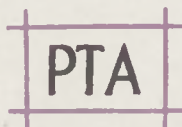


PL ISSN 0032—5414

# POSTĘPY ASTRONOMII

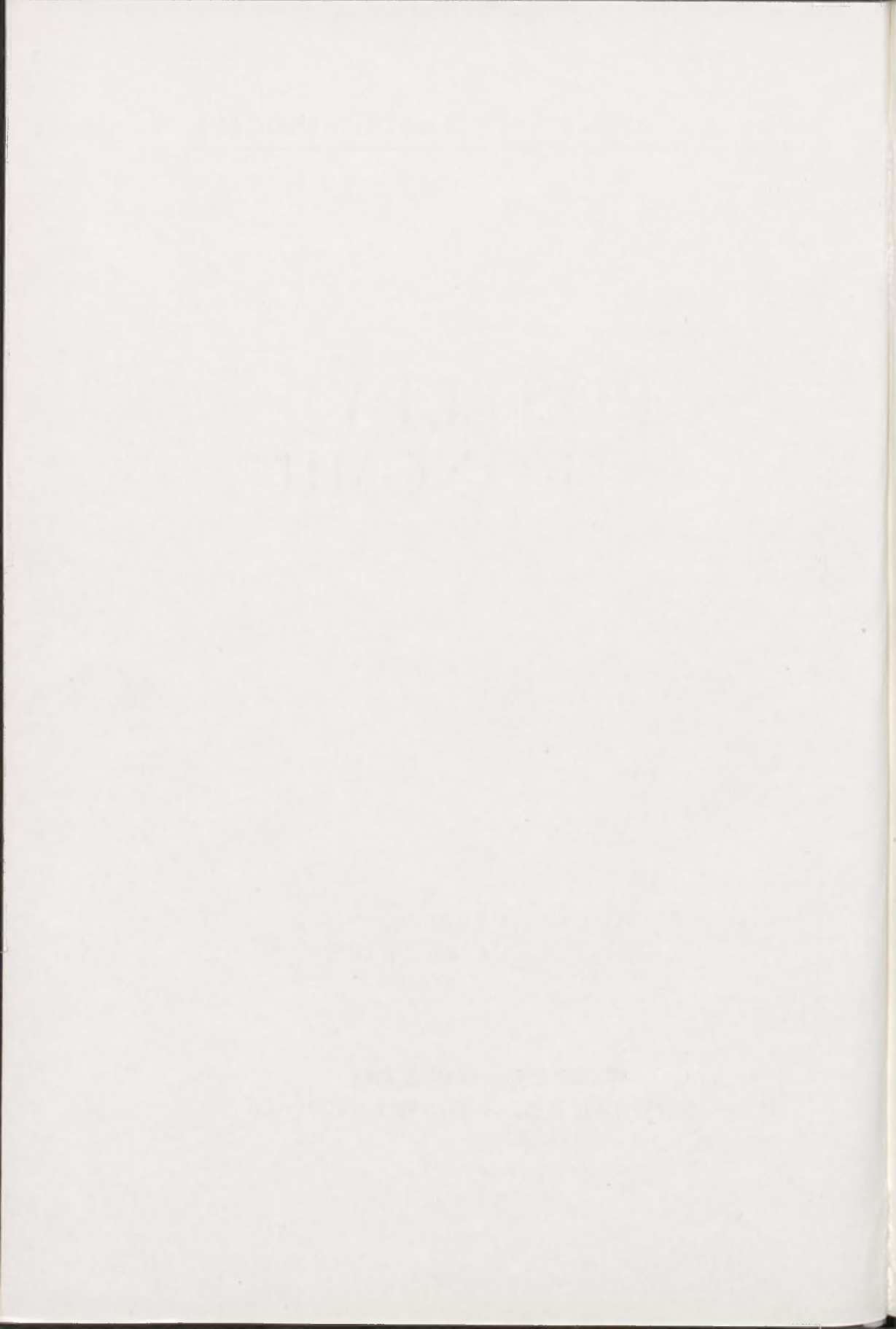
35

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



TOM XXXVI — ZESZYT 2  
KWIECIEŃ — CZERWIEC 1988

WARSZAWA — ŁÓDŹ 1989  
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE



# POSTĘPY ASTRONOMII

WYDZIAŁ ASTRONOMII I KOSMOSYNTETYKI PAN

Centralny Instytut Astronomiczny im. M. Kopernika (CIAN)  
ul. Pasteura 1B, Warszawa 00-716

АН ГЕВЕЛІЙ, НОВАЯ СК VULPECULAE (1670)

„ГИПОТЕРМАЛЬНАЯ” МОДЕЛЬ ВСПЫХИВАЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ

K W A R T A L N I K

В. С. С. А. К.

WYDANE Z ZAGŁĘBI

WYDZIAŁ ASTRONOMII I KOSMOSYNTETYKI

С О Д Е Р Ж А Н И Е

Обсуждаем главные черты вспыхивающих переменных и теории термодинамических вспышек новых. Здесь включаем тоже „гипотермальную” модель переменных предложенную Ливном, Прильником, Шарой и др.

Теория термодинамической вспышки, особенно успешная для объяснения предсказания (!) многих наблюдаемых черт новых, катализируется тоже

TOM XXXVI – ZESZYT 2

KWIECIEŃ – CZERWIEC 1988

(1) высоким темпом, (2) противоречивыми оценками их пространственной плотности.

Такой обмен массой и пространственной плотностью оценивает на основе абсолютных яркостей новых наблюдаемых несколько десят лет

до или после вспышки.

WARSZAWA – ŁÓDŹ 1989

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Свой СК Vulpeculae зарегистрированная новизна на основе наблюдений

совместно с наблюдениями исполненными Антальмом и Кассини – оклеив-

\*Referat przedpładowy wygłoszony (w jęz. angielskim) na sesji „Hawellusz i Warszawa astronomia”, Gońsk, 16 września 1987 r. Tłumaczył: I. Kwant.

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor naczelny:  
Józef Smak, Warszawa

Zastępca redaktora naczelnego:  
Kazimierz Stępień, 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)

KWARTALNIK

WYDAWANE Z ZASIŁKU  
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

TOM XXXVI - ZESZYT 2  
KWIECIEŃ - CZERWIEC 1988

WARSZAWA - ŁÓDŹ 1988  
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

JAN HEWELIUSZ, NOWA SK VULPECULAE (1670)

I „HIBERNACYJNY” MODEL GWIAZD ZMIENNYCH KATAKLIZMICZNYCH\*

J Ó Z E F S M A K

Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika PAN (Warszawa)

ЯН ГЕВЕЛИЙ, НОВАЯ СК VULPECULAE (1670)

И „ГИПОТЕРМАЛЬНАЯ” МОДЕЛЬ ВСПЫХИВАЮЩИХ ПЕРЕМЕННЫХ

Ю. С м а к

## С о д е р ж а н и е

Обсуждаем главные черты вспыхающих переменных и теорию термоядерных вспышек новых. Здесь включаем тоже „гипотермальную” модель этих переменных предложеную Ливиом, Пряльником, Шарой и др.

Теория термоядерной вспышки, особенно успешная для объяснения (и предсказания!) многих наблюдаемых черт новых, наталкивается тоже на некоторые трудности связанные с:

- 1) высоким темпом обмена массой у старых звёзд новых,
- 2) противоречивыми оценками их пространственной плотности.

Темп обмена массой и пространственную плотность оценивают на основании абсолютных яркостей новых наблюдаемых несколько десят лет перед или после вспышки.

Новая СК Vulpeculae (1670), самая старая зарегистрированная новая, была наблюдаемая в 1670-1672 гг. Гевелием, которого наблюдения - вместе с наблюдениями исполненными Антельмом и Кассиним - оказа-

\*Referat przeglądowy wygłoszony (w jęz. angielskim) na sesji „Heweliusz i współczesna astronomia”, Gdańsk, 16 września 1987 r. Tłumaczył T. Kwast.

лись достаточно многие и точные для проведения современной реконструкции кривой блеска. Звезда оказалась очень медленной новой. Теперь её яркость составляет 6 маг ниже других старых звёзд, что свидетельствует об очень низком темпе обмена массой  $\dot{M} \leq 10^{-12} M_{\odot}/\text{год}$ . CK Vul и другая, не так крайняя нован WY Sge (1783), подсказывают, что большую яркость (а затем высокий темп аккреции наблюдаемый у многих новых) звезда сохраняет не больше чем сто лет после вспышки и что через тысячи лет между вспышками новые звёзды живут в "гипотермальном" состоянии с очень низким темпом обмена массой.

JOHANNES HEVELIUS, NOVA CK VULPECULAE (1670)  
AND THE "HIBERNATION" MODEL OF CATAclySMIC VARIABLES

S u m m a r y

We review the basic properties of cataclysmic variables and the thermonuclear runaway (TNR) theory of the outbursts of novae, including the "hibernation" model of cataclysmic variables proposed recently by Livio, Prialnik, Shara and others.

The TNR theory, while remarkably successful in explaining (and predicting!) a number of observational properties of novae, met also with some difficulties related to:

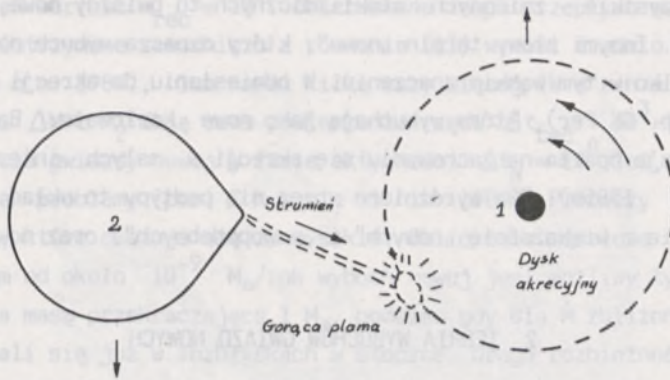
- 1) excessive mass-transfer rates in old novae, and
- 2) conflicting estimates of their space density.

Both, the mass-transfer rates and space densities, are estimated from absolute magnitudes of novae as observed within decades before, or after, their outbursts.

Nova CK Vulpeculae (1670), the oldest recorded nova, was observed in 1670-1672 by Hevelius, whose observations - together with those by Anthelme and Casini - were sufficiently numerous and accurate to permit a modern reconstruction of the light curve and its classification as a very slow nova. The nova is now 6 mag fainter than other old novae and this implies a very low mass-transfer rate  $\dot{M} \leq 10^{-12} M_{\odot}/\text{year}$ . CK Vul, together with a less extreme case of Nova WY Sge (1783), thus suggest that high luminosities and, hence, high accretion rates observed in more recent novae are maintained for no more than a century after outburst and that during millenia between outbursts novae "hibernate" at very low mass-transfer rates.

## 1. GWIAZDY ZMIENNE KATAKLIZMICZNE

Gwiazdy zmienne kataklizmiczne (patrz np. artykuł przeglądowy S m a k a 1985a) to ciasne układy podwójne, które można opisać za pomocą następującego, względnie prostego modelu (rys. 1). Głównym składnikiem jest biały karzeł. Wtórny jest ma-



Rys. 1. Standardowy model kataklizmicznego podwójnego układu gwiazd

ła masywna gwiazda ciągu głównego (z paroma wyjątkami, jak np. wtórny składnik w GK Per). Wypełnia ona swoją powierzchnię Roche'a i traci masę poprzez wewnętrzny punkt Lagrange'a. W rezultacie strumień materii płynie ku głównemu składnikowi. Wskutek tego, że materia ta jest obdarzona momentem pędu, a biały karzeł ma małe rozmiary, nie może ona osiągnąć bezpośrednio powierzchni składnika głównego, lecz tworzy rotujący gazowy dysk. Napływający strumień zderza się z zewnętrznymi częściami dysku i dysypuje część swojej energii kinetycznej tworząc tak zwaną gorącą plamę. Dalsza akrecja materii poprzez dysk prowadzi do szeregu ważnych, a często spektakularnych, zjawisk takich jak wybuchy nowych karłowatych.

Nie będziemy tu omawiać problemów akrecji (patrz artykuł przeglądowy S m a k a 1985b). Zauważmy tylko, że tempo dysypacji energii w dysku, to jest jasność dysku akrecyjnego, wynosi:

$$L = \frac{1}{2} \frac{GM_1}{R_1} \dot{M}, \quad (1)$$

gdzie  $M_1$  i  $R_1$  oznaczają masę i promień białego karła, a  $\dot{M}$  tempo akrecji. (Zauważmy, że jest to połowa całkowitej energii mechanicznej możliwej do uzyskania z akrecji na powierzchnię nierotującej gwiazdy; druga połowa jest dysypowana w tak zwanej warstwie granicznej). Dla układów o znanej odległości, to znaczy o znanej jasności dysku, równanie (1) umożliwia wyznaczenie tempa akrecji.

Stosowana powszechnie klasyfikacja, wprowadzona wiele dziesiątków lat temu, dzieli zmienne kataklizmiczne na trzy główne podtypy: 1) nowe, 2) nowopodobne i 3) nowe karłowate. Każdy z tych podtypów określony jest za pomocą innych kryteriów i obecnie jest jasne, że klasyfikacja ta ani nie jest spójna, ani właściwa. Na przykład co się tyczy wybuchów nowych, to obecnie jest oczywiste, że większość - o ile nie wszystkie - zmiennych kataklizmicznych to gwiazdy nowe, albo pre-nowe, albo post-nowe. Innymi słowy termin „nowa”, który oznacza wybuch nowej, powinien być używany tylko w tym wąskim znaczeniu. W odniesieniu do akrecji mamy nowe lub nowopodobne (np. GK Per), które wybuchają jako nowe karłowate. Bardziej spójna jest klasyfikacja oparta na zachowaniu się akrecji w małych interwałach czasu (por. S m a k 1985b). Dwa wyróżnione przez nią podtypy to układ ze stacjonarną akrecją (łącznie z większością „nowych” i „nowopodobnych”) oraz nowe karłowate.

## 2. TEORIA WYBUCHÓW GWIAZD NOWYCH

Teoria tłumacząca wybuchy gwiazd nowych wybuchem termojądrowym (thermonuclear runaway - TNR) omawiana była ostatnio w kilku pracach przeglądowych (np. S t a r r f i e l d i S p a r k s 1987). Przypomnijmy tu tylko jej najważniejsze wyniki i związane z tym problemy. Akrecja bogatej w wodór materii przez białego karła prowadzi do zapłonu wodoru u podstawy otoczki. Sam zapłon, palenie się i ich obserwacyjne skutki silnie zależą od tempa akrecji i masy białego karła (por. I b e n 1982). Przy wysokim tempie akrecji, powyżej około  $10^{-7} M_{\odot}/\text{rok}$ , mamy stacjonarne palenie wodoru w warstwie, a akreujący biały karzeł z rozległą otoczką podobny jest do czerwonego olbrzyma. Przy akrecji między  $10^{-7}$  a  $10^{-9} M_{\odot}/\text{rok}$  wodór spala się w rozbłyskach. Wreszcie przy niższym tempie materia u podstawy bogatej w wodór otoczki pozostaje zdegenerowana dopóki temperatura nie osiągnie punktu zapłonu, a wtedy mamy eksplozję termojądrową (TNR) objawiającą się jako wybuch nowej. Krytyczne wartości tempa akrecji, rozdzielające różne reżymy zjawiska, zależą od masy białego karła - i są wyższe przy większych masach.

Szczegółowe obliczenia modelowe pokazują, że cechy wybuchu również silnie zależą od tempa akrecji i masy białego karła. W dodatku zależą one też od składu chemicznego bogatej w wodór otoczki, w której zachodzi TNR. Silniejsze wybuchy szybkich nowych zachodzą przy większej masie i niższym tempie akrecji. Najważniejsze, że wymagają one znacznego nadmiaru jąder CNO. Mniej energetyczne wybuchy wolnych nowych mogą zachodzić przy mniejszej masie i wyższym tempie akrecji. W tym przypadku obfitość CNO nie jest decydująca. Kilka faktów przewidywanych przez model zostało potwierdzonych obserwacyjnie. Najbardziej godne podkreślenia jest, że nadobfitość CNO przewidywana przez teorię TNR została potwierdzona przez analizę spektroskopową. Z drugiej strony przyczyna tej nadobfitości pozostaje poważnym



problemem. Najprostszym jej wytłumaczeniem jest przyjęcie, że pewna ilość wzbogaconej w CNO materii pochodzącej z wnętrza białego karła dodaje się do akreowanej otoczki wodorowej.

Masa otoczki zbierająca się między wybuchami wynosi około  $\Delta M = 10^{-4} \div 10^{-5} M_{\odot}$ . Przy typowej masie składnika wtórnego wynoszącej  $M_2 = 0.5 M_{\odot}$ , otrzymujemy na liczbę powtórzeń wartość  $n_{\text{rec}} \approx 10^4$ . Obserwowane tempo przepływu masy u starych gwiazd nowych (otrzymane zasadniczo z równania (1)) wynosi średnio  $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{rok}$  (P a t t e r s o n 1984), lub nawet kilka razy więcej (W a r n e r 1987). Powyższe wartości  $\Delta M$  i  $M_2$  dają czas powtarzania rzędu  $\Delta t_{\text{rec}} = 10^3 - 10^4$  lat i całkowity czas życia gwiazdy nowej w fazie aktywności  $\Delta t_N \approx 10^8$  lat.

Są tu jednak problemy (por. S h a r a i in. 1986). Pierwszy dotyczy tempa przepływu masy, które okazuje się za wysokie. Obliczenia modelowe pokazują, że przy  $\dot{M}$  większym od około  $10^{-9} M_{\odot}/\text{rok}$  wybuch nowej jest możliwy tylko wtedy, gdy biały karzeł ma masę przekraczającą  $1 M_{\odot}$ , podczas gdy dla  $\dot{M}$  zbliżonego do  $10^{-7} M_{\odot}/\text{rok}$  wodór pali się już w rozbłyskach w otoczce. Druga rozbieżność wiąże się z przestrzenną gęstością nowych. P a t t e r s o n ustalił, że gęstość starych gwiazd nowych wynosi  $4 \times 10^{-7} \text{ pc}^{-3}$ , lecz podkreślał, że ponieważ  $\Delta t_N \approx 10^8$  lat jest 100 razy krótsze od wieku Galaktyki, to musi istnieć z grubsza 100 razy więcej martwych (tzn. już nie aktywnych) nowych w sąsiedztwie Słońca. B a t h i S h a v i v (1978) zastosowali statystykę nowych i tempo wygasania gwiazd w M31 wraz ze statystyką nowych w naszej Galaktyce (W a r n e r 1974, por. niżej) do wyznaczenia gęstości nowych w okolicy Słońca. Otrzymali wynik  $2 \cdot 7 \times 10^{-4} \text{ pc}^{-3}$ , to jest również 100 razy więcej od gęstości obserwowanej. Ze statystyki nowych w okolicy Słońca W a r n e r (1974) wywnioskował, że ich gęstość i czas powtarzania muszą być związane relacją:

$$D_N = 10^{-9} \Delta t_{\text{rec}}, \quad (2)$$

co dla  $\Delta t_{\text{rec}} = 10^3 - 10^4$  lat daje  $D_N = 10^{-5} - 10^{-6} \text{ pc}^{-3}$ , to jest o rząd wielkości więcej od obserwowanej gęstości  $4 \times 10^{-7} \text{ pc}^{-3}$ .

Wszystkie kłopoty przedstawione powyżej są wprost lub pośrednio związane z wielkościami absolutnymi i tempem przepływu masy. W szczególności wszystkie wyznaczenia zakładają, że tempa przepływu masy między wybuchami jest stałe. Jedyne potwierdzenie tego założenia pochodzi od R o b i n s o n a (1975), który zanalizował fotometryczne obserwacje kilku ostatnich nowych i doszedł do wniosku, że ich jasności przed i po wybuchu są zasadniczo jednakowe. Ale czy jest to prawdą w większych skalach czasu?

## 3. NOWA CK VULPECULAE (1670)

CK Vul została odkryta przez Ojca Anhelma w Dijon (Francja) 20 VI i - niezależnie - przez Heweliusza w Gdańsku 25 VII 1670. Heweliusz opublikował szybko

Tab. 1.

*Stella in Cygno  
observata a  
Joh. Hewelio  
Anno 1670. die 25 Julij st n*

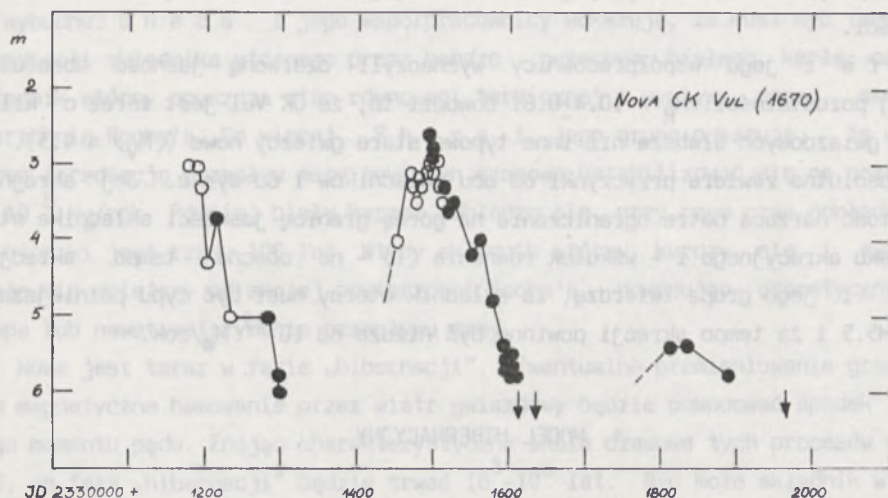
Trans. N.º 65



Rys. 2. Mapa okolicy gwiazdy CK Vul opublikowana przez Heweliusza (1670). Gwiazda oznaczona jako „Nova 1670” leży tuż poniżej głowy łabędzia

(w tym samym roku: H e w e l i u s z 1670!) swoją pierwszą obserwację wraz z mapką okolicy (rys. 2). Nawiasem mówiąc, nazwał nowy obiekt „Nova sub capite Cygni”; gwiazdozbiór Lisa wprowadził dużo później. Heweliusz śledził gwiazdę od 1670 do 1672 r. Wszystkie jego obserwacje z tego okresu, jak i obserwacje innych autorów, były robione gołym okiem i dopiero dużo później, w 1677 r., za pomocą swego 12-stopowego teleskopu stwierdził, że nowa była już wtedy słabsza od 9 mag.

Obserwacje wykonane przez Anhelma, innych (anonimowych) francuskich obserwatorów, Cassiniego i Heweliusza były wystarczająco dokładne i liczne, by można było dokonać obecnie rekonstrukcji krzywej jasności. Dokonali tego S h a r a i in. (1985). Krzywa blasku jest przedstawiona na rys. 3. S h a r a i jego współpraco-



Rys. 3. Krzywa blasku CK Vul zrekonstruowana na podstawie XVII-wiecznych obserwacji przez S h a r e i in. (1985). Wypełnione kółka i strzałki oznaczające górne granice pochodzą z obserwacji Heweliusza. Puste kółka pochodzą od innych obserwatorów, głównie od Cassiniego

wnicy konkludują, że CK Vul była bardzo powolną nową z silnymi oscylacjami w pobliżu maksimum. Rzeczywiście, była ona najwolniejsza ze wszystkich historycznych nowych; żadna inna nie była tak długo widoczna gołym okiem. Dość dokładnie (+20") zostały też określone jej współrzędne przez XVII-wiecznych obserwatorów. Zastosowawszy długie ekspozycje z użyciem kamery CCD i 4-metrowego teleskopu na Cerro Tololo, S h a r a i jego grupa byli w stanie zidentyfikować pozostałość po nowej jako słabą mgławicę o promieniu około 7", zawierającą kilka jasnych kondensacji i znacznie słabsze jądro. Widmo mgławicy ukazuje szereg linii emisyjnych, z których najsilniejsze są [N II]  $\lambda$  6584, H $\alpha$  oraz [N II]  $\lambda$  6548. Widmo jest nieco podobne do widma nowej powrotnej T Pyx. Czerwona jasność gwiazdy centralnej wynosi  $m_R = 20.7 \pm 0.5$  mag. Jej jasność w wąskim pasmie H $\alpha$  jest o 0.5 mag większa, co świadczy o obecności emisji w H $\alpha$  o szerokości równoważnej około 60 Å.

Decydujący dla dalszych dyskusji jest moduł odległości CK Vul. Z powodu skrajnej powolności CK Vul i jej silnych oscylacji w maksimum, S h a r a i jego grupa nie skorzystali z zależności  $M(\max) - t_3$ . Zamiast tego, stosując różne inne wyznaczenia, znaleźli, że  $d = 550 \pm 150$  pc i  $A_V = 2.2 \pm 0.3$  lub  $m_V - M_V = 10.9 \pm 0.7$ . Według Heweliusza CK Vul była najjaśniejsza 30 IV 1671 osiągając  $m_V = 2.6$  (por. rys.

3). Średnia jasność między maksimami w 1670 i 1671 r. wynosiła  $m_V = 4.1$ . Mając moduł odległości jak wyżej dostaje się  $M_V = -8.3$  oraz  $-6.8$  odpowiednio. Można to porównać z  $M_V = -6.5$  przewidywanym przez zależność  $M(\max) - t_3$ . Zatem albo nowa była jaśniejsza niż inne bardzo wolne nowe, albo moduł odległości powinien być mniejszy; w tym przypadku dostalibyśmy jeszcze niższą jasność absolutną dla obecnej pozostałości.

S h a r a i jego współpracownicy wyznaczyli czerwoną jasność absolutną gwiazdowej pozostałości:  $M_R = 10.4 \pm 0.8$ . Dowodzi to, że CK Vul jest teraz o kilka wielkości gwiazdowych słabsza niż inne typowe stare gwiazdy nowe ( $\langle M_V \rangle = 4.5$ ). Ta jasność absolutna zawiera przyczynki od obu składników i od dysku. Jej skrajnie niska wartość narzuca ostre ograniczenia na górną granicę jasności składnika wtórnego i dysku akrecyjnego i - wskutek równania (1) - na obecne tempo akrecji. S h a r a i jego grupa twierdzą, że składnik wtórny musi być typu późniejszego niż M3 - M5.5 i że tempo akrecji powinno być niższe od  $10^{-12} M_\odot/\text{rok}$ .

#### 4. MODEL HIBERNACYJNY

Przypadek CK Vul pokazuje, że założenie stałości tempa przepływu masy w czasie między wybuchami nie jest słuszne. 300 lat po wybuchu nowa ta jest z grubsza 100 razy słabsza niż najmłodsze post-nowe. Inny mniej skrajny przypadek jest reprezentowany przez nową WY Sge (1783), która teraz - 200 lat po wybuchu - jest około 10 razy słabsza (S h a r a i M o f f a t 1983; S h a r a i in. 1984). Wobec tego ich tempo przepływu masy jest także znacznie niższe. Fakt ten wraz z obecnością rozbieżności omawianych w rozdz. 2 skłoniły S h a r e i in. (1986) do zaproponowania modelu, w którym nowe „hibernują” przez tysiąclecia z bardzo niskim tempem akrecji (a więc przy małych jasnościach) i tylko podczas dwóch krótkich okresów, w przybliżeniu 100 lat przed i 100 lat po wybuchu, przejawiają silną akrecję (a więc są też znacznie jaśniejsze). Szczegóły tego „hibernacyjnego” modelu są następujące.

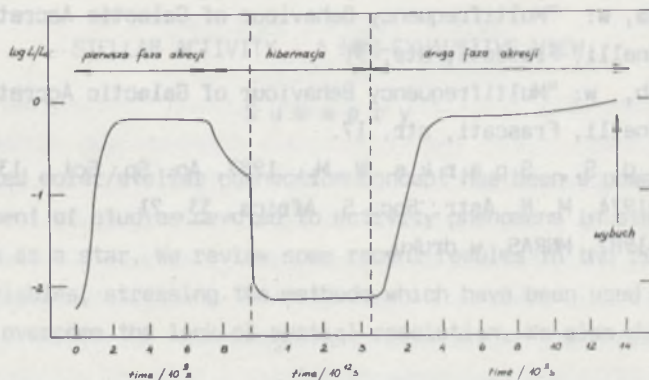
S h a r a i jego grupa omawiają wpierw wpływ wybuchu na odległość składników gwiazdy, a zwłaszcza na rozmiary strefy Roche'a składnika wtórnego. Podczas wybuchu składnik główny odrzuca otoczkę o masie  $\Delta M$ . Większość tej masy zostaje stracona z układu i tylko mały jej ułamek przechwyca składnik wtórny. Odrzucona otoczka unosi swój moment pędu, a zatem całkowity moment pędu  $J$  układu maleje. Dodatkowe zmniejszenie  $J$  spowodowane jest przez oddziaływanie między ekspandującą otoczką a składnikiem wtórnym. S h a r a i jego współpracownicy oceniają te efekty i konkludują, że utrata masy przeważa nad utratą momentu pędu, w wyniku czego moment pędu na jednostkę masy rośnie. Wskutek tego odległość składników i rozmiary powierzchni Roche'a wokół składnika wtórnego również rosną. Wniosek jest taki,

ze wskutek wybuchu nowej stopień kontaktu składnika wtórnego z jego powierzchnią Roche'a maleje, a więc powinno też zmaleć tempo przepływu masy. W szczególności oszacowania pokazują, że wtórny składnik powinien wręcz oddzielić się od swojej powierzchni Roche'a, powodując całkowite wstrzymanie przepływu masy.

Dlaczego zatem obserwujemy całkiem spore tempo przepływu masy u nowych zaraz po wybuchu? S h a r a i jego współpracownicy wskazują, że musi być tak wskutek irradacji składnika wtórnego przez bardzo gorącego białego karła: oświetlony składnik wtórny opuszcza stan równowagi termicznej i wypływa ponad swoją powierzchnię Roche'a. Co więcej, S h a r a i jego grupa pokazują, że wymuszony przez irradację przepływ masy powinien czasowo ustabilizować się na poziomie około  $10^{-8} M_{\odot}/\text{rok}$ . Później biały karzeł ochładza się, przy czym czas ochładzania jego otoczki jest rzędu 100 lat. Wtedy składnik wtórny kurczy się i ewentualnie staje się mniejszy od swojej powierzchni Roche'a, powodując dramatyczny spadek tempa lub nawet wstrzymanie przepływu masy.

Nowa jest teraz w fazie „hibernacji”. Ewentualne promieniowanie grawitacyjne lub magnetyczne hamowanie przez wiatr gwiazdowy będzie powodować spadek orbitalnego momentu pędu. Znając charakterystyczne skale czasowe tych procesów można ocenić, że faza „hibernacji” będzie trwać  $10^3$ - $10^6$  lat. Być może składnik wtórny ponownie wejdzie w kontakt ze swoją powierzchnią Roche'a i powoli rosnące tempo akrecji spowoduje wzrost irradacji. Ponownie wymuszony przez irradację przepływ masy ustabilizuje się na poziomie około  $10^{-8} M_{\odot}/\text{rok}$ . Pełny cykl przedstawiony schematycznie na rys. 4 zakończy się następnym wybuchem nowej.

P r i a l n i k i S h a r a (1986) badają dalsze konsekwencje „hibernacyjnego” zachowania się modeli TNR. Od modeli „standardowych” z  $\dot{M} = \text{const}$  ich modele różnią się istotnie w następujących punktach:



Rys. 4. Przebieg jasności i akrecji u hibernacyjnej nowej

1. Podczas długiej fazy „hibernacji” wodór częściowo dyfunduje do zewnętrznych warstw węglowo-tlenowego jądra białego karła. Jest to oczywisty mechanizm wzbogacania w CNO.

2. Wbrew temu, że praktycznie cała masa otoczki została zebrana (podczas fazy akrecji) w tempie  $\dot{M} = 10^{-8} M_{\odot}/\text{rok}$ , TNR powoduje typowy wybuch nowej.

3. Dłuższe okresy „hibernacji” prowadzą do większego wzbogacenia w CNO i silniejszych wybuchów. W naturalny sposób tłumaczy to obserwowaną różnorodność wśród nowych.

## LITERATURA

- Bath G. T., Shaviv G., 1978, MNRAS, 183, 515.
- Havelius J., 1670, Phil. Trans. Roy. Soc. 5, No. 65, 2087.
- Iben I., 1982, Ap. J., 259, 244.
- Patterson J., 1984, Ap. J. Suppl., 54, 443.
- Prialnik D., Shara M. M., 1986, Ap. J., 311, 172.
- Robinson E. L., 1975, A. J., 80, 515.
- Shara M. M., Moffat A. F. J., 1983, Ap. J., 264, 560.
- Shara M. M., Moffat A. F. J., McGraw J. T., Dearborn D. S., Bond H. E., Kemper E., Lamontagne R., 1984, Ap. J., 282, 763.
- Shara M. M., Moffat A. F. J., Webbink R. F., 1985, Ap. J., 294, 271.
- Shara M. M., Livio M., Moffat A. F. J., Drio M., 1986, Ap. J., 311, 163.
- Smak J., 1985a, w: "Multifrequency Behaviour of Galactic Accreting Sources", wyd. F. Giovanelli, Frascati, str. 3.
- Smak J., 1985b, w: "Multifrequency Behaviour of Galactic Accreting Sources", wyd. F. Giovanelli, Frascati, str. 17.
- Starfield S., Sparks W. M., 1987, Ap. Sp. Sci., 131, 379.
- Warner B., 1974, M. N. Astr. Soc. S. Africa, 33, 21.
- Warner B., 1987, MNRAS, w druku.

AKTYWNOŚĆ GWIAZD - KRÓTKI PRZEGLĄD\*

FRANÇOISE PRADERIE

Observatoire de Paris-Meudon

АКТИВНОСТЬ ЗВЁЗД - КОРОТКИЙ ОБЗОР

Ф. П р а д е р и

С о д е р ж а н и е

Концепция так называемой связи Солнце-звезда явилась очень плодотворной в последнем развитии исследований активности звёзд, включая Солнце. Представляем обзор некоторых современных результатов касающихся звёзд как магнитных переменных, особенно обращая внимание на методы применяемые к звёздам поздних спектральных классов чтобы преодолеть низкую пространственную разрешимость. Обсуждаем тоже действительность попыток создания пол-эмпирических моделей горячих внешних слоев звёзд. В этом отношении ограничение к звёздам солнечного типа является принципиально не оправданное.

STELLAR ACTIVITY - A NON-EXHAUSTIVE VIEW

S u m m a r y

The so-called solar/stellar connection concept has been a powerful one in the recent development of studies devoted to activity phenomena in stars, as well as in the Sun seen as a star. We review some recent results in the field of the stars as magnetic variables, stressing the methods which have been used mainly in late-type stars to overcome the lack of spatial resolution. We also discuss the val-

---

\*Referat przeglądowy wygłoszony (w jęz. angielskim) na sesji „Heweliusz i współczesna astronomia”, Gdańsk, 16 września 1987 r. Tłumaczył T. Kwast.

idity of efforts to produce semi-empirical models of the heated outer layers of stars. In this respect, a restriction to solar-type stars is not justified in principle.

Fakt, że gwiazdy wykazują tak zwaną aktywność, podobnie jak Słońce, a często w znacznie większym stopniu, został potwierdzony na wiele sposobów. Przez aktywność rozumiemy, analogicznie jak w przypadku Słońca: a) że pewne emisje (linie lub kontinua) są wzmocnione względem poziomu „podstawowego”, b) że ten obraz emisji zmienia się w czasie z kilkoma charakterystycznymi okresami związanymi z rotacją gwiazd oraz (u Słońca) ze zjawiskami magnetycznymi, c) że struktury powierzchniowe powstają (na Słońcu) jako skutek konfiguracji pola magnetycznego.

Milowe kroki w rozwoju tego zagadnienia stanowiły: Konferencja Goddarda (J o r d a n i A v r e t t 1973), wyrzucenie satelitów IUE (1978), Einsteina (1978) i EXOSATa (1983) oraz Konferencja Bonasa (B o n n e t i D u p r e e 1981). Rozwinęło się ono tak dalece, że niemożliwy jest jego przegląd w pojedynczym odczycie. Rocznie odbywa się kilka konferencji na temat różnych aspektów aktywności gwiazd i w literaturze można znaleźć wiele świetnych przeglądów tego problemu.

Dlatego też skoncentruję się tylko na trzech punktach:

1. znaczenie idei związków Słońca z gwiazdami,
2. rozwój metod pośredniego uzyskiwania wysokiej rozdzielczości przestrzennej,
3. granice obecnych prób konstruowania półempirycznych modeli gorących zewnętrznych warstw gwiazd.

### 1. ZWIĄZKI SŁOŃCA Z GWIAZDAMI

W swojej „Selenografii” Heweliusz zanotował własne, teleskopowe obserwacje plam słonecznych. Obserwacje te zostały wykonane przed minimum Maundera (1645-1715) i znacznie przyczyniły się do utrwalenia poglądu, że te ciemne miejsca istotnie są fragmentami powierzchni Słońca. Heweliusz oczywiście nie mógł wyobrazić sobie XX-wiecznych astronomów śledzących plamy i obszary aktywne na powierzchni gwiazd bez posiadania stosownych narzędzi, ponieważ plamy na gwiazdach są dla teleskopów niedostępne i ich „widzenie” trzeba rozumieć inaczej. Jest jednak wyraźna więź między XVII-wiecznymi badaczami Słońca i obecnymi astronomami, zajmującymi się powierzchniami gwiazd, które są niedostępne bezpośrednim obserwacjom. Spróbujemy więc ukazać skuteczność nieprzerwanego rozwoju nauki dążącego do badania innych gwiazd tak drobiazgowo jak Słońca.



Tak sformułowana idea związków Słońca z gwiazdami jest bardzo młoda. Jest to zdumiewające. Dlaczego nie pojawiła się wcześniej? Rzeczywiście, sama idea wzbogacenia wiedzy o Słońcu wiadomościami o ogromnej różnorodności zjawisk gwiazdowych i odwrotnie - spojrzenie na gwiazdy jak na obiekty podlegające tym samym prawom co Słońce, ta idea oczywiście musiała czekać: a) aż studia nad słoneczną aktywnością obejmą Słońce jako całość (stało się to głównie w wyniku badań przeprowadzonych na Skylabie (1973), które ukazały dominującą rolę pola magnetycznego w zewnętrznych warstwach Słońca), b) aż badania gwiazd staną się porównywalne z badaniami Słońca, nie pod względem rozdzielczości przestrzennej, niestety, lecz dostępnego zakresu promieniowania elektromagnetycznego i czasu systematycznego monitorowania, w wyniku czego mogły zostać odkryte oznaki zmienności magnetycznej (stało się to również w wyniku uzyskania danych z satelitów).

Idea związków Słońca z gwiazdami wyraźnie wykazała swoje heurystyczne znaczenie. Jako przykład jej słuszności wymienimy teorię dynama generacji pola magnetycznego; oczywiście istnienie aktywności u innych gwiazd prowadzi do szukania innych mechanizmów niż tak zwane dynama „alfa-omega”. Idea związków Słońca z gwiazdami opiera się na systematycznych, wszechstronnych konfrontacjach całego bogactwa informacji o Słońcu - najbliższej gwiazdzie, ale jedynej - z informacjami o innych gwiazdach, gdzie zjawisko aktywności może być śledzone w zależności od całego widma takich parametrów jak masa, wiek, tempo rotacji, skład chemiczny i in. O ile Słońce jest oczywiście obiektem najstosowniejszym do uzyskiwania wielkich ilości informacji i używania ich do sprawdzania teoretycznego opisu zjawisk, o tyle gwiazdy zapewniają przeprowadzenie ogólniejszych testów tych teorii. Testy te są niezbędne, by skutecznie stosować teorię w odniesieniu nie tylko do zjawisk słonecznych.

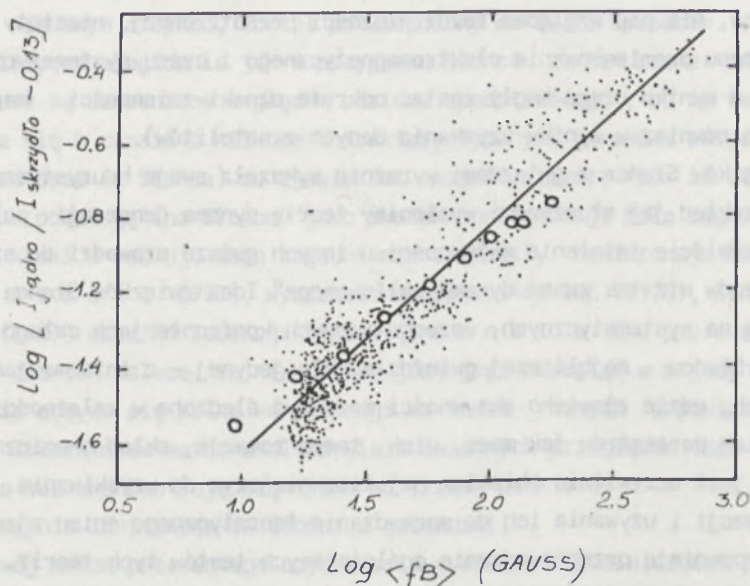
Rozważmy dokładniej, co dostaliśmy z tych porównań Słońca z gwiazdami.

### 1.1. Słońce jako gwiazda

Chociaż Słońce jest jedyną gwiazdą, na której powierzchni można śledzić szczególnie o rozmiarach  $0^{\circ}3-0^{\circ}1$  (ok.  $10^{-4}$  średnicy), to może ono być również traktowane jako całość. W ten sposób staje się ono podobne do innych gwiazd i zjawiska dostrzegalne po uśrednieniu całej tarczy można porównywać z dostrzegalnymi na gwiazdach. Kilka przykładów zilustruje tę sprawę.

1) Aczkolwiek wygląda na to, że w żadnym obszarze Słońca pole magnetyczne nie jest słabsze od 1000 lub 1500 Gs, to zintegrowane średnie natężenie wynosi 1 do 2 Gs. Przyczyną tego stanu jest zarówno sama konfiguracja pola (kilka obszarów bipolarnych, których pola znoszą się po uśrednieniu całej tarczy), jak i dość niski stopień wypełnienia (filling factor) obszarów magnetycznych. Ponieważ jednak Słoń-

ce pokryte jest w całości rozmaicie aktywnymi obszarami (o mniej lub bardziej intensywnej emisji w linii Ca II K koincydującej ze słabszym lub silniejszym polem magnetycznym (L e i g h t o n 1959)), możliwe jest użycie go jako kalibratora pożytecznej zależności między  $|\bar{B}|$  lub  $B_{\text{cos } \lambda}$  (rzutem pola magnetycznego na kierunek widzenia) oraz  $I(\text{Ca II})$ . S k u m a n i c h i i n. (1975) zrobili to dla Słońca spokojnego, zaś S c h r i j v e r i C o t é (1987) rozszerzyli tę pracę na obszary aktywne (rys. 1).



Rys. 1. Natężenia w linii Ca II (po odjęciu minimalnego natężenia uzyskanego z danych gwiazdowych) w zależności od natężenia pola magnetycznego.  $f$  oznacza tu stopień wypełnienia obszarów magnetycznych,  $B$  - natężenie pola magnetycznego (wg S c h r i j v e r a i C o t e g o 1987)

Jeśli przyjmujemy, że lokalne zależności występujące na Słońcu mogą być zastosowane do gwiazd, które widać jedynie jako punkty bez szczegółów, to pomiar  $I(\text{Ca II})$  u tych gwiazd da wartość  $B_{\text{cos } \lambda}$  scałkowaną po całej tarczy. Można wtedy uzyskać pełny magnetogram, co jest bardzo cenne zwłaszcza dla gwiazd późnych typów, u których trudno jest zmierzyć pole magnetyczne tradycyjnymi metodami polaryzacyjnymi.

2) Śledząc teraz czasową zmienność aktywności Słońca można dla całej jego tarczy zanotować następujące fakty:

- W okresie 11-letnim modulowane jest natężenie linii Ca II K (o 40%, W h i t e i L i v i n g s t o n 1981), jasność K korony, całkowity obszar dziur koronalnych (F i s h e r i S i m e 1984) itd. Jest to zmienność fizyczna.

- Rotacja (synodyczny okres rotacji na równiku wynosi 27<sup>d</sup>3) moduluje natężenie światła białego. Eksperyment ACRIM na satelicie SMM był czuły na przejścia

pojedynczych plam przez linię widzenia (W i l s o n 1981). Podobnie linie widmowe powstające w chromosferze i w obszarze przejściowym okresowo zmieniają natężenie, co ujawnił satelita SME (B e n n e t t i in. 1984). Z ostatnich wyników wiemy na przykład, że wielkie obszary aktywne o niejednorodnym rozkładzie na powierzchni Słońca są rozpoznawane nawet w świetle zintegrowanym, przy czym jedna półkula Słońca była w tym czasie (1982) bardziej aktywna od przeciwnej, co można sprawdzić na spektroheliogramach Ca II.

- Jasne pochodnie są rozpoznawalne również przy globalnym traktowaniu Słońca (L i v i n g s t o n i Y e 1982).

Wyniki te uzyskane w świetle integralnym dla gwiazd o niskiej aktywności usprawniają badania innych gwiazd podobnymi metodami.

3) Słońce było również sprawdzianem oszacowań, które skądinąd były bezwartościowe w odniesieniu do gwiazd nie tak dobrze znanych.

- Jak już wspomnieliśmy, zostało stwierdzone, że przyczyną aktywności Słońca jest pole magnetyczne (B a b c o c k i B a b c o c k 1955). Wysoka rozdzielczość obserwacji odegrała główną rolę w ustanowieniu tego faktu.

- Rozkład aktywności z wysokością od poziomu plam do obszaru wiatru gwiazdowego i heliosfery, jak również pionowa struktura obszarów magnetycznych (plam, całych obszarów aktywnych, pętli koronalnych) zostały wpiery ustalane dla Słońca.

- Asymetria powierzchniowego rozkładu centrów aktywności i obecność „aktywnych długości” również zostały wykryte na Słońcu.

- Występowanie różnych skal długości dla zjawisk aktywności jest na Słońcu oczywiste: z jednej strony istnieją tam wielkie struktury jak plamy (w przybliżeniu o rozmiarach komórek supergranulacji) i dziury koronalne (które mogą rozpościerać się w szerokości niemal nad oboma półkulami), zaś z drugiej występują jasne punkty i krótkotrwałe obszary aktywne oraz tuby magnetyczne, których skrajne rozmiary nie są jeszcze znane; najprawdopodobniej są one najdrobniejszymi strukturami rządzone przez pole magnetyczne (S t e n f l o 1973). Tu również do rozpoznania charakterystycznych skal wymagana jest wysoka rozdzielczość obserwacji.

Wszystkie te fakty są ważne, jeśli chce się śledzić analogie między Słońcem a innymi gwiazdami; przypominają nam one, by nie przeceniać danych o gwiazdach, ponieważ możemy przebadac u nich w najlepszym przypadku największe struktury ich powierzchni. Natomiast rozdzielczość wzdłuż promienia widzenia jest lepsza i wystarczy do śledzenia powstawania różnych cech widma na różnych wysokościach.

## 1.2. Gwiazdy jako słońca

Aby zwiększyć naszą wiedzę o aktywności gwiazd do poziomu wiedzy o Słońcu, musimy wpiery osiągnąć większą rozdzielczość (w szerokości i długości), która obec-

nie jest właściwie zerowa. Metody osiągnięcia tego celu są nieliczne: badania interferometryczne wymagają znacznie bardziej wyrafinowanej techniki (zostanie to osiągnięte w przestrzeni kosmicznej); alternatywą jest stosowanie pewnych wybiegów. Można tu wykorzystać zmienność czasową o ile ten typ zmienności jest skutkiem rotacji gwiazdy. Dzięki rotacji rzeczywiście przed obserwatorem przesuwają się różne niejednorodności powierzchni gwiazdy. Jest ścisła odpowiedniość między czasem obserwacji a długością astrograficzną obserwowanej struktury na tarczy gwiazdy. Wiele gwiazd rotuje szybciej niż Słońce, co ułatwia wykrycie i rozpoznanie owych niejednorodności. Więcej wysiłku wymaga określenie rozkładu niejednorodności względem szerokości astrograficznej.

Oprócz tych pośrednich metod uzyskiwania rozsądnej rozdzielczości można gwiazdy obserwować, tak zresztą jak i Słońce, w różnych zakresach promieniowania. Całkowita moc emitowana w różnych zakresach energii jest u różnych gwiazd bardzo rozmaita i często wiele razy większa niż u Słońca. Zwiększa to globalne niepromieniste grzanie, pochodzące od podfotosferycznych obszarów gwiazdy. Niezależnie od niejednorodności powierzchniowych, jasność (a nie strumień, którego nie mierzymy, lecz obliczamy zakładając, że powierzchnia gwiazdy jest jednorodna) jest związana z całkowitą ilością niepromienistej energii, która musi być dostarczana na różne wysokości skąd emitowane są fale UV, X i radiowe.

Magnetyczna zmienność charakterystyczna dla Słońca (związana z cyklem i pochodniami) spotykana jest też u gwiazd. Aby zjawiska te wykryć, trzeba przez dłuższy czas śledzić właściwe oznaki ich aktywności: cykle gwiazdowe zostały odkryte przez Wilsona (1978) właśnie dzięki comiesięcznym obserwacjom emisji Ca II K; albo powinny być one obserwowane praktycznie stale w świetle białym, nadfiolecie, promieniach rentgenowskich lub w zakresie radiowym: pochodnie są obserwowane we wszystkich tych zakresach widma (np. Guradyan 1980; Byrne i Rodono 1983).

Na koniec zwróćmy uwagę na postęp w badaniach pulsacji Słońca w ciągu ostatnich 7-10 lat. Odkryto szereg nieradialnych p-modów w zakresie 5-minutowym; ich częstości mogą być źródłem informacji o przyczynach cyklu aktywności Słońca, ponieważ stwierdzono (Woodard i Noyes 1985; Fossati in. 1987), że dla niskich modów częstość maleje od maksimum do minimum aktywności, co by oznaczało, że w okresie aktywności promień Słońca maleje (o 0.01%). Słoneczne niskie p-mody są obserwowane w integralnym świetle całej tarczy, zatem wiele wysiłku poświęca się obecnie wykryciu podobnych oscylacji u innych gwiazd. Gwiazdy AP i kilka podobnych do Słońca wykazują te oscylacje, co ma duże znaczenie dla badania budowy wewnętrznej i tempa rotacji wnętrza (np. Gough 1986; Christensen-Dalsgaard i Frandsen 1987).

Zatem stosując trzy wspomniane wyżej metody (wykorzystanie rotacji do obserwowania powierzchni gwiazdy, obserwacje linii emisyjnych, śledzenie zmienności) moż-

na uzyskać obraz gwiazdy na różnych wysokościach, podobnie jak w przypadku Słońca, podczas gdy obserwacje oscylacji nieradialnych gwiazd powinny dostarczyć informacji o ich wnętrzach.

Nasz przegląd korzyści płynących z traktowania Słońca jak gwiazdy i gwiazd jak Słońce stawia dwa pytania:

1) Czy nie ograniczamy się nieświadomie do gwiazd typu Słońca? Chcielibyśmy jednak móc opisać zjawisko aktywności za pomocą parametrów (wiek, masa, tempo rotacji, skład chemiczny), których zakres można określić zbadawszy wiele gwiazd. Oczywiście, aktywność typu słonecznego istnieje i można ją prześledzić na diagramie HR (np. L i n s k y 1985). Jednak metody opracowane dla Słońca i stosowane do badań powierzchni gwiazd (rozdzielanie powierzchniowych struktur na podstawie zmienności) są dobre również dla innych typów gwiazd. Aktywność występuje u gwiazd na całym diagramie HR (np. C a s s i n e l l i 1984; U c h i d a 1986). Najwyraźniejszym tego przejawem jest obecność emisji rentgenowskiej u gwiazd niemal wszystkich typów (np. V a i a n a i S c i o r t i n o 1986). Aktywność innego rodzaju niż słoneczna jest znacznie słabiej zbadana.

2) Czy gwiazdy aktywne są koniecznie magnetyczne? Albo do jakiego stopnia niewłaściwie mówi się „aktywność pochodzenia magnetycznego”? Przypomnijmy, że gwiazdy uznane za aktywne są gwiazdami, u których zarazem: a) widać zwiększoną jasność, co dowodzi obecności nieradiacyjnego grzania, b) wyraźnie widać niejednorodności. Co do punktu a), to postęp w tej dziedzinie istotnie zależy od znalezienia modelu uwzględniającego ogrzewanie atmosfer gorących gwiazd. W punkcie b) jedynie u Słońca stwierdzono współzależność niejednorodności i pola magnetycznego. Powinno to zostać potwierdzone na przykładach innych gwiazd. Dyskutuje się tu modele dynamiki inne niż w przypadku Słońca. Godny uwagi przypadek gwiazd pozbawionych prawdopodobnie zewnętrznych warstw konwektywnych odegra decydującą rolę w tych badaniach.

## 2. POWIERZCHNIOWE NIEJEDNORODNOŚCI NA GWIAZDACH

W celu wykazania obecności różnych struktur na powierzchni gwiazd posługiwano się kilkoma metodami, które teraz podsumujemy.

### 2.1. Interferometria

Bezpośrednie obrazy powierzchni gwiazd są obecnie nieosiągalne. Techniki, dzięki którym odtwarza się te obrazy przy braku informacji o fazie sygnału, umożliwiły otrzymanie zarysu otoczki gwiazdy  $\alpha$  Ori (M2Iab), mającej największą średnicę kątową ( $0''.040$ ). Nie udało się jednak rozpoznać żadnych szczegółów na jej tarczy (R o d d i e r i n. 1986).

### 2.2. Obserwacje zaćmień

Układy podwójne gwiazd o nachyleniu bliskim  $90^\circ$  umożliwiają śledzenie wzajemnego przesłaniania się składników. Mniejsza gwiazda obiegając wspólny środek masy będzie również przesłaniana przez atmosferę gwiazdy większej i jeżeli atmosfera ta jest dostatecznie rozległa, to może zostać w ten sposób „prześwietlona”. Technika tą obserwowano kilka układów typu  $\zeta$  Aur (np. Stencel i in. 1979 w przypadku 32 Cyg). Jasne układy zaćmieniowe RS CVn i AR Lac obserwowano też w zakresie rentgenowskim w czasie pełnego okresu orbitalnego za pomocą satelity Einstein i w ten sposób po raz pierwszy poznano strukturę korony obu składników (G2IV i KOIV) (Walter i in. 1983). Obserwacje zaćmień są z pewnością dobrym sposobem na poznanie struktury zewnętrznych warstw olbrzymów; przyjmuje się tu jedno tylko założenie - mianowicie, że obserwowana zmienność jest całkowicie skutkiem tylko geometrii zjawiska.

### 2.3. Modulacja rotacyjna

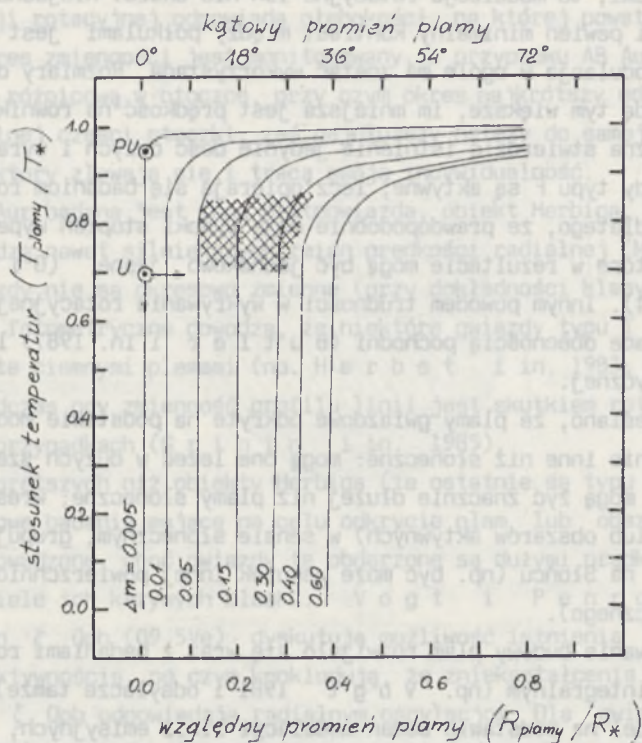
Rotacja gwiazdy powoduje ukazywanie się i znikanie rozmaitych struktur z tarczy gwiazdy. Zatem z biegiem czasu, jeżeli struktury te są rozłożone nierównomierne, obserwuje się zmienną jasność gwiazdy. Czas jest tu bezpośrednio związany z długością „geograficzną” promienia widzenia, a więc rotacja umożliwia wykorzystanie rozdzielczości czasowej do uzyskania lepszej rozdzielczości przestrzennej.

Rotacyjna modulacja obserwowana jest zarówno w szerokich zakresach widma jak i w liniach emisyjnych, a także przejawia się w zmiennej prędkości wiatru gwiazdowego.

- Zmiany jasności w szerokich zakresach widma aktywnych gwiazd uważa się za najwyraźniejszy dowód obecności ciemnych plam na powierzchni. Mała amplituda tych zmian (kilka do 30%), okresowość lub prawie okresowość zaobserwowane zostały u wielu gwiazd późnych typów, np. BY Dra, RS CVn (np. Rodono i in. 1986 oraz odsyłacze tamże), u zwykłych karłów zarówno tła jak i w gromadach, np. w Hyadach (np. Lockwood i in. 1984). Modulacja światła może odbywać się ze zmienną amplitudą, najprawdopodobniej wskutek zmian liczby lub rozmiarów plam. Dokładność fotometrii nie pozwala na zaobserwowanie plam tak małych jak na Słońcu; obserwowalne gwiazdowe plamy są bardzo duże - do 20% powierzchni półkuli.

Zakres temperatur i rozmiarów plam uzyskany z geometrycznych modeli, których nie będziemy tu omawiać (rys. 2), dowodzi, że aby móc rozróżnić na powierzchni gwiazdy małe plamy, trzeba by 10 lub 100-krotnie zwiększyć dokładność fotometrii. Jest to jedno z zadań przyszłej fotometrii prowadzonej z orbity okołoziemskiej.

- Integralne natężenie linii emisyjnych również okresowo zmienia się u gwiazd



Rys. 2. Zależność stosunku temperatury plamy i fotosfery od promienia plamy dla różnych amplitud rotacyjnej modulacji jasności ( $\Delta m$ ). Znane plamy gwiazdowe wypadają w obszarze zacienionym. U oraz PU oznaczają typowe wartości dla plam słonecznych odpowiednio w cieniu i półcieniu

późnych typów. Obecność obszarów aktywnych została stwierdzona właśnie na podstawie zmienności linii Ca II K (w pasmie  $1 \text{ \AA}$ ) (V a u g h a n i i n. 1981) u około 100 gwiazd. Ciekawym produktem ubocznym owych badań jest bezpośrednio wyznaczenie okresu rotacji tych gwiazd.

- Badania modulacji linii emisyjnych w nadfiolecie stały się możliwe dzięki satelicie IUE. Zsynchronizowane programy obserwacyjne umożliwiły skorelowanie zachowania się linii powstających w chromosferze i obszarze przejściowym z zachowaniem się widzialnego widma ciągłego (np. B a l i u n a s i D u p r e e 1982 dla  $\lambda$  And; B o e s g a a r d i S i m o n 1984 dla  $\chi^1$  Ori; R o d o n o i i n. 1987 dla HR 1099, II Peg, AR Lac; B u t l e r i i n. 1987 dla BY Dra i AU Mic). Stwierdzono, że maksimum emisji przypada w minimum jasności widma ciągłego, skąd bezpośrednio wynika, że obszary aktywne pokrywają plamy, wskutek czego wykazują strukturę wysokościową analogiczną jak odpowiednie obszary na Słońcu.

Trzeba tu dodać pewne zastrzeżenie dotyczące rotacyjnej modulacji widma ciągłego lub linii emisyjnych. Jeśli tarcza gwiazdy jest niemal równomiernie pokryta

niejednorodnościami, to modulacja rotacyjna ich nie ukáže. Niejednorodny ich rozkład w długości i pewien minimalny kontrast między półkulami jest niezbędny, jeżeli rotacyjna modulacja w ogóle ma zostać wykorzystana. Rozmiary odkrytych aktywnych obszarów będą tym większe, im mniejsza jest prędkość na równiku gwiazdy. Zatem tą metodą można stwierdzić istnienie jedynie dość dużych i wyraźnych obszarów aktywnych. Gwiazdy typu F są aktywne, lecz opierają się badaniom rotacyjnej modulacji po prostu dlatego, że prawdopodobnie mają wysoki stopień wypełnienia obszarów aktywnych, które w rezultacie mogą być jednakowo jasne (G i a m p a p a i R o s n e r 1984). Innym powodem trudności w wykrywaniu rotacyjnej modulacji są fluktuacje wywołane obecnością pochodni (B u t l e r i in. 1987) lub istnieniem sieci chromosferycznej.

Często podkreślano, że plamy gwiazdowe odkryte na podstawie modulacji rotacyjnej są zdecydowanie inne niż słoneczne: mogą one leżeć w dużych szerokościach, nawet na biegunie; mogą żyć znacznie dłużej niż plamy słoneczne; wreszcie mogą być zespołami plam (lub obszarów aktywnych) w sensie słonecznym, grupując się z innych powodów niż na Słońcu (np. być może wskutek innej powierzchniowej konfiguracji pola magnetycznego).

O ile modelowanie budowy plam rozwijało się wraz z badaniami rotacyjnej modulacji w świetle integralnym (np. V o g t 1981 i odsyłacze tamże), o tyle nie powstał żaden model na podstawie badań modulacji linii emisyjnych, z wyjątkiem tylko potwierdzenia modeli poprzednich (np. R o d o n o i in. 1987). Zaproponowana została metoda maksimum entropii, słuszna w zasadzie zarówno dla modelowania plam jak i obszarów aktywnych (C o l l i e r C a m e r o n i H o r n e 1986). Największym problemem jest jednoznaczność tak otrzymanych modeli, ponieważ tylko ograniczenia na długość astrograficzną tych struktur są względnie silne, szerokości zaś i promienie plam są parametrami swobodnymi. Większość modeli dotyczy plam o jednakowych rozmiarach i szerokości (patrz R o d o n o i in. 1986 - dyskusja).

- Modulacja prędkości wiatru gwiazdowego. Wykryta została również krótkookresowa zmienność podczas poszukiwań, czy zjawiska aktywności występują też u średnio gorących gwiazd znajdujących się przed fazą ciągu głównego. Prędkość radialna mierzona według linii Mg II  $\lambda 2795.5 \text{ \AA}$  u AB Aur (AOep) zmienia się w czasie okresowo. Zmiany te trwają miesiącami i z 25-miesięcznych obserwacji w 1982 i 1984 r. (P r a d e r i e i in. 1986) wyznaczono okres równy  $45 \pm 6$  godzin. Przesunięcia linii Ca II K również okazały się okresowe z okresem  $32 \pm 4$  godzin (C a t a l a i in. 1986). Ten ostatni okres jest zgodny z okresem oczekiwanym na podstawie wyznaczeń Vsini dla tej gwiazdy i jest charakterystyczny dla dolnych warstw ekspandującej otoczki. Dłuższy okres odpowiada obszarom odleglejszym, gdzie powstaje niebieska krawędź linii rezonansowej Mg II. Wyniki te dowodzą, że: 1) Wiatr młodej gwiazdy, takiej jak AB Aur, składa się z szybkiego i powolnego strumienia, które na zmianę przecinają linię widzenia, przy czym na jednej półkuli dominuje



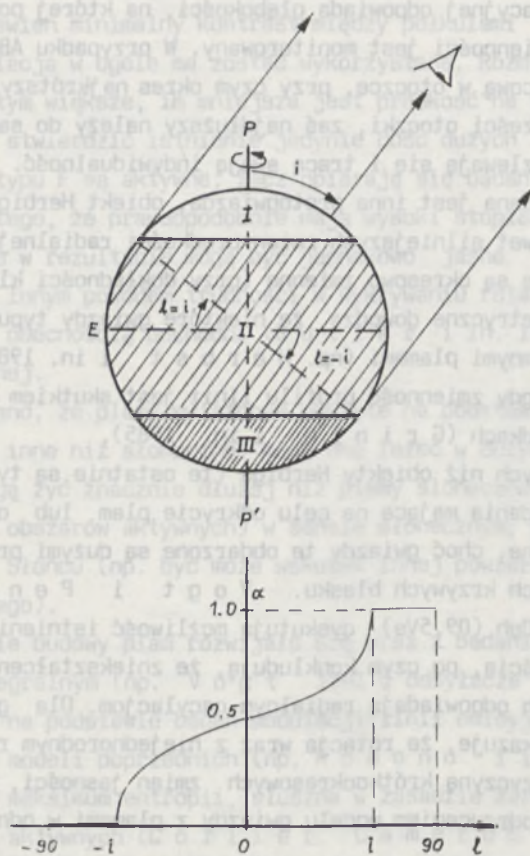
jeden typ strumienia, a drugi na przeciwnej. 2) Okres rotacji wyznaczony na podstawie modulacji rotacyjnej odpowiada głębokości, na której powstają te struktury, których okres zmienności jest monitorowany. W przypadku AB Aur odkryto w ten sposób rotację różnicową w otoczce, przy czym okres najkrótszy odpowiada korotującym jetom w dolnej części otoczki, zaś najdłuższy należy do samej otoczki, gdzie korotacyjne sektory zlewają się i tracą swoją indywidualność.

Oprócz AB Aur badana jest inna protogwiazda, obiekt Herbiga, HD 163296. Wstępne wyniki dowodzą nawet silniejszych zmian prędkości radialnej (Mg II) niż u AB Aur. Obie gwiazdy nie są okresowo zmienne (przy dokładności klasycznej fotometrii). Jednak badania fotometryczne dowodzą, że niektóre gwiazdy typu T Tauri są prawdopodobnie pokryte ciemnymi plamami (np. Herbst i in. 1983; Bouvier i in. 1986), podczas gdy zmienność profilu linii jest skutkiem rotacji, przynajmniej w kilku przypadkach (Grinin i in. 1985).

U gwiazd gorętszych niż obiekty Herbiga (te ostatnie są typu widmowego A lub B) tak całościowe badania mające na celu odkrycie plam lub obszarów aktywnych rzadko były prowadzone, choć gwiazdy te obdarzone są dużymi prędkościami na równiku i znamy wiele ich krzywych blasku. Vogt i Penrod (1983a) w swych badaniach  $\zeta$  Oph (09.5Ve) dyskutują możliwość istnienia niejednorodności związanych z aktywnością, po czym konkludują, że zniekształcenia krzywych blasku obserwowane u  $\zeta$  Oph odpowiadają radialnym oscylacjom. Dla gwiazd Be Harmanc (1984) pokazuje, że rotacja wraz z niejednorodnym rozkładem jasności jest niewątpliwie przyczyną krótkookresowych zmian jasności, lecz Baade (1987) podaje argumenty za odrzuceniem modelu gwiazdy z plamami w odniesieniu do tych obiektów.

#### 2.4. Obrazy dopplerowskie

Ta metoda wykrywania różnych struktur na tarczy gwiazdy sięga krok dalej niż modulacja rotacyjna. Umożliwia ona otrzymanie bezpośrednio obrazu tarczy, to jest ujawnia informację zarówno w długości  $L$  jak i szerokości  $l$ . Zaproponowana przez Vogta i Penroda (1983b) metoda ta zastosowana była w zbliżonej wersji przez Deutscha (1970) do gwiazd Ap ponad 15 lat temu, kiedy materiał obserwacyjny był dużo uboższy niż dziś. Zasada metody polega na połączeniu dużej rozdzielczości widmowej z odpowiednią rozdzielczością czasową, aby móc śledzić deformacje profilu linii pochodzących od całej tarczy (strukturami, które to powodują, mogą być plamy lub obszary aktywne). Wymagania stawiane tej metodzie zostały przedstawione przez Vogta i Penroda (1983b) i bardziej ilościowo przez Gondoina (1986): oś gwiazdy musi mieć korzystne nachylenie oraz gwiazda musi zapewniać średni lub duży rzut prędkości rotacyjnej (rys. 3).



Rys. 3. Technika obrazów dopplerowskich: zależność współczynnika niejednorodności jasnościowej  $\alpha$  od szerokości  $l$ . Wielkość  $i$  oznacza nachylenie osi rotacji gwiazdy do kierunku na obserwatora (wg Gondoina 1986)

Gwiazda HR 1099 (V711 Tau) typu RS CVn jest według tych kryteriów wzorcem dla tej metody. Najpierw zbierzemy wyniki uzyskane dla niej, a następnie omówimy wady i zalety procedury użytej do interpretacji danych. Vogt i Penrod (1983b) sporządzili w 1981 r. mapę zawierającą dwa wielkie ciemne obszary na tej gwiazdzie na podstawie obserwacji czerwonych linii Fe I i Ca I. Gondoin (1986) uzyskał profile o dużej rozdzielczości linii fotosferycznej Fe I, pochodzącej z niskiej chromosfery linii Ca II (triplet) i z wysokiej chromosfery H $\alpha$ . Zlokalizował obszar aktywny i dwie plamy w 1983 r. i mógł pokazać, że nachodzą one na siebie. Linsky i Neff (1987) odwoływali się do modelu dwu plam Rodono i in. (1986), by pokazać, że pochodnia obserwowana w październiku 1981 r. przez IUE musiała pojawić się akurat na tle tych dwu plam. Tabela 1 (pochodząca z pracy Rodono i in. 1986) przedstawia porównanie cech zespołów plam lub

T a b e l a 1

Porównanie cech obszarów aktywnych na HR 1099 (V711 Tau, K1IV+G5IV)

Autor, technika	Data	Plama nr	Temp.	l	L(faza)
Vogt i Penrod (obrazy dopplerowskie)	1981.8	1	3500 K	60 <sup>0</sup>	0.23
		2	3500	12	0.53
Rodono i in. (modulacja rotacyjna)	1981.8	1	3500	60	0.17
		2	3500	10	0.54
Gondoin (obrazy dopplerowskie)	1983.8	1	<4250	62	0.05 <sup>Z</sup>
		2	<4250	65	0.56 <sup>W</sup>

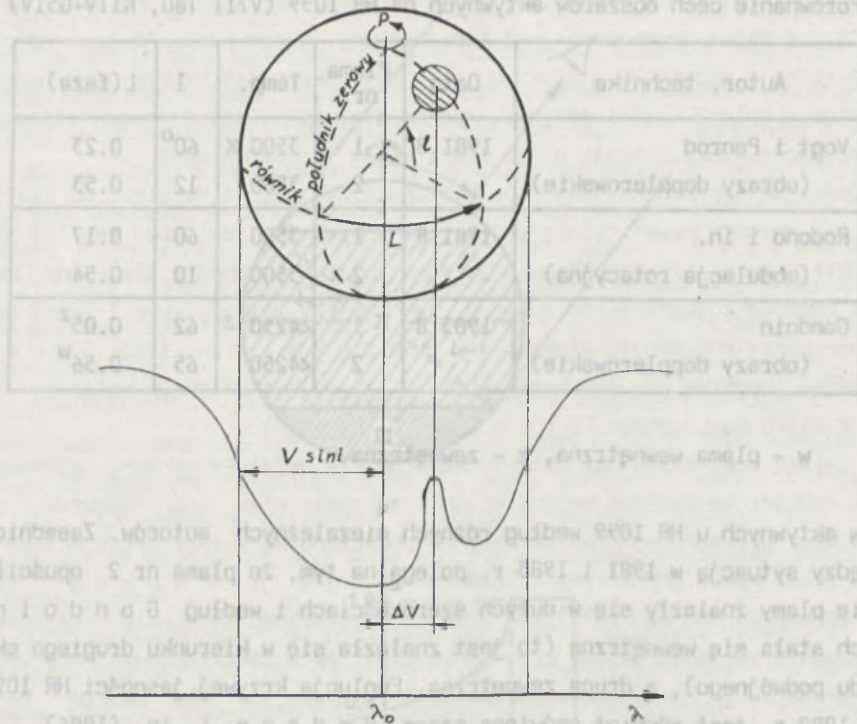
w - plama wewnętrzna, z - zewnętrzna.

obszarów aktywnych u HR 1099 według różnych niezależnych autorów. Zasadnicza różnica między sytuacją w 1981 i 1983 r. polega na tym, że plama nr 2 opuściła równik, obie plamy znalazły się w dużych szerokościach i według Gondoina jedna z nich stała się wewnętrzną (to jest znalazła się w kierunku drugiego składnika układu podwójnego), a druga zewnętrzną. Ewolucja krzywej jasności HR 1099 po grudniu 1982 r. jest również omówiona przez Rodono i in. (1986).

Różni autorzy stosując metodę obrazów dopplerowskich postępują różnymi drogami: 1) Vogt i Penrod (1983b) dopasowują do swoich profili linii u HR 1099 otrzymanych z wysoką rozdzielczością profile syntetyczne uzyskane na podstawie numerycznego całkowania przy podzieleniu tarczy gwiazdy na  $10^4$  krątek, przy czym z góry określone zostały różne obszary jako cień, półcień i niezaburzona fotosfera. Parametrami są  $L$ ,  $l$ , rozmiar, temperatura (ta sama dla wszystkich) plam. 2) Gondoin (1986) badał zależność od fazy przesunięcia deformacji profilu linii (w absorpcji lub emisji, w zależności od tego, czy badana linia jest fotosferyczna czy chromosferyczna) przy dużej rozdzielczości u głównego składnika (K1IV) układu HR 1099. Na badanych liniach występują dwie takie deformacje. Autor podał zależność dopplerowskiego przesunięcia od centrum linii każdej deformacji od fazy  $\varphi$  rotacji (rys. 4). Dla rzutu rotacyjnej prędkości otrzymał wzór:

$$\Delta v(\varphi) = v \sin i \cos l \sin(2\pi\varphi + L). \quad (1)$$

Obserwowana sinusoida otrzymana dla każdej deformacji jest dopasowywana do równania (1) i tak otrzymuje się  $L$  (dla różnych faz) i  $\cos l$  (dla różnych faz) i  $\cos l$  (dla różnych amplitud). 3) Inne zastosowanie techniki obrazów dopplerowskich zaproponowali Walter i in. (1987). W układzie podwójnym AR Lac, w którym oba składniki są widoczne, podobnie jak u HR 1099, aproksymowali oni krzywy-



Rys. 4. Technika obrazów dopplerowskich: profil absorpcyjny związany z niejednorodnością tarczy gwiazdy.  $V_{\text{sin}i}$  oznacza rzut prędkości rotacji (wg Gondoina 1986)

mi gaussowskimi przyczynki od obu gwiazd do linii takich jak Mg II  $\lambda 2795.5 \text{ \AA}$ , następnie określali nadmiar emisji od pojedynczych obszarów aktywnych położonych na chłodniejszym składniku układu i ewentualnie również wkład od pochodni. AR Lac opracowano na podstawie widm z IUE. Obie te metody (ta i poprzednia) wymagają zastrzeżenia, że deformacja i dodatkowe przyczynki określone przez krzywe gaussowskie nie są cienkie optycznie, a zatem nie umożliwiają dokładnego wyznaczenia przesunięcia prędkości, które to przesunięcie jest miarą odległości od osi obrotu obszaru o stałej prędkości. 4) Metoda maksimum entropii wspomniana w rozdz. 2.3. również jest obiecująca.

Zauważmy, że rozwój tych metod stosowanych do gwiazd późnych typów, a stworzonych dzięki dostępności doskonałych widm o wysokiej rozdzielczości i stosunkowi sygnału do szumu, ponownie ożywił badania szybko rotujących gwiazd Ap. Struktura powierzchni tych gwiazd (nie mająca nic wspólnego z aktywnością w sensie słonecznym) jest teraz także badana za pomocą tych samych solidnie opracowanych procedur (np. Hatzes 1987).

### 2.5. Granulacja słoneczna

Ten gwałtownie rozwijający się temat jest niewątpliwie związany ze zjawiskiem aktywności, dlatego próbujemy poznać dynamikę przepływów w fotosferze. Dokładne zależności są ciągle nieznanne. Odsyłacze do ostatnich prac można znaleźć u D r a v i n s a (1987).

### 2.6. Znaczenie powierzchniowych niejednorodności

Istnienie niejednorodności zazwyczaj przypisuje się działaniu pola magnetycznego na materię gwiazdy. Jest to prawdą w odniesieniu do gwiazd Ap (znowu nie w sensie aktywności słonecznej), gdzie pole jest łatwo mierzalne i gdzie łatwo jest odróżnić obszary magnetyczne i niemagnetyczne. Wydaje się, że to samo pozornie jest słuszne dla gwiazd późnych typów, które analogicznie do Słońca powinny mieć wyraźnie zlokalizowane obszary silniejszego strumienia magnetycznego (sieć chromosferyczna, plamy i obszary aktywne). Jednak o ile  $|\vec{B}|$  można teraz mierzyć u wielu gwiazd (M a r c y 1984; G i a m p a p a 1984; S a a r 1987) przy założeniu, że jest ono takie samo we wszystkich strukturach obecnych na powierzchni gwiazdy, to nie można wprost sprawdzić, czy wzmocnione pole magnetyczne obserwujemy dokładnie w tych obszarach, gdzie znajdują się też plamy i obszary aktywne (sieci chromosferycznej niepodobna zaobserwować). Jak podkreślono w rozdz. 1, tu właśnie jest wielkie pole do popisu w badaniach aktywności gwiazd.

Czy niejednorodności obserwuje się też w wiatrach gwiazdowych (jak u wspomnianych wyżej protogwiazd), co mogłoby być dowodem, że w dużej odległości od gwiazdy linie pola są otwarte? Przypuszcza się, jak w przypadku Słońca, że wolne i szybkie strumienie wydłużają zamknięte pętle magnetyczne i otwierają linie pola tworząc wyraźnie wydzielone obszary w niskiej atmosferze. C a t a l a (1987) twierdzi, że u średnio masywnych protogwiazd, gdzie pole magnetyczne nie zostało zmierzzone i może być nieobecne, ponieważ modele nie przewidują zewnętrznych warstw konwektywnych, należałoby nazwać aktywnością zmiany czasowe związane z rotacją. Sugeruje on też jednak, że należałoby szukać innych przyczyn tych zjawisk, innych niż dynamo typu słonecznego. Niestabilności będące skutkiem rotacji mogą grać rolę zwłaszcza u gwiazd, dla których współczesne obliczenia nie przewidują istnienia zewnętrznej strefy konwektywnej.

## 3. MODELOWANIE GORĄCYCH WARSTW ZEWNĘTRZNYCH - KILKA UWAG

Modelowanie, które teraz omówimy, nie jest sporządzaniem map powierzchni gwiazd, lecz obliczaniem wielkości fizycznych opisujących stan materii w atmosfere

rze na różnych wysokościach. Jednorodne półempiryczne modele zewnętrznych warstw Słońca i gwiazd do niego podobnych (łącznie z gwiazdami typu T Tauri) były budowane w przybliżeniu płaskorównoległym i w większości przypadków jako statyczne (np. L i n s k y 1980 - przegląd). W przypadku gwiazd gorętszych więcej uwagi poświęca się modelom wiatru (bez grzania) lub wiatru i korony (np. C a s s i n e l l i i M c G r e g o r 1986); właściwie nie próbowano szczegółowo opisać jakiejś pojedynczej gwiazdy. Próbowano też stworzyć model średnio gorącej gwiazdy typu A z uwzględnieniem sferyczności oraz z wiatrem i chromosferą (np. C a t a l a i K u n a s z 1987 w przypadku AB Aur).

Zastosowanie modeli zewnętrznych warstw gwiazd jest wielorakie: 1) Podają hierarchię głębokości formowania się linii widmowych, co jest dobrze określone w przypadku atmosfery płaskorównoległej, ale jest też interesujące w przypadku ekspandujących sferycznych otoczek. 2) Pozwalają one określić promieniste straty w różnych liniach i w widmie ciągłym, a przez to ocenić ograniczenia na ilość niepromienistej energii dostarczanej do chromosfery i warstw wyższych. Podobnie, jeśli model dotyczy ekspansji, to pozwala określić ilość momentu pędu unoszonego przez wiatr (np. C a t a l a 1987). 3) Pozwalają one też policzyć takie wielkości, jak gradient temperatury w obszarze przejściowym (ponad  $2 \times 10^4$  K) lub średnią temperaturę i ciśnienie w koronie dla średniego modelu bez struktur powierzchniowych (np. J o r d a n i in. 1987).

Ograniczenia tych modeli również są istotne: 1) Modele w większości są statyczne. Tymczasem u gwiazd późnych typów zachodzą ruchy materii w chromosferze (np. A y r e s i in. 1983, C r i v e l l a r i i in. 1987). 2) Nie znaleziono żadnego logicznego zbioru skal długości, ponieważ pole magnetyczne nie jest brane pod uwagę przy tworzeniu tych modeli. 3) Ponieważ modele te są półempiryczne, stanowią potencjalne testy dla różnych mechanizmów grzania, co już podkreślono, lecz ich jednorodność częściowo ogranicza ich uniwersalność (rzeczywiście, w przypadku Słońca model jego średniej spokojnej powierzchni nie ma wiele wspólnego z modelem tuby magnetycznej, byłoby jednak nieuczciwością nie przyznać, że model spokojnego Słońca od podstawy chromosfery do korony obejmuje wszystkie zasadnicze efekty procesów grzania).

Powinno się oczywiście próbować liczyć modele wieloskładnikowe. Jeden tego przykład można znaleźć u S i m o n a (1986). W tym przypadku powierzchnia gwiazdy ma trzy składowe: magnetyczne obszary niezaburzone (np. komórki), obszary aktywne i pochodnie, przy czym każdemu składnikowi przypisuje się średni strumień w liniach emisyjnych, lecz każdy składnik pokrywa obszar określony na podstawie dopasowania profili linii i kontinuum. Wielkości te powinny zależeć od podstawowych parametrów odpowiedzialnych za strukturę tarczy gwiazdy, a zatem w przypadku gwiazd późnych typów od  $|B|$ . S i m o n używa liczby Rossby'ego (stosunek okresu rotacji do czasu trwania cyklu konwekcji na znacznej głębokości) i na próbcie

gwiazd spokojnych oraz bardzo aktywnych pokazuje, jak stopień wypełnienia polem oraz wkład jasności różnych obszarów do ogólnej jasności zależą od tej liczby. Pierwsza ta próba jest więc ciekawa, chociaż – podobnie, jak modelowanie plam na podstawie krzywych modulacji światła – prowadzi do wyników niejednoznacznych.

#### 4. WNIOSEK

Bardzo ważne w badaniach aktywności gwiazd jest oczywiście dokładniejsze poznanie procesów, które powodują grzanie plazmy i utrzymują ją w zewnętrznych warstwach gwiazd. Czy wszystkie te procesy są związane z polem magnetycznym? Jeśli tak, czy są takie jak na Słońcu? Samo Słońce nie jest na razie do końca poznane i traktowanie gwiazd jak Słońce może być niewłaściwe. Mamy nadzieję, że również wniesiemy skromny wkład w poznanie roli idei związków Słońca z gwiazdami.

#### Podziękowanie

Dziękuję C. C a t a l i za wnikliwe przeczytanie rękopisu i bardzo cenne uwagi. Jestem zobowiązana J. A l e x a n d r e za zdobycie dla mnie ilustracji z „Selenografii” Heweliusza\*.

#### LITERATURA

- A y r e s T. R. i in., 1983, Ap. J., 274, 801.  
B a a d e D., 1987, IAU Symp. 132, Meudon, wyd. G. Cayrel, M. Spite, w druku.  
B a b c o c k H. W., B a b c o c k H. D., 1955, Ap. J., 121, 349.  
B a l i u n a s S. L., D u p r e e A. K., 1982, Ap. J., 252, 668.  
B e n n e t t J. O., A y r e s T. R., R o t t m a n G. J., 1984, w: Future of UV Astronomy based on 6 years of IUE research, NASA Conf. Pub. 2349, 437.  
B o e s g a a r d A. M., S i m o n T., 1984, Ap. J., 277, 241.  
B o n n e t R. M., D u p r e e A. K. (wyd.), 1981, Solar Phenomena in Stars and Stellar Systems, Reidel.  
B o u v i e r J., B e r t o u t C., B o u c h e t P., 1986, Astron. Astroph. 158, 149.  
B u t t l e r C. J. i in., 1987, Astron. Astroph. 174, 139.

---

\*Ilustracji tej nie dało się przytoczyć w naszym czasopiśmie.

- Byrne P. B., Rodono M. (wyd.), 1983, Activity in Red-Dwarf Stars, IAU Coll. 71, Reidel.
- Cassinelli J., 1984, w: Origin of non-radiative heating/momentum in hot stars, wyd. A. B. Underhill, G. A. Michalitsianos, NASA Conf. Pub. 2358, 2.
- Cassinelli J., Mac Gregor K. B., 1986, Physics of the Sun, vol. III, wyd. P. A. Sturrock, str. 47.
- Catala C., 1987, praca doktorska, Paris VII Univ.
- Catala C., Felenbok P., Czarny J., Talavera A., Boesgaard A. M., 1986, Ap. J., 306, 791.
- Catala C., Kunasz P. B., 1987, Astron. Astroph., 174, 158.
- Christensen-Dalsgaard J., Frandsen S. (wyd.), 1987, Advances in Helio- and Asteroseismology, Reidel.
- Collier Cameron A., Horne K. D., 1986, w: Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, wyd. M. Zeilik, D. M. Gibson, Springer, str. 205.
- Crivellari L., Beckman J. E., Foing B. H., Vladilo G., 1987, Astron. Astroph., 174, 127.
- Deutsch A. J., 1970, Ap. J., 159, 985.
- Dravins D., 1987, 5-th Eur. Solar Meeting "Solar and Stellar Physics", Titisee, w druku.
- Fisher R., Sime D. G., 1984, Ap. J., 285, 354.
- Fossat E., Gelly B., Grec G., Pomerantz M., 1987, Astron. Astroph., 177, L47.
- Giampapa M. S., 1984, w: Space Research Prospects in Stellar Activity and Variability, wyd. A. Mangeney, F. Praderie, Meudon, str. 309.
- Giampapa M. S., Rosuer R., 1984, Ap. J. Lett. 286, L19.
- Gondoin P., 1986, Astron. Astroph., 160, 793.
- Gough D. O. (wyd.), 1986, Seismology of the Sun and the Distant Stars, Reidel.
- Grinin V. P., Petrov P. P., Shakovskaya N. I., 1985, Izv. Krim. Astrof. Obs., 71, 109.
- Gurzadyan G. A., 1980, Flare Stars, Pergamon Press Ltd.
- Harmanec P., 1984, BAIC 35, 193.
- Hatzes A. P., 1987, IAU Symp. 132, Meudon, wyd. G. Cayrel, M. Spite, w druku.
- Herbst W., Holtzman J. A., Klasky R. S., 1983, A. J., 88, 1648.
- Jordan C., Ayres T. R., Brown A., Linsky J. L., Simon T., 1987, MNRAS, 225, 903.
- Jordan S. D., Avrett E. H. (wyd.), 1973, Stellar Chromospheres, NASA SP-317.
- Leighton R. B., 1959, Ap. J., 130, 366.
- Linsky J. L., 1980, Ann. Rev. Astron. Astroph., 18, 439.
- Linsky J. L., 1985, Sol. Phys., 100, 333.



- L i n s k y J. L., N e f f J. E., 1987, 5-th Eur. Solar Meeting "Solar and Stellar Physics", Titisee, w druku.
- L i v i n g s t o n W. C., Y e B., 1982, PASP 94, 713.
- L o c k w o o d G. W. i n., 1984, PASP 96, 714.
- M a r c y G. W., 1984, Ap. J., 276, 286.
- P r a d e r i e F., S i m o n T., C a t a l a C., B o e s g a a r d A. M., 1986, Ap. J., 303, 311.
- R o d d i e r F. i n., 1986, Ap. J., 305, L77.
- R o d o n o M., 1986, w: Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, wyd. M. Zeilik, D. M. Gibson, Santa Fe, str. 479.
- R o d o n o M. i n., 1986, Astron. Astroph., 165, 135.
- R o d o n o M. i n., 1987, Astron. Astroph., w druku.
- S a a r S. H., 1987, IAU Symp. 132, Meudon, wyd. G. Cayrel, M. Spite, w druku.
- S c h r i j v e r C. J., C o t é J., 1987, 5-th Eur. Solar Meeting "Solar and Stellar Physics", Titisee, w druku.
- S i m o n T., 1986, Astroph. Sp. Sc., 118, 209.
- S k u m a n i c h A., S m y t h e C., F r a z i e r E. N., 1975, Ap. J., 200, 747.
- S t e n c e l R. E., K o n d o Y., B e r n a t A. P., M c C l u s k e y G. E., 1979, Ap. J., 233, 621.
- S t e n f l o J., 1973, Sol. Phys., 32, 41.
- U c h i d a Y., 1986, Adv. Space Res., 6, No. 8, 29.
- V a i a n a G. S., S c i o r t i n o S., 1986, Adv. Space Res, 6, No. 8, 99.
- V a u g h a n A. H. i n., 1981, Ap. J., 250, 276.
- V o g t S. S., 1981, Ap. J., 250, 327.
- V o g t S. S., P e n r o d G. D., 1983a, Ap. J., 275, 661.
- V o g t S. S., P e n r o d G. D., 1983b, PASP 95, 565.
- W a l t e r F. M., G i b s o n D. M., B a s r i G. S., 1983, Ap. J., 267, 665.
- W a l t e r F. M. i n., 1987, Astron. Astroph., w druku.
- W h i t e O. R., L i v i n g s t o n W. C., 1981, Ap. J., 249, 798.
- W i l l s o n R. C., 1981, Sol. Phys., 74, 217.
- W i l s o n O. C., 1978, Ap. J., 226, 379.
- W o o d a r d M. F., N o y e s R. W., 1985, Nature, 318, 449.

Wiele różnych, zarówno bezpołączonych jak i odśrodkowych obserwacji pokazuje, że  
Jednym ze składników wypełniających przestrzeń międzygwiazdową są wysokoenergetyczne  
cząstki o niestandardowym widmie, tak zwane „protony kosmiczne”. Postrzaż mi-

Na podstawie referatu wygłoszonego 17 września 1987 r. na XIII Zjeździe  
Polskiego Towarzystwa Astronomicznego w Gdańsku.

State Bar of Michigan, Grand Jury, 1903, Michigan State Bar Association, 1903

Coll. 25, 1903, ...

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

DYFUZYJNY MECHANIZM PRZYSPIESZANIA CZĄSTEK PROMIENIOWANIA  
KOSMICZNEGO W FALACH UDERZENIOWYCH\*

M I C H A Ł O S T R O W S K I

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Jagiellońskiego

ДИФУЗНЫЙ МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ  
В УДАРНЫХ ВОЛНАХ

М. О с т р о в с к и

С о д е р ж а н и е

Представлено главные идеи диффузного механизма ускорения частиц космических лучей в ударных волнах. Обсуждено некоторые последние достижения и проблемы этой теории.

DIFFUSIVE THEORY OF COSMIC RAY ACCELERATION IN SHOCK WAVES

S u m m a r y

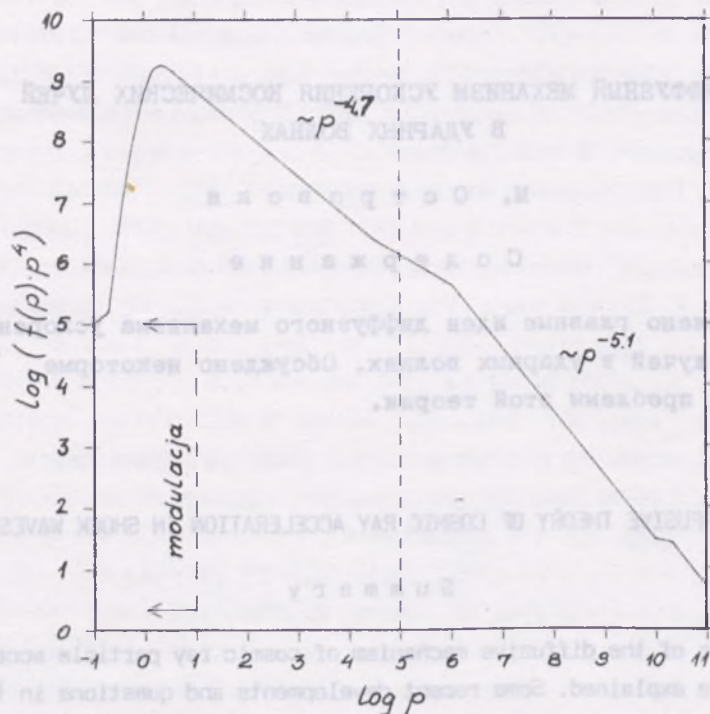
Basic ideas of the diffusive mechanism of cosmic ray particle acceleration in shock waves are explained. Some recent developments and questions in this theory are discussed.

1. WSTĘP

Wiele różnych, zarówno bezpośrednich jak i pośrednich obserwacji pokazuje, że jednym ze składników wypełniających przestrzeń międzygwiazdową są wysokoenergetyczne cząstki o nietermicznym widmie, tak zwane „promienie kosmiczne”. Pomimo ma-

\* Na podstawie referatu wygłoszonego 17 września 1987 r. na XXIII Zjeździe Polskiego Towarzystwa Astronomicznego w Gdańsku.

łej gęstości ( $\sim 10^{-9} \text{ cm}^{-3}$ ) odgrywają one znaczącą rolę w galaktykach spiralnych, niosą bowiem w sobie energię, której gęstość ( $\sim 10^{-12} \text{ erg/cm}^3$ ) jest porównywalna z gęstością energii termicznej plazmy czy też pola magnetycznego. W szerokim zakresie energii, sięgającym od  $E \sim \text{MeV}$  aż po „makroskopowe” energie  $\sim 1 \text{ J}$  ( $\sim 10^{20} \text{ eV}$ ) posiadamy obecnie mniej lub bardziej pełne informacje o widmie i składzie chemicznym promieni kosmicznych. Nie będziemy się tutaj zajmowali zmienną niskoenergetyczną składową tego promieniowania, której pochodzenie jest związane z różnymi formami aktywności Słońca. Obserwowane widmo energetyczne składowej międzygwiazdowej promieniowania kosmicznego przedstawiono na rys. 1. Przedstawiono tu dane od-



Rys. 1. Schematyczny wygląd widma składowej jądrowej promieniowania kosmicznego  $f(p)$  (pęd wyrażono w  $\text{GeV}/c$ , zaś jednostka funkcji rozkładu jest dowolna). Zakres modulacji widma przez wiatr słoneczny oznaczono „modulacja”, w zakresie tym krzywa przedstawia wyniki uzyskane w okresie minimum aktywności słonecznej. Kształt widma dla energii  $p > 10^9 \text{ GeV}$  nie jest pewny. Linia przerywaną zaznaczono granicę energetyczną L a g a g e ' a i C e s a r s k y ' i e j (1983)

noszące się tylko do jądrowej składowej tego promieniowania. Patrząc na ten wykres należy pamiętać, że obserwacje w dolnym zakresie energii dla  $E < 10 \text{ GeV}$  są zależne od modulacji wiatrem słonecznym, który utrudnia tym cząstkom dotarcie do Ziemi. Szczegóły górnego krańca wykresu ( $E > 10^{18} \text{ eV}$ ) mogą także być niewiarygodne ze względu na trudności z kalibracją pomiarów w tych energiach. W szerokim za-

kresie widmo jest jednak dobrze znane i wykazuje znaczące regularności: można je przybliżyć w szerokich zakresach energii przez widma potęgowe  $f(p) \sim p^{-\alpha}$  ( $f(p)$  - funkcja rozkładu w przestrzeni fazowej,  $p$  - pęd cząstki). Dla energii  $1 \text{ GeV} < E < 10^5 \text{ GeV}$  współczynnik  $\alpha$  ma wartość około 4.7, natomiast dla wyższych energii,  $E > 10^6 \text{ GeV}$ , widmo stromieje do  $\alpha \cong 5.1$ . Z obserwacji strumienia nietrwałego izotopu  $^{10}\text{Be}$  można ocenić średni czas życia promieni kosmicznych w Galaktyce - zanim uciekną one poza obszar gazowego dysku - na około  $2 \cdot 10^7$  lat. Przyjmując „rozsądne” rozmiary dysku w miarę równomiernie wypełnionego energetycznymi cząstkami, z gęstością energii daną powyżej, można ocenić, że moc źródeł promieniowania kosmicznego musi być przynajmniej  $\approx 3 \cdot 10^{40}$  erg/s. Stawia to poważne ograniczenia energetyczne na dopuszczalne źródła tych cząstek, gdyż dla porównania całkowita energia uwalniana do ośrodka międzygwiazdowego wskutek wybuchów gwiazd supernowych jest większa zaledwie o czynnik  $\sim 10 \div 100$ .

Podejmowane w ciągu ostatnich dziesięcioleci próby zrozumienia mechanizmów przyspieszających cząstki promieniowania kosmicznego przyniosły wiele doniosłych rezultatów, jak choćby mechanizm zaproponowany przez Fermiego w końcu lat czterdziestych, trudno jednak powiedzieć, że problem został rozwiązany. Najbardziej znaczącym osiągnięciem ostatnich lat jest zbudowanie teorii dyfuzyjnego (stochastycznego) przyspieszania cząstek w falach uderzeniowych (K r y m s k i i 1977; A x f o r d, L e e r i S k a d r o n 1977; B e l l 1978; B l a n d f o r d i O s t r i k e r 1978). Mechanizm ten polega z grubsza na tym, że supertermiczne cząstki (tzn. takie, których energie są znacznie większe od energii cząstek plazmy termicznej) zgarniane przez falę uderzeniową zwiększają swoją energię w trakcie kompresji na froncie tej falii\*, której ulegają razem z ośrodkiem, w jakim się znajdują. Posiadają one jednak znacznie większe energie i prędkości od cząstek termicznych; pozwala to im na przyzwyciężenie kulombowskich więzów i dość swobodne przemieszczanie się względem ośrodka plazmowego. Rozpraszają się przy tym jedynie na zaburzeniach pola magnetycznego przenikającego ośrodek. Prędkości rozpatrywanych cząstek są znacznie większe od prędkości szoku i dlatego większość z tych, które znalazły się za szokiem, jest w stanie przedyfundować z powrotem w pobliże szoku, w obszar gdzie następuje kompresja. W ten sposób cząstki mogą powiększać swoje energie w trakcie wielokrotnej, lub jeśli ktoś woli przedłużonej, kompresji ośrodka, w którym się znajdują. Końcowe energie niektórych cząstek mogą być większe od początkowych nawet o wiele rzędów wielkości. Proces ten ma wiele interesujących cech: jest bardzo wydajny i wytwarza potęgowe widma energetyczne cząstek, a w przypadku braku lub bardzo małej amplitudy zaburzeń pola potrzebnych do rozpraszania cząstek jest w stanie sam je generować; dla sil-

\* Front fali uderzeniowej będziemy tutaj krótko nazywali szokiem.

nych - o dużej liczbie Macha - fal uderzeniowych nachylenie widma prawie nie zależy od prędkości fali i od charakteru rozpraszania w jej sąsiedztwie. A co najważniejsze uzyskiwane widma cząstek mają nachylenia zbliżone do wartości wymaganej przez obserwacje.

Poniżej zajmiemy się tą teorią akceleracji cząstek bardziej szczegółowo i omówimy jej najważniejsze elementy i osiągnięcia. Postaramy się także wskazać niektóre problemy oczekujące na rozwiązanie. Do chwili obecnej ukazało się wiele artykułów przeglądowych (m. in. Blandford 1979; Axford 1980, 1981; Tópttyghin 1980; Drury 1983; Völk 1984; Pesses i in. 1985; Blandford i Eichler 1987) i monografie książkowych (Tópttyghin 1983; Bjeriezinski i in. 1984) poświęconych wyłącznie lub częściowo temu mechanizmowi; tam odsyłamy czytelnika, który pragnie studiować ten przedmiot lub uzyskać szersze informacje bibliograficzne (poniżej zamieścimy odnośniki bibliograficzne tylko do nielicznych prac oryginalnych, subiektywnie wybranych przez autora). Szczególnie godny polecenia jest tutaj artykuł Drury'ego (1983).

Mówiąc poniżej o „cząstkach” będziemy mieli na myśli - o ile nie podano inaczej - energiczne cząstki (jądra i elektrony) wchodzące w skład promieniowania kosmicznego. Pojęcie „energieczne” oznacza dla cząstek, że ich energie są wystarczająco duże, aby można było zaniedbać ich oddziaływania z polami elektromagnetycznymi wytwarzanymi w plazmie, włączając w to pola wewnątrz frontu fali uderzeniowej. Większość rozważań poniżej odnosi się do fal uderzeniowych propagujących się w ośrodku międzygwiazdowym, dla których spełniony jest warunek, że prędkość fali jest znacznie mniejsza niż prędkość światła i prędkości cząstek promieniowania kosmicznego.

## 2. WYSOKOENERGETYCZNE NAŁADOWANE CZĄSTKI W OŚRODKU MIĘDZYGWIAZDOWYM

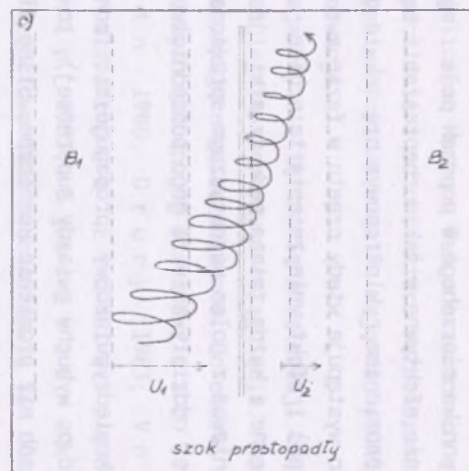
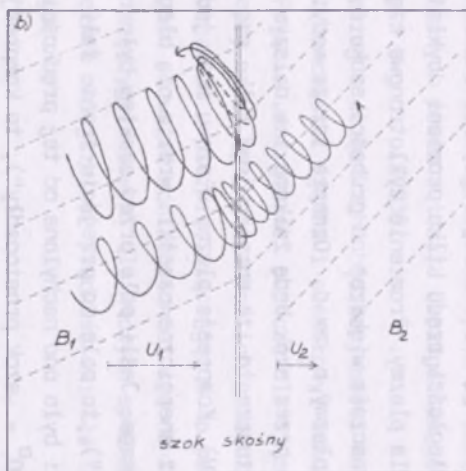
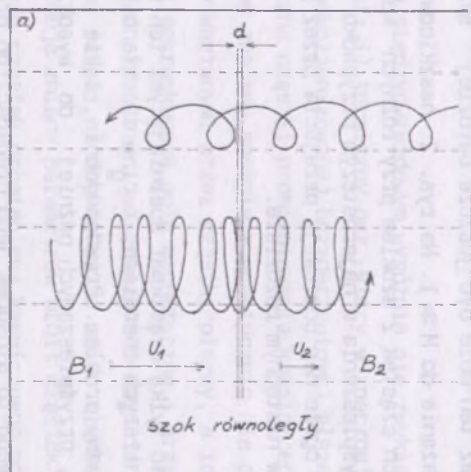
W ośrodku międzygwiazdowym wyróżnia się zwykle trzy podstawowe, sprzężone ze sobą składniki: 1) termiczny gaz, który w znacznej części przestrzeni występuje w postaci wysokozjonizowanej bezzderzeniowej plazmy, 2) pole magnetyczne i 3) wysokoenergetyczne cząstki promieniowania kosmicznego. Te ostatnie cząstki - ze względu na swe znaczne energie - praktycznie nie oddziałują z polami elektromagnetycznymi wytwarzanymi przez cząstki plazmy, a ich trajektorie są determinowane jedynie przez makroskopowe pole magnetyczne i przez zaburzenia tego pola, które propagują się w przestrzeni w postaci fal magnetohydrodynamicznych (MHD). Oddziaływanie z tymi falami, a zwykle są to słabo tłumione w zjonizowanym ośrodku fale Alfvéna, powoduje zmiany parametrów orbit cząstek i w sumie prowadzi do ich rozpraszania. Ruch cząstek promieniowa kosmicznego można w takich warunkach opisać jako anizotropową dyfuzję - współczynnik dyfuzji wzdłuż pola jest zwykle znacznie

większy od wartości tego współczynnika mierzonego w poprzek pola magnetycznego. Należy tu nadmienić, że szczególnie efektywne w takim rozpraszaniu są fale, których długości są porównywalne z promieniem cyklotronowym cząstek o danej energii  $r_g$ . Zaburzenie pola magnetycznego występuje wtedy często w fazie z ruchem cząstki po jej spiralnej orbicie (rezonans) i efektywnie zmienia tę orbitę. Rozpatrywane oddziaływania są oczywiście wzajemne i każda zmiana pędu cząstki jest związana z przeciwną zmianą pędu fali. Ponieważ z polem magnetycznym sprzężona jest również zjonizowana plazma termiczna, oddziaływanie za jego pośrednictwem przenosi się i na nią.

W przypadku gdy przez ośrodek międzygwiazdowy propaguje się front fali uderzeniowej (powiedzmy, pozostałość po wybuchy gwiazdy supernowej), to cząstki plazmy oddziałują z nim w inny sposób niż promienie kosmiczne. Silne fluktuacje pól elektrycznych i magnetycznych w sąsiedztwie szoku powodują, że cząstki plazmy przechodzące przez niego szybko ulegają termalizacji. Zwykle ocenia się, że proces ten następuje już w skali odległości rzędu kilku promieni cyklotronowych jonów lub kilku promieni Debye'a dla plazmy. Promienie cyklotronowe cząstek promieniowania kosmicznego są zwykle znacznie większe\* od grubości szoku  $d$ , determinowanej przez proces termalizacji plazmy,  $r_g \gg d$ . Oznacza to, że modyfikacje torów tych cząstek w trakcie przejścia przez szok będą znikome i w dalszym ciągu tej pracy będziemy je zaniedbywać (oznacza to, że rozpatrujemy tylko cząstki o energiach znacznie większych od 1 keV). Kompresja plazmy w szoku może jednak prowadzić do efektów odczuwanych przez energiczne cząstki: wraz z nią ulega kompresji „wzmrożone” w plazmę pole magnetyczne. Jeśli pole przed szokiem było równoległe do jego prędkości („szok równoległy”), to pole po przejściu frontu fali uderzeniowej nie uległo zmianie, ale jeśli było ono nachylone od tej prędkości („szok skośny”, a przy nachyleniu pola  $\approx 90^\circ$  - „szok prostopadły”), to kompresja w szoku powoduje, że pole ulega tam załamaniu i zwiększa swą wartość; przy fali o niewielkiej liczbie Macha\*\*, M. obraz ten może być jeszcze bardziej skomplikowany. Dla prostoty zawężymy dalej rozważania do  $M \gg 1$ . Na rys. 2 naszkicowano możliwe sposoby oddziaływania energicznych cząstek z szokiem przy różnych konfiguracjach pola magnetycznego. Procesem przyspieszenia w najprostszym przypadku szoku równoległego, w którym to cząstki w ogóle nie odczuwają przejścia przez powierzchnię fali uderzeniowej, zajmiemy się w następnym rozdziale.

\*Poniżej będziemy się zajmować tylko cząstkami spełniającymi ten warunek. Oddziaływanie z szokiem cząstek o niższych energiach, z  $r_g \sim d$ , stanowi odrębny, niezwykle interesujący, ale i trudny problem. Prawdopodobnie takie procesy są źródłem cząstek supertermicznych, przyspieszanych później do wysokich energii przez mechanizm dyfuzyjny.

\*\* Liczba Macha dla szoku gazowego to stosunek jego prędkości do prędkości dźwięku. W przypadku ośrodka MHD często zamiast prędkości dźwięku stosujemy prędkość Alfvéna lub prędkość szybkich fal MHD.



Rys. 2. Oddziaływanie energeticznych, naładowanych cząstek z szokiem przy różnych konfiguracjach pola magnetycznego  $B$  (linie przerywane). Rysunki naszkicowano w układzie spoczynkowym szoku. Przyjęto, że promienie cyklotronowe cząstek są znacznie większe od grubości szoku  $d$ . a) Szok równoległy,  $B_2 = B_1$ . b) Szok skośny z  $U_1/\cos \alpha (B_1, U_1) < c$ ; możliwe odbicia od szoku. c) Szok prostopadły ( $U_1/\cos \alpha (B_1, U_1) > c$ ). W sytuacji przedstawionej na rys. b) i c) pole magnetyczne jest niesione wraz z plazmą i dla prostoty oznaczono jedynie chwilową jego konfigurację



### 3. DYFUZYJNE PRZYŚPIESZANIE CZĄSTEK PROMIENIOWANIA KOSMICZNEGO W FALACH UDERZENIOWYCH - MODEL STANDARDOWY

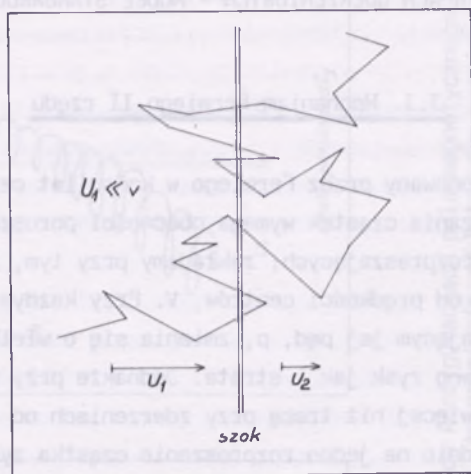
#### 3.1. Mechanizm Fermiego II rzędu

Oryginalnie zaproponowany przez Fermiego w końcu lat czterdziestych model stochastycznego przyspieszania cząstek wymaga obecności poruszających się chaotycznie masywnych centrów rozpraszających; zakładamy przy tym, że prędkości cząstek,  $v$ , są znacznie większe od prędkości centrów,  $V$ . Przy każdym zderzeniu cząstki z takim centrum rozpraszającym jej pęd,  $p$ , zmienia się o wielkość  $\Delta p \sim p \cdot \frac{V}{v}$ , przy czym możliwy jest zarówno zysk jak i strata. Jednakże przy zderzeniach czołowych cząstki zyskują nieco więcej niż tracą przy zderzeniach od tyłu. Różnica znowu jest  $\sim \frac{V}{v}$ , tak że średnio na jedno rozproszenie cząstka zyskuje  $\overline{\Delta p} \sim p \cdot (V/v)^2$  (stąd nazwa „mechanizm drugiego rzędu”). W przypadku ośrodka międzygwiazdowego, gdzie centrami rozpraszającymi są fale magneto hydrodynamiczne poruszające się z prędkością porównywalną z prędkością Alfvéna,  $V_A \sim 30$  km/s, a przyspieszane cząstki prawie z prędkością światła,  $v \sim c$ , powyższy proces jest bardzo wolny. Sytuacja „poprawia się”, gdy przez ośrodek przechodzi front fali uderzeniowej.

#### 3.2. Mechanizm Fermiego I rzędu - przyspieszanie w obszarze wymiatanym przez front fali uderzeniowej

Jak już wspomnieliśmy, energiczne naładowane cząstki mogą bez trudności przecinać front rozpatrywanej (nierelatywistycznej) fali uderzeniowej, gdyż pola elektromagnetyczne wytwarzane przez plazmę wewnątrz tego frontu są dla nich zbyt słabe. Jedynym czynnikiem modyfikującym trajektorie cząstek jest makroskopowe pole magnetyczne, zmiany mogą następować tu jednak w skali przestrzennej znacznie większej niż grubość frontu. W przypadku fali uderzeniowej quasi-równoległej\*, którą się teraz zajmiemy, cząstki kompletnie „nie zauważają” nieciągłości gazowej, gdyż pole magnetyczne jest w niej ciągłe (rys. 2a). Energiczne cząstki poruszają się chaotycznie w ośrodku sąsiadującym z szokiem (rys. 3) rozpraszane przez istniejące tam niejednorodności pola, głównie przez fale Alfvéna. Napotykanego frontu fali uderzeniowej nie „odczuwają”, a dopiero zbiorowy ruch wszystkich centrów rozpraszających z prędkością  $U = |U_1 - U_2|$  względem ich dawnego układu spoczynkowego

\* Falę uderzeniową będziemy nazywać równoległą, jeśli wektor prędkości fali jest równoległy do pola magnetycznego w układzie spoczynkowym plazmy. Analogicznie, w fali prostopadłej wektory te są prostopadłe do siebie.



Rys. 3. Schematyczna trajektoria cząstki błędzącej w sąsiedztwie szoku, przedstawiona w układzie spoczynkowym szoku.  $U_1$ ,  $U_2$  - prędkość plazmy wraz z polem magnetycznym i jego zaburzeniami, na których rozpraszają się cząstki. Każde dwa elementy plazmy położone na jednej prostej normalnej do szoku, po jego różnych stronach, zbliżają się do siebie z prędkością  $U = U_1 - U_2$

unaocznia fakt przejścia na drugą stronę szoku. Zderzając się z tymi centrami cząstki zyskują energię. Najprościej jest nam wyznaczyć zmiany energii cząstek w tym procesie przez dokonanie transformacji Lorentza do nowego układu spoczynkowego w momencie przecinania przez cząstkę szoku, gdyż w założonej sytuacji statycznych zaburzeń pola magnetycznego cząstki nie zmieniają później, w nowym układzie spoczynkowym plazmy, swej energii. Każda z cząstek, które wpadły w obszar za szukiem ma tylko niewielką szansę (prawdopodobieństwo  $P = 4U_2/v$ ), że w trakcie błędzenia za szukiem nie dogoni go i nie przetnie. Większość cząstek dostaje się znowu przed szok, zyskując energię względem nowego układu spoczynkowego. Następnie znów trafiają za szok itd. Proces ten może się powtarzać wielokrotnie (rys. 3), umożliwiając niektórym cząstkom uzyskanie energii znacznie większych od ich energii początkowej. Z każdorazowym przejściem przez szok związane jest zwiększenie pędu cząstki o czynnik  $\sim U/v \cdot p$ , liniowy w prędkości szoku, dlatego nazywamy ten mechanizm przyspieszania mechanizmem Fermiego I rzędu. Ponieważ zakładaliśmy, że  $U_1 \ll v$ , więc funkcja rozkładu dla cząstek w pobliżu szoku jest prawie izotropowa. Na podstawie tego możemy wyliczyć średnią zmianę pędu cząstki przy transformacji do układu spoczynkowego za szukiem. Z dokładnością do liniowych członów w  $U_1/v$  wynosi ona:

$$\langle \Delta p \rangle \approx \frac{2}{3} \frac{U_1 - U_2}{v} p. \quad (1)$$

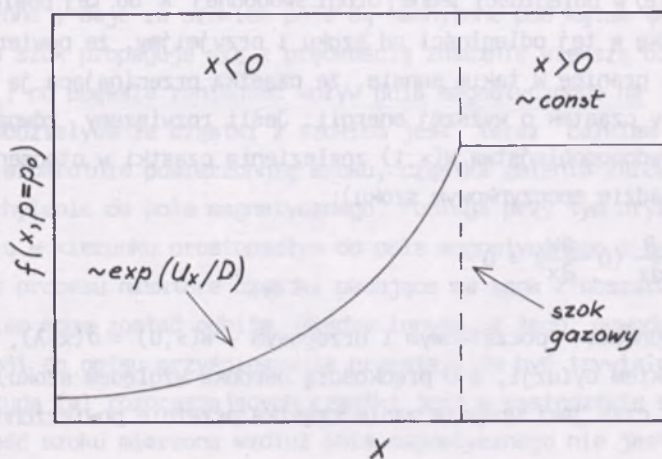
Ponieważ względna zmiana pędu cząstki  $\langle \Delta p \rangle / p$  tak samo skaluje się z pędem ( $\sim 1/v$ ) jak prawdopodobieństwo „ucieczki” z obszaru przyspieszania, więc rezultatem procesu akceleracji będą energiczne cząstki o (pozbawionym wyróżnionej skali dla pędu) potęgowym widmie pędowym (patrz M i c h e l 1981). Jeśli początkowe pędy cząstek wynosiły  $p_0$ , to daleko za szokiem, dla  $p > p_0$ , funkcja rozkładu cząstek w przestrzeni fazowej ma postać:

$$f(p) \sim p^{-\alpha} \quad (\alpha = \text{const.}) \quad (2)$$

Można pokazać, definiując kompresję w szoku jako  $R = U_1/U_2$ , że:

$$\alpha = -\frac{\ln(1-P)}{\ln(1+e)} + 3 \cong \frac{3R}{R-1}, \quad (3)$$

gdzie  $e \cong \langle \Delta p/p \rangle_{12} + \langle \Delta p/p \rangle_{21}$  jest sumarycznym względnym zyskiem energii przy dwukrotnym przejściu przez szok. W funkcji energii widmo przybiera postać potęgową dla energii znacznie przewyższających masę spoczynkową cząstek. Wynik ten można także uzyskać „makroskopowo” jako stacjonarne rozwiązanie równania dyfuzji w układzie spoczynkowym szoku. Dostaje się wtedy dodatkowo informację o przestrzennej strukturze funkcji rozkładu (rys. 4).



Rys. 4. Przestrzenny przebieg funkcji rozkładu  $f(x, p_0)$  dla promieni kosmicznych w sąsiedztwie szoku, przedstawiony dla wybranej wartości pędu  $p = p_0$ . Przedstawiono rozwiązanie równania dyfuzji ze współczynnikiem dyfuzji stałym w przestrzeni, stacjonarne w układzie spoczynkowym szoku

Zwróćmy uwagę na dwie interesujące właściwości omawianego mechanizmu akceleracji:

1. W przypadku dużej liczby Macha dla szoku,  $M \gg 1$ , kompresja gazu, która wynosi  $R = (\gamma + 1)/(\gamma - 1 + 2/M^2)$  ( $\gamma$  - współczynnik politropy dla gazu) prawie nie zależy od prędkości fali uderzeniowej. Dlatego dla silnych fal uderzeniowych wytwa-

rzane widma energetyczne prawie nie zależą od parametrów fali uderzeniowej; dla gazu nierelatywistycznego  $\gamma = 5/3$  i dla  $M \gg 1$  kompresja jest nieco mniejsza niż 4, a nachylenie widma nieco większe niż 4. Jest to szczególnie interesujące gdy przypomnimy, że obserwowane nachylenie widma promieni kosmicznych wynosi 4.6, a na skutek łatwiejszej ucieczki z Galaktyki cząstek o wyższych energiach, w źródłach nachylenie to jest bliskie 4.3.

2. Nachylenie widma nie zależy od charakteru i amplitudy fal magnetohydrodynamicznych, zapewniających rozpraszanie cząstek w sąsiedztwie szoku (tzn. od postaci funkcyjnej współczynnika dyfuzji  $D(x,p)$ ). Jak zobaczymy dalej, przyspieszane cząstki są w stanie same wyprodukować fale potrzebne do podtrzymania procesu akceleracji.

#### 4. LINIOWE MODYFIKACJE MODELU STANDARDOWEGO

##### 4.1. Rozwiązania zależne od czasu

Cząstka, która przecięła powierzchnię szoku rozpoczyna średnio swój ruch dyfuzyjny (błądzenie) w odległości jednej drogi swobodnej  $\lambda$  od tej powierzchni. Umieścimy zatem cząstkę w tej odległości od szoku i przyjmijmy, że powierzchnia szoku stanowi swobodną granicę w takim sensie, że cząstka przecinająca ją „znika” przeskakując do grupy cząstek o wyższej energii. Jeśli rozwiążemy równanie dyfuzji dla gęstości prawdopodobieństwa  $W(x,t)$  znalezienia cząstki w otoczeniu punktu  $x$  w chwili  $t$  (w układzie spoczynkowym szoku):

$$\frac{\partial W}{\partial t} + U \frac{\partial W}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} \left( D \frac{\partial W}{\partial x} \right) = 0 \quad (4)$$

z powyższymi warunkami - początkowym i brzegowym -  $W(x,0) = \delta(x-\lambda)$ ,  $W(0,t) = 0$  ( $D$  jest współczynnikiem dyfuzji, a  $U$  prędkością ośrodka względem szoku), to możemy wyznaczyć średni czas jaki upłynie zanim cząstka przetnie powierzchnię szoku po raz wtóry:

$$\langle \Delta t \rangle = \int_0^{\infty} t \left( -D \frac{\partial W}{\partial x} \right) \Big|_{x=0} dt. \quad (5)$$

Wyrażenie w nawiasie jest (dyfuzyjnym) strumieniem prawdopodobieństwa przez granicę w szoku. W wyniku całkowania otrzymujemy  $\Delta t = \lambda/U \sim D/(U \cdot v)$ . Ponieważ równocześnie z każdym przejściem cząstki przez szok jest związany wzrost jej pędu o średnio  $\langle \Delta p \rangle \sim p \cdot \frac{U}{v}$ , więc możemy ocenić charakterystyczny czas przyspieszania:

$$t_{\text{acc}} \equiv \frac{p \langle \Delta t \rangle}{\langle \Delta p \rangle} \sim \frac{D}{U^2} \quad (6)$$

Ponieważ współczynnik dyfuzji rośnie z energią cząstek, charakterystyczny czas przyspieszania jest dłuższy dla cząstek o wyższych energiach. W związku z tym, jak ocenili Lagage i Cesarsky (1983), maksymalna energia, jaką mogą uzyskać cząstki promieniowania kosmicznego przyspieszane w ekspandujących falach uderzeniowych pozostałych po wybuchach supernowych, nie może być większa niż  $E_{\text{max}} \sim 10^{13} - 10^{14}$  eV (patrz rys. 1). W związku z tym pojawia się pytanie, czy ciągłość widma (stałość nachylenia  $\alpha \cong 4.6$ ) aż do energii  $\sim 10^{15}$  eV da się pogodzić z hipotezą jego powstawania w takich szokach? Jedną z możliwości przesunięcia granicy energetycznej do wyższych energii jest rozważenie procesu przyspieszania w szokach ze skośnym polem magnetycznym.

#### 4.2. Przyspieszanie w szokach ze skośnym polem magnetycznym

Rozpatrzmy sytuację przedstawioną na rys. 2b. Pole magnetyczne  $B_1$  nachylone do normalnej do szoku pod kątem  $\varphi$  ulega kompresji w szoku wraz z plazmą, w którą jest włożone i daje za szkiem pole  $B_2$  nachylone pod kątem  $\psi$  do normalnej. Przyjmijmy, że szok propaguje się z prędkością znacznie większą od prędkości Alfvéna,  $U_1 \gg V_A$ , co pozwala zaniedbać wpływ pola magnetycznego na przepływ gazu przez szok. Oddziaływanie cząstki z szokiem jest teraz całkiem nietrywialne; przecinając wielokrotnie powierzchnię szoku, cząstka zmienia zarówno wartość pędu jak i jego nachylenie do pola magnetycznego. Podlega przy tym dryfowi wzdłuż powierzchni szoku w kierunku prostopadłym do pola magnetycznego i jego gradientu. W trakcie tego procesu niektóre cząstki padające na szok z obszaru słabszego pola przed szokiem mogą zostać odbite. Między innymi z tego powodu zastosowanie równania dyfuzji do opisu przyspieszania przestaje tu być trywialne. Przy założeniu, że amplituda fal rozpraszających cząstki jest w sąsiedztwie szoku niewielka, oraz że prędkość szoku mierzona wzdłuż pola magnetycznego nie jest relatywistyczna ( $U_1/\cos\varphi \ll v$ ,  $\varphi = \varphi(U_1, B_1)$ ), udało się pokazać, że proces przyspieszania nie różni się tu jakościowo od sytuacji w szoku równoległym (oznaczanym dalej indeksem „0”). Ponieważ średni zysk pędu w oddziaływaniu z szokiem jest teraz  $\langle \Delta p \rangle_\varphi \cong \langle \Delta p \rangle_0 / \cos\varphi$  (włączono tu zarówno przejścia przez szok jak i odbicia od niego), a prawdopodobieństwo ucieczki skaluje się podobnie,  $P_\varphi \cong P_0 / \cos\varphi$ , więc nachylenie widma przyspieszanych cząstek jest identyczne jak w szoku równoległym:  $\alpha = 3R/(R-1)$ . Analogicznie jak powyżej możemy ocenić długość charakterystycznego czasu akceleracji:

$$t_{\text{acc}, \varphi} \sim \frac{D_{\varphi}}{U^2} C(\varphi), \quad (7)$$

gdzie  $D_{\varphi} = D_{\parallel} \cos^2 \varphi + D_{\perp} \sin^2 \varphi$  jest wartością współczynnika dyfuzji w kierunku normalnym do szoku,  $D_{\parallel}$  jest wartością współczynnika dyfuzji wzdłuż pola magnetycznego, a  $D_{\perp}$  w poprzek pola (zwykle  $D_{\parallel} \gg D_{\perp}$ );  $C(\varphi)$  jest malejącą do skończonej wartości funkcją nachylenia pola. Widać, że ponieważ  $D_0 = D_{\parallel}$  to czas przyspieszania w szoku skośnym może tu być krótszy o czynnik (z grubsza)  $\sim \cos^2 \varphi$ .

Z dyskusji tej wynika, że dominującą rolę w akceleracji cząstek powinny odgrywać obszary na powierzchni fali uderzeniowej charakteryzujące się quasi-prostopadłą strukturą pola. Maksymalna energia, jaką cząstki tam uzyskują, może być wyższa niż granica, którą ocenili *L a g a g e i C e s a r s k y*.

W przypadku niejednorodności pola magnetycznego o znacznej amplitudzie, problem nie jest jeszcze rozwiązany. Wyniki uzyskane w trakcie symulacji oddziaływań cząstek z frontem fali uderzeniowej świadczą, że w takich warunkach proces przyspieszania jest także bardziej efektywny niż w szoku równoległym. Co więcej, jeśli rozpatrując równoległą konfigurację (średniego) pola uwzględnimy *l o k a l n e* nachylenie powodowane przez istniejące niejednorodności pola magnetycznego, to akceleracja będzie także bardziej efektywna.

#### 4.3. Rola krzywizny frontu fali uderzeniowej

Jeśli promień krzywizny szoku  $R_S$  zaczyna być porównywalny z przestrzenną skalą dyfuzji  $D/U$ , to płaski jednowymiarowy model przyspieszania musi być zastąpiony przez model przestrzenny, w najprostszym przypadku sferycznie symetryczny. Gdy średnia droga swobodna cząstek zaczyna być porównywalna z  $R_S$ , wtedy straty spowodowane ucieczką cząstek hamują proces przyspieszania. W związku z tym, dla pozostałości po supernowych w dysku galaktycznym otrzymujemy górne ograniczenie na energię przyspieszanych cząstek:  $E_{\text{max}} \leq 10^{16}$  eV.

#### 4.4. Rola dodatkowych zysków i strat

Rozpatrując proces przyspieszania dyfuzyjnego w szoku należy także wziąć pod uwagę, że pewne dodatkowe procesy fizyczne mogą go modyfikować. Są wśród nich:

- straty na promieniowanie synchrotronowe (szczególnie istotne dla elektronów) (patrz *W e b b i i n.* 1984),
- straty jonizacyjne (istotne przy niskich energiach cząstek w ośrodku częściowo neutralnym),

- straty zderzeniowe,
- przyspieszanie Fermiego II rzędu w ośrodku turbulentnym w sąsiedztwie szoku.

Jaką rolę odgrywają te i inne procesy można ocenić porównując w rozpatrywanych szczególnych przypadkach ich charakterystyczne skale czasowe z  $t_{acc}$ . W falach uderzeniowych w ośrodku międzygwiazdowym, w szerokim zakresie energii, odgrywają one jedynie drugoplanową rolę w procesie akceleracji.

## 5. NIELINIOWE MODYFIKACJE MODELU STANDARDOWEGO

### 5.1. Generacja fal Alfvéna przez przyspieszane cząstki

Naładowane, wysokoenergetyczne cząstki oddziałują z zaburzeniami pola magnetycznego, wśród których szczególnie istotną rolę grają słabo tłumione w ośrodku zjonizowanym fale Alfvéna. Propagują się one z prędkością Alfvéna  $V_a$  ( $\sim 30$  km/s w ośrodku międzygwiazdowym) wzdłuż pola magnetycznego i rozpraszając cząstki zmieniają - zwiększają lub zmniejszają - nieco ich pęd. Oddziaływania są szczególnie efektywne w warunkach rezonansu dla promieni cyklotronowych cząstek porównywalnych z długością fali. Stacjonarne rozwiązanie równania dyfuzji (rys. 4) wykazuje zanikający charakter przed szokiem  $\sim \exp(U_1 x/D)$  ( $x < 0$ ). Z gradientem gęstości związany jest dyfuzyjny strumień cząstek w kierunku od szoku\*. W układzie spoczynkowym plazmy (dokładniej: centrów rozpraszających) przed szokiem istnieje zatem przewaga cząstek biegnących w kierunku zgodnym z prędkością szoku, z którymi fale wymieniają pęd i energię. Fale, których prędkości względem plazmy są skierowane w kierunku szoku będą średnio tłumione, natomiast fale o kierunku zgodnym z kierunkiem propagacji szoku będą wzmacniane. Proces wzmacniania fal o kierunku zgodnym z kierunkiem strumienia cząstek nazywamy niestabilnością strumieniową. Dla silnych fal uderzeniowych  $M \gg 1$  może on prowadzić do bardzo dużych amplitud fal  $\delta B \sim B$ .

Wynika stąd interesujący wniosek: przyspieszane w szoku cząstki same produkują w jego pobliżu fale (centra rozpraszające) potrzebne do efektywnego działania procesu akceleracji.

Aby otrzymać spójny obraz akceleracji w fali uderzeniowej, musimy zatem dołączyć do równania dyfuzji równanie kinetyczne dla fal, zawierające człon opisujący przekaz energii od promieni kosmicznych. Dla fal o wektorze falowym  $k$  człon ten jest proporcjonalny do gradientu z funkcji rozkładu  $\partial f(p)/\partial x$  (otrzymanego z równania dyfuzji), gdzie  $p$  jest związane z  $k$  warunkiem rezonansu  $r_g(p) = k^{-1}$ . Równo-

\* Aby rozwiązanie to było stacjonarne, strumień ten musi być przeciwny do strumienia cząstek unoszonych w kierunku szoku wraz z plazmą i polem magnetycznym.

czeń z rozwiązania równania dla fal uzyskujemy informacje o współczynniku dyfuzji dla cząstek  $D(p) \sim (B/\delta B(k))^2 (k^{-1} = r_g)$  potrzebne w równaniu dyfuzji. W warunkach stacjonarnych problem ten został rozwiązany przez B e l l a (1978).

### 5.2. Modyfikacja struktury szoku przez promienie kosmiczne

Jak wspomnieliśmy uprzednio, gęstość promieni kosmicznych w obszarze przed szokiem zmniejsza się w przybliżeniu eksponencjalnie z odległością. Oznacza to istnienie gradientu ciśnienia energicznych cząstek i związanej z nim siły, wywieranej - za pośrednictwem fal Alfvéna - na gaz przed szokiem. Siła ta nadaje mu pewną prędkość i wstępnie spręża, zanim jeszcze do danego elementu gazu dotrze front fali uderzeniowej. Strukturę powstałą w ten sposób przed szokiem nazywamy „prekursorem”. Aby opisać proces przyspieszania w fali uderzeniowej z prekursorem, należy uwzględnić przestrzenną strukturę prędkości gazu i zmienioną liczbę Macha dla (sub-) szoku gazowego. Zapominając chwilowo o falach Alfvéna, problem sprowadza się do równoczesnego rozwiązania równań hydrodynamiki i równania dyfuzji dla promieni kosmicznych. Przy tym w równaniu Eulera dla gazu należy do gradientu ciśnienia gazu dołączyć gradient ciśnienia promieni kosmicznych:

$$\frac{\partial}{\partial x} = P_g \longrightarrow \frac{\partial}{\partial x} (P_g + P_{cr}), \quad (8)$$

gdzie  $P_{cr}$  jest dane z pomocą funkcji rozkładu dla cząstek  $f(p, x)$  jako:

$$P_{cr} = \frac{1}{3} \int p v f(p) d^3 p. \quad (9)$$

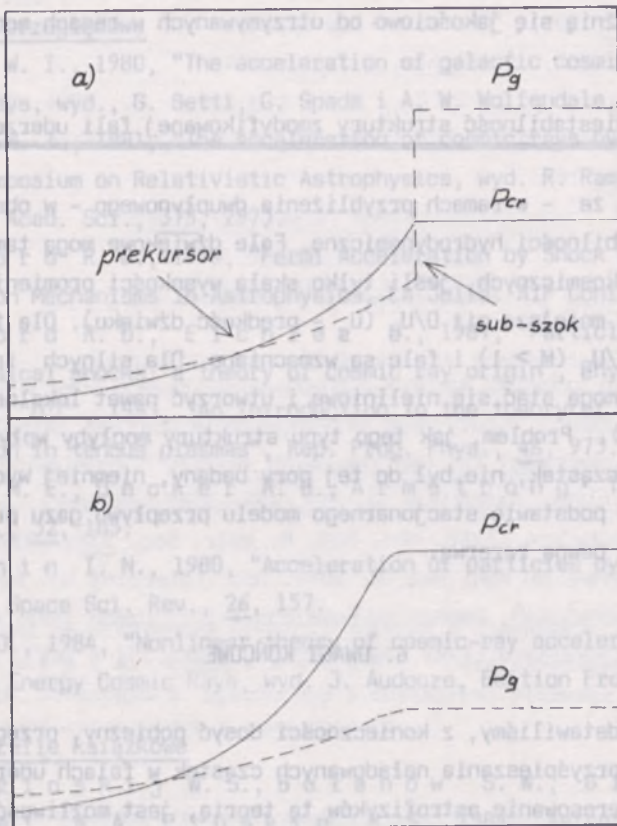
Otrzymanie rozwiązań analitycznych jest tu jednak tak skomplikowane, że zaproponowano przybliżony sposób opisu, w którym energiczne cząstki traktuje się podobnie do gazu jako ciecz. Obliczając odpowiedni moment z równania kinetycznego:

$$\int \sqrt{E^2 - m_0^2 c^4} \text{ [Równanie dyfuzji]} d^3 p$$

( $m_0$  - masa spoczynkowa cząstek) transformuje się je do postaci hydrodynamicznej, otrzymując równanie dla energii wewnętrznej promieni kosmicznych. Trzeba przy tym założyć postać współczynnika dyfuzji  $D(p)$ . Po dołączeniu równań stanu dla gazu i promieni kosmicznych oraz po przyjęciu upraszczającego założenia stacjonarności, można rozwiązywać układ równań hydrodynamicznych dla takiego „modelu dwupłynowego”. Otrzymywane rozwiązania wyglądają tak, jak to przedstawiono na rys. 5.

Wśród najważniejszych wyników otrzymanych w ramach tego przybliżenia należy wymienić:





Rys. 5. Struktura fali uderzeniowej zmodyfikowana przez promieniowanie kosmiczne. Na rysunkach przedstawiono przestrzenny przebieg ciśnienia gazu  $P_g$  i ciśnienia promieni kosmicznych  $P_{cr}$ . a) Struktura szoku z prekursorem i subszokiem gazowym. b) Struktura szoku z ciągłą kompresją gazu w silnej fali uderzeniowej

1. Znaczna część energii fali uderzeniowej może być przekazywana przyspieszonym wysokoenergetycznym cząstkom. Stosunek  $P_{cr}/P_g$ , mierzony bezpośrednio za szokiem, rośnie ze wzrostem liczby Macha i może być większy od jedności dla silnych fal uderzeniowych. Wynik ten słabo zależy od wybranych warunków brzegowych.

2. „Miękkie” równanie stanu promieni kosmicznych powoduje, że ze znaczącym ich ciśnieniem związana jest zwiększona całkowita kompresja w fali uderzeniowej, zachodząca częściowo w obszarze prekursora, a częściowo w subszoku.

3. Sub-szok gazowy (nieciągłość) może wystąpić tylko w skończonym zakresie liczb Macha zależnym od przyjętych warunków brzegowych. Poza tym zakresem, w szczególności dla bardzo silnych fal uderzeniowych z  $M \gg 1$ , kompresja gazu następuje w sposób ciągły, bez subszoku (rys. 5).

Włączenie w ramy tego modelu równania dla fal Alfvéna jest proste, ale bardzo komplikuje rachunki. Dlatego robiono to tylko w sposób bardzo przybliżony. Uzyskane wyniki nie różnią się jakościowo od otrzymywanych w ramach modelu dwupłynowego.

### 5.3. Niestabilność struktury zmodyfikowanej fali uderzeniowej

Okazuje się, że - w ramach przybliżenia dwupłynowego - w obszarze prekursora występują niestabilności hydrodynamiczne. Fale dźwiękowe mogą tam zyskiwać energię od promieni kosmicznych, jeśli tylko skala wysokości promieni kosmicznych  $h \equiv f/(\partial f/\partial x)$  jest mniejsza niż  $D/U_S$  ( $U_S$  - prędkość dźwięku). Dla fali uderzeniowej  $h \approx D/U_1 = 1/M D/U_S$  ( $M > 1$ ) i fale są wzmacniane. Dla silnych fal uderzeniowych niektóre z nich mogą stać się nieliniowe i utworzyć nawet lokalne szoki (Drury i Falle 1986). Problem, jak tego typu struktury mogłyby wpłynąć na widmo przyspieszanych cząstek, nie był do tej pory badany, niemniej wydaje się, że wyniki uzyskane na podstawie stacjonarnego modelu przepływu gazu przez szok muszą być traktowane z pewną rezerwą.

## 6. UWAGI KOŃCOWE

Powyżej przedstawiliśmy, z konieczności dosyć pobieżny, przegląd wyników teorii dyfuzyjnego przyspieszania naładowanych cząstek w falach uderzeniowych. Tym, co pobudza zainteresowanie astrofizyków tą teorią, jest możliwość modelowania procesu przyspieszania cząstek w wielu różnorodnych obiektach w kosmosie opierając się na ideowo bardzo prostej teorii, zawierającej minimalną ilość swobodnych parametrów. Wśród obiektów, gdzie próbowano stosować ten mechanizm dla wyjaśnienia obecności i właściwości energicznych cząstek, można wymienić - oprócz akceleracji promieni kosmicznych w falach uderzeniowych w ośrodku międzygwiazdowym - przyspieszanie w szokach związanych z akrecją materii w układach podwójnych gwiazd i w aktywnych jądrach galaktyk, w szokach związanych z „dżetami” w obszarach rozciągniętych radioźródeł, w szokach propagujących się w wietrze słonecznym i na krańcach magnetosfer planet, wreszcie w falach uderzeniowych na granicach wiatrów gwiazdowych, a nawet hipotetycznego wiatru galaktycznego. Należy jednak zaznaczyć, że większość modelowych wyników jest uzyskiwana przez najprostszy „standardowy” formalizm zakładający stan stacjonarny, nieskończoną płaską falę uderzeniową z równoległą konfiguracją pola magnetycznego i przy zaniedbaniu sprzężenia pomiędzy promieniami kosmicznymi, gazem i falami. Na pocieszenie należy dodać, że dotychczasowe wyniki uzyskane przy odrzuceniu niektórych z powyższych uproszczeń nie wykazują jednak jakościowych różnic w porównaniu z wynikami modelu standardowego.

## LITERATURA

a) Prace przeglądowe

- A x f o r d W. I., 1980, "The acceleration of galactic cosmic rays", Origin of Cosmic Rays, wyd., G. Setti, G. Spada i A. W. Wolfendale, str. 339.
- A x f o r d W. I., 1981, "The acceleration of cosmic rays by shock waves", 10th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics, wyd. R. Ramaty i F. C. Jones (Ann. NY Acad. Sci., 375, 297).
- B l a n d f o r d R. D., 1979, "Fermi Acceleration by Shock Waves", Particle Acceleration Mechanisms in Astrophysics, La Jolla. AIP Conf. Proc. 56, 335.
- B l a n d f o r d R. D., E i c h l e r D., 1987, "Particle acceleration at astrophysical shocks: a theory of cosmic ray origin", Phys. Reports, 154, 1.
- D r u r y L. O' C., 1983, "An introduction to the theory of diffusive shock acceleration in tenuous plasmas", Rep. Prog. Phys., 46, 973.
- P e s s e s M. E., D e c k e r R. B., A r m s t r o n g T. A., 1985, Space Sci. Rev., 32, 185.
- T o p t y g h i n I. N., 1980, "Acceleration of particles by shocks in cosmic plasma", Space Sci. Rev., 26, 157.
- V ö l k H. J., 1984, "Nonlinear theory of cosmic-ray acceleration in shock waves", w: High Energy Cosmic Rays, wyd. J. Audouze, Edition Frontière.

b) Monografie książkowe

- B j e r i e z i n s k i j W. S., B u ł a n o w S. W., G i n z b u r g W. t., D o g i e l W. A., P t u s k i n W. S., 1984, „Astrofizika kosmicznych łuciej”, Nauka, Moskwa (ros.).
- T o p t y g h i n I. N., 1983, „Kosmiczkie łuki w mezopłazmatycznych magnetycznych polach”, Nauka, Moskwa (ros.).

c) Wybrane prace oryginalne

- A x f o r d W. I., L e e r E., S k a d r o n G., 1977, "The acceleration of cosmic rays by shock waves", 15th Int. Cosmic Ray Conf., Plovdiv.
- B e l l A. R., 1978, "The acceleration of cosmic rays in shock fronts", Mon. Not. R. astr. Soc., 182, 147 i 182, 443.
- B l a n d f o r d R. D., O s t r i k e r J. P., 1978, "Particle acceleration by astrophysical shocks", Astrophys. J., 221, L29.
- D r u r y L. O' C., F a l l e S. A. E. G., 1986, "On the stability of shocks modified by particle acceleration", Mon. Not. R. astr. Soc., 223, 353.
- K r y m s k i i G. F., 1977, "A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave", Sov. Phys. Dokl., 22, 327 (Dokl. Akad. Nauk SSSR, 234, 1306).

- L a g a g e P. O., C e s a r s k y C. J., 1983, "The maximum energy of cosmic rays accelerated by supernova shocks", *Astron. Astrophys.*, **125**, 249.
- M i c h e l F. C., 1981, "The power-law spectrum of shock-accelerated relativistic particles", *Astrophys. J.*, **247**, 664.
- W e b b G. M., D r u r y L. O' C., B i e r m a n n P., 1984, "Diffusive shock acceleration of energetic electrons subject to synchrotron losses", *Astron. Astrophys.*, **137**, 185.

#### Dodatek w trakcie korekty

W czasie oczekiwania artykułu na druk zostały opublikowane nowe znaczące prace poświęcone omawianej teorii dyfuzyjnego przyspieszania cząstek. Uogólnienie teorii na relatywistyczne prędkości fal uderzeniowych zostało przedstawione w pracach Kirka i Schneidera (1987, *Astrophys. J.* **315**, 425; 1988, *Astron. Astrophys.* **201**, 177), Heavensa i Drury'ego (1988, *Mon. Not. R. astr. Soc.* **235**, 997) i Kirka i Heavensa (1989, posłano do *Mon. Not. R. astr. Soc.* (preprint No. 420 z Max-Planck-Institut für Astrophysik)). Mechanizm Fermiego I i II rzędu jest dyskutowany w ciekawej pracy Schlickeisera (1989, *Astrophys. J.* **336**, 234 i 264).

## BADANIE EFEKTYWNOŚCI PRZEKAZYWANIA ENERGII W ROZBŁYSKACH SŁONECZNYCH

MICHAŁ TOMCZAK, JERZY JAKIMIEC

Instytut Astronomiczny Uniwersytetu Wrocławskiego

(Otrzymano 5 stycznia 1988 r.)

**Streszczenie** - Praca zajmuje się problemem przepływu energii z korony do chromosfery w rozbłyskach słonecznych. Potwierdzona została decydująca rola, jaką w tym procesie odgrywa przewodnictwo termiczne.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫСКАХ** М. Томчак, И. Якимец. **Содержание** - Статья занимается проблемой переноса энергии из короны в хромосферу в солнечных вспышках. Подтверждена решающая роль теплопроводности в этом процессе.

### INVESTIGATION OF EFFICIENCY OF ENERGY TRANSPORT IN SOLAR FLARES

**Summary** - The problem of energy transfer from the corona to the chromosphere in solar flares is investigated. Importance of the thermal conduction in this process is confirmed.

#### 1. WSTĘP

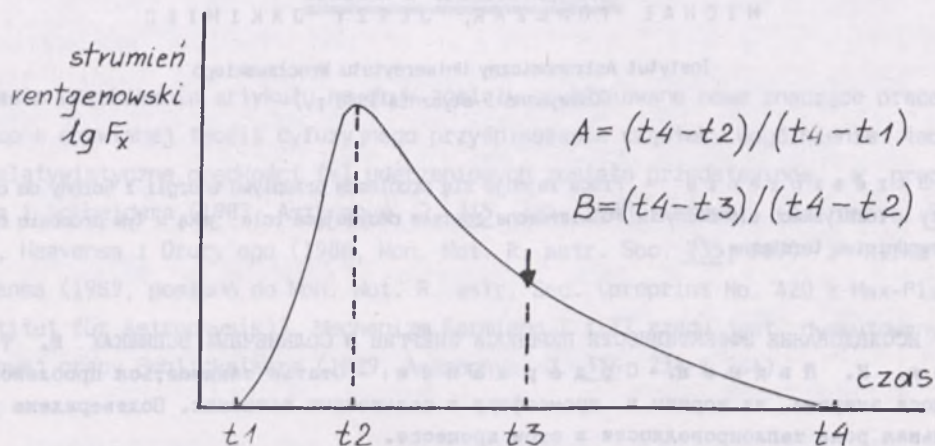
Z rozbłyskami słonecznymi związana jest wzmożona emisja chromosferyczna. Ponieważ proces wydzielania energii zachodzi w koronie, muszą istnieć mechanizmy odpowiedzialne za jej transport do chromosfery. Od efektywności tych mechanizmów w znacznej mierze zależy obraz chromosfery rozblyskowej.

Porównanie obserwacji rozbłysku w miękkim promieniowaniu rentgenowskim i w linii  $H\alpha$  umożliwia bardzo prostą kontrolę procesu przekazywania energii pomiędzy koroną i chromosferą. Emisja rentgenowska charakteryzuje część koronalną rozbłysku, a emisja w linii  $H\alpha$  - część chromosferyczną. Obecność emisji w linii  $H\alpha$  można traktować, jako dowód na istnienie dopływu do chromosfery zwiększonej ilości energii.

2. PORÓWNANIE WZGLĘDNYCH CZASÓW TRWANIA ROZBŁYSKÓW  
W MIĘKKIM PROMIENIOWANIU RENTGENOWSKIM I W LINII  $H\alpha$

Pobieżna analiza dużej ilości rozbłysków wykazuje znaczną ich różnorodność, jeżeli chodzi o względny czas trwania emisji w obu zakresach widma. Część rozbłysków charakteryzuje się zbliżonym czasem trwania emisji w obu zakresach widma. Równie często spotykana jest sytuacja, gdy emisja w  $H\alpha$  zanika wyraźnie wcześniej. Stwierdzono, że zróżnicowanie to uzależnione jest od przebiegu zmian czasowych rozbłysku w miękkim promieniowaniu rentgenowskim.

W celu uściślenia powyższego spostrzeżenia wprowadzone zostały dwa współczynniki A i B (rys. 1). Pierwszy określa stopień asymetrii profilu zmian czasowych rozbłysku w miękkim promieniowaniu



Rys. 1. Przykładowy profil zmian czasowych rozbłysku w miękkim promieniowaniu rentgenowskim

rentgenowskim, drugi opisuje, jaka część gałęzi opadającej rozbłysku w miękkim promieniowaniu rentgenowskim przypada po momencie zaniku emisji w linii  $H\alpha$ . Ze względu na przyjmowane wartości A, rozbłyski zostały podzielone na dwie grupy:

- o silnie asymetrycznym profilu czasowym (SA) -  $A \geq 0.75$ ,
- o mało asymetrycznym profilu czasowym (MA) -  $A < 0.75$ .

W zależności od wartości współczynnika B można podzielić rozbłyski na dwie inne grupy o następujących własnościach.

- względny czas trwania rozbłysku w  $H\alpha$  jest wyraźnie krótszy niż w miękkim promieniowaniu rentgenowskim (K) -  $B \geq 0.30$ ,
- względne czasy trwania rozbłysków w  $H\alpha$  i w miękkim promieniowaniu rentgenowskim są zbliżone (Z) -  $B < 0.30$ .

Dla losowo wybranej próby 36 rozbłysków z lat 1973-1974 i 1980 dwuwymiarowy rozkład według wartości współczynników A i B prezentuje tab. 1. Widzimy, że w przypadku rozbłysków o silnie asymetrycznych profilach zmian czasowych w miękkim promieniowaniu rentgenowskim, zanik emisji  $H\alpha$  następuje średnio we wcześniejszej fazie rozbłysku niż dla rozbłysków o profilach mniej asymetrycznych.

T a b e l a 1

Rozkład dwuwymiarowy według wartości współczynników A i B dla pełnej próby (36 rozblisków)

	MA ( $A < 0.75$ )	SA ( $A \geq 0.75$ )
Z ( $B < 0.30$ )	11	7
K ( $B \geq 0.30$ )	3	15

## 3. NAWIĄZANIE DO POPRZEONICH OBSERWACJI

W fizycznej interpretacji powyższej prawidłowości pomocna jest praca Pallaviciniiego i in. (1977). Analizuje ona wszystkie rozbliski zaobserwowane na brzegu tarczy słonecznej w czasie trwania misji Skylab. Autorzy wyróżniają dwa odrębne rodzaje rozblisków:

1. Rozbliski zwarte (ang. compact flare),
2. Rozbliski tworzące rozległe systemy wysokich, dyfuzyjnych pętli (ang. high loops).

Rodzaj 1. w porównaniu z 2. charakteryzuje się m. in. następującymi własnościami: krótszy czas trwania, szybsze zmiany ewolucyjne, mniejsza ilość wydzielonej energii.

Nie posiadaliśmy obrazów rentgenowskich badanych rozblisków, dlatego w celu przyporządkowania ich do poszczególnych rodzajów wykorzystaliśmy powyższe kryteria. Rozkład dwuwymiarowy według wartości współczynników A i B, oddzielnie dla obu rodzajów, prezentują tab. 2 i 3. Materiał w nich zawarty pozwala na wyciągnięcie następujących wniosków:

T a b e l a 2

Rozkład dwuwymiarowy według wartości współczynników A i B dla 21 rozblisków typu compact

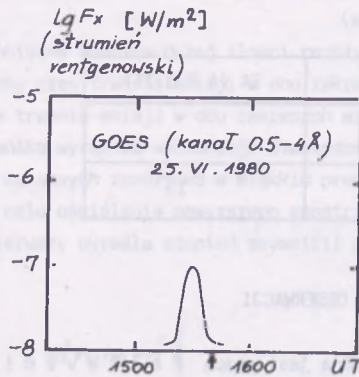
	MA ( $A < 0.75$ )	SA ( $A \geq 0.75$ )
Z ( $B < 0.30$ )	10	4
K ( $B \geq 0.30$ )	3	4

T a b e l a 3

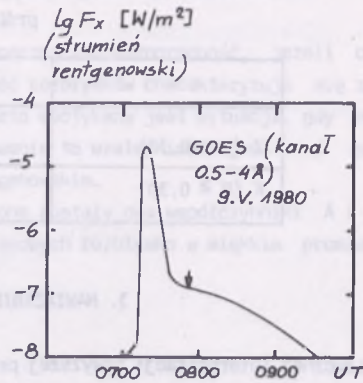
Rozkład dwuwymiarowy według wartości współczynników A i B dla 15 rozblisków typu high loops

	MA ( $A < 0.75$ )	SA ( $A \geq 0.75$ )
Z ( $B < 0.30$ )	1	3
K ( $B \geq 0.30$ )	0	11

1. Rozbliski typu compact stanowią mniej jednolity rodzaj, ale za typową należy uznać sytuację, gdy profil czasowy w miękkim promieniowaniu rentgenowskim jest mało asymetryczny, a czasy trwania - w linii H $\alpha$  i miękkim promieniowaniu rentgenowskim - mają bardzo podobne wartości (rys. 2).



Rys. 2. Przykład rozbłysku typu compact. Moment zaniku emisji  $H\alpha$  oznaczony został strzałką



Rys. 3. Przykład rozbłysku typu high loops. Moment zaniku emisji  $H\alpha$  oznaczony został strzałką

2. Rozbłyski typu high loops charakteryzują się silnie asymetrycznym profilem czasowym w miękkim promieniowaniu rentgenowskim, najczęściej czas ich trwania w linii  $H\alpha$  jest dużo krótszy niż w miękkim promieniowaniu rentgenowskim (rys. 3).

#### 4. ZNACZENIE PRZEWODNICTWA TERMICZNEGO

Pośród mechanizmów, które mogą być odpowiedzialne za przekazywanie energii z korony do chromosfery w czasie trwania rozbłysków, jako dominujące wymienia się dwa: przewodnictwo termiczne i nietermiczne elektrony (Withbroe 1978; Pallavicini i in. 1983; Ricchiazzi i Canfield 1983; Canfield i in. 1984). Obecność tych drugich jest charakterystyczna głównie dla krótkotrwałej fazy impulsowej rozbłysku. Ponieważ moment zaniku emisji w linii  $H\alpha$  następuje w znacznie późniejszej fazie rozbłysku, w naszych rozważaniach skoncentrujemy się wyłącznie na przewodnictwie termicznym (Švestka 1987).

Tabela 4 przedstawia 13 rozbłysków obu rodzajów, dla których dane obserwacyjne pozwalały oszacować wartość koronalnego strumienia przewodnictwa termicznego  $F_C$  w momencie zaniku emisji  $H\alpha$ . W tabeli podano również: datę i moment maksimum każdego rozbłysku, moment zaniku emisji  $H\alpha$  i obserwatorium, na podstawie którego został on określony (Solar Geophysical Data), oraz odpowiadającą temu momentowi temperaturę  $T_m$  gorącej plazmy koronalnej rozbłysku.

Strumień  $F_C$  został policzony na podstawie, powszechnie stosowanego w podobnych rozważaniach, wzoru na przewodnictwo termiczne dla całkowicie zjonizowanej plazmy (Spitzer 1962):

$$F_C = \alpha \times dT/ds \quad \text{gdzie} \quad \alpha \approx 1.0 \times 10^{-6} \times T_m^{2.5}$$

Gradient temperatury można przybliżyć wyrażeniem:

$$dT/ds \approx T_m/L \quad \text{gdzie} \quad L \text{ oznacza połowę długości pętli rozbłyskowej.}$$

Ostateczna postać wzoru, jaka została wykorzystana, to:

$$F_C \approx 1.0 \times 10^{-6} \times T_m^{3.5} \times L^{-1} \quad (\text{wszystkie wielkości w jednostkach CGS}) \quad (1)$$



Tabela 4

Data	Moment max. rozbł. [UT]	Moment zaniku emisji H $\alpha$ [UT]	Obserwatorium	T <sub>m</sub> [mln.K]	lg Fc [erg/(cm <sup>2</sup> x s)]
1. Rozbłyski typu compact (L = 10 tys. km)					
7 V 80	1320	1338	Holloman	7.7	9.10
7 V 80	1456	1505	Ramey	8.4 <sup>a</sup>	9.23
			Holloman		
25 VI 80	1525	1538	Holloman	5.7	8.64
29 VI 80	1825	1907	Big Bear	6.1	8.75
19 XI 80	0338	0404	Learmonth	7.7	9.10
19 XI 80	0854	0909	Learmonth	5.4	8.57
Wartość średnia				6.8 <sup>±</sup> 1.2	8.90 <sup>±</sup> ±0.28
2. Rozbłyski typu high loops (L = 30 tys. km)					
7 IV 80	0540	0628	Ateny	8.8	8.83
9 V 80	0713	0748	Ateny	9.7 <sup>a</sup>	8.97
14 VII 80	0825	0845	Istanbul	10.1 <sup>a</sup>	9.03
21 VII 80	0259	0418	Mitaka	8.0	8.69
14 X 80	0610	0727	Ateny	8.2 <sup>a</sup>	8.73
7 XI 80	0209	0315	Manila	10.4	9.08
			Palehua		
22 XI 80	0548	0631	Ateny	8.8	8.83
Wartość średnia				9.1 <sup>±</sup> 0.9	8.88 <sup>±</sup> ±0.15

<sup>a</sup>Wartość oszacowana na podstawie bezpośredniego porównania danych HXIS i GOES.

Większy problem sprawiło dokładne oszacowanie temperatury T<sub>m</sub>. W przypadku obserwacji dokonanych przez satelitę GOES (Geostationary Operational Environmental Satellites), jakimi dysponowaliśmy, temperaturę określa się na podstawie stosunku natężeń zarejestrowanych w dwóch zakresach długości fal: 0.5-4Å i 1-8Å (Schmahl i in. 1986). Otrzymaną tą drogą temperaturę T<sub>GOES</sub> należy traktować jako oszacowanie z dołu temperatury T<sub>m</sub>. Wynika to z faktu, że satelita GOES pozbawiony jest kolimatora i rejestruje promieniowanie rentgenowskie pochodzące z całej tarczy słonecznej. W zależności od fazy rozbłysku i wkładu od innych obszarów aktywnych do sumarycznego promieniowania rentgenowskiego całego Słońca możliwe są nawet znaczne odstępstwa T<sub>GOES</sub> od T<sub>m</sub>.

Znacznie lepiej przybliża T<sub>m</sub> temperatura T<sub>HXIS</sub> otrzymywana ze stosunku natężeń w kanale 2(5.5-8keV) do kanału 1(3.5-5keV) spektrometru HXIS (Hard X-Ray Imaging Spectrometer) umieszczonego na satelicie SMM (Solar Maximum Mission). Pozwala on obserwować z dużą rozdzielczością przestrzenną mały wycinek powierzchni tarczy Słońca, na przykład szczytową część pętli rozbłyskowej. HXIS przystosowany został do obserwacji plazmy o temperaturze powyżej 10 mln. K. Tymczasem w momencie zaniku emisji H $\alpha$  plazma rozbłyskowa charakteryzuje się zwykle niższymi temperaturami. Nie można wtedy bezpośrednio wykorzystywać pomiarów HXIS w celu oszacowania T<sub>m</sub>.

W związku z tym rejestracje HXIS można było zastosować jedynie do korekty wartości  $T_{GOES}$ . Dla rozbłysków, dla których wyznaczone zostały obie temperatury  $T_{GOES}$  i  $T_{HXIS}$ , dokonano ich empirycznego porównania w kolejnych momentach czasu. W ten sposób można było oszacować, o ile w danym rozbłysku zanizona jest  $T_{GOES}$  w stosunku do  $T_m$ . Przy założeniu niezmienności z czasem wkładu od innych obszarów aktywnych do promieniowania rozbłysku, umożliwiało to określenie  $T_m$  w momencie zaniku emisji H $\alpha$ . W przypadku rozbłysków, dla których nie posiadaliśmy obserwacji HXIS, temperatura  $T_{GOES}$  poprawiana była o średnią wartość otrzymaną na podstawie innych rozbłysków.

Rozmiary geometryczne rozbłysków ( $L$  - połowa długości pętli) zostały przyjęte jako jednakowe dla danego rodzaju. Wybrane wartości ( $L = 10$  tys. km - dla rozbłysków typu compact,  $L = 30$  tys. km - dla rozbłysków typu high loops) można traktować jako typowe i reprezentatywne dla całego rodzaju.

## 5. WNIOSKI

Ze względu na to, że wyniki dla poszczególnych rozbłysków mogą być obarczone znacznym błędem, dyskutujemy jedynie wartości średnie dla obu rodzajów (tab. 4). Oto podstawowe wnioski:

1. Zanik emisji H $\alpha$  następuje w przypadku rozbłysków typu compact w temperaturze średnio o ponad 2 mln. K niższej niż dla rozbłysków typu high loops.
2. Pomimo różnic w  $T_m$ , rozbłyski wykazują w momencie zaniku emisji H $\alpha$  bliskie sobie wartości koronalnego strumienia przewodnictwa termicznego ( $F_c \sim T_m^{3.5}/L$ ).
3. Otrzymaną wartość  $\lg F_c \approx 8.9$  można traktować jako progową, która jest wystarczająca dla wywołania emisji H $\alpha$ .
4. Zastanawiająca zgodność wartości  $F_c$  dla wszystkich rozbłysków, mimo ich dużej różnorodności morfologicznej, stanowi dodatkowy argument potwierdzający decydującą rolę, jaką przewodnictwo termiczne odgrywa w rozblyskowym podgrzewaniu chromosfery.

## LITERATURA

- Canfield R. C., Gunkler T. A., Ricchiazzi P. J., 1984, Ap.J., 282, 286.  
 Pallavicini R., Serio S., Vaiana G., 1977, Ap.J., 216, 108.  
 Pallavicini R., Peres G., Serio S., Vaiana G., Acton L., Leibacher J., Rosner R., 1983, Ap.J., 270, 270.  
 Ricchiazzi P. J., Canfield R. C., 1983, Ap.J., 272, 739.  
 Schmahl E. J., Kundu M. R., Erskine F. T., 1986, Sol. Phys. 105, 87.  
 Solar Geophysical Data, National Geophysical Data Center, Boulder, Colorado, zeszyty z 1980 i 1981 r.  
 Spitzer L., 1962, "Physics of Fully Ionized Gases", New York: Wiley Interscience.  
 Švestka Z., 1987, Sol. Phys. (Letter), 108, 411.  
 Withbroe G. L., 1978, Ap.J., 225, 641.

## ZJAWISKO SYMBIOTYCZNOŚCI

103 KOLOKWIUM MIĘDZYNARODOWEJ UNII ASTRONOMICZNEJ  
TORUŃ, 18-21 SIERPNI 1987

JOANNA I MACIEJ MIKOŁAJEWSKY

Institut Astronomii Uniwersytetu M. Kopernika (Toruń)

Podstawową cechą gwiazd określanych mianem symbiotycznych są złożone widma, wykazujące równocześnie cechy olbrzymów typu M (pasma TiO), oraz linie emisyjne HI, HeII i [OIII] typowe dla mgławic planetarnych. Odkrycia pierwszych obiektów tego typu dokonano na początku stulecia przy okazji prac nad katalogiem HD, przy pomocy słynnego astrografu Drapera, który od 1948 r. pracuje w Obserwatorium Toruńskim. Po następnych trzydziestu latach trafiły do Torunia również gwiazdy symbiotyczne, a przedstawiane tutaj Kolokwium jest pierwszą tej rangi astronomiczną konferencją w Polsce od dziesięciu lat.

Pierwsze międzynarodowe spotkania poświęcone tym ciekawym obiektom odbyły się latem 1981 r. w Boulder (USA) oraz francuskim Obserwatorium Haute Provence (70 Kolokwium MUA), więcej niż pół wieku po odkryciu pierwszych gwiazd symbiotycznych. Głównym tematem tych spotkań były ekscytujące wyniki obserwacyjne, uzyskane w zakresie radiowym, podczerwonym i optycznym w obserwatoriach naziemnych oraz przy pomocy nowoczesnych satelitów (IUE oraz EINSTEIN). Aczkolwiek większość uczestników obydwu spotkań była przekonana, że gwiazdy symbiotyczne są układami podwójnymi wzajemnie oddziaływających (przepływy materii, wiatry gwiazdowe itp.) gwiazd, nie było jasne, jakie fizyczne procesy mogłyby tłumaczyć ich osobliwe zachowanie. Poddano nawet w wątpliwość istnienie gwiazd symbiotycznych jako w miarę jednolitej klasy obiektów.)

W latach osiemdziesiątych rozwinięto tę myśl, zdając sobie sprawę, iż zjawisko symbiotyczności (stąd tytuł konferencji toruńskiej) może się zmanifestować w układzie podwójnym, w którym koegzystuje zaawansowany ewolucyjnie czerwony olbrzym i gorący, jonizujący materię wokółgwiazdową towarzysz z akrecją (poprzez dysk lub z wiatru gwiazdowego), albo/i powierzchniowymi procesami termonuklearnymi i kolidującymi wiatrami gwiazdowymi jako źródłami energii. Zjawisko symbiotyczności może być obserwowane zarówno w układzie z wypełniającym swoją krytyczną powierzchnię Roche'a olbrzymem typu M, jak również wiejącą silnym wiatrem długookresową gwiazdą pulsującą typu Mira, a towarzyszem może być gwiazda ciągu głównego, zdegenerowany karzeł lub nawet gwiazda neutronowa. Nie ulega natomiast wątpliwości, że niewielka ilość (ok. 150) znanych układów, pomimo stosunkowo dużej jasności absolutnej, świadczy o niezwykle szybkim etapie ewolucji, na jakim te obiekty się znalazły lub/i unikalnym doborze parametrów w układzie (tempa przepływu i akrecji, pole magnetyczne itp.). Powoduje to stały wzrost zainteresowania gwiazdami symbiotycznymi zarówno pod względem obserwacyjnym, jak i teoretycznym. Również w kontekście znaczącego postępu w rozumieniu procesów fizycznych zachodzących w gwiazdach kataklizmicznych i zwar-

tych mgławicach planetarnych, które są obiektami zbliżonymi do gwiazd symbiotycznych, dojrziała idea zorganizowania nowej międzynarodowej konferencji na temat zjawisk symbiotycznych w astrofizyce.

Głównym celem 103 Kolokwium Międzynarodowej Unii Astronomicznej, które odbyło się w Toruniu w dniach 18-21 sierpnia 1987 r., było podsumowanie stanu aktualnej wiedzy o procesach fizycznych zachodzących w gwiazdach symbiotycznych i obiektach pokrewnych oraz sformułowanie podstawowych problemów pozostających do rozwiązania w przyszłości. W kilku sesjach wygłoszono 25 referatów na tematy sugerowane zapraszającym prelegentom przez Komitet Naukowy. Pozostałe prace uczestnicy mogli przedstawić w postaci plakatów. W dwóch sesjach plakatowych przedstawiono ponad 50 prac. Ponadto odbyły się trzy dyskusje plenarne.

Naukowy program Kolokwium rozpoczął D. A. Allen, zadając kilka prowokacyjnych pytań co do natury fizycznej obserwowanych zjawisk symbiotyczności i przeprowadzając błyskawiczne referendum na temat podwójności gwiazd symbiotycznych (wszyscy jednomyślnie za, poza jednym głosem zgłaszającym wątpliwości co do niektórych obiektów). Ogólny stan danych obserwacyjnych w szerokim zakresie widma, od radiowego do rentgenowskiego, oraz robocze modele poszczególnych fizycznych składników obiektów klasyfikowanych jako symbiotyczne przedstawił S. J. Kenyon.

Następnie omówiono najciekawsze wyniki analizy fizycznej struktury tych obiektów. Szczególnie ważne dla fizycznej interpretacji danych są orbity spektroskopowe, wyznaczone dla kilku obiektów z obserwacji linii absorbcyjnych chłodnego składnika (M. D. Garcia). Istotnym czynnikiem w wielu układach symbiotycznych jest sposób i tempo utraty masy z czerwonego olbrzyma (w postaci wiatru gwiazdowego lub strugi z okolic punktu  $L_1$ ). Dużą uwagę poświęcono badaniom tego składnika metodami spektroskopii i fotometrii podczerwonej zarówno w przypadku gdy jest nim gwiazda pulsująca typu Mira (P. A. Whitelock), jak i normalny olbrzym typu M (B. F. Yudin). Na temat bliższej i dalszej materii wokółgwiazdowej wypowiadał się R. E. Stencel, a jej obserwacjom na falach radiowych poświęcił swe wystąpienie E. R. Seaquist. Ważnym nowum obserwacyjnym w stosunku do poprzednich konferencji były przestrzenne obrazy mgławic, uzyskane metodami VLA na falach radiowych (A. R. Taylor) oraz tzw. techniką „długiej szczeliny” w zakresie optycznym (J. Solf). Nowe dane polarymetryczne (A. M. Magalhaes) stają się na tyle liczne, że mogą stać się istotną pomocą w interpretacji zjawisk.

Kolejny dzień poświęcono fizycznym modelom interpretującym wyniki obserwacji w całym zakresie widma. H. Nussbaumer przedstawia modele jonizacyjne mgławic w gwiazdach symbiotycznych. S. Kwok omówił modele kolizji chłodnego, powolnego wiatru z czerwonego olbrzyma i gorącego, szybkiego wiatru z gorącego składnika jako źródła energii emitowanej w radiowym i rentgenowskim zakresie widma. Zastosowania modeli dysków akrecyjnych dla gwiazd symbiotycznych przedyskutował W. J. Duschl. M. Livio, w podsumowaniu prowadzonych metodą symulacji trójwymiarowych badań nad akrecją z wiatru gwiazdowego, określił ilość przechwytywanego momentu pędu i, co za tym idzie, warunki w jakich może wtedy dochodzić do formowania dysku akrecyjnego. W ponownym wystąpieniu, S. J. Kenyon omówił procesy termonuklearne na powierzchni białych karłów jako przyczyny wybuchów tych gwiazd symbiotycznych, w których akrecja nie jest istotna jako źródło energii. Sesję zakończyła ogólna dyskusja na temat procesów fizycznych, zachodzących w gwiazdach symbiotycznych oraz odpowiedzialnych za ich wybuchy. Sporo uwagi poświęcono fizycznej naturze gorącego składnika oraz możliwościom oceny jego masy (jak dotąd nie istnieje pewna krzywa prędkości radialnych odzwierciedlająca ruch tego składnika). Jeszcze raz podkreślono, że gwiazdy symbiotyczne nie stanowią jednorodnej klasy obiektów i tym samym nie jest możliwe zbudowanie uniwersalnego modelu opisującego wszystkie obiekty.

Potwierdzeniem tej tezy o bogactwie możliwych kombinacji spotykanych wśród gwiazd symbiotycznych była kolejna sesja, którą poświęcono szczegółowej analizie siedmiu konkretnych, najciekawszych, bądź też najlepiej zbadanych, obiektów. A. Cassatella omówił protoplastykę całej klasy, Z And. Obserwowane okresowe zmiany w widmie tej gwiazdy są spowodowane efektami orbitalnymi (ale nie zaćmieniami), być może związanymi nie tylko ze zmianą kąta pozycyjnego względem obserwatora, ale i eliptycznością orbity. Jasności składnika gorącego nie sposób wytłumaczyć wyłącznie akrecją. Na-

stępnie J. Mikołajewska zaprezentowała CI Cyg, jeden z najlepiej obecnie zbadanych (zaćmienia) układów, w którym „gorącym” składnikiem jest dysk akrecyjny wokół gwiazdy ciągu głównego. M. Friedjung przedstawił AG Dra, układ, w którym chłodny składnik jest olbrzymem typu K z deficytem metali. Mały rozmiar chłodnego składnika sugeruje, że ten układ jest ewidentnym przykładem akrecji z wiatru gwiazdowego. Zadziwiająca cechą tej gwiazdy są niemal cyklicznie powtarzające się „wybuchy”. Kolejny obiekt, CH Cyg, omawiany przez P. L. Selvellię, do 1963 r. uznawany za standard spektroskopowy typu G6 (sic!), po przejściu w fazę aktywną najpierw awansuje do grona gwiazd pokrewnych gwiazdom symbiotycznym, by w połowie 1984 r. po wyrzuceniu potężnych dżetów stać się jednym z bardziej interesujących obiektów na niebie. CH Cyg okazała się gwiazdą zaćmieniową o jednym z najdłuższych okresów orbitalnych ( $P \approx 5700^d$ ) i pomimo ogromnej ilości obserwacji od promieni X do fal radiowych pozostają one bardzo trudne do interpretacji. Podobne cechy i również bardzo długi okres orbitalny posiada kolejny dyskutowany obiekt, R Agr (A. G. Michalitsianos). R Agr należy do rekordzistów wśród gwiazd zmiennych ze względu na wielość typów zmienności: chłodny składnik jest gwiazdą typu Mira; zmienne poczerwienienie; mgławica o zmiennej i bardzo złożonej strukturze kinematycznej i geometrycznej (dżety?); prawdopodobnie zaćmieniowa; możliwa historyczna gwiazda nowa. W dyskusji nad RX Pup, jako bardzo istotne, wyróżniono obecność gorącego ( $\sim 1000$  K) pyłu wokółgwiazdowego i osobliwą, zmienną emisję radiową. Przegląd indywidualnych obiektów zakończył D. Chochol propozycją modelu AG Peg, z wzbudającą kontrowersje koncepcją dysku ekskrecyjnego. Sesję natomiast zakończył R. Viotti omówieniem tzw. symbiotycznych nowych, w których obserwujemy wybuchy spowodowane reakcjami termonuklearnymi na powierzchni białych karłów akrecujących materię z wiatru gwiazdowego chłodnych olbrzymów.

Istotnym uzupełnieniem tej sesji były sesje plakatowe w znacznej części ukazujące najnowsze badania wyżej wymienionych obiektów. Rekordzistami okazały się CH Cyg (8 plakatów) i AG Peg (4 plakaty). Między innymi przedstawiono tu również dwa obiekty mogące kandydować do klasy gwiazd symbiotycznych (HD 59643 oraz V 641 Cas).

Zjawisko symbiotyczności a ewolucja gwiazd oraz obiekty pokrewne gwiazdom symbiotycznym, to tematy ostatniego dnia Kolokwium. R. F. Webbink omówił warunki formowania gwiazd symbiotycznych w wyniku ewolucji układów podwójnych. Okazało się, że układy podwójne mogą uniknąć tak zwanej fazy wspólnej otoczki i osiągać stan „symbiotyczności” w wyniku różnych scenariuszy ewolucyjnych. Późniejsze wystąpienie M. Livio dotyczyło relacji między gwiazdami symbiotycznymi, a tzw. nowymi powrotnymi. R. E. Stencel zakończył sesję odczytaniem referatu K. P. Schroedera na temat wiatrów gwiazdowych i akrecji w gwiazdach typu Zeta Aur i VV Cep. Procesy te powinny być analogiczne do tych zachodzących w gwiazdach symbiotycznych akrecujących z wiatru gwiazdowego, chociaż w zupełnie innej skali. I odwrotnie, w gwiazdach typu Zeta Aur i VV Cep można się doszukać słabych zjawisk symbiotycznych.

Podsumowania Kolokwium dokonano w dyskusji końcowej, gdzie również sformułowano główne, zdaniem uczestników spotkania, kierunki dalszych badań gwiazd symbiotycznych. Za sprawą dużej wagi uznano między innymi ocenę tempa utraty masy przez chłodny składnik, określenie masy i natury gorącego towarzysza, dostarczenie dowodów na obecność dysków akrecyjnych, analizę składu chemicznego mgławic, a zwłaszcza materii wyrzucanej przez gorący składnik. Zwracano uwagę na możliwość wpływu eliptyczności orbit na obserwowane efekty (tylko ich znikomą część można wyjaśnić obecnością zaćmień) oraz wpływu ewentualnego pola magnetycznego na przebieg procesów akrecji. Postulowano dalsze prace w celu oceny odległości oraz intensywne obserwacje w całym dostępnym zakresie widma.

Toruńskie Kolokwium spotkało się z dużym zainteresowaniem na całym świecie. W spotkaniu wzięło udział 92 astronomów z 23 krajów. Najliczniejszą grupę stanowili astronomowie z ZSRR (21), Polski (20 - niestety, tylko czworo spoza Torunia) oraz USA (11). Ponadto, oprócz Europy, były reprezentowane: Australia (1), Brazylia (1), Chile (1), Chiny (2), Indie (2), Izrael (2), Japonia (1), Kanada (2) i Afryka Pd. (1). Swoje prace na Kolokwium prezentowali między innymi astronomowie z trzech

ośrodków w Polsce: Instytutu Astronomii UMK i Pracowni Astrofizyki CAMK w Toruniu, oraz z Obserwatorium i Planetarium Astronomicznego w Olsztynie. Jako jeden z plakatów prezentowana była unikalna, dziesięcioletnia krzywa blasku gwiazdy CH Cyg, uzyskana na podstawie obserwacji Profesora Władysława Dziewulskiego sprzed ponad pół wieku. Doskonałe obserwacje Profesora, założyciela toruńskiego ośrodka astronomicznego i obserwatorium, pozwoliły wyeliminować wszelkie spekulacje wiążące aktywność tej gwiazdy z przejściem składników przez periastron.

Oprócz programu naukowego przygotowano program imprez towarzyszących, będących doskonałą okazją do prowadzenia dyskusji kulturalowych. I tak uczestnicy Kolokwium wysłuchali koncertu dawnej muzyki polskiej w toruńskim Ratuszu, byli goszczeni przez władze miasta i Uniwersytetu, zwiedzali Obserwatorium Astronomiczne w Piwnicach, zabytki Torunia i okolic (Biskupin). Gospodarzem Kolokwium był Instytut Astronomii Uniwersytetu M. Kopernika. Centrum Astronomiczne im. M. Kopernika w Warszawie zorganizowało i sfinansowało przyjazd większości uczestników z krajów socjalistycznych.

Materiały naukowe Kolokwium zostały opublikowane przez wydawnictwo Reidel Publishing Company.

KONFERENCJA „PYŁ WE WSZECHŚWIECIE”

MANCHESTER, 14 - 18 GRUDNIA 1987 r.

KONRAD RUDNICKI

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Jagiellońskiego

Sześćdziesiąt lat temu materię pyłową we Wszechświecie znano przede wszystkim pod postacią pojedynczych jasnych lub rzadziej - ciemnych mgławic. Uważano je za obiekty wyjątkowe, a przestrzeń kosmiczną za całkowitą pustkę, w której działają tylko siły grawitacyjne pomiędzy zupełnie odosobnionymi ciałami niebieskimi.

Niedługo potem pierwsze, niedokładne wprawdzie, ale zbliżone do rzeczywistego, wyznaczenie odległości galaktyk, a zarazem poznanie natury „pasa unikania” położenia galaktyk na sferze niebieskiej z obu stron Drogi Mlecznej wykazało, że przestrzeń międzygwiazdowa prawie cała wypełniona jest pyłem. Pierwotnie ów pył traktowany był prawie wyłącznie jako przeszkoda w obserwacjach odleglejszych obszarów nieba położonych w Drodze Mlecznej. Potem powoli domyślono się jego znaczenia dla ewolucji gwiazd. Z czasem wykryto pył w warkoczach komet i w innych miejscach Układu Planetarnego Słońca, wykryto pył w innych galaktykach, pierwotnie w spiralnych, potem również w eliptycznych, wykryto go w bliskim otoczeniu galaktyk i w ogólnej przestrzeni międzygalaktycznej. W oczach niektórych badaczy ułamek masy Wszechświata zawarty w pyłe wcale nie jest znikomy, a już wszyscy współcześni astronomowie są zgodni, że objętość przestrzeni zajmowanej przez pył jest dominująca we Wszechświecie.

W świadomości współczesnych astronomów rola pyłu we Wszechświecie stale wzrasta. W niektórych poglądach na procesy ewolucji gwiazd staje się ważniejsza od roli gazu.

Nie trzeba się więc dziwić, że konferencja „Pył we Wszechświecie” zorganizowana w Uniwersytecie Manchesteru (Zjednoczone Królestwo) przez prof. Davida A. Williamsa i dr Marka E. Baileya (jak twierdzą, pracą podzielili się w ten sposób, że drugi z nich wszystko organizował, a pierwszy dodawał mu w tym otuchy) pomyślana pierwotnie jako skromna impreza dla wąskiego grona specjalistów spotkała się z zainteresowaniem, które znacznie przekroczyło przewidywania organizatorów. Mimo zdegradowania wielu zgłoszonych, wcale niezłych referatów do przedstawienia w postaci plakatów (pierwotnie sesja plakatowa nie była przewidziana), a następnie po zaostrożeniu kryteriów w przydziale miejsc na plakaty, konferencja odbyta w dniach od 14 do 18 grudnia 1987 r. zgromadziła ponad 150 uczestników z 17 krajów, którzy w ciągu 5 dni wygłosili 60 większych, proszonych i mniejszych (przeważnie 15-minutowych) referatów oraz wystawili około 30 plakatów.

Z Polski wzięło udział 3 uczestników: dr B. L. Lang z Wydziału Chemii Uniwersytetu Warszawskiego, dr M. S. Staniucha z Centrum Badań Kosmicznych w Warszawie oraz sprawozdawca „Postępów Astronomii” z Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Jagiellońskiego (dwo z nich wygłosiło referaty), ale uczestników mówiących biegle po polsku było sześcioro, a co ciekawsze, ulokowano ich w sąsiadujących ze sobą pokojach bursy uniwersyteckiej, chyba przypadkowo, bo nie wszystkie nazwiska zdradzały polskość. Uczestnictwo Polaków w badaniu pyłu zaznaczało się jednak najsilniej przez ciągłe odwoływanie się prelegentów do klasycznych prac Krzysztofa Serkowskiego o polaryzacji światła. Doliczyłem do siedmiu razy wymienianie jego nazwiska. Potem zgubiłem liczbę. Był on wspominany przynajmniej jeszcze drugie tyle razy.

O ile w naszym kraju współpraca astronomów z fizykami polega przede wszystkim na przyjmowaniu fizyków na etaty astronomicznych instytucji, o tyle zarówno na zachodzie jak i na wschodzie sytuacja jest zupełnie odmienna. Fizycy, Chemicy, Krystalografowie i (rzadziej) Matematycy podejmują i rozwijają tematykę astrofizyczną, a czasem i czysto astronomiczną w swoich instytucjach. Ba, czasem porywają tematykę astronomiczną, nadają jej swoisty koloryt własnych dyscyplin, w niektórych przypadkach wprost zrywają kontakt z astronomami, co się przeważnie zresztą kończy ucieczką w abstrakcję mało mającą wspólnego z rzeczywistością Wszechświata.

Na konferencję w Manchesterze zgodnie z intencjami organizatorów przyjechało wielu fizyków, chemików i krystalografów, którzy zdominowali pierwsze trzy dni konferencji. Badanie pyłu nawet w Układzie Słonecznym rzadko się udaje przeprowadzać przez bezpośrednią analizę chemiczną, a jeszcze rzadziej krystalograficzną. Badania mikrometeorytów, chwywanie cząstek pyłu w wysokich warstwach atmosfery przez samoloty i podobne eksperymenty z próbnikami orbitującymi, nie zapewniają analizy pyłków w nienaruszonej, pierwotnej postaci i nie dają zbyt wielu informacji. Zwłaszcza eksperymenty lotnicze są powodem do niekończących się dyskusji, czy złapane takie lub inne ciała, zwłaszcza zespoły organiczne (drobnoustroje?) są pochodzenia kosmicznego czy też ziemskiego. A nawet takie prymitywne metody badania pyłu in situ nie dadzą się stosować do pyłu międzygwiazdowego, a tym bardziej do międzygalaktycznego. Głównym dostarczycielem danych jest więc - jak w większości problemów astronomicznych - światło: jest ekstynkcja, emisja (podczerwona i radiowa) oraz polaryzacja. Pył to nie gaz. Ani ekstynkcja, ani emisja, ani polaryzacja pochodząca od pyłków - ciał stałych nie pozwala na jednoznaczną interpretację danych. Pozostaje więc metoda modelowania. W ten sposób daje się eliminować niektóre błędne modele, nie daje się jednak dostatecznie uwiarygodnić żadnego z nich. Fizycy, chemicy i krystalografowie doszli do tego, że mają wykończony, pełny obraz składu chemicznego, parametrów fizycznych i budowy, a także ewolucji ziaren pyłu. Nawet więcej, mają dużo takich obrazów. Prawie każdy ma swój własny obraz. W czasie konferencji prezentowano przynajmniej 10 różnych. Niestety nikt nie potrafi powiedzieć, ile cech ma dany obraz wspólnych z rzeczywistością. Referaty tej grupy pełne symboli chemicznych, skomplikowanych pojęć mineralogicznych, były prawie niestrawne dla astronomów. Bardziej astronomiczne były dwa ostatnie dni, dotyczące obserwacji odleglejszych rejonów Wszechświata i najprostszych interpretacji. Tu z kolei wiele rzeczy było niejasnych dla krystalografów. Przedstawiciele nauk nieastronomicznych często nie znali elementarnych pojęć dotyczących sfery niebieskiej, a już w osłupienie wprawiały ich wypowiedzi dotyczące na przykład powierzchni Roche'a w układach gwiazd podwójnych.

W ciągu pięciu dni konferencji poruszono prawie wszystkie problemy pyłowe Wszechświata od wielotonowych „pyłków” - ciał meteorytowych w pasie planetek do drobnutkich cząsteczek pyłu międzygalaktycznego, który podobno jest wyłapywany przez galaktyki eliptyczne, które go same nie produkują. Dominujące (nie do końca udokumentowane) przeświadczenie uczestników było takie, że pył powstający w pewnych procesach ewolucji gwiazd (ciasne układy podwójne, czerwone olbrzymy, nowe i supernowe) podlega najpierw szybkiej ewolucji, a dopiero potem przyjmuje bardziej stabilną formę bytowania. Pewno nowością była prawie jednomyślna zgoda na to, że w pyle międzygwiazdowym nie ma długich pręcików grafitowych. Grafit - owszem, ale jako jeden z wielu składników pyłków. Ze sporą dyskusją spotkał się też z ciekawością przyjęty komunikat, o pierwszej detekcji emisji podczerwonej pyłu międzygalaktycznego. Ponadto nowości było niewiele, raczej proponowano pewne zmiany parametrów przy zachowaniu tych samych jakości, zmiany pewnych szczegółów i szczegółików. To nie jest zarzut w stosunku do konferencji. Jej głównym i niezmiernie ważnym osiągnięciem było to, że w metodycznie uporządkowany sposób (zasługa organizatorów) dano ogólny obraz obecnych problemów, możliwości obserwacyjnych i poglądów teoretycznych dotyczących pyłu we Wszechświecie.

Wizualnie ciekawy był film ze zbliżenia się stacji Giotto do Komety Halleya pokazany raz na sali wraz z odpowiednim wykładem, a potem powtarzany kilkadziesiąt razy (czas wyświetlania 3 minuty) w czasie przerw i zawsze znajdujący chętnych widzów. Interesujące były też przeżrocza mgławic,



zwłaszcza jednej oświetlonej gwiazdami ją otaczającymi - czerwonej w środku, a coraz błękitniejszej kół brzegom.

Jeden z końcowych prelegentów oceniając przebieg konferencji przytoczył słowa Enrico Fermiego dotyczące podobnej imprezy na zupełnie inny zresztą temat: „Zanim tu przyszedłem nie rozumiałem przedmiotu; teraz nadal go nie rozumiem, ale na wyższym poziomie”. Rozjeżdżający się z Manchesteru mogli potwierdzić tę opinię w stosunku do właśnie zakończonej, wspaniałej zresztą, konferencji.

CONTENTS

1. J. S. K. ...

KRONIKA

2. J. M. ...

CONTENTS

ARTICLES

3. J. S. K. ...

CONTENTS

4. J. S. K. ...

KRONIKA

5. J. S. K. ...

CONTENTS

ARTICLES

6. J. S. K. ...

SPIS TREŚCI ZESZYTU 2

ARTYKUŁY

J. S m a k, Jan Heweliusz, Nowa CK Vulpeculae (1670) i „hibernacyjny” model gwiazd zmiennych kataklizmicznych . . . . .	67
F. P r a d e r i e, Aktywność gwiazd - krótki przegląd . . . . .	77
M. O s t r o w s k i, Dyfuzyjny mechanizm przyspieszania cząstek promieniowania kosmicznego w falach uderzeniowych . . . . .	97

Z P R A C O W N I I O B S E R W A T O R I Ó W

M. T o m c z a k, J. J a k i m i e s, Badanie efektywności przekazywania energii w roz- błyskach słonecznych . . . . .	115
---	-----

K R O N I K A

J. i M. M i k o ł a j e w s c y, Zjawisko symbiotyczności. 103 Kolokwium Międzynarodowej Unii Astronomicznej, Toruń, 18-21 sierpnia 1987 . . . . .	121
K. R u d n i c k i, Konferencja „Pył we Wszechświecie”, Manchester, 14-18 grudnia 1987 . .	125

СОДЕРЖАНИЕ ТЕТРАДИ 2

С Т А Т Ь И

Ю. С м а к, Ян Г е в е л и й, Новая СК Vulpeculae (1670) и „гипотермаль- ная” модель вспыхивающих переменных . . . . .	67
Ф. П р а д е р и, Активность звезд - короткий обзор . . . . .	77
M. O s t r o w s k i, Диффузный механизм ускорения космических лучей в удар- ных волнах . . . . .	97

ИЗ ЛАБОРАТОРИЙ И ОБСЕРВАТОРИЙ

M. T o m c z a k, E. Я к и м е ц, Исследование эффективности переноса энергии в солнечных вспышках . . . . .	115
---	-----

X P O H И K A

Ё. и M. M и к о л а е в с к и, Явление симбиотичности. 103 Коллоквиум Между- народной Астрономической Унии, Торунь, 18-21 августа 1987 г. . . . .	121
K. P у д н и ц к и, Конференция „Пыль во Вселенной”, Манчестер, 14-18 декабря 1987 г. . . . .	125

CONTENTS OF NUMBER 2

A R T I C L E S

J. S m a k, Johannes Hevelius, Nova CK Vulpeculae (1670) and the "Hibernation" Model of Ca- tactysmic Variables . . . . .	67
--	----

---

F. Praderie, Stellar Activity - A Non-Exhaustive View . . . . .	77
M. Ostrowski, Diffusive Theory of Cosmic Ray Acceleration in Shock Waves . . . . .	97

## FROM THE LABORATORIES AND OBSERVATORIES

M. Tomczak, J. Jakimiec, Investigation of Efficiency of Energy Transport in Solar Flares . . . . .	115
--	-----

## CHRONICLE

J. and M. Mikołajewski, Symbiotic Phenomenon. 103 Colloquium of the International Astronomical Union, Toruń, August 18-21, 1987 . . . . .	121
K. Rudnicki, Conference "Dust in the Universe", Manchester, December 14-18, 1987 . .	125

Państwowe Wydawnictwo Naukowe  
Czasopiśmiennictwo  
Czasopiśmiennictwo

Wydawnictwo Naukowe  
Państwowe Wydawnictwo Naukowe  
Czasopiśmiennictwo  
Czasopiśmiennictwo

Zakład Graficzny Wydawnictwa Naukowego  
Czasopiśmiennictwo

77 L. P. B. ... - Stellar Activity - A Non-Exhaustive List  
 79 M. O. ... - Diffusive Theory of Cosmic Ray Acceleration in Star Winds

FROM THE LABORATORIES AND OBSERVATORIES

111 H. ... - Investigation of Efficiency of Energy Transport in Solar Flares  
 112 ...  
 113 ...  
 114 ...  
 115 ...  
 116 ...  
 117 ...  
 118 ...  
 119 ...

REVIEWED ARTICLES

121 ...  
 122 ...  
 123 ...  
 124 ...  
 125 ...

NOTES

126 ...  
 127 ...  
 128 ...  
 129 ...

RECENT PUBLICATIONS

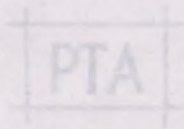
130 ...  
 131 ...  
 132 ...  
 133 ...

INDEX

134 ...  
 135 ...

# POSTĘPY ASTRONOMII

CZASOPISMO  
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY ASTRONOMICZNEJ



TOM XXXVI -- ZESZYT 3

LIPIEC -- WRZESIEŃ 1989

Państwowe Wydawnictwo Naukowe  
Oddział w Łodzi 1989

Wydanie I. Nakład 718+92 egz. Ark. wyd. 4,50. Ark. druk. 4,25.  
Papier offsetowy kl. III, 80 g. 70×100. Oddano do składania w marcu 1989 r.  
Podpisano do druku w czerwcu 1989 r. Druk ukończono w lipcu 1989 r.  
Zam. 262/89. D-4.

Zakład Graficzny Wydawnictw Naukowych  
Łódź, ul. Żwirki 2

Państwowe Wydawnictwo Naukowe  
Oddział w Łodzi 1989

Wydanie I. Mielnik 718 + 10 egz. Ark. wyd. 420. Ark. drob. 422.  
Papier offsetowy kl. III 80 g 70 x 100. Oddano do druku w marcu 1989 r.  
Porównano do druku w czerwcu 1989 r. Druk zakończono w lipcu 1989 r.  
Cena 26200 G-4

Zakład Graficzny Wydawnictw Naukowych  
Łódź, ul. Świdzi 2