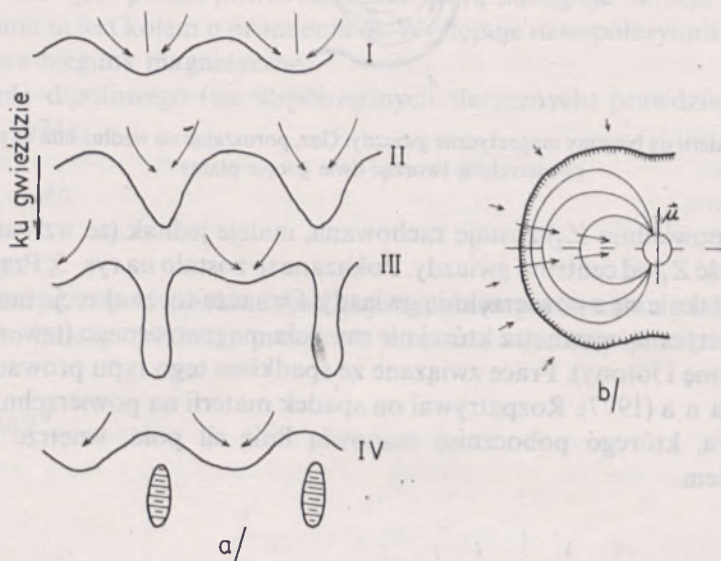
Istnieją dwie możliwości takiego ruchu:

- 1) materia porusza się prostopadle do linii sił pola,
- 2) ruch cząstek gazu odbywa się wzdłuż linii sił.

Pierwsza możliwość takiego ruchu została pokazana w pracy A r o n s a i L e i (1976). Polega ona na tym, że materia wskutek niestabilności pola magnetycznego

może przebiegać się prostopadle do linii sił. Problem niestabilności pola jest w ogólności dość trudny. Intuicyjnie wydaje się, że cząstki gazu leżące na polu magnetycznym będą się przebijać przez linie sił wskutek istniejących fluktuacji gęstości.

A r o n s i L e a ocenili czas (t_1) spadku materii przebijającej się prostopadle do pola, a równoległe do promienia.



Rys. 3. a) Sposób w jaki materia przebija się przez pole magnetyczne (wg A r o n s a i L e i 1976): I — powstawanie fluktuacji gęstości materii na powierzchni magnetycznej (ciągła falowana linia). Strzałkami zaznaczono kierunek spadku gazu, II, III — powstające zgęszczenia materii coraz bardziej efektywnie przebijają się przez pole sił, IV — przebicie materii przez powierzchnię magnetyczną (materia przedostała się tworząc krople gazu). b) Akrecja materii w kierunku na równik magnetyczny gwiazdy (materia spada prostopadle do linii sił pola magnetycznego). Strzałkami zaznaczono kierunek spadku

Na rys. 3 pokazano, w jaki sposób plazma przenika przez pole sił. Szczególnie efektywnym miejscem przebicia gazu jest okolica równika magnetycznego.

Ruch materii wzdłuż linii sił pola jest możliwy gdy czas t_1 (przypadek 2) znacznie przewyższa czas, w którym gaz dotrze do powierzchni gwiazdy poruszając się zgodnie z kierunkiem linii pola. Przypadek ten oznacza akrecję gazu na bieguny magnetyczne białego karła, do których dociera materia poruszając się równoległe do pola. Sytuację powyższą przedstawiono na rys. 4.

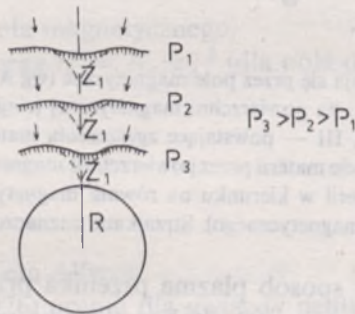
Dalsza część artykułu dotyczyć będzie szczegółowego omówienia przypadku 2 (akrecji materii wzdłuż kolumny akrecyjnej).

Na zakończenie powyższego rozdziału autor pragnie zwrócić uwagę na trzecią możliwość spadku materii na powierzchnię gwiazdy. Dotyczy to akrecji przez dziób (odpowiednio Z_1 i Z_2 na rys. 1). Punkt ten jest osobliwy i „przebicie” się przez niego jest niemożliwe (zgodnie z teorią A r o n s a i L e i). Jednakże przy znacznym tempie akrecji dziób obniża się. Związane to jest z faktem, że wzrasta ciśnienie gazu powodujące zmniejszanie się powierzchni Alfvena. Struktura powierzchni w okolicy



Rys. 4. Akrecja materii na bieguny magnetyczne gwiazdy. Gaz, poruszając się wzdłuż linii sił pola, spada na powierzchnię tworząc dwie gorące plamy

punktu Z_1 (odpowiednio Z_2) zostaje zachowana, maleje jednak (ze wzrostem tempa akrecji) odległość Z_1 od centrum gwiazdy. Pokazane to zostało na rys. 5. Przy ciśnieniu p_3 gazu dziób zetknie się z powierzchnią gwiazdy. Oznacza to, że akrecja nastąpi przez kolumnę magnetyczną, wewnątrz której nie ma pola magnetycznego (tzw. wyciśnięcie pola przez plazmę i fotony). Prace związane ze spadkiem tego typu prowadzone były przez T s y g a n a (1977). Rozpatrywał on spadek materii na powierzchnię gwiazdy wzdłuż cylindra, którego pobocznice stanowią linie sił pola, wewnątrz zaś gaz z promieniowaniem.



Rys. 5. Opuszczanie się dziobu (Z_1) na powierzchnię gwiazdy pod wpływem rosnącego ciśnienia materii. Dla ciśnienia p_3 dziób zetknie się z powierzchnią gwiazdy

3. POWSTAWANIE GORĄCEJ PLAMY W OKOLICY BIEGUNÓW MAGNETYCZNYCH BIAŁEGO KARŁA

W przypadku, gdy akrecja materii na powierzchnię białego karła odbywa się przez kolumnę magnetyczną (przypadek 2), gaz spada w obszarze bieguna magnetycznego gwiazdy. Wielkość powierzchni, na którą dokonuje się spadek materii zależy od trzech parametrów: pola magnetycznego, tempa akrecji oraz masy gwiazdy (zakładamy zależność $R(M)$).

Wprowadźmy bezwymiarowy parametr f definiowany następująco:

$$f = \frac{S}{2\pi R^2}, \quad (4)$$

gdzie $S = \pi a^2$ jest polem powierzchni, na którą następuje akrecja (zakładamy, że powierzchnia ta jest kołem o promieniu a). Występuje tu współczynnik 2π zamiast 4π , gdyż są dwa bieguny magnetyczne.

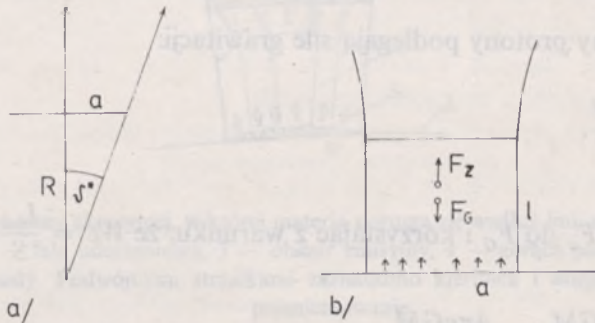
Dla pola dipolowego (we współrzędnych sferycznych) prawdziwy jest związek (Rossi 1974):

$$z = z_A \sin^2 \vartheta \quad (5)$$

— patrz rys. 2.

Jeśli założyć, że powierzchnia spadku jest mała (w porównaniu z całą powierzchnią gwiazdy), to liniowe rozmiary promienia a można wyznaczyć z zależności (rys. 6a):

$$\frac{a}{R} = \sin \vartheta^* \quad (6)$$



Rys. 6. a) Geometryczne przedstawienie zależności istniejącej między promieniem (a) gorącej plamy, promieniem gwiazdy (R) a kątem jaki tworzy graniczna linia sił pola z wektorem momentu magnetycznego. b) Dolna część kolumny akrecyjnej (obszar ponad gorącą plamą): F_z jest odpychającą siłą fotonów, działającą na materię, a F_G — siłą grawitacyjną gwiazdy. Strzałkami zaznaczono kierunek emisji fotonów z powierzchni plamy

Na podstawie (4) mamy:

$$\sin \vartheta^* = \sqrt{\frac{1}{z_A}}, \quad (7)$$

stąd:

$$a = R \cdot \sqrt{\frac{1}{z_A}}, \quad \text{zaś} \quad f = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{z_A}. \quad (8)$$

Materia spadając w kolumnie akrecyjnej osiada na powierzchni $S = \pi a^2$ (ściślej biorąc nad powierzchnią tworzy się fala uderzeniowa, przez którą przechodzi spadający gaz).

Wskutek procesów, o których będzie mowa w dalszej części artykułu, powierzchnia S ulega nagraniu, tworząc gorącą plamę w okolicy bieguna magnetycznego. Temperatura radiacyjna T_r plamy jest znacznie wyższa niż temperatura powierzchni, na którą nie następuje akrecja. Plazma w kolumnie akrecyjnej jest źródłem fotonów, które z kolei wywierają ciśnienie na elektrony znajdujące się w spadającym gazie. Powoduje to zmniejszenie efektywności tempa akrecji (ciśnienie fotonowe powoduje odpychanie spadającej materii).

Efektywność takiego oddziaływania zależy od jasności powierzchniowej białego karła. Można oszacować krytyczną jasność (zwaną krytyczną jasnością Eddingtona) L_{ed} , dla której ciśnienie fotonów będzie tak duże, że spadek materii na powierzchnię gwiazdy będzie niemożliwy.

Siła F_z odpychania materii przez fotony wynosi (L a n d a u i L i f s z i c 1973):

$$F_z = m_p \cdot K_T \cdot W \quad (9)$$

gdzie: m_p jest masą protonu, K_T współczynnikiem nieprzeźroczystości, związanym z rozpraszaniem fotonów na swobodnych elektronach, W gęstością energii pola promieniowania.

Z drugiej strony protony podlegają sile grawitacji:

$$F_G = m_p \cdot \frac{GM}{R^2} \quad (10)$$

Przyrównując F_z do F_G i korzystając z warunku, że $Wc = \frac{L_{ed}}{S}$ mamy:

$$L_{ed} = S \cdot c \cdot \frac{GM}{K_T R^2} = \frac{4\pi c GM}{K_T} \cdot f \quad (11)$$

Można stąd wyznaczyć krytyczne tempo akrecji ($L_{ed} = \dot{M}_{ed} \cdot \frac{GM}{R}$):

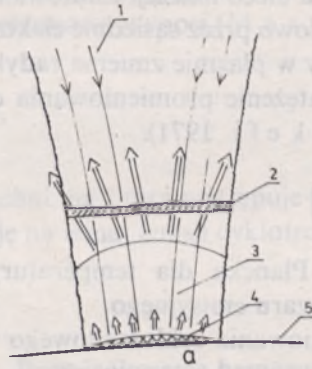
$$\dot{M}_{ed} = \frac{4\pi c R}{K_T} \cdot f \quad (12)$$

Powyższe wzory są słuszne jedynie przy założeniu, że wysokość obszaru w jakim następuje odpychanie gazu, jest mała w porównaniu z promieniem powierzchni, na którą spada materia (co najwyżej $l = 2a$, rys. 6b).

4. STRUKTURA OBSZARU EMISYJNEGO

Materia spadając na powierzchnię gwiazdy (spadek ten odbywa się w kolumnie magnetycznej o promieniu a), porusza się z prędkością v bliską prędkości swobodnego spadku $v_{ff} = \sqrt{\frac{2GM}{r}}$, w przybliżeniu więc $v = v_{ff}$. Przy powierzchni gaz zostaje wyhamowany wskutek przejścia przez stojącą falę uderzeniową. W przypadku silnego uderzenia (gdy v jest dużo większe od prędkości dźwięku) istnieją proste zależności analityczne wiążące ze sobą parametry fizyczne (v, T, ρ) przed i za frontem powierzchni nieciągłości (L a n d a u i L i f s z i c 1959).

Fala uderzeniowa powoduje termalizację spadających protonów, ogrzewając je do temperatury $\frac{3}{8} T_{ff}$, przy czym temperatura swobodnego spadku $T_{ff} = \frac{k}{\mu H} \cdot \frac{GM}{r}$.



Rys. 7. Schemat kolumny akrecyjnej, w której materia porusza się wzdłuż linii sił pola magnetycznego, 2 — fala uderzeniowa, 3 — obszar emisyjny, 4 — gorąca plazma o promieniu a , 5 — powierzchnia gwiazdy. Podwójnymi strzałkami zaznaczono kierunek i miejsca, z których następuje promieniowanie

Obszar od powierzchni fali uderzeniowej do powierzchni gwiazdy ograniczony poboczną magnetyczną kolumną akrecyjną, nazywamy obszarem emisyjnym (rys. 7). Dokonując opisu powyższego obszaru należy omówić sposoby, w jakich może promieniować ogrzany gaz znajdujący się w polu magnetycznym.

I. MECHANIZMY PROMIENIOWANIA GORĄCEJ PLAZMY
W SILNYM POLU MAGNETYCZNYM

W magnetycznej gorącej plazmie (przy energiach elektronów poniżej 0,5 MeV i polu słabszym od 10^{10} Gs) istnieją dwa dominujące mechanizmy promieniowania. Są nimi: emisja cyklotronowa (promieniowanie elektronu poruszającego się po spirali magnetycznej) oraz *Bremsstrahlung* (promieniowanie hamowania elektronu na protonie).

Emisja cyklotronowa

Elektrony poruszając się w polu magnetycznym po spirali o promieniu

$$r_g = \frac{m_e c \gamma v_{\perp}}{eB}, \left(\gamma = \left[1 - \left(\frac{v}{c} \right)^2 \right]^{-1/2} \right), \text{ emitują energię (G n e d i n i S u n y a e v 1973):}$$

$$\frac{dE}{dt} = \frac{K_T H^2}{2\pi m_e c} m_p k T_e n_e \quad (13)$$

gdzie: T_e jest temperaturą elektronową, H natężeniem pola magnetycznego, m_e masą elektronu, n_e gęstością elektronów.

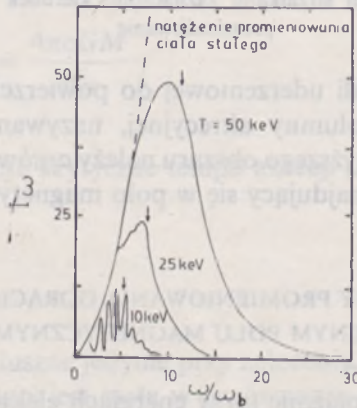
Wzór (13) prawdziwy jest tylko dla przypadku, gdy nie jest uwzględniany efekt samopochłaniania przez elektrony emitowanych fotonów.

W plazmie sytuacja wygląda nieco inaczej. Emitowane promieniowanie cyklotronowe zostaje pochłonięte częściowo przez sąsiednie elektrony. Zjawisko samopochłaniania fotonów przez elektrony w plazmie zmienia radykalnie widmo produkowane przez pojedynczy elektron. Natężenie promieniowania emitowanego w warunkach samopochłaniania wynosi (B e k e f i 1971):

$$I_{\omega} = B(\omega, T_e) \cdot [1 - e^{-\alpha_{\omega} l}] \quad (14)$$

gdzie: $B(\omega, T_e)$ jest funkcją Plancka dla temperatury T_e , α_{ω} współczynnikiem pochłaniania, l wysokością obszaru emisyjnego.

Rozkład natężenia promieniowania cyklotronowego w funkcji numeru harmonicznej przedstawiony został na rys. 8, gdzie $\omega_b = \frac{eH_0}{m_e}$ zaś $\omega = m\omega_b$ (m jest numerem kolejnej harmoniki, na której promieniuje elektron) (B e k e f i 1971).



Rys. 8. Zależność natężenia promieniowania I_{ω} od numeru kolejnej harmoniki $m = \frac{\omega}{\omega_b}$ (B e k e f i 1971). Poszczególne krzywe wyznaczone zostały dla różnych temperatur elektronowych T . Linia przerywaną zaznaczono natężenie promieniowania ciała czarnego

Ze wzoru (14) wynika, że dla wszystkich harmonik, dla których ośrodek jest optycznie gruby, tzn. $\alpha_\omega l \gg 1$, natężenie emitowanego promieniowania równe jest funkcji Plancka ($I_\omega = B(\omega, T_e)$) dla temperatury T_e . Promieniowanie emitowane na pozostałych harmonikach (dla których $\alpha_\omega l \ll 1$) wykładniczo dąży do zera.

Istnieje więc taka harmonika m^* (odpowiadająca jej energia wynosi $E^* = \hbar m^* \omega_b$), powyżej której natężenie promieniowania spada wykładniczo. Pokazano to na rys. 8, gdzie do pewnego $m^* I = B$, dalej zaś I maleje.

Wartość chłodzenia cyklotronowego (energia utracona przez elektrony w wyniku emisji cyklotronowej) wynosi (M a s t e r s i n. 1977):

$$\Lambda_{\text{cyk}} = \frac{k T_e \omega_b^3 m^{*3}}{12 \pi c^2 l}, \quad (15)$$

gdzie l jest wysokością kolumny akrecyjnej.

Całkowita jasność cyklotronowa wynosi (M a s t e r s i n. 1977):

$$L_{\text{cyk}} = \frac{S \cdot k T_e \cdot (\omega_b m^*)^3}{12 \pi^2 c^2}, \quad (16)$$

gdzie S jest polem powierzchni, na którą występuje akrecja ($S = \pi a^2$).

Obszerniejszą informację na temat emisji cyklotronowej można znaleźć w książce B e k e f i e g o (1971).

Promieniowanie hamowania

Wskutek oddziaływań kulombowskich orbita elektronu przechodzącego w pobliżu protonu ulega zakrzywieniu. Nadmiar energii, jaką posiada w tym momencie elektron, jest wypromieniowany w postaci fotonu. Promieniowanie otrzymane tą drogą zwane jest *Bremsstrahlungiem* (promieniowanie swobodno-swobodne). Praktycznie dla pól magnetycznych słabszych od 10^{10} Gs jest ono niezależne od efektów zachodzących w magnetycznej plazmie (może być jedynie mniej efektywne niż promieniowanie cyklotronowe).

Wartość chłodzenia *bremsstrahlungowego* wynosi (L e w i c z i S u n y a e v 1971):

$$\Lambda_{\text{br}} = 1.6 \cdot 10^{-27} n^2 \sqrt{T_e}, \quad (17)$$

gdzie n oznacza gęstość elektronową. Całkowita jasność emitowana z objętości V poprzez *Bremsstrahlung* wynosi zatem:

$$L_{\text{br}} = \Lambda_{\text{br}} \cdot V \quad (18)$$

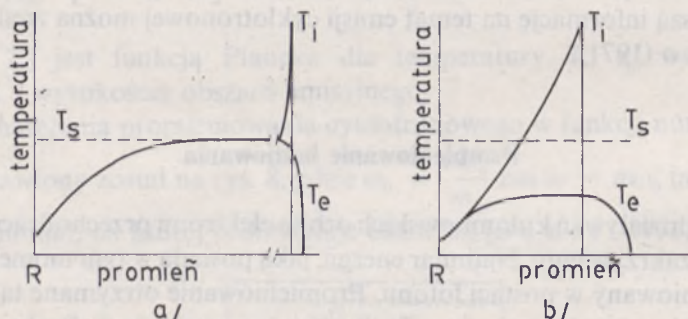
Omawiając mechanizmy promieniowania w kolumnie akrecyjnej należy dołączyć do nich promieniowanie typu *black body*. Jest ono emitowane przez gorącą plamę, która powstaje na końcu kolumny magnetycznej tuż przy powierzchni gwiazdy. Plama, oraz termiczne promieniowanie z niej emitowane, są pośrednio związane z polem magnetycznym. Ich istnienie związane jest z efektem ukierunkowanego przez linie sił pola uderzenia materii o powierzchnię gwiazdy oraz występowania procesów termalizacji części promieniowania cyklotronowego i *bremsstrahlungowego* (zachodzą one na powierzchni gorącej plamy).

Jeśli temperatura plamy wynosi T_p , to całkowita jasność emitowana z powierzchni S wynosi:

$$L_{bb} = \sigma T_p^4 \cdot \pi a^2. \quad (19)$$

II. MAGNETOHYDRODYNAMICZNY OPIS KOLUMNY AKRECYJNEJ

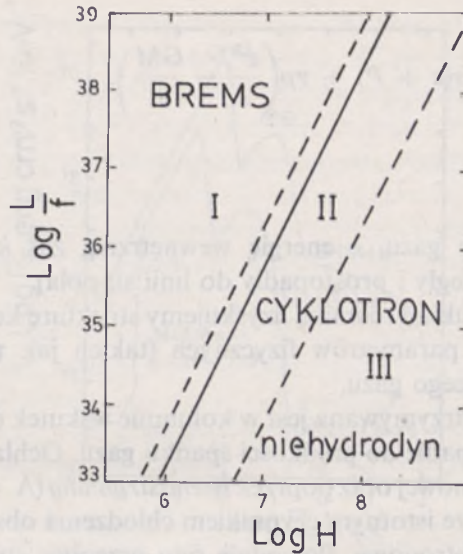
Materia, spadając wzdłuż linii sił pola, przechodzi w odległości l od powierzchni gwiazdy przez fałę uderzeniową. Następuje ogrzanie jonów do temperatury swobodnego spadku (rzędu 10^8 K). Jony wskutek oddziaływań kulombowskich ogrzewają elektrony do temperatury szoku T_s . Pokazane to zostało na rys. 9a.



Rys. 9. Przebieg temperatur T_i oraz T_e (jonowej i elektronowej) od momentu przejścia przez fałę uderzeniową do zetknięcia z powierzchnią gwiazdy: a) przypadek równych temperatur ($T_e = T_p \approx T_s$). b) Przypadek $T_e < T_p$ (na podst. pracy M a s t e r s a 1978)

Wskutek emisji promieniowania przez gorące elektrony temperatura gazu obniża się (chłodzenie plazmy poprzez wyemitowanie promieniowania). Jeśli tempo chłodzenia jest zbyt duże (np. przy bardzo efektywnym promieniowaniu cyklotronowym), zaś ogrzewanie elektronów mało efektywne, to elektrony nie osiągną temperatury szoku T_s , co daje stan, w którym $T_p = T_e$ (T_p i T_e oznaczają odpowiednio temperatury protonową i elektronową). Sytuacja taka pokazana została na rys. 9b.

Powoduje to istnienie dwutemperaturowej plazmy, dla której $T_e \ll T_p$. Na rys. 10 przedstawiono plazmę jednotemperaturową ($T_e = T_p$ dla obszaru nad linią ciągłą) oraz dwutemperaturową ($T_e \ll T_p$ poniżej ciągłej linii).



Rys. 10. Efektywność procesów promieniowania w funkcji pola magnetycznego H i jasności akrecyjnej (Masters 1977): I — dominuje *Bremsstrahlung*, II — dominuje promieniowanie cyklotronowe, III — obszar niehydrodynamiczny. Linia ciągła dzieli płaszczyznę $(\log H, \log \frac{L}{f})$ na dwa podobszary. Powyżej niej

$$T_e = T_p, \text{ zaś poniżej } T_e \ll T_p$$

Płaszczyznę $(\log H, \log \frac{L}{f})$ podzielono liniami przerywanymi na trzy podobszary.

W pierwszym (I) dominuje mechanizm chłodzenia poprzez *Bremsstrahlung*, w drugim chłodzenie cyklotronowe (II), obszar trzeciej (III) jest niehydrodynamiczny; spowodowane to jest faktem, że cząstki nie podlegają rozkładowi Maxwella.

W zależności od tego, czy $T_e = T_p$, czy też $T_e \ll T_p$, materię w kolumnie akrecyjnej traktujemy jako plazmę jednostrumieniową (równość temperatur) bądź dwustrumieniową (dla różnych temperatur).

Opis plazmy nierównowagowej w kolumnie magnetycznej jest bardzo trudny ze względu na silne niestabilności, jakie powstają w układach tego typu. W dalszej części zajmijmy się plazmą, dla której $T_e = T_p$.

Układ równań hydrodynamicznych, opisujących strukturę kolumny akrecyjnej (rys. 7) od fali uderzeniowej do powierzchni, jest następujący (Basko i Sunyaev 1976):

$$\dot{M} = 2\pi a^2 \rho v \quad (20a)$$

$$-\frac{GM}{r^2} = v \frac{dv}{dr} + \frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} \quad (20b)$$

$$\Lambda = \frac{d}{dr} F_{II} + \frac{2F_{\perp}}{a} \quad (20c)$$

gdzie:

$$F_{||} = -k_{||}\nabla T + v(\varepsilon + P) + v\rho\left(\frac{v^2}{2} - \frac{GM}{r}\right),$$

$$F_{\perp} = -k_{\perp}\nabla T,$$

$$\Lambda = \Lambda_{\text{cykl}} + \Lambda_{\text{br}}.$$

P oznacza tu ciśnienie gazu, ε energię wewnętrzną, zaś $k_{||}$ i k_{\perp} współczynniki przewodnictwa (równoległy i prostopadły do linii sił pola).

Całkując powyższy układ równań, uzyskujemy strukturę kolumny akrecyjnej, tzn. otrzymujemy wartości parametrów fizycznych (takich jak v , ρ , T , l) opisujących zachowanie się spadającego gazu.

Materia akrecyjna utrzymywana jest w kolumnie wskutek ciśnienia magnetycznego, działającego prostopadle do prędkości spadku gazu. Ochładzanie gazu następuje wskutek emisji cyklotronowej oraz poprzez *Bremsstrahlung* ($\Lambda = \Lambda_{\text{br}} + \Lambda_{\text{cykl}}$). Warto zwrócić uwagę na fakt, że istotnym czynnikiem chłodzenia obszaru emisyjnego może być przewodnictwo elektronowe. Powoduje ono przepływ strumienia ciepła od fali uderzeniowej do powierzchni gwiazdy, gdyż elektrony w wyniku zderzeń między sobą dążą do wyrównania temperatury w całym obszarze emisyjnym. Jednocześnie można przyjąć, że połowa promieniowania powstającego w kolumnie akrecyjnej emitowana jest w kierunku do powierzchni gwiazdy (rys. 7). Tuż przy powierzchni następuje termalizacja wysokoenergetycznych fotonów. Do powierzchni dochodzi również strumień ciepła przekazany przez przewodnictwo elektronowe. Oba efekty powodują ogrzanie obszaru, na który występuje akrecja. Miejsce to, zwane gorącą plamą wokół bieguna magnetycznego, zaczyna promieniować. Plama emituje energię w postaci fotonów *black body* o temperaturze T_r wyższej od temperatury powierzchni nie objętej spadkiem materii. W pierwszym przybliżeniu warunek na T_r można uzyskać przyjmując, że połowa energii akrecyjnej emitowana jest jako *black body*, tzn.:

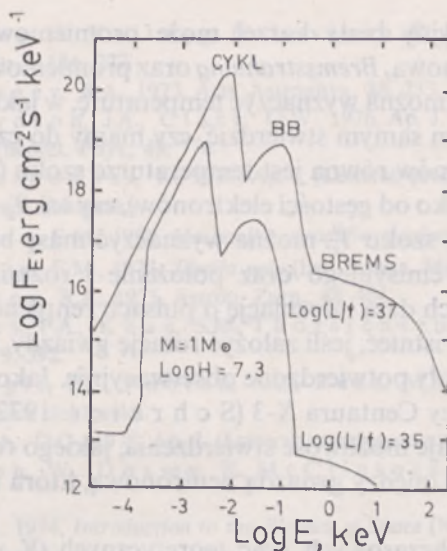
$$\sigma T_r^4 = \frac{L_{\text{acc}}}{2\pi a^2}, \quad (21)$$

gdzie:

$$L_{\text{acc}} = 0,5 \cdot \frac{GM}{R}.$$

5. WIDMO EMITOWANE PRZEZ MAGNETYCZNE BIAŁE KARŁY

Promieniowanie wysyłane z okolic bieguna magnetycznego akrecyjnego białego karła jest sumą trzech składowych: *Bremsstrahlungu*, promieniowania cyklotronowego oraz *black body*. Pierwsze dwie składowe związane są z obszarem emisyjnym, trzecia powstaje w gorącej plamie.



Rys. 11. Przykład widma uzyskanego drogą teoretyczną dla $1 M_{\odot}$ ($\log H = 7,3$) przy dwóch różnych jasnościach akrecyjnych. Każda z krzywych złożona jest z trzech części, gdzie CYKL oznacza promieniowanie cyklotronowe, BB — black body, zaś BREMS — Bremsstrahlung

Na rys. 11 (Masters i Lamb 1978) przedstawiono przykład widma uzyskanego drogą teoretyczną dla gwiazdy o masie $1 M_{\odot}$. Widmo skonstruowane zostało dla dwóch jasności akrecyjnych $\frac{L}{f}$ odpowiednio 10^{35} oraz 10^{37} erg/s.

Poszczególne kawałki krzywych oznaczają odpowiednio promieniowanie cyklotronowe, black body oraz Bremsstrahlung. W obliczeniach nie uwzględniono przepływu ciepła przez przewodnictwo elektronowe. Zdaniem autora uwzględnienie efektu przewodnictwa może znacznie zmienić przedstawiony rozkład promieniowania. W modelu powyższym nie brano również pod uwagę efektów związanych z absorpcją fotonów (głównie twardych) w obszarze wysoko ponad powierzchnią gwiazdy (okolice nad powierzchnią Alfvena), gdzie chłodna plazma pochłania część promieniowania.

6. ZAKOŃCZENIE

Obserwacje optyczne akrecyjnych białych karłów są prowadzone od dawna. Jednakże główny trzon informacji pochodzi z danych satelitarnych, uzyskanych dla rentgenowskiej i ultrafioletowej części widma. Dane te umożliwiają teoretyczny opis obszaru w pobliżu powierzchni białego karła. Dotyczy to mechanizmów promieniowania, istnienia pola magnetycznego oraz sposobów spadku materii na powierzchnię gwiazdy.

Doświadczając w odpowiedni sposób parametry kolumny akrecyjnej (pole magnetyczne, tempo akrecji oraz masę gwiazdy) można dopasować widmo uzyskane teoretycznie do tego, co dają obserwacje.

Magnetyczny akrecyjny biały karzeł może promieniować trzema sposobami: poprzez emisję cyklotronową, *Bremsstrahlung* oraz promieniowanie typu *black body*. Z obserwacji satelitarnych można wyznaczyć temperaturę, w jakiej emitowane są twarde promienie X. Można tym samym stwierdzić, czy mamy do czynienia z przypadkiem, gdy temperatura elektronów równa jest temperaturze szoku (emisja poprzez *Bremsstrahlung* zależy wtedy tylko od gęstości elektronów), czy też $T_e \ll T_s$. Jednocześnie, jeśli oszacujemy temperaturę szoku T_s , można wyznaczyć masę białego karła.

Geometria obszaru emisyjnego oraz położenie i rozmiary gorących plam na biegunach magnetycznych dają informację o pulsach rentgenowskich, jakie z punktu widzenia teorii powinny istnieć, jeśli założyć rotację gwiazdy. Pulsacje rentgenowskie dla zwartych źródeł zostały potwierdzone obserwacyjnie. Jako przykłady można tutaj podać Herkulesa X-1, czy Centaura X-3 (Schreier 1972; Giacconi 1973). Skala czasowa pulsów daje możliwość stwierdzenia, jakiego rodzaju obiekt je emituje (dotyczy to rozróżnienia między gwiazdą neutronową, która rotuje bardzo szybko, a białym karłem).

Na podstawie dotychczasowych prac teoretycznych (Ky la f i s 1978) można stwierdzić, że miękkie oraz twarde promieniowanie X wykrywalne dla białych karłów jest naturalną konsekwencją akrecji materii na powierzchnię gwiazdy. Potwierdzają to obserwacje w miękkich promieniach X (0,01 – 1 keV) dla nowych karłowatych U Gem i SS Cyg, znanych jako systemy podwójne z akrecyjnym białym karłem (R a p p a r t i in. 1974; M a s o n i in. 1977).

Obserwacje polarymetryczne w optycznej części widma umożliwiają ocenę pola magnetycznego gwiazdy. Przykładem tego są obiekty typu AM Herkulesa, czyli tzw. polary, dla których anomalnie silna polaryzacja pozwoliła oszacować pole na 10^8 Gs (T a p i a 1977; K r z e m i ń s k i i S e r k o w s k i 1977). Jednocześnie sama AM Her była obserwowana w miękkich i twardych promieniach X (H e a r n i in. 1976; S w a n k i in. 1977).

Komplikacja układu, jakim jest biały karzeł z polem magnetycznym, na którego ma miejsce akrecja, jest tak duża, że obserwacje jednego wycinka widma (np. części optycznej) nie wnoszą wiele. Aby poznać „fizykę” tego obiektu, należy przyjrzeć się innym pasmom promieniowania. Cały ciężar badań spoczywa na dalszych obserwacjach satelitarnych, bez których dalsze poznanie tego typu obiektów jest niemożliwe.

Autor pragnie serdecznie podziękować Panu Prof. Bohdanowi P a c z y ń s k i e m u za udzielenie cennych uwag podczas pisania tego artykułu.

L I T E R A T U R A

- A i z u, K., 1973, *Progr.Theoret.Phys.*, **49**, 1184.
 A r o n s, J., L e a, S.M., 1976, *Ap.J.*, **207**, 914.
 B a s k o, M.M., S u n y a e v, R.A., 1976, *M.N.R.A.S.*, **175**, 395.
 B e k e f i, G., 1971, *Radiation Processes in Plasmas* (New York: Wiley).
 F a b i a n, A.C., P r i n g l e, J.E., R e e s, M.J., 1976, *M.N.R.A.S.*, **175**, 43.

- Giacconi, R., Gursky, H., Kellogg, E., Levison, R., Schreier, E., Tannanbaum, H., 1973, Ap.J., **184**, 227.
- Gnedin, Yu.N., Sunyaev, R.A., 1973, Astr. Astrophys., **25**, 233.
- Hearn, D.R., Richardson, J.A., Clark, G.W., 1976, Ap. J. (Letters), **210**, L23.
- Hoshi, R., 1973, Progr. Theoret. Phys., **49**, 776.
- Krzemiński, W., Serkowski, K., 1977, Ap. J. (Letters), **216**, L45.
- Kylafis, N.D., 1978, praca doktorska.
- Landau, L.D., Lifszic, E.M., 1958, *Mechanika ośrodków ciągłych* (PWN, Warszawa).
- Landau, L.D., Lifszic, E.M., 1973, *Teorija pola* (Izd. Nauka, Moskva).
- Lewicz, E.B., Sunyaev, R.A., 1971, Astron. Zurn., **48**, 461.
- Mason, K.O., Charles, P.A., Khan, S.M., Thorstensen, J.R., Walter, F.M., 1977, Bull. Am. Astr. Soc., **9**, 592.
- Masters, A.R., Pringle, J.E., Fabian, A.C., Rees, M.J., 1977, M. N.R.A.S., **178**, 501.
- Masters, A.R., 1978, praca doktorska.
- Masters, A.R., Lamb, D.Q., 1978, Ap. J. (Letters), w przygotowaniu.
- Rappaport, S., Cash, W., Doxsey, R., McClintock, J., More, G., 1974, Ap. J. (Letters), **187**, L5.
- Rossi, B., Olbert, S., 1974, *Introduction to the Physics of Space* (New York: McGraw).
- Schreier, E., Levison, R., Gursky, H., Kellogg, E., Tannanbaum, H., Giacconi, R., 1972, Ap.J. (Letters), **172**, L79.
- Swank, J., Lampton, M., Boldt, E., Holt, S., Serlemitsos, P., 1977, Ap.J. (Letters), **216**, L71.
- Tapia, S., 1977, Ap. J. (Letters), **212**, L125.
- Tsygan, A.I., 1977, Astron. Astrophys., **60**, 39.

THE UNIVERSE AND THE TIME - TIME PROBLEM IN COSMOLOGY

SUMMARY

The existence of a non-vanishing timelike direction field on a manifold is necessary and sufficient condition for the manifold to carry a Lorentz metric and consequently to serve as an arena for physical processes. Time arrows should be taken into account in the geometrical structure of spacetime. The problem of interrelations between different kinds of time in cosmological models with bulk viscosity is briefly examined.

3.1. WPROWADZENIE

W teorii względności, a więc i w kosmologii relatywistycznej, podstawowym systemem odniesienia jest czasoprzestrzeń. Położenie przyrodnicze czasu odzwierciedla jego rolę absolutnego, nie jest druzniony z punktu widzenia teorii względności, chociaż w sposób matematyczny można z niego zrezygnować, nie tracąc przy tym

Wieloletni doświadczenia w spektroskopii polarymetrycznej i w spektroskopii dyfrakcyjnej. W latach 1950-1970 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 1970-1975 uczestniczył w pracach nad spektroskopią dyfrakcyjną. W latach 1975-1980 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 1980-1985 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 1985-1990 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 1990-1995 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 1995-2000 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 2000-2005 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 2005-2010 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 2010-2015 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 2015-2020 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 2020-2025 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną. W latach 2025-2030 uczestniczył w pracach nad spektroskopią polarymetryczną i dyfrakcyjną.

Geometria obserwacji polarymetrycznej w optycznej części widma umożliwia wycięcie pola magnetycznego galwanu. Przykładem tego są obserwacje w linii AM Herkulesa, czyli tej polary, dla której znamy już polaryzację i obserwacje wycięcia pola na 10^6 Ga (Tajski 1977; Krawczyk i Szwankowski 1977). Jednocześnie sama AM Herkulesa obserwowała w polkach i w widłach promieniowania X (Hercyn 1976; Szwankowski 1977).

Konkluzja układu, jakim jest linia wazela, jako magnetyczny, na drodze magnetycznej, jest tak duża, że obserwacje jednego wycinka widma (np. linii optycznej) nie wystarczy. Aby poznać "fizykę" tego obiektu, należy przynieść się innym pomiarom polarymetrycznym. Cały układ będzie opisywać na danych obserwacjach całkowitych, bez większych dalszych pomiarów tego typu obiektów jest niemożliwe.

Autor pragnie serdecznie podziękować Panu Prof. Bohdanowi Pająkowi za udzielenie cennych uwag podczas pisania tego artykułu.

LITERATURA

- ALLEN, K. 1971, *Proc. Astron. Soc.*, 6, 100.
ALLEN, L. 1974, *SM*, 19, 301, 207, 210.
BRUCE, M., MURPHY, K., 1976, *MNRAS*, 155, 205.
HOLT, J. 1971, *ApJ*, 164, 1000, 1010, 1020, 1030, 1040, 1050, 1060, 1070, 1080, 1090, 1100, 1110, 1120, 1130, 1140, 1150, 1160, 1170, 1180, 1190, 1200.
PAGAN, A.C., 1977a, *ApJ*, 261, 1000, 1010, 1020, 1030, 1040, 1050, 1060, 1070, 1080, 1090, 1100, 1110, 1120, 1130, 1140, 1150, 1160, 1170, 1180, 1190, 1200.

WSZECHŚWIAT I CZAS — ZAGADNIENIE CZASU W KOSMOLOGII*

MICHAŁ HELLER

ВСЕЛЕННАЯ И ВРЕМЯ — ПРОБЛЕМА ВРЕМЕНИ В КОСМОЛОГИИ

М. Хэллер

Содержание

Существование неисчезающего поля (времениподобных) направлений на разнообразии является необходимым и достаточным условием того, чтобы разнообразие допускало лоренцевую метрику, следовательно — физику. Геометрическая структура пространства — времени не содержит „стрелки” времени. Обсуждено проблему взаимозависимостей между разными предлагаемыми стрелками времени у моделей Вселенной с второй вязкостью.

THE UNIVERSE AND THE TIME — TIME PROBLEM IN COSMOLOGY

Summary

The existence of a non-vanishing (timelike) direction field on a manifold is necessary and sufficient condition for the manifold to carry a Lorentz metric and consequently to serve as an arena for physical processes. Time arrows should be looked for outside the geometrical structure of space-time. The problem of interrelations between different arrows of time in cosmological models with bulk viscosity is briefly examined.

1. WPROWADZENIE

W teorii względności, a więc i w kosmologii relatywistycznej, „pierwotnym bytem” nie jest czas, lecz czasoprzestrzeń. Fakt, że psychologicznie upływanie czasu odczuwamy jako coś absolutnego, nie jest dziwny z punktu widzenia teorii względności, jesteśmy wszak nierozłącznie związani z „naszym układem odniesienia”. Czas, który

*Referat wygłoszony na 19 Zjeździe PTA (Warszawa, wrzesień 1979).

odbieramy absolutnie jest naszym czasem własnym, ale fakt, że — zgodnie ze współczesnym, tzw. standardowym modelem kosmologicznym — można sensownie mówić o historii Wszechświata (a co za tym idzie o czasie globalnym, jakim ta historia jest odmierzana) budzi zdziwienie. Nie jest to wprawdzie wbrew postulatowi teorii względności, ale nie jest również a priori oczywiste, że we Wszechświecie *zawsze i wszędzie* da się wprowadzić *jedyn* układ odniesienia, do którego w naturalny sposób można odnosić historię świata. Rodzi to całą gamę problemów, od tak filozoficznych jak zasygnalizowane już zagadnienie: dlaczego Wszechświat ma historię? aż do tak „technicznych” jak np.: za pomocą jakiego zegara mierzyć historię Wszechświata?

W niniejszym referacie pragnę omówić dwa zagadnienia: 1) istnienie czasu w czasoprzestrzeni i wynikające stąd konsekwencje, 2) wyróżniki kierunku czasu (zagadnienie „strzałki czasu”). Na pierwsze zagadnienie wiele światła rzuciły współczesne badania nad matematyczną strukturą czasoprzestrzeni, zapoczątkowane przez prace dotyczące problemu istnienia osobliwości w czasoprzestrzeni (por. *Hawking i Ellis 1973*). Drugie zagadnienie ma długą historię i bardzo obszerną bibliografię; omawiając je, pragnę skupić uwagę na kwestii wzajemnych związków między wyróżnikami kierunku czasu, rozpatrywanymi dotychczas niezależnie od siebie (strzałki czasu: termodynamiczna, ekspansyjna, radiacyjna). Ten ostatni problem znajduje się obecnie w stadium badań; dopiero zaczynamy rozumieć związki między kierunkiem upływu czasu a strukturą Wszechświata jako całości.

Paragrafy 2–3 niniejszego odczytu są rozwinięciem moich analiz przedstawionych na IV Konferencji Międzynarodowego Towarzystwa Studiów nad Czasem (*International Society for the Study of Time*), jakie odbyło się w Alpach (Tyrol) w dniach 1–11 lipca 1979 r. (por. *Heller 1980a*).

2. CZAS LOKALNY JAKO WARUNEK ISTNIENIA FIZYKI

Wszystkie (makroskopowe) teorie fizyczne funkcjonują w pewnej czasoprzestrzeni i wszystkie one zakładają, że ma ona strukturę rozmaitości. Pojęcie rozmaitości powstaje przez uogólnienie pojęcia powierzchni, które idzie w dwu kierunkach: 1) przejście od dwu wymiarów do n wymiarów, 2) „zapomnienie” o przestrzeni, w której wyjściowa „powierzchnia” jest zanurzona; rozważa się tylko geometrię wewnętrzną danej powierzchni-rozmaitości (obszerniej na temat rozmaitości por. w jakimkolwiek podręczniku współczesnej geometrii różniczkowej). Czworowymiarowa rozmaitość służy jako matematyczny model czasoprzestrzeni. Ten wspólny wszystkim (makroskopowym) teoriom fizycznym model czasoprzestrzeni jest potem wzbogacany przez poszczególne teorie różnymi dodatkowymi strukturami. Można powiedzieć, że fizyka *działa* się zawsze na rozmaitości (obszerniej por. *Heller 1980b*).

Jednakże nie każda czterowymiarowa rozmaitość może być modelem fizycznej czasoprzestrzeni. Dramatyczne sukcesy zarówno szczególnej, jak i ogólnej teorii względności na polu doświadczalnym dowodzą, że warunkiem koniecznym do tego, by jakaś czterowymiarowa rozmaitość była modelem fizycznej czasoprzestrzeni jest

dopuszczanie przez nią *struktury Lorentza*. Powiadamy, że rozmaitość dopuszcza strukturę Lorentza, jeśli można na niej zdefiniować *metrykę lorentzowską* (*metrykę Lorentza*). Fizyczny sens tej metryki sprowadza się do faktu, iż w rozmaitości noszącej taką metrykę można zdefiniować pojęcie odległości, które potem odpowiada interwałowi między dwoma zdarzeniami w czasoprzestrzeni. Fizyka może dziać się tylko na *rozmaitości Lorentza*.

Powstaje pytanie: jakie warunki muszą być spełnione, by rozmaitość mogła być rozmaitością Lorentza? Odpowiedzią na to pytanie jest następujące twierdzenie: rozmaitość M dopuszcza strukturę Lorentza wtedy i tylko wtedy, gdy istnieje na M wszędzie różne od zera pole kierunków, tzn. wtedy i tylko wtedy, gdy w każdym punkcie rozmaitości M można zdefiniować pewien kierunek. Okazuje się ponadto, że kierunek, o którym mowa w twierdzeniu, może być zawsze — po wprowadzeniu odpowiedniej struktury Lorentza — kierunkiem *c z a s o p o d o b n y m* (poglądowo przedstawiony dowód tego twierdzenia por. G e r o c h 1971).

Nadajmy powyższemu twierdzeniu fizyczną interpretację: czterowymiarowa rozmaitość może być modelem czasoprzestrzeni wtedy i tylko wtedy, gdy w każdym jej punkcie istnieje rozróżnienie między dwoma kierunkami czasu (jeśli jest określony jeden kierunek czasopodobny, to automatycznie jest określony drugi, przeciwny mu, kierunek czasopodobny). Należy wszakże zwrócić uwagę na dwie okoliczności. Po pierwsze, to prymitywne jeszcze pojęcie czasu jest pojęciem czysto *l o k a l n y m* — kierunek czasopodobny jest określony w każdym punkcie rozmaitości, ale na obecnym etapie rozważań nie ma jeszcze żadnej możliwości porównywania tych kierunków w różnych punktach. Po drugie, nie ma również żadnej możliwości określenia, który z dwóch przeciwnych sobie kierunków w danym punkcie rozmaitości jest przeszłością, a który przyszłością. Lokalny czas, który jest warunkiem istnienia struktury Lorentza na rozmaitości, jest czasem bez strzałki!

Wynik ten wydaje się bardzo interesujący filozoficznie. Okazuje się, że istnienie lokalnego, aczkolwiek bezstrzałkowego, czasu na rozmaitości jest warunkiem koniecznym i wystarczającym, by rozmaitość ta mogła być (choć niekoniecznie, by musiała być) areną dla fizyki. Fizyka *m o ż e* dziać się na rozmaitości wtedy i tylko wtedy, gdy w każdym punkcie tej rozmaitości da się odróżnić dwa kierunki czasu, chociaż wcale nie musi istnieć kryterium określające, który z tych kierunków jest przeszłością, a który przyszłością.

Podobną myśl można znaleźć w wypowiedziach W e i s ä c k e r a — np.: „... nauka ustala prawa, które pasują do doświadczenia przeszłego, sprawdza je zaś w ten sposób, że przepowiada na ich podstawie zdarzenia przyszłe i porównuje przepowiednię ze zdarzeniem, gdy tylko nie jest już ono zdarzeniem możliwym w przyszłości, lecz teraźniejszym. W tym sensie czas stanowi wstępny warunek doświadczenia ...” (W e i s ä c k e r 1978, s. 281–282). Fizyki nie da się pomyśleć bez doświadczenia, a więc czas jest również warunkiem wstępnym fizyki. W e i s ä c k e r przeoczył jednak fakt, że retrodykcje mają dokładnie taki sam status metodologiczny jak predykcje, a co za tym idzie kierunek przepowiedni empirycznych (naprzód — predykcje, czy wstecz — retrodykcje) nie ma znaczenia dla możliwości fizyki. Predykcje są jedynie psychologicznie donioślejsze od retrodykcji

Ponieważ trudniej jest przepowiedzieć nieznanne zjawisko niż wyjaśnić zjawisko już znane, dlatego w świecie nauki bardziej ceni się predykcje niż retrodykcje. Ale z punktu widzenia metodologii sukces retrodykcji i predykcji jest jednakowy. Koniecznym i dostatecznym warunkiem możliwości w fizyki jest czas, ale czas bezstrzałkowy.

3. CZAS GLOBALNY. ZAMKNIĘTOŚĆ CZY OTWARTOŚĆ CZASU?

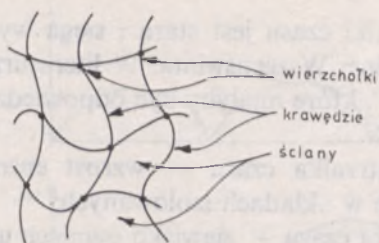
Dotychczas mówiliśmy o czasie czysto lokalnym, a co można powiedzieć o globalnych własnościach czasu na różnorodności czasoprzestrzennej? Należy tu odróżnić dwa przypadki. Różnorodność może być zwarta lub niezwarta. Mając na myśli pierwszą, w literaturze popularnonaukowej mówi się często o czasoprzestrzeni zamkniętej, mając na myśli drugą mówi się o czasoprzestrzeni otwartej. Dwuwymiarowym przykładem pierwszej jest powierzchnia zwykłej kuli, drugiej — zwykła powierzchnia euklidesowa. Po ściśle definicje odsyłamy do podręcznika topologii.

Jeśli różnorodność jest *niezwarda*, zawsze istnieje na niej wszędzie różne od zera pole kierunków, a więc różnorodność taka zawsze dopuszcza strukturę Lorentza. Co więcej, zawsze można na niej wybrać metrykę Lorentza w ten sposób, by na różnorodności nie istniały zamknięte krzywe czasopodobne. Oznacza to, że w takim świecie nie istnieją obserwatorzy, którzy by mogli ciągle na nowo przeżywać swoje historie.

Nałożmy na różnorodność dodatkowy warunek, zażądajmy mianowicie, by żadne małe zaburzenie metryki Lorentza nie produkowało na różnorodności zamkniętych krzywych czasopodobnych. Taką różnorodność nazywamy *czasoprzestrzenią kauzalnie stabilną*. Hawking (1968) udowodnił twierdzenie głoszące, że wzdłuż każdej czasopodobnej (lub zerowej) krzywej w czasoprzestrzeni można zdefiniować monotonicznie w sposób ciągle rosnące funkcje wtedy i tylko wtedy, gdy dana czasoprzestrzeń jest kauzalnie stabilna. Funkcje, o których mowa w twierdzeniu Hawkinga, odgrywają rolę „zegarów” mierzących narastanie czasu wzdłuż historii obserwatorów (tzn. krzywych czasopodobnych). Możemy tu zatem już mówić o czasie globalnym — określonym nie tylko w otoczeniu jakiegoś punktu, lecz wzdłuż całej krzywej. Ale jest to ciągle jeszcze czas bezkierunkowy, kierunek wzrastania funkcji wzdłuż krzywych nie jest określony. Zwróćmy także uwagę, że powierzchnie równego czasu mogą tu być definiowane na wiele różnych sposobów. Można je zdefiniować jednoznacznie dopiero przez przyjęcie dodatkowych założeń, np. zasady kosmologicznej, postulującej jednorodność i izotropowość powierzchni równego czasu (por. Heller 1975).

Wniosek z powyższego: w czasoprzestrzeniach niezwartych, kauzalnie stabilnych, zawsze istnieje otwarty czas globalny.

Dla przypadku różnorodności *zwartych* wprowadźmy pewną ważną ich charakterystykę zwaną charakterystyką Eulera-Poincaré'go. Zdefiniujemy charakterystykę Eulera-Poincaré'go dla przypadku dwuwymiarowej zwartej różnorodności. W tym celu dwuwymiarową zwartą różnorodność (np. powierzchnię kuli) podzielimy na dowolną ilość klatek (rys. 1). Niech a_0 oznacza ilość wierzchołków, a_1 — ilość krawędzi, a_2 —



Rys. 1. Rozkład zwartej rozmaitości na klatki

ilość ścian (zwróćmy uwagę, że wskaźniki 0, 1, 2 odpowiadają wymiarowi danej „figury”: wierzchołki są 0-wymiarowe, krawędzie 1-wymiarowe a ściany 2-wymiarowe). Liczba $\chi = a_0 - a_1 + a_2$ okazuje się niezależna od sposobu podziału rozmaitości na klatki i nazywa się charakterystyką Eulera-Poincaré’go tej rozmaitości (jak łatwo sprawdzić konstrukcyjnie dla powierzchni kuli $\chi = 2$). Definicję tę łatwo można uogólnić na przypadek rozmaitości o dowolnej ilości wymiarów (uwaga: przy składnikach z nieparzystym wskaźnikiem znak minus).

Znane jest twierdzenie głoszące, że zwarta rozmaitość dopuszcza strukturę Lorentza wtedy i tylko wtedy, gdy charakterystyka Eulera-Poincaré’go tej rozmaitości równa się zeru. Co więcej, każda metryka Lorentza na takiej rozmaitości prowadzi do *z a m k n i ę t y c h* krzywych czasopodobnych. A zatem w zwartych czasoprzestrzeniach zawsze istnieją takie zdarzenia, które dzieją się nieskończenie wiele razy i zawsze istnieją tacy obserwatorzy, których historie powtarzają się w koło, z tym, że na tego rodzaju „koliskach historii” czy „pętłach czasu” ciągle jeszcze nie ma określonej strzałki.

Nie można a priori wykluczyć, że w świecie, w jakim żyjemy, nie ma zamkniętych krzywych czasopodobnych, fizyka jednak wydaje się „nie lubić” takich krzywych. Tak np. zagadnienie Cauchy’ego dla równań różniczkowych w świecie z zamkniętymi krzywymi czasopodobnymi prowadzi do dwuznaczności, równania więzów na „dane początkowe” okazują się zbyt wybiórcze itp. Co więcej, wydaje się, że czasoprzestrzenie zwarte (a więc światy z zamkniętymi krzywymi czasopodobnymi) nie są fizyce ... potrzebne. Oto bowiem dowolną, zwartą czasoprzestrzeń M można otrzymać z niezawartej czasoprzestrzeni N przez odpowiednie zidentyfikowanie pewnych obszarów w N , przy czym wszystkie lokalne własności czasoprzestrzeni N są dokładnie takie same jak własności czasoprzestrzeni M . A ponieważ obserwacyjnie kontrolujemy w zasadzie tylko lokalne obszary Wszechświata, więc zawsze w praktyce zwartą czasoprzestrzeń M możemy zastąpić niezwartą czasoprzestrzenią N . Jest to skuteczna recepta na unikanie „zamkniętych historii”.

4. STRZAŁKI CZASU

Jak widzieliśmy, w samej strukturze czasoprzestrzeni nie udało się dotychczas znaleźć wyróżnika kierunku czasu. Należy go zatem szukać w innych działach fizyki.

Historia zagadnienia strzałki czasu jest stara i sięga wysuniętej jeszcze w XIX w. hipotezy tzw. śmierci ciepłej Wszechświata. W literaturze problemu wymienia się następujące „mechanizmy”, które miałyby być odpowiedzialne za kierunkowe upływanie czasu:

1) termodynamiczna strzałka czasu — wzrost entropii w trakcie przebiegu procesów nieodwracalnych w układach izolowanych;

2) informacyjna strzałka czasu — zjawisko pamięci: układ „pamięta” przeszłość (zachowuje jej ślady), ale nie przyszłość;

3) kosmologiczna (ekspansyjna) strzałka czasu — rozszerzanie się Wszechświata: stany Wszechświata z większą gęstością materii odpowiadają wcześniejszym chwilom;

4) radiacyjna strzałka czasu — kierunek promieniowania elektromagnetycznego: tylko opóźnione rozwiązania równań Maxwella opisują rzeczywistość, rozwiązania przyspieszone nie znajdują odpowiedników w rzeczywistości.

Filozofowie często rozważają ponadto:

5) kauzalną strzałkę czasu — skutek następuje zawsze po przyczynie (por. R e i c h e n b a c h 1956).

Gdy idzie o fizyczny aspekt strzałki czasu 5, sytuacja przedstawia się następująco. Relacje kauzalności w różnych typach czasoprzestrzeni są dziś dobrze znane. Zostały one dokładnie zbadane, głównie dzięki pracom nad zagadnieniem osobliwości (por. H a w k i n g i E l l i s 1973). Jak widzieliśmy w §3, kauzalna struktura czasoprzestrzeni jest ściśle związana z problemem istnienia czasu globalnego (czas globalny w czasoprzestrzeni istnieje wtedy i tylko wtedy, gdy czasoprzestrzeń jest kauzalnie stabilna), nie określa ona jednak jego kierunku.

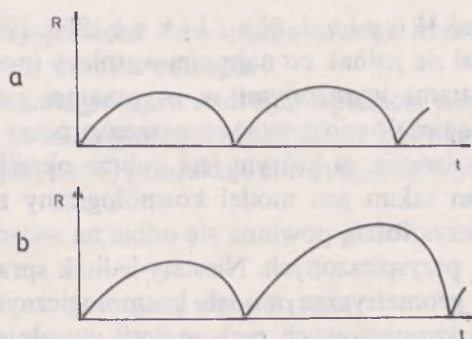
Strzałki czasu 1 — 4 wskazują ten sam kierunek upływu czasu. Czy jest to dziełem przypadku, czy też istnieją wzajemne związki między tymi strzałkami? Narzuca się odpowiedź, że strzałki te są tylko różnymi wskazówkami tego samego zegara. Jaki jest mechanizm napędzający ten zegar?

Związek między strzałką 1 i 2 jest niewątpliwy. Zagadnienie sprowadza się do intensywnie ostatnio rozwijanej termodynamiki procesów nieodwracalnych. Wiele światła na ten problem rzuciły prace P r i g o g i n a (por. L a y z e r 1971).

W dalszych rozważaniach ograniczymy się do zasygnalizowania wyników — dotychczas zresztą tylko częściowych — prowadzonych aktualnie badań dotyczących wzajemnych zależności między strzałkami 1, 3 i 4.

5. TERMODYNAMIKA ROZSZERZAJĄCEGO SIĘ WSZECHŚWIATA

W dotychczasowych próbach poszukiwania zależności między termodynamiczną i kosmologiczną strzałką czasu popelniano pewne niekonsekwencje: bądź stosowano termodynamikę klasyczną do wysnuwania wniosków na temat procesów termodynamicznych w modelach Wszechświata zbudowanych w oparciu o kosmologię relatywistyczną, bądź też zastanawiano się np. nad wzrostem entropii w tzw. modelach kosmologicznych Friedmana-Lemaître'a, które z założenia są wypełnione materią idealizowaną do postaci doskonałej cieczy, a więc ze stałą entropią (tzw. modele



Rys. 2. a) Odwracalna ewolucja zamkniętego modelu kosmologicznego Friedmana-Lemaître'a wypełnionego doskonałą cieczą. b) Nieodwracalna ewolucja tego samego modelu wypełnionego niedoskonałą cieczą (z drugą lepkością)

izoentropijne). Podstawy termodynamiki relatywistycznej zostały stworzone jeszcze w latach trzydziestych przez T o l m a n a, on też, jako pierwszy, wyciągnął poprawne wnioski na temat procesów nieodwracalnych w niektórych modelach kosmologicznych (T o l m a n 1934). Na mechanizmy wzrostu entropii w rozszerzającym się Wszczęświecie wiele światła rzuciło skonstruowanie modeli kosmologicznych wypełnionych niedoskonałą cieczą (por. H e l l e r i in. 1973). Już wprowadzenie tzw. drugiej lepkości (zwanej także lepkością objętościową) do modeli Friedmana-Lemaître'a pokazało, że kosmiczna ekspansja niedoskonałej cieczy jest istotnie procesem nieodwracalnym (rys. 2), produkującym entropię. We Wszczęświecie z lepkością termodynamiczna i kosmologiczna strzałka czasu jest napędzana tym samym mechanizmem. Wniosek ten został potwierdzony przez prace nad bardziej ogólnymi modelami wypełnionymi lepką cieczą (B i e l i Ń s k i i C h a ł a t n i k o w 1975; H e l l e r 1978).

6. ELEKTRODYNAMIKA W ROZSZERZAJĄCYM SIĘ WSZCZĘŚWIECIE

Próby wykazania związku między radiacyjną a kosmologiczną strzałką czasu opierają się na teorii promieniowania elektromagnetycznego zaproponowanej przez W h e e l e r a i F e y n m a n a (1945). Według tych autorów przyspieszone rozwiązania równań Maxwella są dokładnie tak samo realistyczne, jak rozwiązania opóźnione, z tym że rozwiązania przyspieszone są w pewien sposób absorbowane przez oddziaływanie źródła promieniowania ze strukturą otaczającego Wszczęświata. W h e e l e r i F e y n m a n całe swoje rozumowanie przeprowadzili w statycznym świecie Minkowskiego; wyniki przez nich osiągnięte nie okazały się jednoznaczne. H o g a r t h (1962), a potem R o e (1969) przenieśli zagadnienie do ekspandujących modeli kosmologicznych. Według nich jedynym modelem Wszczęświata, który poprawnie (zgodnie z doświadczeniem) pochłaniał rozwiązania przyspieszone, a pozostawiał w mocy rozwiązania opóźnione, był tzw. model *steady-state*, zaproponowany jeszcze w 1948 r. przez B o n d i e g o i G o l d a oraz niezależnie przez

H o y l e'a (por. również H o y l e i N a r l i k a r 1963, 1974). W świetle dalszych badań wynik ten okazał się jednak co najmniej wątpliwy (por. D a v i e s 1974).

Kierując się sugestiami wyrażonymi w oryginalnej pracy W h e e l e r a i F e y n m a n a (1945) należało spróbować rozpatrzyć proces wypromieniowania fali elektromagnetycznej w świecie, w którym jest dobrze określona termodynamiczna strzałka czasu. Światem takim jest model kosmologiczny z lepkością. Asymetria między przeszłością i przyszłością powinna się odbić na własnościach absorbowania przez model rozwiązań przyspieszonych. Niestety jednak sprawa nie jest tak prosta. Same tylko własności geometryczne modeli kosmologicznych z cieczą lepką, bez uwzględnienia bardziej szczegółowych cech materii wypełniającej model, nie są w stanie rozstrzygnąć zagadnienia. Jednakże sytuacja nie jest także całkiem beznadziejna. Okazuje się bowiem, że pomiędzy radiacyjną i termodynamiczną strzałką czasu musi zachodzić pewna zgodność. Wyróżnienie przyspieszonych rozwiązań równań Maxwella prowadzi do malenia entropii w modelu. A zatem jeżeli w jakimś modelu kosmologicznym jest dobrze określona termodynamiczna strzałka czasu (wzrost entropii), to w modelu tym mogą obowiązywać tylko rozwiązania opóźnione (G r a b i ņ s k a i i n. 1979). Znowu ukazuje się tu użyteczność modeli kosmologicznych z lepkością. Ponieważ mają one dobrze określoną termodynamiczną strzałkę czasu, muszą wyróżniać — choć do dziś nie udało się pokazać mechanizmu tego wyróżnienia — opóźnione rozwiązania równań Maxwella. Nadmienmy, że największą dotychczasową trudnością „modeli lepkich” pozostaje zidentyfikowanie konkretnych procesów odpowiedzialnych za produkcję drugiej lepkości w dziejach Wszechświata.

7. WNIOSKI

1. Istnienie lokalnego — aczkolwiek bezkierunkowego(!) — czasu jest fundamentalną charakterystyką rzeczywistego Wszechświata. Wszystko wskazuje na to, że istnienie takiego czasu jest warunkiem możliwości fizyki. Rozciągnięcie zjawisk w czasie, fakt, że nie zachodzą one wszystkie na raz, umożliwia empiryczne predykcje-retrodykcje, bez których fizyka byłaby nie do pomyślenia.

2. Zwarte czasoprzestrzenie, produkujące zamknięte krzywe czasopodobne, zawse w rozważaniach kosmologicznych można zastąpić — bez naruszenia bezpośrednio obserwowalnych własności modelu — czasoprzestrzeniami niezwartymi, nie posiadającymi zamkniętych krzywych czasopodobnych.

3. Istnienie czasu globalnego jest związane z zagadnieniem kauzalności. Czas globalny w czasoprzestrzeni istnieje wtedy i tylko wtedy, gdy czasoprzestrzeń jest kauzalnie stabilna.

4. Kierunek czasu nie jest tak fundamentalną własnością świata jak samo istnienie czasu. Wyróżnika kierunku czasu (strzałki czasu) nie można znaleźć w samej strukturze czasoprzestrzeni.

5. Wydaje się, że radiacyjna strzałka czasu (kierunek promieniowania elektromagnetycznego) nie jest bezpośrednio odpowiedzialna za kierunkowe upływanie czasu, lecz jest następstwem termodynamicznej strzałki czasu. Gdyby we Wszechświe-

cie były wyróżnione przyspieszone rozwiązania równań Maxwella, pozostawałoby to w sprzeczności z prawem wzrostu entropii.

6. W modelach kosmologicznych z (drugą) lepkością termodynamiczna strzałka czasu jest identyczna z kosmologiczną strzałką czasu: kosmiczna ekspansja niedoskonałej cieczy (cieczy z dyssypacją) produkuje entropię, ewolucja Wszechświata staje się nieodwracalna.

LITERATURA

- Bieliński, W.A., Chałatnikow, I.M., 1975, *Żurn. Eksp. Teor. Fiz.*, **69**, 401.
- Davies, P.C.W., 1974, *The Physics of Time Asymetry*, Surrey Univ. Press – Intertext Publ.Ltd.
- Geroch, R.P., 1971, w: *General Relativity and Cosmolog.*, Intern. School of Phys. "Enrico Fermi", Course 47, Academic Press.
- Grabińska, T., Heller, M., Zabierowski, M., 1979, *Acta Phys. Pol.*, **B 10**, 1979, 663.
- Hawking, S.W., 1968, *Proc. Roy. Soc.*, **A 308**, 433.
- Hawking, S.W., Ellis, G.F.R., 1973, *The Large Scale Structure of Space-Time*, Cambridge University Press.
- Heller, M., 1975, *Ann. Soc. Sci. Bruxelles*, **89**, 522.
- Heller, M., 1978, *Acta Cosm.*, **7**, 7.
- Heller, M., 1980a, *The Origins of Time, The Study of Time*, IV, w druku.
- Heller, M., 1980b, *Manifold Model for Space-Time*, *Acta Cosm.*, w druku.
- Heller, M., Klimek, Z., Suszycki, L., 1973, *Astrophys. and Space Sci.*, **12**, 205.
- Hogarth, J.E., 1962, *Proc. Roy. Soc. A* **267**, 365.
- Hoyle, F., Narlikar, J.V., 1963, *Proc. Roy. Soc.*, **A 273**, 1.
- Hoyle, F., Narlikar, J.V., 1974, *Action at a Distance in Physics and Cosmology*, W. H. Freeman and Comp.
- Layzer, D., 1971, *Vistas in Astronomy*, Pergamon Press, 279.
- Reichenbach, H., 1956, *Direction of Time*, Berkeley – Los Angeles.
- Roe, P.E., 1969, *M.N.R.A.S.*, **144**, 219.
- Suszycki, L., 1978, *Acta Cosm.*, **7**, 147.
- Tolman, R.C., 1934, *Relativity, Thermodynamics and Cosmology*, Clarendon Press.
- Weizsäcker, von, C.F., 1978, *Jedność przyrody*, PIW, Warszawa.
- Wheeler, J.A., Feynman, R.P., 1945, *Rev. Mod. Phys.*, **17**, 157.

The first of these is the fact that the majority of the cases of this disease are reported from the United States and Europe. It is interesting to note that the disease has been reported from all parts of the world, but it is most prevalent in the temperate zones. The second fact is that the disease is most common in the young, and it is especially common in the children of the poor. The third fact is that the disease is most common in the cities, and it is especially common in the slums. The fourth fact is that the disease is most common in the winter months, and it is especially common in the months of January and February. The fifth fact is that the disease is most common in the lower social classes, and it is especially common in the lower social classes of the cities. The sixth fact is that the disease is most common in the lower social classes of the cities, and it is especially common in the lower social classes of the cities. The seventh fact is that the disease is most common in the lower social classes of the cities, and it is especially common in the lower social classes of the cities. The eighth fact is that the disease is most common in the lower social classes of the cities, and it is especially common in the lower social classes of the cities. The ninth fact is that the disease is most common in the lower social classes of the cities, and it is especially common in the lower social classes of the cities. The tenth fact is that the disease is most common in the lower social classes of the cities, and it is especially common in the lower social classes of the cities.

The first of these is the fact that the majority of the cases of this disease are reported from the United States and Europe. It is interesting to note that the disease has been reported from all parts of the world, but it is most prevalent in the temperate zones. The second fact is that the disease is most common in the young, and it is especially common in the children of the poor. The third fact is that the disease is most common in the cities, and it is especially common in the slums. The fourth fact is that the disease is most common in the winter months, and it is especially common in the months of January and February. The fifth fact is that the disease is most common in the lower social classes, and it is especially common in the lower social classes of the cities. The sixth fact is that the disease is most common in the lower social classes of the cities, and it is especially common in the lower social classes of the cities. The seventh fact is that the disease is most common in the lower social classes of the cities, and it is especially common in the lower social classes of the cities. The eighth fact is that the disease is most common in the lower social classes of the cities, and it is especially common in the lower social classes of the cities. The ninth fact is that the disease is most common in the lower social classes of the cities, and it is especially common in the lower social classes of the cities. The tenth fact is that the disease is most common in the lower social classes of the cities, and it is especially common in the lower social classes of the cities.

DOKŁADNOŚĆ OBSERWACJI HEVELIUSZA

PRZEMYSŁAW RYBK A

Instytut Historii Nauki, Oświaty i Techniki (Wrocław)

(Otrzymano 11 października 1979 r.)

S t r e s z c z e n i e — Przedyskutowane są źródła błędów pozycyjnych obserwacji gwiazd wykonywanych przez Heveliusza. Błąd współrzędnych ekliptycznych oceniono na ok. $\pm 3'$.

ТОЧНОСТЬ НАБЛЮДЕНИЙ ГЕВЕЛИЯ. П. Рыбка. Содержание — Обсуждено причины ошибок позиционных наблюдений звёзд выполненных Гевелием. Ошибку эклиптических координат оценено на ок. $\pm 3'$.

ACCURACY OF HEVELIUS' OBSERVATIONS. Summary — The sources of the errors of Hevelius' positional star observations are discussed. The error of ecliptical coordinates is estimated to be $\pm 3'$.

Heveliusz znany jest jako wybitny obserwator, a jednocześnie jako ostatni stosujący do pomiarów astronomicznych instrumenty nie zaopatrzone jeszcze w optykę. Jego doskonale jak na owe czasy instrumenty i ogromna staranność przy wykonywaniu i opracowywaniu obserwacji pozwoliły mu uzyskać znaczną dokładność, którą można uznać za szczyt możliwości tego typu instrumentów.

Rozważając problem dokładności obserwacji pozycyjnych należy wyraźnie odróżnić dokładność samego wizowania na gwiazdę od dokładności ostatecznej pozycji gwiazdy. Trzeba bowiem pamiętać, że ostateczna pozycja jest tu jeszcze dodatkowo obciążona błędami instrumentu, dodatkowymi błędami związanymi z użyciem przy redukcjach niewłaściwych wartości takich wielkości jak refrakcja, paralaksa czy szerokość geograficzna, czy nieuwzględnieniem nie znanej wówczas nutacji i aberracji rocznej.

Wypada zauważyć, że już sam Heveliusz interesował się dokładnością swych obserwacji wybierając parę jej sprawdzianów; z nich zasadniczym było zsumowanie dla wybranych ośmiu gwiazd ich różnic rektascensji, w czym wzorował się na Brahem. Otrzymał tu kąt pełny bez $4''$, wynik zresztą zupełnie identyczny z analogicznym wynikiem Brahego o odnośnie do tych samych gwiazd i to pomimo dość dużych rozbieżności pomiędzy danymi dotyczącymi poszczególnych par gwiazd, a dochodzących do $1'$ czy nawet do $2'$. Natomiast różnice długości ekliptycznych tych samych gwiazd dały Heveliuszowi w sumie kąt pełny bez $12''$ (Hevelius 1690).

Gdybyśmy powyższe odchylenia od kąta pełnego potraktowali jako błędy średnie sumy, to dla poszczególnych różnic rektascensji lub długości ekliptycznej otrzymalibyśmy odpowiednio błędy średnie $\pm 1,4$ i $\pm 4,2$, a więc wielkości zupełnie nieprawdopodobnie małe.

*Wszystkie prace zamieszczone w tym dziale przedstawione były na 19 Zjeździe PTA (Warszawa, wrzesień 1979).

Drugim przedstawionym przez H e w e l i u s z a sprawdzianem było zestawienie obserwacji, mających na celu wyznaczenie szerokości geograficznej swego obserwatorium.

Wyniki dwóch serii obserwacji Gwiazdy Polarnej w górnej i dolnej kulminacji dały identyczne wartości szerokości geograficznej przy różnicy zaledwie 0,5". Natomiast rozrzut poszczególnych pomiarów wysokości Gwiazdy Polarnej wskazuje na błąd średni jednego pomiaru $\pm 5''$. Większe rozbieżności występują natomiast dla szerokości geograficznej wyznaczanej z pojedynczych wysokości gwiazd o wyznaczonych już uprzednio deklinacjach. Na podstawie 19 tego rodzaju wyznaczeń uzyskano błąd średni jednego wyznaczenia szerokości geograficznej równy $\pm 8''$ (H e w e l i u s 1690).

Tak wysoka dokładność wydaje się jednak mocno podejrzana, jest bowiem rzeczą nieprawdopodobną, aby stosowane przez H e w e l i u s z a instrumenty mogły umożliwić aż taką precyzję. Odnosi się wrażenie, że we wszystkich wspomnianych powyżej przykładach H e w e l i u s z dobierał takie obserwacje, które dawały mu najlepsze wyniki. To samo chyba czynił B r a h e, o czym zresztą może świadczyć cytowana uprzednio zgodność jego i H e w e l i u s z a sum różnic rektascensji przy znacznych rozbieżnościach poszczególnych różnic.

Realną dokładność uzyskiwaną przez H e w e l i u s z a może więc ujawnić jedynie analiza jego materiału obserwacyjnego.

Przed wszystkim z wykazu jego obserwacji (H e w e l i u s 1679) wyselekcjonowano grupy zawierające co najmniej trzy pomiary kątowych odległości między gwiazdami, wykonane tej samej nocy i tymi samymi instrumentami, a więc zapewne jeden po drugim. Odległość między gwiazdami pozostaje tu oczywiście niezmienna, wpływ refrakcji na odległość mierzoną w każdej serii można też uznać za stały. Nie wchodzi tu również błąd podziałek kątowych, gdyż każdy pomiar był wykonany na tej samej części skali. Materiał ten pozwala zatem na określenie dokładności samego wizowania. Obserwacje powyższe były wykonane sekstansem i oktaniem przy udziale dwóch osób, z których każda wizowała na jedną gwiazdę.

Łącznie znaleziono 1770 takich grup zawierających razem 5682 obserwacje. Materiał ten dał jako błąd średni jednego pomiaru odległości $\pm 24''$. Uwzględniając udział dwóch obserwatorów, uzyskujemy dla każdego z nich błąd średni wizowania równy $\pm 17''$. Jest więc on znacznie większy od błędu sugerowanego przez sprawdziany Heweliusza. A przecież błędy instrumentów i późniejszych redukcji mogą błąd średni tylko zwiększyć.

Zgrupowanie odległości między parami tych samych gwiazd, obserwowanych wprawdzie tym samym instrumentem, lecz w różnym czasie, wnosi możliwość ewentualnego wpływu drobnych różnic w refrakcji. 40 takich par obejmujących 299 obserwacji dało błąd średni jednego pomiaru równy $\pm 25''$, a więc praktycznie nie różniący się od poprzedniego wyniku.

Natomiast analiza odległości między parami tych samych gwiazd obserwowanych różnymi instrumentami, a mianowicie wielkim oktaniem drewnianym i wielkim sekstansem mosiężnym (21 par, 138 obserwacji) dała już błąd średni równy $\pm 28''$. Tu dodatkowo doszły jeszcze różnice w podziałkach kątowych obu instrumentów. Uporządkowanie wg wielkości wykorzystanych odległości między gwiazdami ujawniło po wyrównaniu systematyczną różnicę między wspomnianymi instrumentami, zależną od wielkości mierzonego kąta, a dochodzącą do 1'.

Dla porównania obliczono błąd średni analogicznej obserwacji B r a h e g o. Tu materiał był już znacznie szczuplejszy, udało się bowiem wydzielić tylko 163 grupy zawierające łącznie 536 obserwacji, przy czym nie zawsze był odnotowany użyty instrument (B r a h e 1666). Błąd średni pojedynczej obserwacji okazał się tu równy $\pm 27''$.

W celu zorientowania się w rzędzie wielkości błędów średnich ostatecznych pozycji gwiazd przeprowadzono analizę pozycji katalogowych gwiazd wspólnych dla katalogów Heweliusza, Brahego i Wilhelma IV, landgraфа heskiego (H e w e l i u s 1690). Założono przy tym jednakową ich dokładność, a tym samym i wagę. Otrzymano dla długości ekliptycznych (353 gwiazdy) błąd średni jednej pozycji równy $\pm 3,5$, zaś dla szerokości ekliptycznych (363 gwiazdy) $\pm 3,2$.

Z powyższego można wywnioskować, że w epoce H e w e l i u s z a zasadniczy wpływ na dokładność ostatecznych wyników obserwacji miały błędy instrumentalne, mankamenty redukcji, a nieraz i znaczne

błędy w obliczeniach, nie zaś dokładność wizowania. Tak więc nie wydaje się słuszne podkreślanie, że Heveliusz osiągał wysoką dokładność, pomimo iż nie stosował lunety jako celownicy.

LITERATURA

- Brahe, T., 1666, *Historia Coelestis... Augustae Vindelicorum*.
Hevelius, J., 1679, *Machina Coelestis, pars posterior...Gedani*.
Hevelius, J., 1690, *Prodromus Astronomiae*.

The first of these is the year 1801, when the first...

Wythe's death was followed by the death of the first...

The second of these is the year 1802, when the first...

Thirdly, the year 1803, when the first...

Fourthly, the year 1804, when the first...

Fifthly, the year 1805, when the first...

Sixthly, the year 1806, when the first...

Seventhly, the year 1807, when the first...

Eighthly, the year 1808, when the first...

Ninthly, the year 1809, when the first...

ANALIZA SPEKTRALNA MODELOWYCH ZMIAN SZEROKOŚCI GEOGRAFICZNEJ

ALEKSANDER BRZEZIŃSKI, BARBARA KOŁACZEK

Centrum Badań Kosmicznych PAN, Zakład Geodezji Planetarnej
(Otrzymano 12 października 1979 r.)

Streszczenie — Praca zawiera wnioski z testowania analizy spektralnej metodą Maksimum Entropii pod kątem zastosowania do badań zmian szerokości geograficznej. Analizowano funkcje modelowe zawierające główne wyrazy okresowe zmian szerokości przy uwzględnieniu zmienności ich parametrów, a więc okresu, amplitudy i fazy.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МОДЕЛЬНЫХ ФУНКЦИЙ ИЗМЕНЕНИЙ ШИРОТЫ. А. Бжезиński, В. Колачек. Содержание. — Статья содержит итоги исследований спектрального анализа методом Максимум Энтропии с точки зрения применения его для изучения изменений географической широты. Анализируются модельные функции, содержащие главные периодические члены изменения широты, с точки зрения изменения их параметров, т.е. периода, амплитуды и фазы.

SPECTRAL ANALYSIS OF MODELED FUNCTIONS OF LATITUDE VARIATIONS.

Summary — Application of the Maximum Entropy Spectral Analysis to investigation of latitude variations was tested and conclusions are presented in the paper. Model functions including main periodical terms of latitude variations together with changes of their parameters, mean periods, amplitudes and phases were tested.

Na ruch bieguna ma wpływ szereg przyczyn o charakterze okresowym, stąd przyjęto do badań tego zjawiska analizę spektralną. Jednak zarówno z prac teoretycznych, jak i z opracowań materiału obserwacyjnego wynika, że parametry poszczególnych wyrazów okresowych, z których najważniejsze to wyraz roczny ($T \sim 1$ rok) i Chandlera ($T \sim 1,2$ roku), mogą się zmieniać w czasie (Jeffreys 1970; Iijima 1971; Rochester 1975). Ponadto występują również zmiany wiekowe i nieregularne. W związku z tym zarówno współrzędne bieguna, jak i zmiany szerokości stacji nie spełniają założeń analizy spektralnej. W celu ustalenia optymalnych warunków zastosowania tej analizy metodą Maksimum Entropii (MESA) do badań wyżej wymienionych procesów, jak i wpływu zmian amplitudy, fazy i okresu niektórych wyrazów na wyniki, przeprowadzono szereg testów na modelach teoretycznych.

Program MESA (*Maximum Entropy Spectral Analysis*) został napisany na podstawie prac McDonougha (1974), Andersena (1974), Emea i Jackiwa (1976). Badane modele zawierały trzy podstawowe wyrazy okresowe: Chandlera z amplitudą $0'',15$, roczny z amplitudą $0'',1$, półroczny z amplitudą $0'',05$ oraz jeden lub dwa dodatkowe wyrazy (tab. 1). Przyjęto dla danych stały interwał czasu wynoszący 5 dni, co odpowiada rzeczywistej sytuacji (dane publikowane przez BIH). Zmieniano natomiast ilość danych (200–900), długość filtru (2–80%), a także testowano dane zaburzone szumem. Do generowania zaburzeń wykorzystano standardową procedurę biblioteczną komputera CDC o

Tabela 1

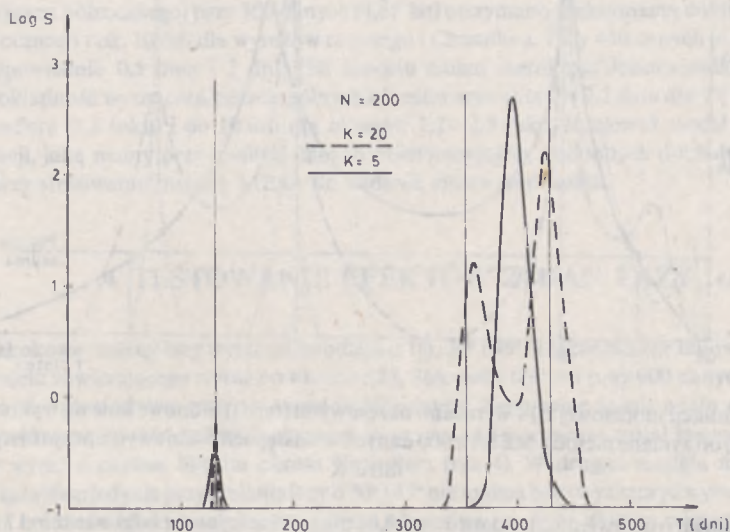
Wykaz modeli wykorzystanych przy testowaniu analizy spektralnej metodą Maksimum Entropii

Okres-amplituda	Szum wartość-odchyl. średnia stand.	Dodatkowe efekty zaburzające	N	K
183 d – 0",05	–	–	200	3 – 150
366 d – 0",10	–	–	300	10 – 50
440 d – 0",15	0",0 – 0",01	–	300	10 – 200
	0,0 – 0,025	–	300	50 – 100
183 d – 0",05	0,0 – 0,025	–	450	150
366 d – 0",10	0,0 – 0,025	–	900	300 – 500
440 d – 0",15	0,0 – 0,025	zmiany fazy i amplitudy	900	500
660 d – 0",025				
Model zmian szerokości Józefosławia	0,0 – 0,025	zmiany fazy, okresu i amplitudy	900	500 – 700
(okres w latach)				
1,193 – 0",131				
1,005 – 0,162				
0,609 – 0,029				
0,427 – 0,013				
0,473 – 0,013				
0,568 – 0,011				
0,692 – 0,015				
0,767 – 0,016				
0,909 – 0,010				
0,951 – 0,031				
1,050 – 0,016				
1,312 – 0,027				
1,939 – 0,014				
2,444 – 0,009				

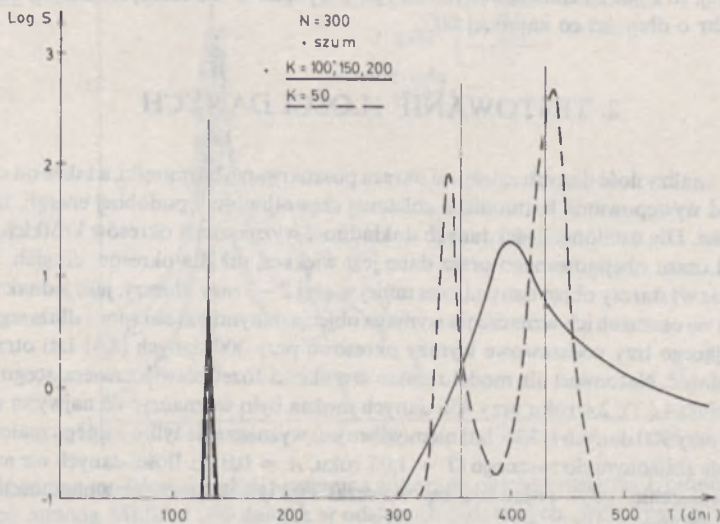
nazwie NRAND, tworzącą ciąg liczb pseudolosowych o rozkładzie normalnym z zadaną wartością średnią i odchyleniem standardowym. Dane były zakłócone szumem o wartości średniej 0,0 i odchyleniu 0",01 oraz 0",025. Dodawanie dodatkowych wyrazów okresowych miało na celu zbadanie ich wpływu na dokładność wyznaczeń okresów podstawowych. Zbadano również model bardzo bliski rzeczywistych zmian szerokości stacji w Józefosławiu, zawierający oprócz trzech podstawowych wyrazów okresowych jeszcze 11 innych wyznaczonych uprzednio analizą harmoniczną z danych obserwacyjnych (w zakresie 0,4 – 2,5 roku). Analiza współrzędnych bieguna w systemie ILS z okresu 90 lat (I i j i m a 1971), jak i wiele innych prac (R o c h e s t e r 1975) wykazują, że parametry wyrazu Chandlera i rocznego, tj. amplituda, okres i faza mogą się zmieniać w czasie. Dla zbadania wpływu tych zmian na wyniki analizy MESA wprowadzono zarówno skokowe, jak i ciągle zmiany parametrów wyrazu Chandlera. Tabela 1 zawiera wykaz badanych modeli. Poniżej omawiamy kolejno wyniki wykonanych testów.

1. TESTOWANIE DŁUGOŚCI FILTRU

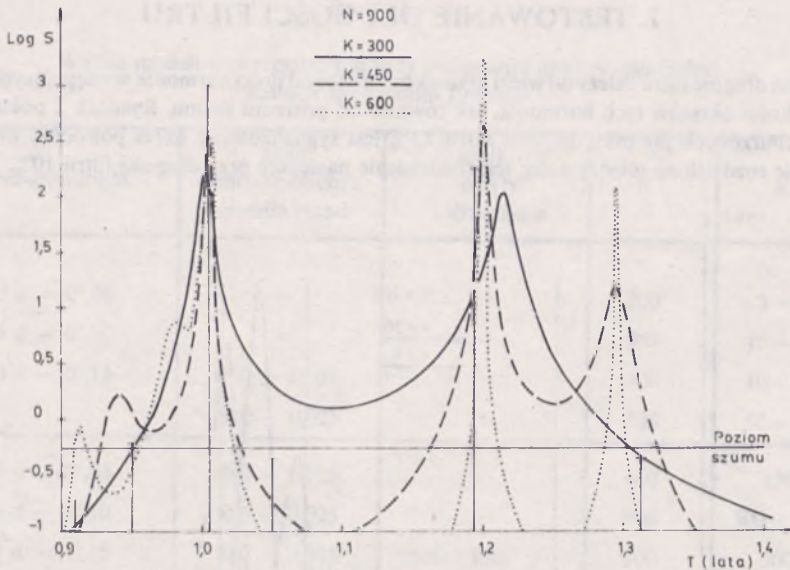
Optymalna długość filtra zależy od wielu czynników, a więc od ilości harmonik występujących w modelu, energii i bliskości okresów tych harmonik, jak również od poziomu szumu. Rysunek 1 pokazuje, że dla danych niezaburzonych już przy długości filtra 2,5% jest sygnalizowany okres półroczny oraz roczny i Chandlera nie rozdzielone między sobą; ich rozdzielenie następuje przy długości filtra 10%. Dla danych



Rys. 1. Widmo modelowej funkcji z trzema wyrazami okresowymi (tab. 1; pionowe linie na wykresie), otrzymane metodą MESA z 200 danych w odstępach 5-dniowych, przy różnych długościach filtra K



Rys. 2. Widmo funkcji modelowej z trzema wyrazami okresowymi (tab. 1; pionowe linie na wykresie), zaburzonej białym szumem, otrzymane metodą MESA z 300 danych w odstępach 5-dniowych, przy różnych długościach filtra K



Rys. 3. Widmo funkcji modelowej z 14 wyrazami okresowymi (tab. 1; pionowe linie na wykresie), zaburzonej białym szumem, otrzymane metodą MESA z 900 danych w odstępach 5-dniowych, przy różnych długościach filtra K

zaburzonych szumem o odchyleniu standardowym 0,01 długości te wynoszą odpowiednio 17 i 33% (rys. 2). Z rys. 3 wynika jednak, że dla modelu najbardziej zbliżonego do rzeczywistych zmian szerokości dopiero przy długości filtra 66% następuje zasygnalizowanie wyrazu o okresie 0,951 roku. Widać stąd, że proponowana w pracy E m e c a i J a c k i w a długość $K = 4\sqrt{N}$, gdzie K oznacza ilość iteracji, a N ilość danych, jest znacznie zaniżona (w przypadku przedstawionym na rys. 3 tak określone K wynosiłoby 120, co odpowiada długości filtra 13%). Jeśli przyjąć, że badany przez nas model zmian szerokości Józefosławia odpowiada sytuacji rzeczywistej, to z badań zilustrowanych na rys. 3 wynika, że dla realnych danych obserwacyjnych należy stosować filtr o długości co najmniej 60%.

2. TESTOWANIE ILOŚCI DANYCH

Wymagana do analizy ilość danych zależy od okresu poszukiwanej harmoniki, a także od obrazu widma, w szczególności od występowania harmonik o zbliżonej częstotliwości i podobnej energii, jak również od żądanej dokładności. Dla ustalonej ilości danych dokładność wyznaczenia okresów krótkich, tj. wielokrotnie mniejszych od czasu obejmowanego przez dane jest większa, niż dla okresów długich. Dla wyrazu o izolowanym okresie wystarczy objąć danymi czas mniej więcej 2–3 razy dłuższy, jeśli jednak mamy wyrazy o mało różniących się okresach ich wznaczenia wymaga objęcia danymi okresu sporo dłuższego. Dla modelu prostego, zawierającego trzy podstawowe wyrazy okresowe przy 300 danych (4,61 lat) otrzymywano już dość dobrą dokładność. Natomiast dla modelu zmian szerokości Józefosławia zawierającego 14 wyrazów o okresach w zakresie $0,4 < T < 2,4$ roku przy 450 danych można było wyznaczyć co najwyżej osiem spośród nich, podczas gdy przy 900 danych (13,85 lat) niemożliwe jest wyznaczenie tylko jednego mało energetycznego wyrazu o okresie zbliżonym do rocznego ($T = 1,05$ roku, $A = 0,016$). Ilości danych nie możemy jednak zwiększać nieograniczenie, gdyż pojawiają się wówczas efekty związane ze zmiennością parametrów poszczególnych harmonik.

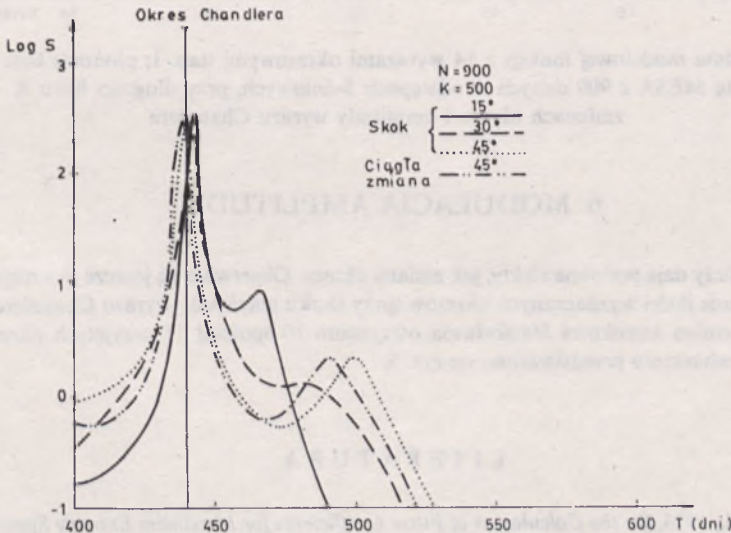
Chcąc otrzymać dobre wyniki analizy MESA dla zmian szerokości lub podobnych funkcji czasowych, należy badać dane obejmujące przynajmniej 12 lat (patrz również I j i m a 1971).

3. TESTOWANIE DOKŁADNOŚCI WYZNACZEŃ METODĄ MESA

Dokładność wyznaczenia poszczególnych okresów zależy głównie od tego, jaką ich wielokrotność obejmują dane, a w następnej kolejności od ich amplitudy i sąsiedztwa innych okresów. Przy odpowiednio dużej ilości danych można wyznaczyć nawet wyrazy okresowe poniżej szumu (rys. 3, $T = 0,909$, $A = 0,010$). W modelu zawierającym trzy podstawowe wyrazy okresowe z szumem na poziomie $0,025$ (50% amplitudy wyrazu półrocznego) przy 300 danych (4,61 lat) otrzymano maksymalną dokładność 0,5 dnia dla wyrazu półrocznego i ok. 10 dni dla wyrazów rocznego i Chandlera. Przy 450 danych (6,92 lat) wielkości te wynosiły odpowiednio 0,5 dnia i 2 dni. Dla modelu zmian szerokości Józefosławia przy 900 danych (13,85 lat) dokładność wyznaczeń poszczególnych okresów wynosiła 0–2,2 dnia dla $T < 1,2$ roku, 3 dni dla okresu Chandlera (1,2 roku) i do 10 dni dla okresów 1,2–2,5 roku. Ponieważ model ten najbliższy jest realnej sytuacji, jaką mamy przy analizie danych obserwacyjnych, podobnych dokładności należy chyba oczekiwać przy stosowaniu metody MESA do badania zmian szerokości.

4. TESTOWANIE EFEKTÓW ZMIAN FAZY

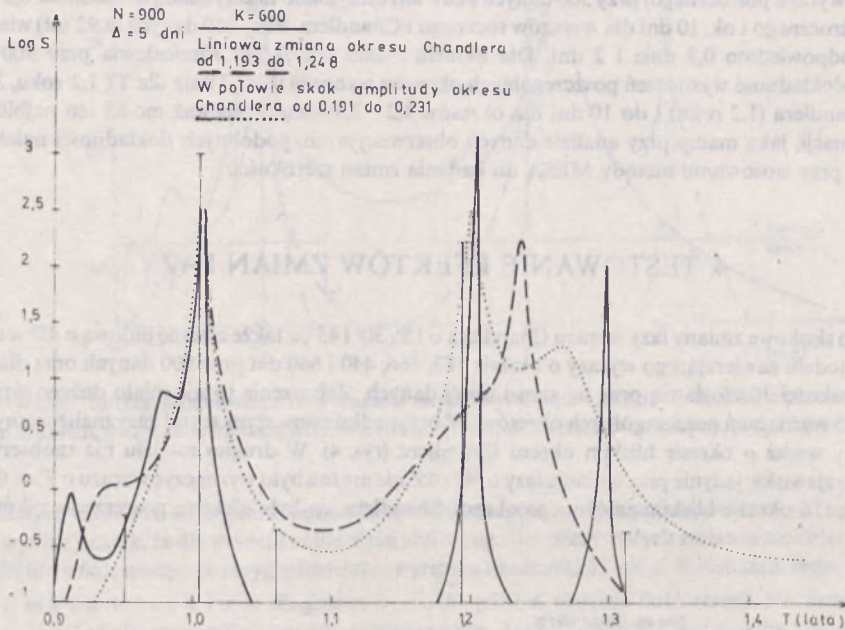
Badano skokowe zmiany fazy wyrazu Chandlera o 15° , 30° i 45° , a także zmianę liniową o 45° w ciągu 0,5 roku dla modelu zawierającego wyrazy o okresie 183, 366, 440 i 660 dni przy 900 danych oraz dla modelu zmian szerokości Józefosławia przy tej samej ilości danych. Zaburzenie to nie miało dużego wpływu na dokładność wyznaczeń poszczególnych okresów. W przypadku pierwszym został zasygnalizowany słaboenergetyczny wyraz o okresie bliskim okresu Chandlera (rys. 4). W drugim modelu nie zaobserwowano podobnego zjawiska; jedynie przy zmianie fazy o 30° i 45° nie można było wyznaczyć wyrazu o $T = 0,951$ i $A = 0,031$, tzn. o okresie bliskim założonego okresu Chandlera, co było efektem poszerzenia pików.



Rys. 4. Część widma modelowej funkcji z czterema wyrazami okresowymi (tab. 1; pionowe linie na wykresie), otrzymanego metodą MESA z 900 danych w odstępach 5-dniowych, przy długości filtra $K = 500$ i przy różnych zmianach fazy wyrazu Chandlera

5. TESTOWANIE ZMIAN OKRESU

Badano efekt liniowej zmiany okresu Chandlera o 10 i 20 dni (w granicach 1,193 – 1,221 roku i 1,193 – 1,248 roku) w ciągu 13,83 lat (900 danych), opierając się na modelu z 14 okresami. Nastąpiło silne rozmycie widma, a ilość wyznaczonych okresów zmalała z 13 odpowiednio do 12 i 11. Wyznaczony okres Chandlera jest efektem uśrednienia jego zmian (rys. 5).



Rys. 5. Część widma modelowej funkcji z 14 wyrazami okresowymi (tab. 1; pionowe linie na wykresie) otrzymane metodą MESA z 900 danych w odstępach 5-dniowych, przy długości filtra $K = 600$ i przy zmianach okresu i amplitudy wyrazu Chandlera

6. MODULACJA AMPLITUDY

Zmiana amplitudy daje podobne efekty, jak zmiana okresu. Obserwuje się jeszcze mocniejsze rozmycie widma i zmniejszenie ilości wyznaczanych okresów (przy skoku amplitudy wyrazu Chandlera z $0^{\circ},131$ na $0^{\circ},231$ w modelu zmian szerokości Józefostawia otrzymano 10 spośród 14 przyjętych okresów). Obraz widma przy tym zaburzeniu przedstawiono na rys. 5.

LITERATURA

- Andersen, N., 1974, *On the Calculation of Filter Coefficients for Maximum Entropy Spectral Analysis*, Geophysics, vol. 39, No. 1 (Feb. 1974), p. 69–72.
- Iijima, S., 1971, *On the Chandler and Annual Ellipses in the Polar Motion as Obtained from Every 12 Year Period*, Extra Collection of Papers Contributed to the IAU Symposium No. 48 *Rotation of the Earth*, Mizusawa 1971.
- Jeffreys, H., 1970, *The Earth, its Origin, History and Physical Constitution*, Fifth Edition, Cambridge University Press.

- Kołaczek, B., Galas, R., 1978, *Influence of Mean Latitude Variation on a Spectrum of a Latitude Variation*, Geodatische und Kartographische Tage 1978, Dresden Technische Universität, 20–23 June, Dresden, DDR.
- McDonough, R.N., 1974, *Maximum-Entropy Spatial Processing of Array Data*, Geophysics, vol. 39, No. 6 (Dec. 1974), p. 843–851.
- Pedersen, G.P.H., Rochester, M.G., 1971, *Spectral Analyses of the Chandler Wobble*, IAU Symposium No. 48, Marioka, Japan, 9–15 May 1971.
- Rochester, M.G., 1975, *Report of the Department of Geodetic Sciences No. 231*, The Ohio State University Research Foundation, Columbus, Ohio.
- Swingler, D.N., 1979, *A Comparison Between Burgs Maximum Entropy Method and a Nonrecursive Technique for the Spectral Analysis of Deterministic Signals*, Journal Geophysics Research, vol. 84, No. B2 (Feb. 10), 1979.
- Емец А. И., Яцкив Я. С., 1976, *О применении метода оценивания спектра с максимальной энтропией для изучения свободной близзучной нутации*, Астрометрия и Астрофизика, Вып. 29, 1976.

The first part of the report deals with the general situation of the country and the progress of the work done during the year. It is followed by a detailed account of the various projects and the results achieved. The report concludes with a summary of the work done and a list of the names of the staff members who have been engaged in the work.

The second part of the report deals with the financial statement of the organization. It shows the income and expenditure for the year and the balance sheet at the end of the year. It also shows the details of the various projects and the amounts spent on each. The financial statement is followed by a list of the names of the donors and the amounts received from each.

The third part of the report deals with the administrative work done during the year. It shows the details of the various committees and the work done by each. It also shows the details of the various reports and the work done on each. The administrative work is followed by a list of the names of the staff members who have been engaged in the work.

The fourth part of the report deals with the general work done during the year. It shows the details of the various projects and the results achieved. It also shows the details of the various reports and the work done on each. The general work is followed by a list of the names of the staff members who have been engaged in the work.

PLASZCZYZNA RADIACJI STRUMIENIA PERSEID

HONORATA KORPIKIEWICZ

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu im. A. Mickiewicza (Poznań)
(Otrzymano 27 września 1979 r.)

St r a s z c z e n i e — Na podstawie 2631 obserwacji Perseid wykonanych w latach 1973–1979 wyznaczono 249 radiantów prawdziwych roju i oszacowano jego płaszczyznę radiacji. Wysłunięto przypuszczenie, że przesunięcie płaszczyzny radiacji jest związane z niejednorodnością struktury roju.

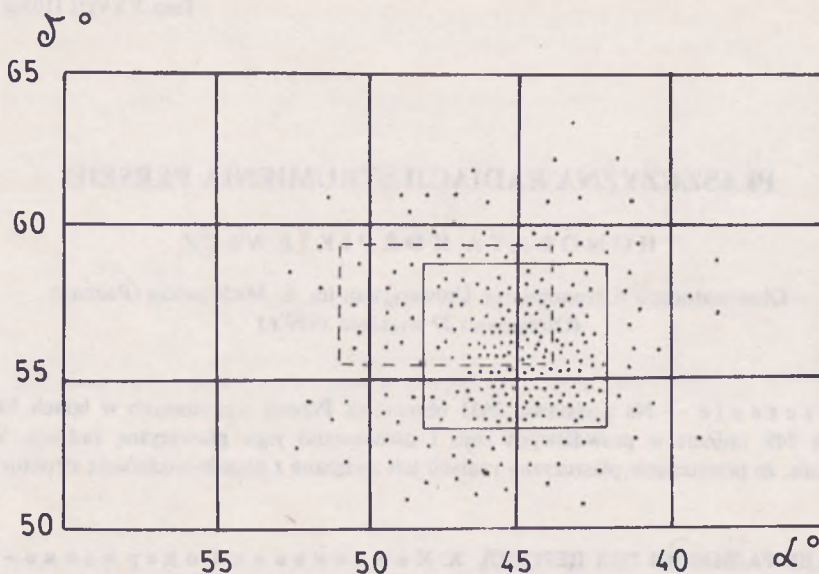
ПЛОЩАДЬ РАДИАЦИИ РОЯ ПЕРСЕИД. Х. Корпикевич. Содержание — На основе 2631 наблюдений Персеид, проведенных в 1973–1979 гг. определено 249 истинных радиантов роя и его площадь радиации. Выдвинуто предположение, что передвижение площади радиации вызвано структурой роя.

RADIATION PLANE OF PERSEIDS STREAM. Summary — On the basis of 2631 observations of Perseids being taken in 1973–1979 249 true radiants of the stream were obtained and its radiation plane was estimated. One assumes that the shift of radiation plane is connected with inhomogeneity of the stream structure.

Tory ciał meteorowych w przestrzeni nie są do siebie dokładnie równoległe. Na skutek tego radiant nie jest punktem, a płaszczyzną, zwaną płaszczyzną radiacji, zawierającą indywidualne radianty wszystkich meteorów roju. Płaszczyzna radiacji ma na ogół kształt elipsy o powierzchni od kilku minut kwadratowych do setek stopni kwadratowych. Znając płaszczyznę radiacji roju możemy wyznaczyć współrzędne średniego radiantu roju jako współrzędne środka płaszczyzny radiacji. Radianty widome (obserwowane) rojów zmieniają swe położenie na sferze niebieskiej na skutek różnych czynników. Znając radiant prawdziwy roju można — uwzględniając aberrację roczną, dobową, przyciąganie zenitalne oraz opór powietrza — obliczyć współrzędne obserwowane radiantu na dowolny moment czasu. Współrzędne radiantu prawdziwego wyznaczane są na ogół na moment maksimum aktywności danego roju.

Z powyższego wynika, że wyznaczanie efemeryd radiantów pozostaje w ścisłym związku z problemem wyznaczania płaszczyzn radiacji rojów. Problem ten, mało jeszcze zbadany, jest szczególnie skomplikowany w przypadku roju Perseid, charakteryzującego się największą ze znanych płaszczyzną radiacji. Ostatnio próbuje się oszacować jej rozmiary. Do tego celu potrzebny jest bogaty i jednorodny materiał statystyczny. Znalazienie go nie jest sprawą łatwą ze względu na różnorodność metod obserwacji meteorów, programów obserwacyjnych, metod opracowania obserwacji i in.

Do niedawna sądzono, że płaszczyzna radiacji Perseid zajmuje obszar $45^\circ \times 50^\circ$ (B r e d i c h i n 1954). Aby uściślić rozmiary i położenie płaszczyzny radiacji, K a t a s j e w (1966) wykorzystał 98 radiantów Perseid otrzymanych z obserwacji wykonanych do roku 1951 w ZSRR, Czechosłowacji oraz USA. Radianty sprowadzone zostały do daty 13 VIII. Wszystkie leżały w płaszczyźnie zawartej pomiędzy współrzędnymi: α : $38^\circ - 58^\circ$, δ : $54^\circ - 63^\circ$. 80% wszystkich radiantów leżało na płaszczyźnie $4^\circ \times 7^\circ$ (na rys. 1 zaznaczona linią przerywaną) i ten obszar uznano za płaszczyznę radiacji Perseid (K a t a s j e w 1966).



Rys. 1. Radiany Perseid wyznaczone na podstawie obserwacji prowadzonych w latach 1973-1979. Linia przerywaną zaznaczono płaszczyznę radiacji wyznaczoną przez K a t a s j e w a

Autorka wykorzystała 2631 obserwacji Perseid wykonanych przez obserwatorów Centralnej Sekcji Obserwatoriów Meteorów PTMA (K o r p i k i e w i c z 1975, w druku, 1978), w latach 1973-1979. Obserwacje były wykonywane corocznie w okresie maksimum roju przez stałą grupę obserwatorów, a wyznaczone na ich podstawie 249 radiantów prawdziwych zostało sprowadzonych do dnia 13 VIII z uwzględnieniem oporu powietrza, przyciągania zenitalnego, aberracji dobowej oraz rocznej.

Wyznaczoneadiany przedstawia rys. 1. Około 70% wszystkich radiantów leży w płaszczyźnie $5^{\circ} \times 6^{\circ}$: $\alpha: 42-48^{\circ}$, $\delta: 53^{\circ}30' - 58^{\circ}30'$. Jeśli by, wzorem K a t a s j e w a, przyjąć tę płaszczyznę za płaszczyznę radiacji, to współrzędne radiantu średniego Perseid będą wynosić: $\bar{\alpha}_R = 45^{\circ}$, $\bar{\delta}_R = 56^{\circ}$. Średni radiant Perseid obliczony na podstawie wszystkich 2631 obserwacji ma współrzędne: $\bar{\alpha}_R = 45^{\circ}10'$, $\bar{\delta}_R = 55^{\circ}20'$.

Otrzymana płaszczyzna radiacji Perseid jest wyraźnie przemieszczona w stosunku do płaszczyzny wyznaczonej przez K a t a s j e w a. Ze względu na zastosowanie dużego materiału obserwacyjnego trudno efekt ten uważać za przypadkowy. Zauważmy, że obserwacje, z których wyznaczonoadiany, dzieli w czasie prawie 30 lat. Wydaje się uzasadnione przypuszczenie, że przesunięcie płaszczyzny radiacji jest wywołane niejednorodnością struktury roju. Byłoby celowe wykonywanie w kilkuletnich odstępach czasu serii obserwacji Perseid, prowadzonych w tych samych warunkach obserwacyjnych (metoda, obserwatorzy, sprzęt, miejsce), co pozwoliłoby na bliższe określenie struktury roju.

L I T E R A T U R A

- B r e d i c h i n, F.A., 1954, *Etiudy o meteorach*, Izd.AN ZSRR.
 K a t a s j e w, L.A., 1966, *Issledowanije meteorow w atmosfere Zemli fotograficzeskim metodom*, Hydrometeoizdat, Leningrad.
 K o r p i k i e w i c z, H., 1975, *The Astronomical Reports*, Kraków, Vol. II, s. 40.
 K o r p i k i e w i c z, H., *The Astronomical Reports*, Vol. IV-V (w druku).
 K o r p i k i e w i c z, H., 1978, *Meteoros*, Journal of the British Meteor Society, Vol. 9, No. 1, s. 17.

SZUKANIE MECHANIZMU WYBUCHÓW KOMETY 1925 II (SCHWASSMANN-WACHMANN)

STEFANIA GRUDZIŃSKA

Instytut Astronomii Uniwersytetu M. Kopernika (Toruń)
(Otrzymano 27 września 1979 r.)

Streszczenie — Przedyskutowano założenie, że wybuchy komety 1925 II są wywołane zderzeniami z rojami meteorów.

ПОИСКИ МЕХАНИЗМА ВСПЫШЕК КОМЕТЫ 1925 II (ШВАСМАН-ВАХМАН). С. Г р у д з и ń с к а. С о д е р ж а н и е — Проверено предположение, что вспышки кометы 1925 II вызываются вследствие столкновении с метеорами.

SEARCH FOR THE EXPLOSION MECHANISM OF THE COMET 1925 II (SCHWASSMANN-WACHMANN). S u m m a r y — The assumption was discussed that the explosions of the comet 1925 II were due to the collisions with the meteor streams.

Kometa Schwassmanna-Wachmanna 1925 II znana jest z gwałtownych zmian blasku. Jej orbita ma bardzo małą ekscentryczność ($e = 0,175$), tak że jej odległość od Słońca zmienia się jedynie od 5,3 do 7,3 j.a. Stąd jasności komety obliczone dla różnych konfiguracji Słońce-Ziemia-kometa nie powinny zmieniać się więcej niż o 1,3 wielkości gwiazdowej. Tymczasem obserwuje się zmiany blasku zwane wybuchami dochodzące do 8^m. Średnio obserwuje się jeden wybuch na rok.

Wielokrotnie usiłowano znaleźć korelację między aktywnościami kometarną i słoneczną, zwłaszcza z promieniowaniem korpuskularnym Słońca. Istnieją jednak pewne wskazówki, że związek taki jest zupełnie przypadkowy. W szczególności obserwacje aktywności Słońca z sierpnia 1972 r. i stała jasność komety w tym okresie wskazują, że wybuchy komety 1925 II są niezależne od promieniowania korpuskularnego aktywnych obszarów słonecznych.

Obliczone położenia wybuchów wskazują, że grupują się one w pewnych określonych miejscach na orbicie komety. Jeżeli przyjąć, że zjawisko to wywołane jest czynnikami zewnętrznymi, to można rozważać „zderzenie” komety z rojem meteorów.

Ze znanych 474 roi meteorów wybrano 169 tych, które osiągają odległości heliocentryczne większe niż 5,3 j.a. Poszukiwano przecięcia się orbit tych roi z orbitą komety przy założeniu, że różnica odległości heliocentrycznych obu orbit w punkcie przecięcia była nie większa od 0,01 oraz 0,5 j.a.

Obliczenia wykazały, że żaden z roi meteorów nie spełnia warunku $|r_{\text{met}} - r_{\text{kom}}| < 0,01$, a tylko 7 spełnia warunek $|r_{\text{met}} - r_{\text{kom}}| < 0,5$, dając przecięcia orbit zgodne ze zgrupowaniem wybuchów na orbicie w 5 przypadkach (na 9 obserwowanych). W większości przypadków są to tzw. małe roje, obserwowane z Ziemi. Być może w odległości kometarnej są one bardziej gęste.

Pozostałe zgrupowanie wybuchów mogą odpowiadać miejscom przecięcia orbity komety z orbitą roju, który z Ziemi nie jest obserwowany, ale w odległości komety jest dostatecznie gęsty. Tak więc obserwacje zgrupowań wybuchów na orbicie komety nie potwierdzają, ale też nie są sprzeczne z założeniem, że wybuchy komety Schwassmanna-Wachmanna 1925 II są wywołane zderzeniami z rojem meteorów.

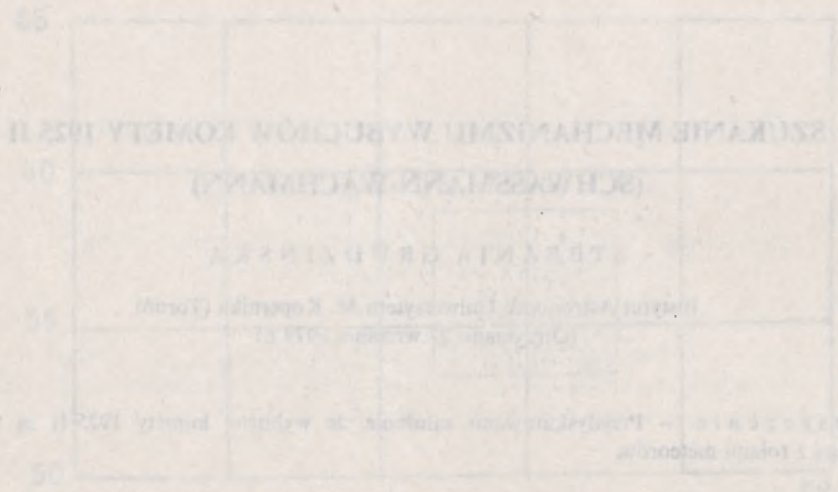


FIG. 1. Relationship between the explosion mechanism and the explosion velocity. The curve is drawn from the data of the explosion mechanism and the explosion velocity of the explosion mechanism.

SEARCH FOR THE EXPLOSION MECHANISM OF THE 1952 II COMET. The explosion mechanism of the 1952 II comet is a subject of great interest. The explosion mechanism of the 1952 II comet is a subject of great interest. The explosion mechanism of the 1952 II comet is a subject of great interest.

The explosion mechanism of the 1952 II comet is a subject of great interest. The explosion mechanism of the 1952 II comet is a subject of great interest. The explosion mechanism of the 1952 II comet is a subject of great interest.

The explosion mechanism of the 1952 II comet is a subject of great interest. The explosion mechanism of the 1952 II comet is a subject of great interest. The explosion mechanism of the 1952 II comet is a subject of great interest.

ANALIZA WYSOKOROZDZIELCZYCH WIDM RENTGENOWSKICH OBSZARU AKTYWNEGO

GRAŻYNA BROMBOSZCZ

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu im. B. Bieruta (Wrocław)

MAREK SIARKOWSKI, JANUSZ SYLWESTER

Pracownia Związków Słońce-Ziemia, Centrum Badań Kosmicznych PAN (Wrocław)
(Otrzymano 3 listopada 1979 r.)

Streszczenie — W pracy przedstawiono analizę widm rentgenowskich zmierzonych z bardzo dobrą rozdzielczością spektralną w przedziale długości fal 9,14–9,33 Å. Widma te zostały zarejestrowane podczas lotu sztucznego satelity INTERKOSMOS 16. Na podstawie strumieni zmierzonych w liniach widmowych w badanym przedziale długości fal wyznaczone zostały parametry fizyczne plazmy obszaru aktywnego McMath 14352.

АНАЛИЗ РЕНТГЕНОВСКИХ СПЕКТРОВ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПОЛУЧЕННЫХ С ВЫСОКИМ СПЕКТРАЛЬНЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ. Г. Бромбош, М. Сяркоўски, Я. Сылвэстэр.
Содержание — В работе представлен анализ рентгеновских спектров активной области McMath 14352, полученных с высоким спектральным разрешением в диапазоне волн 9,14–9,33 Å. Анализированные спектры были получены с борта спутника „ИНТЕРКОСМОС 16”. На основании измеренных спектров были определены физические условия в плазме изучаемой активной области.

THE ANALYSIS OF HIGH RESOLUTION X-RAY SPECTRA OF SOLAR ACTIVE REGION.
Summary — The analysis of the high resolution X-ray spectra between 9,14 Å and 9,33 Å are reported. The spectra were obtained from the INTERKOSMOS 16 satellite. The absolute line fluxes in the selected set of lines are used for determination of the physical parameters of the plasma in the active region McMath 14352.

W ciągu ostatnich lat wiele uwagi poświęcono analizie procesów atomowych prowadzących do formowania się w plazmie koronalnej tzw. linii satelitarnych. Linie te zostały zidentyfikowane w wysokorozdzielczych widmach rentgenowskich obszarów aktywnych oraz w widmach plazmy laboratoryjnej, a powstają w wyniku deekscytacji promienistych poziomów podwójnie wzbudzonych.

W serii prac teoretycznych (Gabriel 1972; Balla i in. 1975; Vainshtein i Saffronova 1978) rozważane były możliwości wykorzystania pomiarów względnych (w stosunku do linii rezonansyjnej) natężeń linii satelitarnych, do określenia struktury temperaturowej plazmy.

Stosunkowo dużo linii satelitarnych, formujących się w wyniku przejść promienistych z podwójnie wzbudzonych poziomów (obsadzanych w procesach rekombinacji dielektronowej oraz wzbudzeń zderzenio-

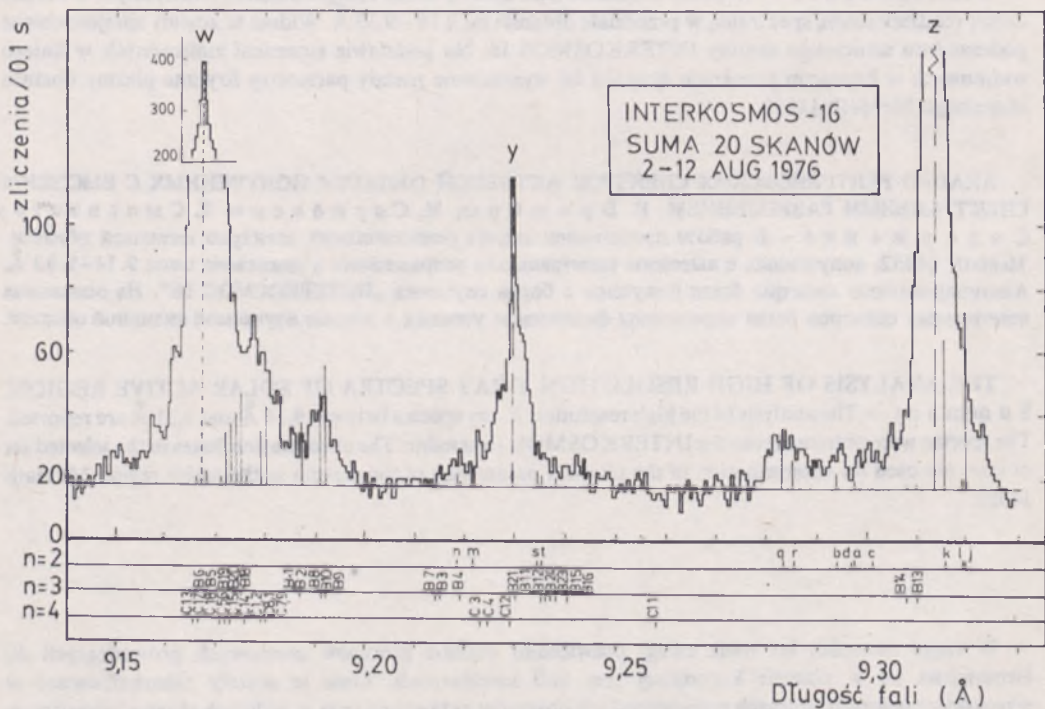
wych z powłok wewnętrznych) leży w okolicy linii rezonansyjnej $R(1s2p^1P_1 - 1s^4S_0)$ helopodobnych jonów. W widmach jonów helopodobnych, w niedalekim sąsiedztwie linii rezonansyjnej, występują dwie inne silne linie: linia interkombinacyjna $I(1s2p^3P_{1,2} - 1s^2^1S_0)$ oraz wzbroniona $F(1s2s^3S_1 - 1s^2^1S_0)$. W kilku opublikowanych pracach (np. Gabriel i in. 1969; Mewe i in. 1978) podano podstawy teoretyczne metody określania gęstości elektronowej N_e na podstawie stosunków strumieni mierzonych w linii wzbronionej i interkombinacyjnej.

Tak więc pomiary widm w okolicy linii rezonansyjnej helopodobnych jonów są bardzo użyteczne przy diagnostyce warunków fizycznych w plazmie; w stosunkowo wąskim przedziale widma obecnych jest szereg linii, których względne natężenia mogą służyć do wyznaczenia struktury temperaturowej oraz gęstości elektronowej w plazmie.

W naszej pracy analizowaliśmy wysokorozdzielcze widma rentgenowskie helopodobnego jonu magnezu (Mg XI) w przedziale długości fal 9,14–9,33 Å, zarejestrowane podczas lotu sztucznego satelity INTERKOSMOS 16. Jon Mg XI występuje obficie w plazmie o temperaturach z przedziału $(3 - 10)10^6$ K. Analiza widm tego jonu pozwala więc badać warunki fizyczne panujące w takich interesujących dla heliofizyki strukturach koronalnych, jak obszary aktywne oraz rozbłyski.

W pierwszym okresie pracy satelity INTERKOSMOS 16 (2–6 sierpnia 1976 r.) na tarczy Słońca dominował obszar aktywny McMath 14352. Mamy więc podstawę sądzić, że promieniowanie rentgenowskie zarejestrowane w tych dniach, w przedziale długości fal 9,14–9,33 Å, zostało wyemitowane przez ten obszar aktywny.

W oparciu o widma zarejestrowane w eksperymencie przeprowadziliśmy identyfikację linii widmowych. Na rys. 1 zostało przedstawione widmo, które otrzymano przez zsumowanie 20 pojedynczych skanów; pod

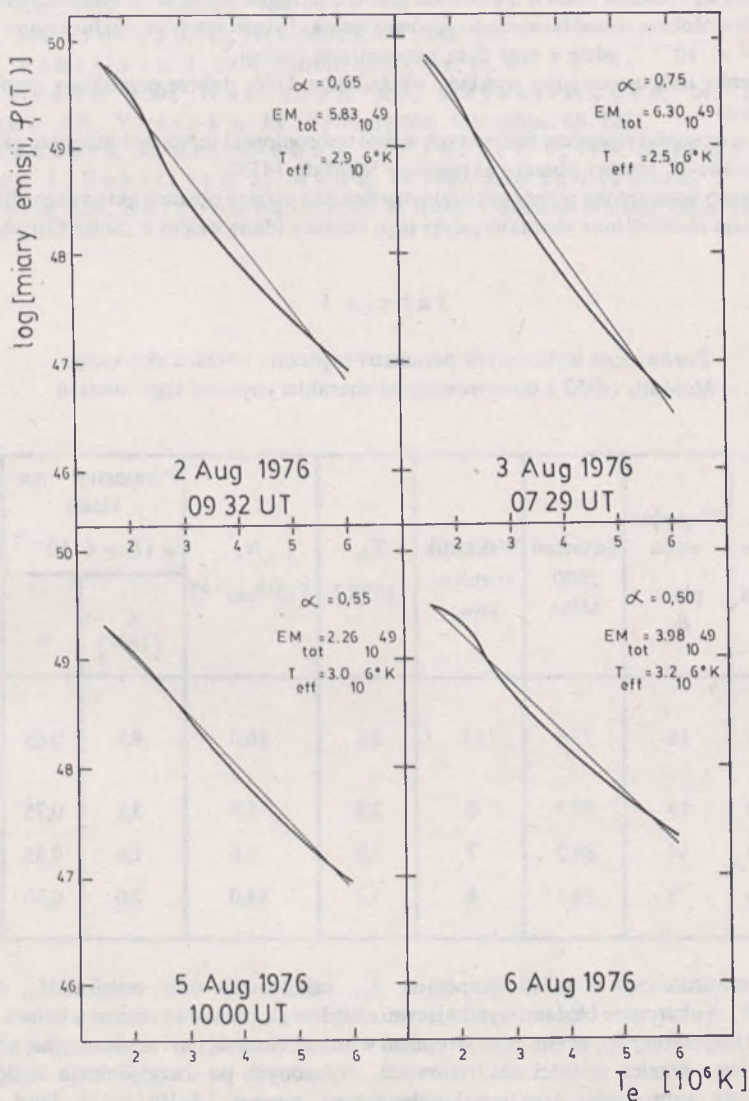


Rys. 1. Widmo w przedziale długości fal 9,14–9,33 Å otrzymane przez zsumowanie 20 pojedynczych widm. Na widmie zaznaczono położenia linii satelitarnych oraz ich względne, w stosunku do linii rezonansyjnej, natężenia (linie pionowe). Natężenia linii zostały policzone dla $T_e = 3 \cdot 10^6$ K (jak wynika z tab. 1, jest to temperatura charakterystyczna obszaru aktywnego McMath 14352). Długości fali dla linii satelitarnych oraz ich natężenia policzono na podstawie prac cytowanych w tekście. Wyeksponowanie linii satelitarnych spowodowało, że linia rezonansyjna (w) oraz wzbroniona (z) „wychodzą” poza skalę rysunku

nim zaznaczono położenie linii występujących w tym przedziale widma (oznaczenia dla linii przyjęto na podstawie prac Gabriela 1972 oraz Steenman-Claarka i in. 1979).

Na podstawie analizy strumieni mierzonych w wybranych liniach widmowych można było określać parametry fizyczne plazmy obszaru aktywnego McMath 14352. Strukturę temperaturową obszaru, czyli tzw. model obszaru aktywnego, wyznaczano przy założeniu, że: 1) obszar jest izotermiczny, 2) miara emisji w obszarze posiada pewien rozkład po temperaturach. Do określania modeli obszaru wykorzystano strumienie mierzone w linii rezonansyjnej oraz w liniach satelitarnych m , q i r oraz s i t (patrz rys. 1). Jak wiadomo z teorii, stosunek strumienia w linii satelitarnej do strumienia w linii rezonansyjnej silnie zależy od temperatury elektronowej.

W przybliżeniu izotermicznym 1) do określania temperatury obszaru T_{eff} wykorzystano stosunek strumienia w linii satelitarnej m do strumienia w linii rezonansyjnej. W przypadku nieizotermicznym 2),



Rys. 2. Parametry fizyczne plazmy obszaru aktywnego McMath 14352: rozkład różniczkowej miary emisji (gruba linia), całkowita miara emisji obszaru EM_{tot} , temperatura obszaru T_{eff} oraz parametr α nachylenia modelu $\varphi(T)$ (wyjaśnienie w tekście)

rozkłady różniczkowej miary emisji $\varphi(T) = \frac{d}{dT} \int N_e^2 dV$ w badanym obszarze aktywnym wyznaczano metodą kolejnych przybliżeń opisaną w pracy Sylwestra i in. (1980). Metoda ta, na drodze iteracji, wylicza model poprzez dopasowanie strumieni wyliczonych, wynikających z modelu do strumieni mierzonych w liniach widmowych.

Na rys. 2 pokazano modele obszaru aktywnego wyznaczone na podstawie widm zarejestrowanych w różnych dniach lotu satelity. Na rysunku tym podano także temperaturę obszaru T_{eff} oraz całkowitą miarę emisji obszaru EM_{tot} , którą otrzymano przez scałkowanie po temperaturach rozkładu różniczkowej miary emisji ($EM_{tot} = \int \varphi(T) dT$).

Widać, że dla badanego obszaru aktywnego zarówno kształt modeli, jak również temperatura T_{eff} obszaru zmieniają się z dnia na dzień w niewielkich granicach. Widać także, że otrzymane metodą iteracyjną modele można dość dobrze opisać łatwymi do porównywania, dwuparametrowymi funkcjami wykładniczymi typu $\varphi(T) = C \cdot 10^{-\alpha \cdot T}$, gdzie α oraz C są parametrami funkcji.

Na rys. 2 cienką linią zaznaczono rozkłady wykładnicze, które dobrze przybliżają modele wyliczone metodą iteracyjną.

Na podstawie stosunku strumieni mierzonych w linii wzbronionej i interkombinacyjnej określano także gęstości elektronowe N_e plazmy obszaru aktywnego McMath 14352.

W tab. 1 podano wyznaczone przez nas parametry fizyczne plazmy obszaru aktywnego; dla porównania przedstawiono tam również inne charakterystyki tego obszaru (dane wzięto z „Solar Geophysical Data”, Nr 386, P.I).

Tabela 1

Porównanie wyliczonych parametrów plazmy obszaru aktywnego McMath 14352 z obserwowanymi charakterystykami tego obszaru

Data	Pole plam	Względna liczba plam R_z	Strumień 2800 MHz	Wskaźnik rozblysz- kowy	T_{eff} [10^6 K]	N_e [10^{10}cm^{-3}]	Parametry roz- kładu $\varphi(T) = C \cdot 10^{-\alpha T}$		$EM_{tot} =$ $\int_{1.4}^{6.0} \varphi(T) dT$ [10^{49}]
							C [10^{50}]	α	
2 Aug 1976	480	18	77,8	13	2,9	16,0	4,5	0,65	5,8
3 Aug	580	19	82,3	0	2,5	1,8	3,1	0,75	6,3
5 Aug	450	14	84,2	7	3,0	6,6	1,6	0,55	2,2
6 Aug	450	15	84,3	4	3,2	84,0	2,0	0,50	3,9

Wartości zamieszczonych w tabeli temperatur T_{eff} , całkowitych miar emisji EM_{tot} oraz gęstości elektronowych N_e są obarczone błędami wynikającymi z błędów pomiarów strumieni w liniach widmowych. Błąd określania temperatury T_{eff} ze stosunku strumieni w linii satelitarnej (m) i rezonansyjnej wynosi średnio $\pm 0.7 \cdot 10^6$ K. Górna granica gęstości elektronowych, wyliczonych po uwzględnieniu błędów strumieni mierzonych w linii wzbronionej oraz interkombinacyjnej, wynosi $2,5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-3}$. Błąd wyznaczania całkowitej miary emisji obszaru nie przekracza 20%.

Z porównania charakterystyk obszaru można wnioskować, że zmianom pola plam towarzyszy zmiana całkowitej miary emisji obszaru: im większe jest pole plam, tym większa jest całkowita miara emisji obszaru. Wyznaczone przez nas wartości parametrów fizycznych plazmy obszaru aktywnego McMath 14352 pozostają w zgodzie z wartościami oszacowanymi przez innych autorów (Acton i in. 1972; Pye i in. 1978) dla obszarów aktywnych o podobnych charakterystykach.

L I T E R A T U R A

- Acton, L.W., Catura, R.C., Meyerott, A.J., Wolfson, C.J., 1972, *Solar Phys.*, **26**, 183.
Bhalla, C.P., Gabriel, A.H., Presnyakov, L.P., 1975, *M.N.R.A.S.*, **172**, 359.
Gabriel, A.H., 1972, *M.N.R.A.S.*, **160**, 99.
Gabriel, A.H., Jordan, C., 1969, *M.N.R.A.S.*, **145**, 241.
Mewe, R., Schrijver, J., 1978, *Astron. Astrophys.*, **65**, 99.
Pye, J.P., Evans, K.D., Hutcheon, R.J., Gerassimenko, M., Davis, J.M.,
Krieger, A.S., Vesecky, J.F., 1978, *Astron. Astrophys.*, **65**, 123.
Steenman-Clark, L., Bely-Dubau, F., Faucher, P., 1979, *M.N.R.A.S.* (w druku).
Sylwester, J., Schrijver, J., Mewe, R., 1980, *Solar Phys.* (w druku).
Vainshtein, L.A., Safronova, U.I., 1978, *Atom. Data and Nuclear Data Tables*, **21**, 49.

The first of these is the fact that the average age of the patients is 50 years. This is a significant finding because it indicates that the disease is not limited to the young. The second is the fact that the disease is more common in men than in women. This is also a significant finding because it indicates that the disease is not limited to one sex. The third is the fact that the disease is more common in those who have a family history of the disease. This is also a significant finding because it indicates that the disease is hereditary.

The fourth is the fact that the disease is more common in those who have a history of hypertension. This is also a significant finding because it indicates that the disease is associated with other conditions. The fifth is the fact that the disease is more common in those who have a history of diabetes. This is also a significant finding because it indicates that the disease is associated with other conditions. The sixth is the fact that the disease is more common in those who have a history of smoking. This is also a significant finding because it indicates that the disease is associated with other conditions.

Table 1. Clinical characteristics of patients with essential hypertension.

Characteristic	Essential Hypertension		Secondary Hypertension		Controlled Hypertension	
	No.	%	No.	%	No.	%
Age (years)	50	50	45	45	55	55
Sex (M/F)	30/20	60/40	15/10	60/40	25/15	61/39
Family history	15	30	5	20	10	20
Hypertension	15	30	5	20	10	20
Diabetes	10	20	5	20	5	10
Smoking	15	30	5	20	10	20

The seventh is the fact that the disease is more common in those who have a history of alcohol consumption. This is also a significant finding because it indicates that the disease is associated with other conditions. The eighth is the fact that the disease is more common in those who have a history of obesity. This is also a significant finding because it indicates that the disease is associated with other conditions. The ninth is the fact that the disease is more common in those who have a history of stress. This is also a significant finding because it indicates that the disease is associated with other conditions.

NAUKOWE OŚRODKI ASTRONOMICZNE W POLSCE

Aktualizacja na 15 listopada 1979 r.

Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika (PAN): Na stanowiskach asystentów zatrudnieni zostali: mgr Tomasz Stępiński i mgr Andrzej Dzianyski od 1 X 1979 oraz mgr Marek Staniucha od 10 X 1979. Na stanowiskach adiunktów zatrudnieni zostali od 1 X 1979 dr Aleksander Wolszczan i dr Romuald Tylen da. 12 XI 1979 tytuł doktora otrzymał mgr Ryszard Sienkiewicz za pracę: *Budowa i stabilność modeli białych karłów z akrecją sferycznie symetrycznego i stacjonarnego strumienia materii*. Promotor: doc. dr hab. Wojciech Dziembowski, recenzenci: prof. dr hab. Bohdan Paczyński i doc. dr hab. Sławomir Ruciński.

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Jagiellońskiego (Kraków): Nowy adres Obserwatorium brzmi: Fort Skała, ul. Orła 171, 30-244 Kraków. Tytuł magistra astronomii uzyskali: Krzysztof Maślana, Krzysztof Włodarczyk, Michał Ziemiński.

Instytut Astronomii Uniwersytetu im. M. Kopernika (Toruń): Dyrektorem Instytutu został doc. dr hab. Andrzej Woszczyk, a obowiązki jego zastępcy pełni dr Cecylia Iwaniszewska. Dr Alojzy Burnicki przeniósł się do Działu Informacji Naukowej Biblioteki Głównej UMK, dr Romuald Tylen da i dr Aleksander Wolszczan przenieśli się do Centrum Astronomicznego im. M. Kopernika, Pracownia Astrofizyki I w Toruniu, dr Felicjan Kamiński zwolnił się z pracy. Na etatach naukowo-dydaktycznych zostali zatrudnieni: mgr Andrzej Maciejewski (Zakład Mechaniki Nieba), mgr Joanna Miłojewska i mgr Grzegorz Chlewicki (Zakład Astrofizyki i Astronomii Gwiazdowej). 19 IX 1979 zakończono przewód habilitacyjny dr Stanisława Kaspercuka na podstawie pracy: *Wersalne deformacje gładkich rodzin układów dynamicznych*. Recenzenci: prof. dr hab. Hieronim Hurlik (Poznań), prof. dr nauk Efgeni Aksionow (Moskwa), doc. dr hab. Stanisław Gaska (Toruń). 18 VI 1979 magisterium z astronomii uzyskali: Joanna Miłojewska, Grzegorz Chlewicki, Michał Jasiński, Marian Szymczak.

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Warszawskiego (Warszawa): Od 1 X 1978 zastępcami dyrektora Obserwatorium są: prof. dr hab. Andrzej Kruszeński (do spraw naukowych) i dr Tomasz Kwast (do spraw ogólnych). 27 VI 1979 tytuł doktora otrzymał mgr Michał Jaroszyński za pracę: *Model dysku akrecyjnego*. Promotor: prof. dr hab. Bohdan Paczyński, recenzenci: prof. dr hab. Józef Smak i doc. dr hab. Wojciech Dziembowski. Magisteria z astronomii w latach ubiegłych uzyskali: Zofia Sowińska-Kowalik (1976), Adam Nowak, Daniel Ruciński, Robert Sadowski, Leszek Olczyk, Michał Czerny (1977), Krzysztof Pilch, Zbigniew Loska (1978), Edmund Krasowski, Julia Mędzia, Tomasz Stępiński, Marek Staniucha (1979).

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu im. B. Bieruta (Wrocław): 13 IX 1979 doc. dr hab. Jerzy Jakimiec uzyskał tytuł profesora nadzwyczajnego. Magisteria z astronomii uzyskali: Grzegorz Frała, Antoni Kaszczuk, Marek Kuczer, Katarzyna Rajczyk, Krzysztof Rohleder, Regina Rohleder. 1 X 1979 na stanowisku asystenta został zatrudniony mgr Kazimierz Borkowski.

NAUKOWE OŚRODKI ASTRONOMICZNE W POLSCE

Archiwum z 1988 roku

Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Warszawskiego
ul. Pasteura 1, 00-970 Warszawa
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Wrocławskiego
ul. Świdnicka 17, 50-137 Wrocław
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Jagiellońskiego
ul. Łojasiewicza 9, 30-348 Kraków

Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Warszawskiego
ul. Pasteura 1, 00-970 Warszawa
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Wrocławskiego
ul. Świdnicka 17, 50-137 Wrocław
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Jagiellońskiego
ul. Łojasiewicza 9, 30-348 Kraków

Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Warszawskiego
ul. Pasteura 1, 00-970 Warszawa
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Wrocławskiego
ul. Świdnicka 17, 50-137 Wrocław
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Jagiellońskiego
ul. Łojasiewicza 9, 30-348 Kraków
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Warszawskiego
ul. Pasteura 1, 00-970 Warszawa
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Wrocławskiego
ul. Świdnicka 17, 50-137 Wrocław
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Jagiellońskiego
ul. Łojasiewicza 9, 30-348 Kraków

Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Warszawskiego
ul. Pasteura 1, 00-970 Warszawa
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Wrocławskiego
ul. Świdnicka 17, 50-137 Wrocław
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Jagiellońskiego
ul. Łojasiewicza 9, 30-348 Kraków
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Warszawskiego
ul. Pasteura 1, 00-970 Warszawa
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Wrocławskiego
ul. Świdnicka 17, 50-137 Wrocław
Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Jagiellońskiego
ul. Łojasiewicza 9, 30-348 Kraków

SPRAWOZDANIE Z WALNEGO ZEBRANIA POLSKIEGO TOWARZYSTWA ASTRONOMICZNEGO

Warszawa, 26 września 1979 r.

Walne Zebranie członków PTA odbyło się w Warszawie, w siedzibie Centrum Astronomicznego im. M. Kopernika, w dniu 26 IX 1979 r. Wzięło w nim udział 113 członków PTA i 3 zaproszonych gości.

Otwarcia zebrania w drugim terminie, o godz. 9.15, dokonał Prezes ustępującego Zarządu doc. J. Stodółkiewicz i przedstawił kandydaturę doc. K. Stępnia na przewodniczącego zebrania. Wyboru dokonano przez aklamację. Doc. Stępień zaproponował mgr M. Czernego i mgr B. Muchotrzeb na sekretarzy zebrania, a na członków komisji skrutacyjnej dr B. Sylwestera, mgr J. Madaj i dr R. Tylenkę. Przyjęto następujący porządek obrad:

- 1) zatwierdzenie porotokołu z poprzedniego Walnego Zebrania,
- 2) wybór członków honorowych PTA,
- 3) sprawozdanie Zarządu Głównego PTA z działalności w latach 1977–1979,
- 4) sprawozdanie Komisji Rewizyjnej za lata 1977–1979,
- 5) dyskusja nad sprawozdaniami,
- 6) wybory nowych władz Towarzystwa na lata 1979–1981,
- 7) wolne wnioski.

W punkcie 1) porządku obrad dr D. Zarem bina odczytała protokół z poprzedniego Walnego Zebrania PTA w Olsztynie odbytego w 1977 r. Protokół przyjęto jednogłośnie, bez poprawek. Następnie prezes Zarządu Głównego doc. J. Stodółkiewicz przedstawił trzech kandydatów na członków honorowych PTA, a sekretarz Towarzystwa dr M. Sroczynska-Kożuchowska wystąpiła z formalnym wnioskiem Zarządu w tej sprawie. Doc. T. Jarzębowski omówił sylwetkę pierwszego kandydata, prof. Jana Mergentalea, twórcy polskiej heliofizyki, wieloletniego pracownika Uniwersytetu Lwowskiego i dyrektora Obserwatorium Astronomicznego we Wrocławiu. Prof. J. Smak przedstawił kandydaturę prof. Charlesa Roberta O'Della, specjalisty od mgławic planetarnych, którego niezwyklej aktywności organizacyjnej zawdzięczamy ofiarowanie Centrum Astronomicznemu komputera, ufundowanego przez społeczeństwo amerykańskie, a także pokrycie przez Amerykańską Akademię Nauk połowy kosztów budowy nowego budynku dla Centrum Astronomicznego im. M. Kopernika. Doc. J. Mielecki przedstawił sylwetkę prof. Eugeniusza Rybki, wieloletniego pracownika ośrodka lwowskiego i wrocławskiego, organizatora obserwatorium Fort Skała, autora ok. 100 prac naukowych, a także wspaniałego pedagoga i popularyzatora.

W wyniku tajnego głosowania prof. Mergentaler, prof. O'Dell i prof. Rybka zostali wybrani honorowymi członkami PTA. Dyplomy polskim profesorom wręczyli prezes Zarządu Głównego i przewodniczący zebrania.

W punkcie 3) obrad sekretarz ustępującego Zarządu, dr M. Sroczynska-Kożuchowska, odczytała sprawozdanie z działalności Zarządu w okresie od 22 IX 1977 do 26 IX 1979 r. oraz listę nowo przyjętych członków PTA. Następnie skarbnik, doc. J. Jakimiec, przedstawił stan finansów Towarzystwa.

W punkcie 4) dr K. Ziolkowski odczytał sprawozdanie Komisji Rewizyjnej i postawił wniosek o udzielenie absolutorium ustępującemu Zarządowi.

Punkty 5) i 6) połączono w nadziei na skrócenie czasu trwania Walnego Zebrania. W wyniku głosowania udzielono absolutorium ustępującemu Zarządowi.

Następnie przystąpiono do wyboru nowego Zarządu Głównego PTA. Na stanowisko prezesa zaproponowano doc. Stodółkiewicza. W wyniku głosowania doc. dr hab. Jerzy Stodółkiewicz został wybrany prezesem PTA.

Na stanowisko wiceprezesa zaproponowano: dr Michałca, doc. Woszczyka, doc. Głębockiego, doc. Stawikowskiego i prof. Rudnickiego. Po trzech turach głosowania wiceprezesem PTA został doc. dr hab. Antoni Stawikowski.

Na członków Zarządu wysunięto następujące kandydatury: dr Sroczyńska-Kożuchowska, dr Michalec, doc. Mietelski, doc. Jarzębowski, doc. Woszczyk, doc. Głębocki, prof. Rudnicki, mgr Jurkiewicz-Piłska, a także prof. Iwanowska, mgr Chlebowski, dr Kreiner i dr Jakimiec, którzy poprosili o skreślenie z listy kandydatów. W wyniku wyborów członkami Zarządu zostali: dr Magdalena Sroczyńska-Kożuchowska, mgr Edith Jurkiewicz-Piłska i doc. dr hab. Tadeusz Jarzębowski, a zastępcami członków: doc. dr hab. Robert Głębocki i doc. dr hab. Andrzej Woszczyk.

Skład poprzedniej Komisji Rewizyjnej (doc. dr hab. Maciej Bielicki, dr Krzysztof Ziolkowski i doc. dr hab. Grzegorz Sitarski) zatwierdzono przez aklamację na nową kadencję.

Z pracy w Sądzie Koleżeńskim, ze względu na swój wiek, zrezygnował prof. Rybka. Nowy skład Sądu Koleżeńskiego (prof. Jan Mergentaler — przewodniczący, prof. Wilhelmina Iwanowska — zastępca przewodniczącego, prof. Włodzimierz Baran, dr Jan Mietelski, prof. Antoni Opoliski) został wybrany przez aklamację.

Wybory nowych władz przeplatały się z dyskusją. Prof. Rudnicki poruszył problem wymiany informacji między ośrodkami i skierował pytanie do osób pracujących w małych ośrodkach, czy z aktualnie działających metod są zadowoleni. Z wypowiedzi dyskutantów wynikało, że zawiadomienia o seminariach docierały do nich regularnie (mgr Jurkiewicz-Piłska, dr Kuźmiński, doc. Lisiecki), choć z wyjązdamy na nie wiązały się duże problemy. Poruszono też sprawę wykładów PTA, odbywających się w Centrum Astronomicznym w Warszawie. W dyskusji, w której wzięli udział mgr Jurkiewicz-Piłska, dr Sroczyńska-Kożuchowska, mgr Gawrońska, doc. Lisiecki, mgr Radziszewski oraz doc. Stodółkiewicz ustalono, że wykłady odbywające się raz w miesiącu nie odpowiadają uczestnikom dojeżdżającym spoza Warszawy i zaproponowano 2–3 kilkudniowe sesje. Prof. Iwanowska zaproponowała prowadzenie sesji monotematycznych, a dr Kreiner prowadzenie wykładów w postaci letniej szkoły. Dr Sroczyńska-Kożuchowska zwróciła uwagę na istnienie podstawy prawnej dla przyjazdów na wykłady PTA osób zatrudnionych w szkolnictwie, natomiast mgr Chlebowski poruszył sprawę hotelu dla przyjeżdżających gości. Zgodnie z propozycjami doc. Stępnia, prof. Rudnickiego i doc. Jakimca ustalenie szczegółowej formy wykładów PTA przeniesiono na zebranie dla osób zainteresowanych, w dniu następnym.

Drugim poruszonym zagadnieniem było działanie planetariów. Doc. Lisiecki zawiadomił o otwarciu nowego obiektu w Szkole Morskiej w Gdyni, dr Schilling powiedział o pracy swojego planetarium, a mgr Jurkiewicz-Piłska zaprezentowała zdjęcia z nowo otwartej wystawy instrumentów astronomicznych w muzeum we Fromborku i prosiła o przekazywanie wszelkich już nie wykorzystywanych instrumentów w celu poszerzenia ekspozycji.

Poruszono też dyskutowaną na poprzednim Walnym Zebraniu sprawę umieszczenia na plakietce oprócz nazwiska również nazwy ośrodka (doc. Lisiecki, dr Sroczyńska-Kożuchowska, dr P. Rybka). Niestety, jak stwierdził prof. Smak, problem ten jest nie do rozwiązania z przyczyn technicznych. Dr P. Rybka zaproponował więc umieszczenie nazwy ośrodka obok nazwiska w spisie uczestników zjazdu.

Kolejnym poruszonym problemem była popularyzacja. Stan istniejący uznano za niezadowalający (doc. Głębocki, doc. Dziembowski, dr Schilling, dr Hanasz, prof. Smak, dr Kreiner). Doc. Głębocki zaproponował utworzenie nagrody za popularyzację im. prof. Zonna, a dr Ziolkowski poinformował o podobnej propozycji wysuwanej przez Zarząd Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii i zaproponował przedyskutowanie tego przez oba Zarządy. Dr Lasota mówił o powstającej serii książek popularnych z dziedziny astronomii, wydawanej przez Redakcję Fizyki i

Astronomii Wydawnictw Szkolnych i Pedagogicznych, która bardzo chętnie przyjmie propozycje ciekawych tematów. Mgr Chlebowski przedstawił plany stworzenia biblioteczki „Delt”, a dr Kwast zaapelował o nadsyłanie artykułów do „Postępów Astronomii”. Dr Hanasz wskazał na trudną sytuację nauczyciela astronomii w szkole, który w piśmie „Fizyka w Szkole” nie można znaleźć odpowiednich materiałów. Jak stwierdził prof. Smak, zapotrzebowanie na literaturę popularną jest tak ogromne, że każdy dobrze napisany test może być z łatwością gdzieś opublikowany.

Ostatnią wypowiedzią w ramach dyskusji była odpowiedź prof. Iwanowskiej na pytanie doc. Jarzębowskiej o pracę Sądu Koleżeńskiego. Prof. Iwanowska przedstawiła swój pogląd na znaczenie Sądu Koleżeńskiego oraz na przykładzie problemu pracy habilitacyjnej dr Petrysa podkreśliła wagę opinii społecznej i roli, jaką ta opinia powinna odgrywać w kształtowaniu postaw ludzi w środowisku.

W punkcie 7) porządku obrad zgłoszono wolne wnioski.

Prof. Rudnicki proponował na przyszłość ściśle przestrzeganie porządku obrad i nielączenie dyskusji nad sprawozdaniami z wyborami nowych władz.

Doc. Masłowski zaprosił członków PTA na następny zjazd do Krakowa. Propozycja została przyjęta oklaskami.

Prof. Kozieł podziękował Lokalnemu Komitetowi Organizacyjnemu za sprawne zorganizowanie zjazdu PTA w Warszawie.

Walne Zebranie PTA zakończyło obrady około godziny 13.00

Bożena Muchotrzeb

SPRAWOZDANIE Z DZIAŁALNOŚCI ZARZĄDU GŁÓWNEGO POLSKIEGO TOWARZYSTWA ASTRONOMICZNEGO ZA OKRES OD 23 WRZEŚNIA 1977 R. DO 26 WRZEŚNIA 1979 R.

Zarząd Główny PTA wybrany na walnym Zebraniu we Fromborku w dniu 22 IX 1977 r. został ukonstytuowany następująco:

prezes	– Jerzy Stodółkiewicz
wiceprezes	– Andrzej Woszczyk
sekretarz	– Magdalena Sroczyńska
skarbnik	– Jerzy Jakimiec
członek Zarządu	– Robert Głębocki
z-cy czł. Zarządu	– Jan Hanasz
	– Konrad Rudnicki

i w nie zmienionym składzie pełnił funkcje do końca kadencji, odbywając ogółem 9 posiedzeń.

W dniu 22 IX 1977 r. PTA liczyło 218 członków. W okresie sprawozdawczym śmierć zabrała spośród nas dr Zbigniewa Klimka i doc. dr hab. Bronisława Kuchowicza.

Z powodu nieopłacenia składek członkowskich przez ponad dwa lata, decyzją ZG PTA na podstawie §18 statusu PTA, skreślono 6 osób. Zarząd przyjął w skład Towarzystwa 29 osób: dr Helenę Beres, mgr Andrzeja Braniczkiego, mgr Jana Kazimierza Borkowskiego, dr Henryka Chrupałę, mgr Michała Czernego, mgr Marię Duch, mgr Lidję Gaweńdę, mgr Grażynę Gawrońską, mgr Janusza Gertnera, mgr Zbigniewa Głownię, doc. dr hab. Pawła Haensela, mgr Michała Jaroszyńskiego, mgr Marzannę Jaszczewską, mgr Danutę Kaczmarek, mgr Emilię Kryszkiewicz, mgr Zbigniewa Loskę, mgr Krzysztofa Maślankę, mgr Tadeusza Michałowskiego, mgr Bożenę Muchotrzeb, mgr Leszka Nowakowskiego, mgr Leszka Olczyka, mgr Eugeniusza Pazderskiego, mgr Bronisława Rudaka, mgr Marka Siarkowskiego, mgr Grażynę Siemieniec, mgr Marka Sikorę, mgr Romana Schreibera, mgr Mirosława Sztajnoi mgr Jadwigę Wasucionek.

Obecnie więc Towarzystwo liczy 239 członków. W okresie sprawozdawczym odrzucono podanie jednej osoby ubiegającej się o członkostwo, gdyż nie spełnia ona statutowych wymogów Towarzystwa.

Ponadto po raz pierwszy w dziejach naszego Towarzystwa, Zarząd Główny rozważył wnioski o nadanie honorowego członkostwa i przedstawił Walnemu Zebraniu trzy kandydatury szczególnie zasłużonych astronomów.

Realizacja wniosków z ostatniego Walnego Zebrania

Problemy planetariów:

1) mimo starań ze strony Towarzystwa nie udało się załatwić prenumeratury „Sky and Telescope” dla planetariów,

2) nawiązaniu i utrzymaniu kontaktów pracowników planetariów z ośrodkami naukowymi w kraju służyły comiesięczne wykłady PTA w CAMK organizowane w roku akademickim 1978/79 oraz komunikaty o seminariach we wszystkich ośrodkach rozsyłane m. in. także do planetariów.

Działalność statutowa

W celu ułatwienia kontaktów astronomów polskich z zagranicznymi, w okresie sprawozdawczym przyjechało do Polski na zaproszenie i koszt PTA 14 astronomów zagranicznych. Byli to: B. Berloyan (ZSRR), V. Banin (ZSRR), P. Bernstein (ZSRR), C. Bulanov (ZSRR), V. Burov (ZSRR), N. Dermendijew (Bulgaria), B. Gustaffson (Szwecja), B. Jospha (ZSRR), B. Mac Callum (W. Brytania), R. Mewe (Holandia), M. Nazarowa (ZSRR), I. Petrenko (ZSRR), G. Vasilieva (ZSRR), A. Weniger (RFN) i J. Zeldovic (ZSRR). Ośmiu prelegentów zagranicznych, przebywających w Polsce na koszt innych instytucji, wygłosiło na prośbę i koszt PTA 10 referatów.

Dla ułatwienia kontaktów między astronomami polskimi z różnych ośrodków Towarzystwo sfinansowało 223 przejazdy członków na seminaria do innych ośrodków naukowych w kraju oraz opłaciło 120 wygłoszonych (poza macierzystym ośrodkiem prelegenta) referatów.

Zorganizowano wykłady PTA, przeznaczone w zasadzie dla osób po magisterium a przed doktorantem. Odbywały się one raz na miesiąc (ogółem 7 spotkań po 3 wykłady każde) w CAMK. W roku akademickim 1978/1979 prowadzone były następujące cykle:

J. Jakimiec	– Fizyka atmosfery Słońca
A. Woszczyk	– Fizyka ciał Układu Planetarnego
B. Paczyński	– Dyski akrecyjne.

Chęć uczestnictwa w wykładach zgłosiły 23 osoby. Niestety, część z nich ani razu na nie nie przyjechała. W sumie średnio na wykładach bywało po ok. 10 osób spoza Warszawy. Z przykrością należy stwierdzić, że na kolejne spotkania przyjeżdżało coraz mniej osób, co do pewnego stopnia da się wytłumaczyć trudnościami komunikacyjnymi w okresie zimowym (dwa spotkania na początku 1979 r. trzeba było odwołać). Aby uniknąć podobnych problemów w przyszłości ZG postanowił poddać pod dyskusję na Walnym Zebraniu, czy nie prowadzić tych wykładów w dwóch sesjach po pięć dni lub w trzech sesjach po trzy dni każda.

W roku akademickim 1979/1980 planuje się następujące cykle wykładów:

M. Demiański	– Wczesne etapy ewolucji Wszechświata
R. Głębocki i A. Stawikowski	– Fizyka atmosfer gwiazd
J. Smałk	– Ciasne układy podwójne.

W okresie sprawozdawczym odbyły się trzy szkoły letnie, w tym jedna międzynarodowa:

1) Procesy fizyczne w anizotropowych modelach Wszechświata — Jodłowy Dwór, 28 VIII — 6 IX 1978: 30 uczestników, w tym 15 cudzoziemców, 20 wygłoszonych referatów. Szkoła była zorganizowana przy pomocy Uniwersytetu Jagiellońskiego.

2) Wyznaczanie i poprawianie orbit — Hajnówka, 20 VIII — 2 IX 1978 r.: 21 uczestników, 21 wygłoszonych referatów.

3) Ciasne układy podwójne — Warszawa, CAMK, 12—22 IX 1978 r.: 30 uczestników, 19 wygłoszonych referatów.

Towarzystwo współuczestniczyło także w organizacji XIX Konferencji Heliofizycznej we Wrocławiu. W tradycyjnym już corocznym Konkursie o Nagrodę Młodych lauretami byli:

w roku 1977

- A. D r o ż y n e r — nagroda II stopnia za pracę pt. *Recurrent Calculation of Gravitational Acceleration of a Satellite*.
- M. B a r y ł k o — nagroda III stopnia za pracę pt. *The Effect of Progressive Waves on Absorption Coefficient. I*,
- A. W o l s z c z a n — nagroda III stopnia za pracę pt. *The Decorelation Bandwidth of Pulsar Scintillation as Means of Investigating the Interstellar Electron Distribution*.

w roku 1978

- R. T y l e n d a — nagroda I stopnia za pracę pt. *The Continuous Radiation Emitted by Accretion Discs in Cataclismic Binaries: The Dwarf Nova SS Cyg during Outburst and the Old Nova V603 Aql and RR Pic in the Nebular Stage. I* oraz pracę pt. *Photoionization Models of the Envelope of Nova Delphini 1967 in the Nebular Stage. I*,
- M. R ó z y c z k a — nagroda II stopnia za dwie prace pt. *Stars with Shell Energy Sources. I and II*,
- A. S o ł t a n — nagroda III stopnia za dwie prace pt. *New Complete Sample of Identified Radio Sources. I and II*.

Podobnie jak w latach ubiegłych Towarzystwo zachęcało ośrodki astronomiczne do przysyłania sobie wzajemnie informacji o terminach i tematach referatów wygłaszanych na seminariach. Wydaje się, że w omawianym okresie taki system przekazywania informacji działał prawidłowo.

Z powodu wyjazdu za granicę dr A. S o ł t a n a, nowym sekretarzem „Postępów Astronomii” został od 1979 r. dr T. K w a s t. W okresie sprawozdawczym wydano 8 zeszytów tego kwartalnika (od zesz. 3/77 do 2/79) o łącznej objętości 45,75 ark. wyd. i średnim nakładzie 795 egzemplarzy.

Doceniając rolę upowszechniania astronomii w społeczeństwie oraz z chęci pogłębienia zainteresowań nią młodzieży szkół średnich, PTA przystąpiło od lipca 1979 r. do grona towarzystw naukowych wydających miesięcznik popularnonaukowy „Delta”, poświęcony upowszechnianiu wiedzy w zakresie matematyki, fizyki i astronomii. Obecnie wraz z przedstawicielami Polskiego Towarzystwa Matematycznego i Polskiego Towarzystwa Fizycznego w skład Kolegium Redakcyjnego „Delty” z ramienia Polskiego Towarzystwa Astronomicznego wchodzi mgr T. C h l e b o w s k i, a w skład Komitetu Redakcyjnego: doc. dr B. G r a b o w s k i, dr J. H a n a s z, doc. dr T. J a r z ę b o w s k i, prof. B. P a c z y ń s k i, doc. dr S. R u c i ń s k i, prof. K. R u d n i c k i, doc. dr G. S i t a r s k i, prof. J. S m a k, doc. dr K. S t ę p i e ń i doc. dr A. W o s z c z y k. Palącą sprawą jest energiczna kontynuacja podejmowanych już od roku starań o zwiększenie objętości „Delty” (niezbędne ze względu na rozszerzenie jej tematyki) i nakładu, który w obecnym wymiarze 20 000 egzemplarzy nie zaspokaja rosnącego zapotrzebowania na to czasopismo.

W celu udzielenia przez Towarzystwo merytorycznej pomocy wykładowcom przedmiotów astronomicznych (często nie mającym specjalistycznego wykształcenia z zakresu astronomii) na ponad 20 wyższych uczelniach w kraju ustalono na podstawie ankiety przeprowadzonej przez Komitet Astronomii PAN ich listę oraz kierując się zaleceniami poprzedniego Walnego Zebrania powołano pod kierunkiem doc. dr R. G ł ę b o c k i e g o Komisję do spraw opracowania dla szkół wyższych programu metodyki nauczania astronomii. Komisja zorganizowała spotkanie nauczających ten przedmiot, na którym omówiono problemy wylaniające się przy nauczaniu astronomii, oraz opracowała program metodyki prowadzenia pracowni dydaktyki astronomii; rozesłano go do wszystkich prowadzących ten przedmiot w szkołach wyższych, z prośbą o próbną realizację.

Jako jeden z głównych niedostatków dydaktyki astronomii na wszystkich szczeblach nauczania wymienić należy brak pomocy naukowych. Za najpilniejszą potrzebę uznano konieczność opracowania uniwersalnego zestawu przezroczy z zakresu astronomii, przystosowanego w zasadzie do jej nauczania w przyszłej szkole dziesięcioletniej, ale który mógłby także być wykorzystywany do nauczania astronomii w szkolnictwie wyższym, przede wszystkim na kierunkach nauczycielskich, oraz w popularyzacji. Zadania tego

podjął się doc. B. G r a b o w s k i i przedstawił komplet ok. 150 przezroczy, który na kilku roboczych spotkaniach był oceniany i korygowany. Prace nad ostateczną wersją zestawu wraz z opisowym komentarzem do niego są na ukończeniu.

Doceniając rolę jaką Olimpiady Astronomiczne organizowane corocznie w Planetarium Chorzowskim odgrywają w zakresie pogłębiania wiedzy astronomicznej wśród młodzieży szkół średnich, PTA na zaproszenie organizatorów delegowało do pracy w Komitecie Organizacyjnym Olimpiad doc. T. J a r z ę b o w s k i e g o i doc. S. R u c i ń s k i e g o. Wspólnie z Polskim Towarzystwem Miłośników Astronomii PTA uczestniczyło w przeprowadzeniu ostatniego etapu konkursów młodzieżowych w Grudziądzu, których uczestnicy otrzymali nagrody od Towarzystwa.

24 IX 1979 r. Towarzystwo nasze zostało wyróżnione Złotą Odznaką Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii oraz w 1978 r. otrzymało od przewodniczącego Miejskiej Rady Narodowej m. Olsztyna medal pamiątkowy.

Korzystając z zaproszenia dyrektora Centrum Astronomicznego im. M. Kopernika PAN, prof. dr J. S m a k a, w dniach 24–27 IX 1979 r. Zarząd Główny zwołał XIX Zjazd Polskiego Towarzystwa Astronomicznego, w którym wzięło udział 142 uczestników, wygłoszono 8 referatów przeglądowych oraz 76 referatów z prac własnych.

Sekretarz PTA

Prezes PTA

(–) *Dr Magdalena Sroczyńska-Kożuchowska*

(–) *Doc. dr hab. Jerzy Stodólkiewicz*

Warszawa, dnia 26 września 1979 r.

JAN MERGENTALER CZŁONKIEM HONOROWYM PTA

Jan Jerzy M e r g e n t a l e r urodził się na Polesiu, niedaleko Pińska, w pierwszym roku naszego stulecia. W tym mniej więcej czasie Ż u ł a w s k i pisał swą głośną naonczas powieść *Na srebrnym globie*.

Wspomnienia lat młodzińcych wiążą się jednak najsilniej z Warszawą. Najpierw osiem klas gimnazjum im. Reja, potem — w pierwszych latach niepodległej Polski — studia astronomiczne na Uniwersytecie Warszawskim.



Dlaczego wybór kierunku studiów padł na astronomię? „Częściowo z zamiłowania, częściowo z przypadku — mówi prof. M e r g e n t a l e r — Podobał mi się Jowisz i Saturn, zachwyciła trylogia księżycowa Ż u ł a w s k i e g o i powiastki astronomiczne F l a m m a r i o n a, ale zdecydowało chyba inne wydarzenie. Był to bodajże rok 1918, gdy K ę p i ń s k i, który uczył kosmografii w naszym gimnazjum, poinformował nas o tworzeniu się towarzystwa miłośników astronomii. Wraz z M r o z o w s k i m, K a l i ń s k i m, S t e n z e m i innymi kolegami założyliśmy w gimnazjum koło towarzystwa ... i ten właśnie fakt przechylił szalę”.

Gdy w lutym 1923 r., w 450 rocznicę urodzin Mikołaja Kopernika, obradował w Toruniu Pierwszy Zjazd Polskiego Towarzystwa Astronomicznego — Jan M e r g e n t a l e r, student astronomii Uniwersytetu Warszawskiego, brał w Zjeździe udział jako delegat Polskiego Towarzystwa Miłośników Astronomii.

Pierwsza praca naukowa, opublikowana w 1927 r. w „Okólniku Obserwatorium Astronomicznego w Warszawie”, dotyczyła orbity komety Wolfa. Interesował się nią prof. B a n a c h i e w i c z, dyrektor obserwatorium krakowskiego, i w konsekwencji autor pracy został zatrudniony jako asystent tegoż obserwatorium na Stacji na Łysinie.

Stacja Astronomiczna na Łysinie. Niewielu zapewne osobom z współczesnej społeczności astronomicznej znana jest ta placówka. Może parę słów na ten temat.

Stacja powstała w roku 1922. Miała być załączkiem przyszłego obserwatorium. Idea ta znalazła żywy oddźwięk na I Zjeździe PTA w Toruniu, gdzie w uchwalonej przez uczestników odezwie do społeczeństwa czytamy: „Honor ojczyzny Kopernika wymaga wzniesienia Obserwatorium Narodowego”.

Łysina to szczyt górski w Beskidach Zachodnich, położony między Myślenicami a Mszaną Dolną. Wysokość 912 m. (Obecna nazwa szczytu brzmi Lubomir; nazwę zmieniono — na wniosek Banachiewicza

— dla uczczenia księcia Lubomirskiego, właściciela terenu, na którym powstała Stacja).

Wyposażenie bardzo skromne. Dwie krótkoogniskowe lunetki z obiektywami 13 i 12 cm, bez mechanizmu prowadzącego, umieszczone w prowizorycznym pawilonie. Za pracownię i pomieszczenie mieszkalne służył przeniesiony na szczyt drewniany domek leśniczego. Nie było oczywiście prądu elektrycznego, nie było telefonu (próby porozumiewania się z Krakowem kluczem Morse'a za pomocą sygnałów świetlnych nie powiodły się). Do przyjmowania sygnałów czasu służyło radio na słuchawkę.

Pierwszym obserwatorem Stacji i głównym jej organizatorem był G a d o m s k i; po nim działał O r k i s z . Dawne to były czasy. W kronice Stacji, opublikowanej w II tomie „Rocznika Obserwatorium Krakowskiego”, pod datą 18 grudnia 1922 r. czytamy: „Chłopi winią astronomów o złą pogodę i śniegi, grożą, że przyjdą do nas i wypędzą nas”.

Jan M e r g e n t a l e r spędził na Łysinie pełne siedem lat, od roku 1927 do 1934. A oto fragment artykułu *Impresje z Łysiny*, napisanego przez niego w grudniu 1927 r.:

„Astronomia, jako wynik bądź co bądź w pewnym specjalnym kierunku kształconych władz psychicznych — jest wytworem maszyny do rachowania, logarytmów, abstrakcji matematycznej i instrumentu optycznego. Wytworem kultury urbanistycznej. Tu — trochę żywiołu. I stąd płynąca z gór i z lasu, z tętniącego życia — pewna dysharmonia. Może tylko uwypuklenie tego, na co natrafia się tak często w pracy teoretycznej. Niepokrywanie się badanej rzeczywistości z tworzoną konstrukcją myślową. Występuje tu kontrast może tym silniej dlatego jeszcze, że brak tzw. «atmosfery naukowej». A w życiu samotnym trzeba odnajdywać własne energie psychiczne na przezwyciężanie różnych takich czy innych niepokojów myślowych. Ale to może właśnie nadaje pewien specjalny urok pracy tutaj”.

Obserwacje gwiazd zaćmieniowych metodą Argelandera, będące „usankcjonowaną” przez B a n a c h i e w i c z a tematyką badań, stanowiły główną treść naukową siedmiu lat na Łysinie. Z tych obserwacji wyłoniła się obroniona w roku 1933 rozprawa doktorska.

Na Stacji Astronomicznej na Łysinie dokonano odkrycia dwóch komet. Pierwszą zaobserwował O r k i s z w roku 1924 (była to pierwsza w ogóle kometa odkryta w Polsce), drugą odkrył L i s, góral, asystent Stacji. Z ciekawszych wyników wymienić również należy dokonaną przez M e r g e n t a l e r a obserwację „zielonego błysku” zachodzącego Księżyca (przedstawioną na posiedzeniu Polskiej Akademii Umiejętności w 1927 r.).

Nadszedł czas pożegnania z Łysiną i z ośrodkiem krakowskim. Drugą połowę lat trzydziestych dr Jan M e r g e n t a l e r spędził w Lwowie, gdzie dyrektorem obserwatorium był już wówczas prof. R y b k a. Tu praca nad fotograficznym katalogiem wielkości gwiazdowych i fotograficzne obserwacje gwiazd zmiennych. Obserwatorium lwowskie położone było w centrum miasta, instrumenty na dachu budynku; co za kontrast w porównaniu z Łysiną: tam wokół zielone drzewa — tu dymiące kominy.

Druga wojna światowa. Ze Stacji Astronomicznej na Łysinie pozostały tylko wspomnienia. (Podobny los spotkał również Obserwatorium Uniwersytetu Warszawskiego, zbudowane przez Kamińskiego na szczycie Pop Iwan w Karpatach Wschodnich).

Lata 1945/1946. Jan M e r g e n t a l e r, zastępca profesora na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej, wszczął starania o zbudowanie pod Lublinem obserwatorium astronomicznego. Skończyło się na projektach.

I teraz zaczyna się rozdział zatytułowany „Wrocław”. Tu, na Dolnym Śląsku, zrodziła się nowa miłość prof. M e r g e n t a l e r a, której na imię heliofizyka.

Początki, jak zwykle, bardzo skromne. Zaczęło się od wizualnych obserwacji plam słonecznych. Ale badania szybko rozszerzyły się i nabrały rozmachu. Utworzył się zespół, powstała „atmosfera naukowa” — to, czego nie było na Łysinie.

Najbardziej znamienny był zapewne rok 1957, który nazywano wtenczas międzynarodowym rokiem geofizycznym. Był to nie tylko rok maksimum aktywności słonecznej, ale i okres intensywnej działalności wrocławskich „słoneczników” w szeregu dziedzinach fizyki Słońca. Na Uniwersytecie Wrocławskim powołano Katedrę Heliofizyki; prof. M e r g e n t a l e r został jej kierownikiem. Jednocześnie Państwowe Wydawnictwo Naukowe wydrukowało monografię M e r g e n t a l e r a *Słońce*.

W tymże roku maksimum plam słonecznych prof. M e r g e n t a l e r został dyrektorem nowo powstałego na Uniwersytecie Wrocławskim Instytutu Astronomicznego, na którym to stanowisku pozostaje przez 15 lat, aż do przejścia na emeryturę.

Wieloletnią tradycję mają zainicjowane przez prof. M e r g e n t a l e r a międzynarodowe konferencje heliofizyczne. Pierwsza odbyła się w roku 1961 w Tatrzańskiej Łomnicy, dziewiąta — w 1978 r. we Wrocławiu. Jubileuszowa, dziesiąta, odbędzie się w roku 1980 w Poczdamie.

Na koniec wypada również dodać, że prof. M e r g e n t a l e r mobilizował do heliofizyki nie tylko astronomów. Zaslugą jego jest zorganizowanie masowych obserwacji Słońca przez rzeszę miłośników astronomii, którzy przez wiele lat, dzień w dzień slali do Instytutu Astronomicznego we Wrocławiu listy z wynikami obserwacji plam słonecznych.

Wyraz Słońce kojarzy się dziś z Wrocławiem, z nazwiskiem prof. M e r g e n t a l e r a.

Tadeusz Jarzębowski

The first part of the report deals with the general situation of the country and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The second part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The third part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The fourth part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The fifth part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The sixth part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The seventh part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The eighth part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The ninth part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The tenth part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The eleventh part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The twelfth part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The thirteenth part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

The fourteenth part of the report deals with the military operations and the progress of the war. It mentions the various operations and the state of the army.

CHARLES ROBERT O'DELL CZŁONKIEM HONOROWYM PTA

Charles Robert O'Dell urodził się 16 III 1937 r. w Beaver Creak w stanie Wisconsin; jest z urodzenia obywatelem Stanów Zjednoczonych Ameryki. Stopień magistra (B.S.) uzyskał w 1959 r. w Illinois State University, zaś stopień doktora filozofii w 1962 r. w University of Wisconsin. W latach 1962–1963 pracował jako Carnegie Fellow, w Obserwatoriach Hale'a. W roku akademickim 1963/1964 był profesorem astronomii w University of California, Berkeley. W latach 1964–1972, związany z University of Chicago, pracował początkowo jako profesor astronomii i astrofizyki tego uniwersytetu, a od 1967 r. także jako kierownik Departamentu Astronomii i Astrofizyki oraz dyrektor Obserwatorium Yerkesa.



Od roku 1972 dr O'Dell pracuje w NASA, gdzie kieruje programem *space telescope*. Od 1976 r. jest on równocześnie zastępcą dyrektora do spraw naukowych w Marshall Space Flight Center w Huntsville. Program *space telescope* jest największym, najkosztowniejszym (ok. 500 mln dolarów) i najambitniejszym przedsięwzięciem instrumentalnym w historii astronomii. Umieszczony na orbicie teleskop o średnicy 2,4 m będzie miał zdolność rozdzielczą ograniczoną jedynie przez dyfrakcję oraz zasięg 50-krotnie większy od największych teleskopów pracujących na Ziemi. Stworzy on dramatycznie nowe możliwości obserwacyjne dla niemal wszystkich działów astronomii w szerokim przedziale długości fal od dalekiego ultrafioletu do podczerwieni.

Zainteresowania badawcze dra O'Della koncentrują się na fotometrycznych i spektroskopowych obserwacjach mgławic różnych typów, a ostatnio (mimo ogromnego obciążenia obowiązkami organizacyjnymi) na spektroskopii ciał Układu Słonecznego (atmosfera Wenus, komety). Trwały wkład O'Della do astronomii stanowią jego prace dotyczące mgławic planetarnych, dzięki którym ustalona została skala odległości tych obiektów oraz wyznaczone podstawowe parametry fizyczne mgławic i ich jąder. Ustalenie przez O'Della ciągu ewolucyjnego, jaki na wykresie H-R zajmują jądra mgławic planetarnych, stworzyło podstawę dla dalszych badań teoretycznych w tej dziedzinie.

W roku 1971 Charles Robert O'Dell wszedł w skład Specjalnego Komitetu do Spraw Obchodów 500 rocznicy urodzin Mikołaja Kopernika, powołanego przez amerykańską National Academy of Sciences (NAS). Jak wielokrotnie podkreślał przewodniczący tego Komitetu, prof. Antoni Zygmund, O'Dell

był inicjatorem i siłą napędową tej części działalności Komitetu, której celem był trwały wkład w rozwój astronomii polskiej. W maju 1971 r. dr O'D e l l przebywał w Polsce w Warszawie i Toruniu, spotykając się z przedstawicielami wszystkich polskich ośrodków astronomicznych; był on również przyjęty przez ówczesnego Prezesa PAN, prof. Janusza G r o s z k o w s k i e g o. Wynikiem tych spotkań, ustalających najważniejsze potrzeby astronomii polskiej, oraz wynikiem dalszej, energicznej akcji O'D e l l a na terenie USA była wizyta w Polsce prezydenta NAS prof. Philipa H a n d l e r a, który w trakcie rozmów z Sekretarzem Naukowym PAN, prof. Janem K a c z m a r k i e m, 2–3 maja 1972 r. zadeklarował gotowość strony amerykańskiej uzyskania i przekazanie funduszków na zakup średniej klasy komputera, przeznaczonego dla całej astronomii polskiej oraz spektrografu dla teleskopu 90 cm pracującego w Obserwatorium Astronomicznym UMK w Piwnicach*. Oprócz tego prezydent NAS zadeklarował gotowość strony amerykańskiej współuczestniczenia w kosztach budowy proponowanego Centrum Astronomicznego im. Mikołaja Kopernika. W sumie miał to być wkład strony amerykańskiej do obchodów Rocznic Kopernikańskiej.

Dzięki usilnym staraniom Charlesa Roberta O'D e l l a deklaracje te zostały zrealizowane. Amerykańska National Science Foundation przyznała Polskiej Akademii Nauk *grant* w wys. 1,4 mln dolarów na budowę gmachu Centrum. Od maja 1978 r. Centrum Astronomiczne im. Mikołaja Kopernika PAN, stanowiące nową, rozszerzoną formę istnienia dotychczasowego Zakładu Astronomii PAN, działa w swym własnym budynku, dzięki któremu możliwe stało się znaczne rozszerzenie współpracy między ośrodkami polskimi, jak też współpracy z zagranicą. Centrum staje się — zgodnie z zamierzeniami — domem pracy i współpracy dla wszystkich polskich astronomów. Równocześnie, dzięki funduszowi uzyskanemu w wyniku uroczystego Copernicus Quinquecentennial Dinner w Hotelu Waldorf-Astoria w Nowym Jorku w listopadzie 1973 r., został zakupiony komputer PDP 11/45, który od jesieni 1975 r. (początkowo w gmachu Obserwatorium Astronomicznego UW, obecnie w budynku CAMK PAN) służy wszystkim polskim astronomom.

W 1977 r. Rada Państwa Polskiej Rzeczypospolitej Ludowej, na wniosek PAN, nadała Charlesowi Robertowi O'D e l l o w i Złoty Krzyż Orderu Zasługi PRL za wybitne zasługi dla nauki polskiej. 26 IX 1979 r. Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Astronomicznego nadało dr O'D e l l o w i najwyższe wyróżnienie, jakim dysponuje Towarzystwo: członkostwo honorowe.

Józef Smak

*Spektrograf ten został w rzeczywistości zakupiony, jako dar społeczeństwa Kanady. W związku z tym, suma zarezerwowana wstępnie na jego zakup przez stronę amerykańską, została zużytkowana na potrzeby radioastronomii w UMK.

EUGENIUSZ RYBKA CZŁONKIEM HONOROWYM PTA

Profesor Eugeniusz R y b k a jest nestorem polskich astronomów. Urodził się 6 V 1898 r. w Radzyminie. Maturę złożył jako ekstern w Warszawie w listopadzie 1917 r. W roku 1918 zapisał się na Uniwersytet w Krakowie, gdzie wznowił studia w styczniu 1921 r. po odbyciu ponad dwuletniej służby wojskowej. Absolutorium Uniwersytetu Jagiellońskiego uzyskał w 1924 r., a w dwa lata później — doktorat filozofii z zakresu astronomii, również w UJ.



Podczas studiów w latach 1921 – 1923 pracował jako rachmistrz rachunkowy w kierowanym przez prof. Tadeusza B a n a c h i e w i c z a Obserwatorium Astronomicznym UJ; zajmował się wówczas głównie obliczaniem efemeryd zakryć gwiazd przez Księżyc. Rachunki te kontynuował po przeniesieniu się do Warszawy, gdzie w latach 1923 – 1932 był asystentem Obserwatorium Astronomicznego UW, zajmując od 1926 r. stanowisko starszego asystenta. Po roku 1926 jego uwaga zwróciła się w stronę obserwacji gwiazd zmiennych. Obserwował także zakrycie gwiazd przez Księżyc i prowadził obserwacje pozycyjne, uprawiając tematykę typową wówczas dla wielu małych obserwatoriów. W 1930 r. wyjechał do Holandii, gdzie pracował w Obserwatorium Astronomicznym w Lejdzie pod kierunkiem Ejnara H e r t z s p r u n g a. W tym okresie zaznaczył się u Eugeniusza R y b k i znamienne zwrot zainteresowań w kierunku podstawowych badań astrofizycznych w zakresie fotometrii gwiazdowej. Pierwsze prace z fotometrii fotowizualnej opublikował w r. 1931. W 1932 r. habilitował się z zakresu astronomii na Uniwersytecie Warszawskim.

Bezpośrednio po habilitacji przeniósł się do Lwowa, gdzie od 1 II 1932 do 30 IX 1935 r. pełnił funkcje zastępcy profesora Uniwersytetu Jana Kazimierza, a od 1 X 1935 — profesora nadzwyczajnego tegoż Uniwersytetu. W latach 1940 – 1941 i 1944 – 1945 jako profesor Uniwersytetu im. Iwana Franko przebywał we Lwowie, gdzie spędził także okres okupacji hitlerowskiej. W latach 1932 – 1945 kontynuował badania w zakresie fotometrii fotowizualnej gwiazd, poświęcając w latach przedwojennych specjalnie wiele wysiłków dla organizacji i rozwoju tamtejszego Obserwatorium Astronomicznego jako jego kierownik.

W okresie powojennym we Wrocławiu, w latach 1945 – 1957, Eugeniusz R y b k a był profesorem zwyczajnym Uniwersytetu Wrocławskiego i kierownikiem uniwersyteckiego Obserwatorium Astronomicznego. Od 1 I 1958 r. przeniósł się do Krakowa, gdzie do dnia 30 IX 1968 pełnił funkcje profesora zwyczajnego UJ i kierownika Obserwatorium Astronomicznego. Z dniem 1 X 1968 r. przeszedł na emeryturę.

Z początkiem okresu wrocławskiego prof. R y b k a poświęcał wiele uwagi zorganizowaniu Obserwatorium. W 1951 r. rozpoczął prace z zakresu fotometrii fotoelektrycznej gwiazd. W tym okresie także nawiązał współpracę tematyczną z astronomami radzieckimi w programie Katalogu Słabych Gwiazd.

angażując do pracy piękne, południkowe narzędzia astrometryczne Obserwatorium. W okresie krakowskim 1958–1968 wiele energii włożył prof. Eugeniusz Rybka w uruchomieniu nowego Obserwatorium Astronomicznego na Forcie Skała w roku Jubileuszowym 600-lecia UJ (1964). W nowym Obserwatorium zorganizował badania fotometryczne i spektrofotometryczne gwiazd. W tym samym czasie nawiązał kontakt z południowymi obserwatoriami ZSRR na Krymie i w Gruzji, gdzie następnie przez szereg lat prowadził prace z zakresu fotometrii fundamentalnej.

Jeszcze w okresie wrocławskim pojawił się w działalności naukowej prof. Rybki nurt zainteresowania historią astronomii. Pierwsze jego prace z tej dziedziny ukazały się w 1951 r. W 1955 r. objął funkcję przewodniczącego Zespołu Historii Astronomii przy Komitecie Historii Nauki i Techniki PAN. W swoich pracach z zakresu historii astronomii koncentruje się głównie na tematach związanych z Kopernikiem i z rozwojem myśli kopernikańskiej. Zajmuje się także postacią Jana Keplera i wnosi swój istotny wkład w badania nad historią astronomii narodów islamu. Jest inicjatorem i redaktorem dwutomowej pracy zbiorowej pt. *Historia Astronomii w Polsce* (tom I wydało „Ossolineum” w 1975 r. — II w przygotowaniu), a także inicjatorem opracowania międzynarodowej monografii pt. *General History of Astronomy*.

Profesor Rybka działał wiele lat na terenie Międzynarodowej Unii Astronomicznej (IAU). Był jej wiceprezesa w latach 1952–1958; przewodniczył Komisji Historii Astronomii tejże Unii w latach 1964–1970. W okresie 1961–1970 działał jako członek komitetu organizacyjnego Komisji Fotometrii Gwiazdowej IAU.

W 1970 r. Wszeczziążkowe Towarzystwo Astronomiczno-Geodezyjne, działające przy AN ZSRR zaliczyło prof. Rybkę w poczet swych członków honorowych; w roku następnym, 1971, został wybrany członkiem korespondentem Międzynarodowej Akademii Historii Nauki z siedzibą w Paryżu. Jest oczywiście członkiem wielu krajowych i zagranicznych towarzystw naukowych, m. in. Royal Astronomical Society i Societe Astronomique de France. W maju 1973 r. Uniwersytet im. J.A. Komenskigo w Bratysławie nadał mu doktorat honoris causa.

Profesor Rybka opublikował dotychczas sto kilkanaście prac naukowych, w tym 2/3 z zakresu astronomii i 1/3 z zakresu jej historii. Charakterystyczną cechą jego działalności jest także otwarcie się w stronę dydaktyki i popularyzacji. Obok *Astronomii ogólnej*, której wydanie siódme jest obecnie w przygotowaniu, należy pamiętać o wielowydaniowych podręcznikach szkolnych i o ogromnym ładunku wiedzy przekazywanej społeczeństwu w licznych książkach i artykułach popularnonaukowych. Na swój tytuł Zasłużonego Nauczyciela PRL zasłużył wielokrotnie. Pełnił także szereg funkcji organizacyjnonaukowych. Był dziekanem Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego w latach 1947–1953, przewodniczącym Komitetu Astronomii PAN (1952–1963) oraz przewodniczącym Komitetu do Spraw Międzynarodowej Unii Astronomicznej PAN (1957–1970). Pełnił funkcje przewodniczącego rad naukowych Towarzystwa Wiedzy Powszechnej, Planetarium Śląskiego i PTMA. Jest członkiem Komitetu Historii Nauki i Techniki PAN. Także do chwili obecnej jest członkiem międzynarodowego Komitetu „Copernic”, członkiem honorowym Polskiego Towarzystwa Przyrodników im. M. Kopernika, Honorowym Prezesem PTMA i Honorowym Prezesem Zarządu Krakowskiego TWP.

W dowód uznania wielostronnych zasług prof. Rybki przyznawane mu były odznaczenia państwowe oraz nagrody różnych instytucji i stowarzyszeń. W 1950 r. otrzymał Krzyż Kawalerski Orderu Odrodzenia Polski, w latach 1954 i 1975 Krzyże Oficerski i Komandorski tegoż Orderu, w 1957 r. Złoty Krzyż Zasługi. W 1962 r. za wybitne osiągnięcia popularyzatorskie przyznano mu nagrodę miesięcznika „Problemy”, w 1963 r. nagrodę I stopnia Ministra Szkolnictwa Wyższego, w 1967 r. — miasta Krakowa, a rok później, w 1968, nagrodę naukową im. Pietrzaka ze stowarzyszenia „Pax”. W maju 1978 r. otrzymał z rąk rektora UJ nagrodę specjalną tego Uniwersytetu za wybitne osiągnięcia w wieloletniej pracy naukowej, dydaktycznej i organizacyjnej. Wyróżnienie to nosi nazwę: Laur Uniwersytecki.

Nadzwyczajna pracowitość i obowiązkowość prof. Eugeniusza Rybki były i są jego najmocniejszymi atutami jako wychowawcy młodej kadry. Łagodność i daleko idąca życzliwość były jednak przyjmowane czasem jako objawy pewnej słabości — zupełnie „niedyrektorskiej”. Bardzo miły w skutkach dla asystentów (i ich prac) był zawsze skrupulatnie realizowany przez Profesora pogląd, że samodzielnie pracownik nauki, to taki, który prace swoje wykonuje samodzielnie, ale i asystentowi pozwala samodzielnie publikować.

Długą listę wyróżnień i zaszczytów Nestora powiększyła uchwała Walnego Zebrania PTA z 26 IX 1979 r. o nadaniu Mu godności Członka Honorowego Polskiego Towarzystwa Astronomicznego.

RECENZJE

POSTĘPY ASTRONOMII

Tom XXVIII (1980). Zeszyt 2

Dzięki uprzejmości British Council dostałem do wglądu dwie książki o treści astronomicznej, obie ciekawe w szczególności dlatego, że tego typu opracowań nie spotykamy na naszym rynku księgarskim:

H.R. Mills, *Positional Astronomy and Astro-Navigation Made Easy. A New Approach Using the Pocket Calculator*. Stanley Thornes (Publishers) Ltd., 1978.

Ian R i d p a t h, *Stars and Planets*. Hamlyn 1978.

Pierwsza pozycja, jak wynika już z tytułu przeznaczona jest do rozwiązywania prostych w zasadzie zadań z astronomii pozycyjnej, przy użyciu małego komputera. Na okładce książki podano, że będzie ona pożyteczna dla miłośników astronomii, jachtsmenów i studentów. Nie wiem, czy jest u nas wielu jachtsmenów pragnących stosować kieszonkowy kalkulator do celów nawigacyjnych, ale na pewno mamy wielu miłośników astronomii i sporo studentów astronomii, dla których treść tej książki może być interesująca. Z własnych doświadczeń mogę powiedzieć, iż jako wykładowca „Wstępu do astronomii” na pierwszych latach uniwersyteckich studiów astronomicznych zauważyłem, że coraz częściej studenci kontrolują podawane przeze mnie wyniki obliczeń za pomocą noszonych (raczej „za pasem” niż w kieszeni) komputerów.

Książka jest zbiorem zadań numerycznych z niezbędnymi wyjaśnieniami dla małego kalkulatora, dość prostego typu, z przewagą zagadnień z astrometrii. Poziom tych zadań i wyjaśnień odpowiada znajomości astronomii na pierwszych semestrach uniwersyteckiego kursu astronomii — a może i bardzo dobrze postawionej astronomii w szkole średniej. Ciekawe wydają mi się problemy zadaniowe takie, jak: konstrukcja i projektowanie zegarów słonecznych, obliczanie ruchów sztucznych satelitów Ziemi, zadania rozwiązywane przy posługiwaniu się sekstansem itp.

Specjalnie interesujące jest, jak sędzę, iż podano w książce szereg wyjaśnień i opisów, jak samemu skonstruować astrolabium, zegar słoneczny — no, i jak nawigować na ocenach.

Druga z wymienionych na wstępie książek jest przeznaczona dla początkujących miłośników astronomii, a jej specjalną wartość w moich oczach stanowi to, że jest właściwie jednym ciągiem wspaniałych ilustracji, w znacznej części kolorowych, ze zwięzłymi, zrozumiałymi, a przy tym ścisłymi objaśnieniami słownymi. Od astronomii starożytnej do najnowszych zdjęć z Wikingów i Pionierów, biegnie na dziewięćdziesięciu kilku stronach dużego formatu jeden ciąg fotografii i obrazów, który jest dla mnie — w tej mierze w jakiej pozostałem jeszcze miłośnikiem astronomii — urzekający. Niestety, nie ma na naszym rynku księgarskim książki astronomicznej o takim poziomie edytorskim pod względem jakości papieru i piękna reprodukcji. Tekst, jak wspomniałem, choć krótki jest też interesujący i na bardzo dobrym poziomie.

Podaję poniżej kilka zauważonych błędów. Dwa z nich polegają na przestawieniu wyjaśnień w stosunku do treści ilustracji; tak się ma rzecz w stosunku do rycin teleskopów na str. 24 i zaćmień Słońca na str. 39. Nie powinno się krytykować książki za to czego w niej nie ma, ale chyba za mało powiedziano (str. 46 i nast.) o księżycach Jowisza. Nie jest ścisłe stwierdzenie na str. 58 (podpis pod rysunkiem), iż energia generowana we wnętrzu Słońca kończy swoją podróż w postaci konwektywnych elementów gazu: przeważająca część energii transportowana jest w zewnętrznych warstwach Słońca w postaci promieniowania. Sugerowana rysunkiem na str. 61 koincydencja maksimum blasku Cefeidy z maksimum jej rozmiarów jest niesłuszna.

Te drobne w końcu, wymienione powyżej błędy i niedociągnięcia nie zmniejszają w istotny sposób wartości książki i jej siły oddziaływania na czytelnika swoją treścią obrazową.

Stefan Piotrowski

SPIS TREŚCI ZESZYTU 2

ARTYKUŁY

K.M. Borkowski — Teoria odbioru interferometrycznego w radioastronomii	79
J. Mergentaler — O niektórych zjawiskach zachodzących na Słońcu rejestrowanych w promieniowaniu rentgenowskim	95
M. Sztajno — Akrecja materii na magnetyczne białe karły	103
M. Heller — Wszechświat i czas — zagadnienie czasu w kosmologii	121

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

P. Rybka — Dokładność obserwacji Heweliusza	131
A. Brzeziński, B. Kołaczek — Analiza spektralna modelowych zmian szerokości geograficznej	135
H. Korpikiewicz — Płaszczyzna radiacji strumienia Perseid	143
S. Grudzińska — Szukanie mechanizmu wybuchów komety 1925 II (Schwassmann-Wachmann)	145
G. Bromboszcz, M. Siarkowski, J. Sylwester — Analiza wysokorozdzielczych widm rentgenowskich obszaru aktywnego	147
Naukowe ośrodki astronomiczne w Polsce	153

KRONIKA

B. Muchotrzeb — Sprawozdanie z Walnego Zebrania Polskiego Towarzystwa Astronomicznego, Warszawa, 26 IX 1979 r.	155
M. Sroczyńska-Kożuchowska, J. Stodółkiewicz — Sprawozdanie z działalności Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Astronomicznego za okres od 23 IX 1977 do 26 IX 1979 r.	157
Jan Mergentaler Członkiem Honorowym Polskiego Towarzystwa Astronomicznego (T. Jarzębowski)	161
Charles Robert O'Dell Członkiem Honorowym Polskiego Towarzystwa Astronomicznego (J. Smak)	165
Eugeniusz Rybka Członkiem Honorowym Polskiego Towarzystwa Astronomicznego (J. Mietelski)	167

RECENZJE

H.R. Mills — <i>Positional Astronomy and Astro-Navigation Made Easy</i> i Ian Ridpath — <i>Stars and Planets</i> (S. Piotrowski)	169
--	-----

СОДЕРЖАНИЕ ТЕТРАДИ 2

СТАТЬИ

К. М. Борковский — Теория интерферометра в радиоастрономии	79
Я. Мэргенталер — О некоторых явлениях на Солнце регистрированных в рентгеновском излучении	95
М. Штайно — Аккреция вещества на магнитные белые карлики	103
М. Хэллер — Вселенная и время — проблема времени в космологии	121

ИЗ ЛАБОРАТОРИЙ И ОБСЕРВАТОРИЙ

П. Рыбка — Точность наблюдений Гевелля	131
А. Бжезиньски, Б. Колачек — Спектральный анализ модельных функций изменений широты	135
Х. Корпикевич — Площадь радиации роя Персеид	143
С. Грудзиньска — Поиски механизма вспышек кометы 1925 II (Швасман-Вахман)	145

Г. Бромбош, М. Сярковски, Я. Сильвестэр — Анализ рентгеновских спектров активной области полученных с высоким спектральным разрешением	147
Научные астрономические учреждения в Польше	153

ХРОНИКА

Б. Мухотжеб — Отчет об Общем Собрании Польского Астрономического Общества, Варшава, 26 сентября 1979 г.	155
М. Срочиньска-Кожуховска, Е. Стодулкевич — Отчет о деятельности Главного Управления Польского Астрономического Общества с 23 сентября 1977 г. до 26 сентября 1979 г.	157
Ян Мэргенталер Почетным Членом Польского Астрономического Общества (Т. Яжембовски)	161
Чарлс Роберт О'Делл Почетным Членом Польского Астрономического Общества (Ю. Смак)	165
Эугениуш Рыбка Почетным Членом Польского Астрономического Общества (Я. Метзьски)	167

РЕЦЕНЗИИ

H.R. Mills — <i>Positional Astronomy and Astro-Navigation Made Easy</i> u Ian Ridpath — <i>Stars and Planets</i> (С. Пиотровски)	169
--	-----

CONTENTS OF ISSUE 2

ARTICLES

K.M. Borkowski — Theory of the Interferometer in Radio Astronomy	79
J. Mergentaler — On the Some Solar Phenomena Being Detected in X Rays	95
M. Sztajno — Accretion of the Matter Onto Magnetic White Dwarfs,	103
M. Heller — The Universe and the Time — Time Problem in Cosmology	121

FROM LABORATORIES AND OBSERVATORIES

P. Rybka — Accuracy of Hevelius' Observations	131
A. Brzeziński, B. Kołaczek — Spectral Analysis of Modeled Functions of Latitude Variations	135
H. Korpikiewicz — Radiation Plane of Perseids Stream	143
S. Grudzińska — Search for the Explosion Mechanism of the Comet 1925 II (Schwassmann-Wachmann)	145
G. Bromboszcz, M. Siarkowski, J. Sylwester — The Analysis of High Resolution X-Ray Spectra of Solar Active Region.	147
Scientific Astronomical Centres in Poland	153

CHRONICLE

B. Muchotrzeb — Report on Plenary Meeting of the Polish Astronomical Society, Warsaw, September 26, 1979	155
M. Sroczynska-Kozuchowska, J. Stodólkiewicz — Report on the Activity of the Executive Council of the Polish Astronomical Society for the Period from September 23, 1977 to September 26, 1979	157
Jan Mergentaler — Honorary Member of the Polish Astronomical Society (T. Jarzębowski)	161
Charles Robert O'Dell — Honorary Member of the Polish Astronomical Society (J. Smak)	165
Eugeniusz Rybka — Honorary Member of the Polish Astronomical Society (J. Mietelski)	167

BOOK REVIEW

H.R. Mills — <i>Positional Astronomy and Astro-Navigation Made Easy</i> and Ian Ridpath — <i>Stars and Planets</i> (S. Piotrowski)	169
--	-----

KOMUNIKAT

Jury Konkursu o Nagrodę Młodych Polskiego Towarzystwa Astronomicznego rozpatrzyło prace spełniające warunki regulaminu Konkursu i podjęło decyzję o przyznaniu nagród za rok 1979.

Nagrodę I stopnia przyznano:

Andrzejowi S o l t a n o w i za pracę pt. *Intergalactic Dust and Quasar Distribution*.

Nagrodę II stopnia przyznano:

Michałowi J a r o s z y Ń s k i e m u za pracę pt. *A model of Galactic Bulge X-ray Source*.

Dwie równorzędne nagrody III stopnia zostały przyznane:

Tomaszowi C h l e b o w s k i e m u za *Nonradial Oscillations of Slowly Rotating White Dwarfs*,

Michałowi C z e r n e m u za *Evolution of Massive Stars with Mass Loss due to Stellar Wind*.

Decyzja Jury została zatwierdzona przez Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Astronomicznego

Warszawa, 6 grudnia 1979 r.

Przewodniczący Jury
(-) Doc. dr T. Jarzębowski