35

POSTĘPY ASTRONOMII

CZASOPISMO
POŚWIĘCONE UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY ASTRONOMICZNEJ

PTA

TOM XXIII — ZESZYT 2
1975

WARSZAWA • KWIECIEŃ — CZERWIEC 1975

BIBLIOTEKA UNIWERSYTECKA

POLSKIE TOWARZYSTWO ASTRONOMICZNE

POSTĘPY ASTRONOMII

KWARTALNIK

TOM XXIII — ZESZYT 2

1975

WARSZAWA • KWIECIEŃ — CZERWIEC 1975

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor naczelny:
Stefan Piotrowski, Warszawa

Członkowie:
Józef Witkowski, Poznań
Włodzimierz Zonn Warszawa

Sekretarz Redakcji:
Jerzy Stodółkiewicz, Warszawa

Adres Redakcji: Warszawa, Al. Ujazdowskie 4
Obserwatorium Astronomiczne UW

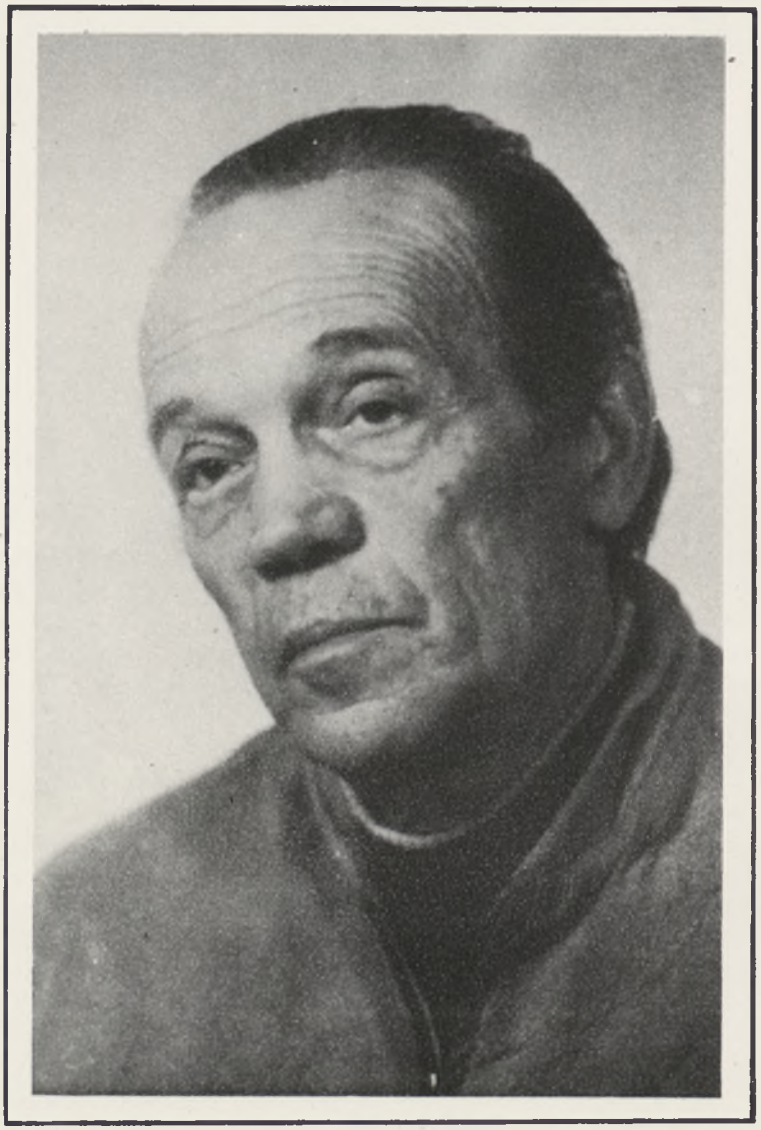
WYDANO Z POMOCĄ FINANSOWĄ
POLSKIEJ AKADEMII NAUK

Printed in Poland

Państwowe Wydawnictwo Naukowe
Oddział w Łodzi 1975

Wydanie I. Nakład 636+124 egz. Ark. wyd. 5.75. Ark. druk. 4.50+1 wkl. Papier offset. kl. III, 70 g, 70×100. Podpisano do druku 5. VIII. 1975 r. Druk ukończono w sierpniu 1975 r. Zam. nr 377/75. U-4. Cena zł 10,—

Zakład Graficzny Wydawnictw Naukowych
Łódź, ul. Żwirki 2



Dnia 28 lutego 1975 roku zmarł

PROF. DR WŁODZIMIERZ ZONN

Prezes Polskiego Towarzystwa Astronomicznego,
Dyrektor Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Warszawskiego.

Odszedł Człowiek wielkiego serca, ceniony naukowiec,
nauczyciel i przyjaciel

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXIII (1975) Zeszyt 2

WŁODZIMIERZ ZONN

1905–1975

WSPOMNIENIA Z CZASÓW WILEŃSKICH (1925–1938)

Włodzimierza Zonna pamiętam od lat studenckich, od roku 1925, gdy wstąpił na Wydział Matematyczno-Przyrodniczy Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie. Wybrał kierunek astronomii, co było wówczas wielką rzadkością, pomimo – a może dlatego – że przebieg studiów astronomicznych odbiegał mniej niż obecnie od kierunków matematyki, czy fizyki. Astronomii ogólnej słuchali wspólnie studenci wszystkich trzech kierunków, poza tym astronomowie mieli kurs astronomii sferycznej i praktycznej, rachunku wyrównawczego i mechaniki nieba. Ogromną większość wykładanych przedmiotów stanowiły klasyczne działy matematyki oraz fizyki doświadczalnej i teoretycznej, wspólne dla trzech kierunków. Tym, co istotnie różnicowało poszczególne kierunki, były seminaria i tematyka prac magisterskich. Studia były w zasadzie czteroletnie, w praktyce przeważnie przeciągały się dłużej, ponieważ egzaminy można było zdawać w dowolnych terminach; do przejścia na następny rok wystarczało zaliczenie ćwiczeń i seminariów. Dwóch było w owych latach studentów astronomii: Włodzimierz Zonn i Jerzy Jacyna. Ja studiowałam matematykę (byłam o rok wyżej), brałam również wszystkie przedmioty astronomiczne i na tych zajęciach spotykaliśmy się. Pewnego razu, gdy byłam na III roku, po ćwiczeniach astronomicznych prof. Dziewulski zawołał mnie i powiedział, że zwalnia się w Obserwatorium etat asystenta po Karolinie Iwaszkiewiczównie, która odchodzi ze względu na zły stan zdrowia. „Wprawdzie wiem, że Pani nie będzie astronomem" – powiedział, ale zaproponował mi objęcie asystentury do spółki z Włodzimierzem Zonnem i Jerzym Jacyną. Nie wiem, jak zareagowali moi wspólnicy na tę propozycję, dla mnie była ona równoznaczna z wstąpieniem do nieba.

1 stycznia 1927 r. rozpoczęliśmy pracę w Obserwatorium Astronomicznym USB we troje na jednym etacie zastępcy asystenta. Od jesieni 1928 r. mieliśmy już trzy oddzielne stanowiska: Włodzimierz Zonn był zatrudniony w ramach tzw. ryczałtu, Jerzy Jacyna otrzymał etat mł. asystenta w nowo utworzonym Zakładzie Meteorologii. Oprócz prof. Dziewulskiego, kierownika Katedry Astronomii i Obserwatorium, zastaliśmy następujący personel: prof. Kazimierz Jantzen, astronom, później kierownik Katedry i Zakładu Meteorologii, dr Stanisław Szeligowski, adiunkt i Mieczysław Kowalczewski, st. asystent. Wszyscy pochodzili z Warszawy, prócz dra Szeligowskiego, który przybył do Wilna z Krakowa. Do tego składu doszło nas troje Wilnian, co nie oznaczało, że stanowiliśmy jednolitą etnicznie grupę. W owym czasie Wilno przedstawiało mozaikę różnych narodowości:

obok zdecydowanej większości polskiej, drugą co do liczebności grupę stanowili Żydzi, następnie Rosjanie osiedleni tu po rozbiorach, Białorusini, Litwini, a nawet Tatarzy i Karaimi. Rodzina Zonnów należała do mieszanej grupy rosyjsko-niemieckiej. Włodzimierz, jak sam z humorem opowiadał, nie był pewien, jaką narodowość ma wpisać do dokumentów osobistych. Po konsultacji z prof. Dziewulskim podał narodowość polską i przy tym pozostał.

Dawne Obserwatorium Wileńskie, założone w 1750 r., sławne nazwiskami Poczobuta i Jana Śniadeckiego, było najstarszym obserwatorium uniwersyteckim w Polsce. Po zamknięciu Uniwersytetu Wileńskiego przez władze carskie w r. 1832 Obserwatorium działało jeszcze przez kilkadziesiąt lat pod kierownictwem Rosjan, aż zostało zamknięte po pożarze, a instrumenty przekazane do Pułkowa. Po wskrzeszeniu Uniwersytetu Wileńskiego w 1919 r. piękny budynek dawnego Obserwatorium nadawał się tylko na muzeum. Profesor Dziewulski założył nowe Obserwatorium na zachodnich krańcach miasta w oparciu o las Zakretowy. Gdy zaczynaliśmy pracę, Obserwatorium było wyposażone w 15 cm refraktor Zeissa z kamerą tej samej średnicy, kamerę o średnicy 16 cm i szereg mniejszych lunet oraz przyrządów laboratoryjnych, m. in. mikrofotometr Hartmanna do pomiaru zaczernień na kliszach. Prace badawcze wówczas prowadzone w Obserwatorium obejmowały następujące dziedziny:

a) astronomię gwiazdową – statystyczne badania ruchów gwiazd,

b)mechanikę nieba – głównie obliczanie perturbacji wiekowych planetoid o silnie ekscentrycznych orbitach,

c) astrofizykę obserwacyjną – obserwacje fotograficzne i wizualne gwiazd zmiennych, głównie cefeid.

Koledzy moi zostali włączeni do prac obserwacyjnych, ja początkowo do prac rachunkowych z astronomii gwiazdowej, następnie – również do obserwacji. Każde z nas miało ponadto pewien niewielki przydział obowiązków techniczno-organizacyjnych (biblioteka, służba czasu itp.), a przede wszystkim kontynuowaliśmy studia.

Ośrodkiem życia naukowego było dla nas seminarium astronomiczne, prowadzone przez prof. Dziewulskiego. Oprócz pracowników Obserwatorium i Zakładu Meteorologii brało w nim udział kilku studentów, interesujących się astronomią. Był to okres bujnego rozwoju astrofizyki. Pierwsze duże teleskopy zainstalowane przez Hale'a na Mt Wilson, zaczęły przynosić plony w postaci odkrycia natury i właściwości galaktyk, fizyki i składu chemicznego gwiazd. Odkrycie istnienia materii międzygwiazdowej, rotacji Galaktyki, gwiazd nowych i białych karłów, zapoczątkowanie teorii wnętrz i atmosfer gwiezdnych – to wszystko dostarczało pasjonujących tematów na seminaria. Najwięcej do powiedzenia miał zazwyczaj w tych sprawach Mieczysław Kowalczewski, fenomenalny erudyta, obdarzony bystrym umysłem i darem interesującego opowiadania. Nasza trójka czynnie włączyła się do udziału w seminariach, referowaliśmy prace publikowane w Ap. J. oraz innych czasopismach, najmocniejszy w języku angielskim był Jerzy Jacyna. W późniejszych latach, z inicjatywy Wiktora Ehrenfeuchta, młodego fizyka z Warszawy, który został zatrudniony na części etatu asystenta w Obserwatorium, grupa młodszych pracowników podjęła wspólne studiowanie świeżo wydanego wówczas dzieła Eddingtona *Internal Constitution of Stars (Budowa wewnętrzna gwiazd).*

W tym środowisku dojrzewał Włodzimierz Zonn i chyba czuł się w nim doskonale, podobnie jak inni jego rówieśnicy. W roku 1931 uzyskał magisterium z astronomii, a w 1935 r.

– doktorat na podstawie pracy *Obserwacje fotograficzne zmiennych V, X, Z i RR Lacertae* (ang.), opublikowanej w „Bulletin de l'Observatoire Astronomique de Vilno", No. 14, 1933. Praca stanowiła wyprowadzenie krzywych zmian blasku i poprawionych elementów tych czterech blisko siebie położonych na kliszach gwiazd na materiale 127 zdjęć wykonanych astrografem Zeissa. Do kalibracji i standaryzacji zdjęć służyły zdjęcia z siatką i nawiązania na okolicę standardową. Podobną metodą były wykonywane inne prace fotometryczne. Włodzimierz Zonn opublikował do 1938 r. kilkanaście prac z dziedziny fotometrii fotograficznej gwiazd zmiennych, cefeid i zaćmieniowych. Jedna z nich obejmuje aż 17 zmiennych nowo odkrytych, inna dotyczy osobliwej gwiazdy zaćmieniowej, ζ Aurigae, w której zimny nadolbrzym zaćmiewa niewielką gorącą gwiazdę, dając okazję do obserwowania interesujących efektów. Jedna z pierwszych prac tej serii dotyczyła zmian blasku planetoidy Eros.

Pierwszym wyjazdem zagranicznym dra Zonna był wyjazd do Grecji na obserwacje całkowitego zaćmienia Słońca w czerwcu 1936 r. Ekspedycją kierował prof. Tadeusz Banachiewicz, Dr Zonn wykonał udane zdjęcia korony słonecznej.

1.IX.1938 r. Dr Zonn opuścił Wilno, przenosząc się do Obserwatorium Warszawskiego, które kierowane przez prof. Michała Kamieńskiego, budowało w tym czasie filię w Karpatach Wschodnich na szczycie góry Pop Iwan (ok. 2000 m n.p.). Warunki obserwacyjne Obserwatorium Warszawskiego były już wówczas bardzo złe, chodziło więc o zbudowanie stacji obserwacyjnej w lepszych warunkach. Wiele starań około tej sprawy położył dr Jan Gadomski, adiunkt Obserwatorium Warszawskiego. Uzyskano fundusze z Ligi Obrony Powietrznej Państwa, zbudowano drogę dojazdową, budynki, zakupiono w f-ie Grubb & Parsons refraktor z astrokamerą o średnicach 25 i 33 cm. Do tego Obserwatorium potrzebny był fachowy personel – zwrócono się do Dra Zonna z propozycją objęcia stanowiska st. asystenta w Obserwatorium Warszawskim z częściowym przydziałem do pracy w nowym Obserwatorium na Pop Iwanie. Dr Zonn po namyśle przyjął tę propozycję i w ten sposób związał się z Obserwatorium Warszawskim na długie lata. Jednakże nie było mu sądzone długo pracować w nowym Obserwatorium na Pop Iwanie. 1 września 1939 r. wybuchła II wojna światowa. Dr Zonn został powołany pod broń. W czasie kampani wrześniowej dostał się do niewoli niemieckiej i był internowany przez cały okres wojny w Oflagu w Murnau. Z kilku jego listów stamtąd przysłanych i z późniejszych opowiadań wynika, że w obozie organizował kursy samokształceniowe wśród towarzyszy i sam był niestrudzonym wykładowcą astronomii i przedmiotów pokrewnych. Zyskał tam wielu przyjaciół.

Po zakończeniu wojny wrócił do Warszawy. Obserwatorium Warszawskie, jak i cała Warszawa, było spalone, filia na Pop Iwanie zniszczona, zresztą znalazła się poza granicami Polski. Dr Zonn znalazł schronienie w Zakładzie Fizyki przy ul. Hożej, w paru pokojach użyczonych na pracownię i mieszkanie przez prof. Stefana Pieńkowskiego. Po kilku latach gmach dawnego Obserwatorium Warszawskiego został odbudowany przez Uniwersytet i oddany do użytku katedry astronomii, katedr matematyki i botaniki. Tam się przeprowadził na początku lat pięćdziesiątych Doc. dr Włodzimierz Zonn i objął wkrótce kierownictwo katedry astronomii i Obserwatorium Warszawskiego; pozostał na tym stanowisku do końca życia. Przed tym jednak habilitował się w listopadzie 1948 r. w Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu, dokąd przenieśli się pozostali przy życiu astronomowie wileńscy: prof. W. Dziewulski, doc. W. Iwanowska i dr S. Szeligowski. Podstawą pracy habilitacyjnej Dra Zonna były materiały widm dwóch cefeid: δ Cep i ηAql, uzyskane przez niego podczas rocznego pobytu w Obserwatorium Sztokholmskim w Saltsjöbaden (Szwecja). Dr Zonn przeprowadził analizę zmian prędkości radialnych tych gwiazd.

Wracając myślą do wileńskiego okresu działalności Włodzimierza Zonna, sądzę, że był to okres formowania się jego zainteresowań naukowych, zafascynowania astronomią, a także w dużym stopniu kształtowania pozytywnych cech jego charakteru. Wszystko to dojrzewało pod dobroczynnym wpływem osobowości prof. Dziewulskiego i atmosfery środowiska. Osobę i pamięć swego niezrównanego Nauczyciela czcił Prof. Zonn w sposób u niego zupełnie wyjątkowy. W naszej pamięci z tamtych czasów zarysowuje się sylwetka Włodzimierza Zonna jako młodego astronoma o żywym, niespokojnym umyśle, ogarniętym pasją poznawczą; wbrew pozornej lekkości, bardzo pracowitego i dokładnego w pracy, wesołego i żywego kolegi, wdziękiem i dowcipem jednającego powszechną sympatię.

Wilhelmina Iwanowska

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXIII (1975). Zeszyt 2

WŁODZIMIERZ ZONN

1905–1975

OKRES WARSZAWSKI

W roku 1938 Dr Włodzimierz Z o n n przeniósł się z Wilna na asystenturę w Obserwatorium Uniwersytetu Warszawskiego, które w owym czasie posiadało filię na szczycie Pop Iwan w Karpatach wschodnich. Zafundowane przez ówczesną Ligę Obrony Państwa, miało najlepsze w Polsce wyposażenie instrumentalne. W tej to stacji wysokogórskiej większość czasu spędzał w latach 1938–1939 Dr Włodzimierz Zonn, podczas gdy jego rodzina mieszkała w Warszawie, w gmachu Obserwatorium. W sierpniu 1939 r. Dr Z o n n został powołany jako oficer rezerwy do wojska. Po odbyciu kampanii wrześniowej wrócił na krótko do Warszawy, a potem znalazł się w obozie jeńców wojennych Oflag VII[a] w Murnau (po kilku obozach przejściowych). Podczas niewoli prowadził wiele wykładów z matematyki i astronomii, miewał odczyty popularne i był też lektorem języka rosyjskiego.

Po zakończeniu wojny wyjechał początkowo do Paryża, a potem we wrześniu 1945 r. znalazł się w Warszawie i tutaj już na jesieni tegoż roku rozpoczął wykłady astronomii ogólnej dla studentów matematyki, fizyki i astronomii Uniwersytetu Warszawskiego. Jednocześnie wykładał na kursie tzw. zerowym na Politechnice Warszawskiej fizykę i matematykę.

Już w 1946 r. pojawiło się pierwsze wydanie jego skryptu *Astronomia ogólna* (drugie wydanie ukazało się w 1949 r.). Jest to świetny podręcznik, na którym na pierwszych latach studiów kształciła się cała generacja astronomów zaczynających studia uniwersyteckie po wojnie. I jest ciekawym świadectwem pasji dydaktycznej autora, ponieważ – jak wiem z przeprowadzonych z nim rozmów – wiele sformułowań i ujęć tej książki powstało w czasie wykładów w obozie jenieckim.

W roku 1947 otrzymał Dr Z o n n stypendium Szwedzkiego Instytutu. Spędził ok. 10 miesięcy w Obserwatorium Sztokholmskim w Saltsjöbaden, pracując tam pod kierunkiem prof. Lindblada i dr Öhmama. W czasie pobytu w Szwecji zebrał bogaty materiał spektroskopowy dotyczący gwiazdy δ Cephei; materiał obejmował 70 zdjęć na 30 kliszach. Może jest warta zanotowania ciekawostka, iż przed wojną tylko w jednym z obserwatorium polskich rozpoczęto badania spektroskopowe (w Wilnie). Analiza zebranego materiału służyła za podstawę do przygotowania rozprawy habilitacyjnej *O przesunięciu linii widmowych gwiazdy δ* Cephei. Autorowi rozprawy chodziło o stwierdzenie, czy istnieją różnice co do amplitudy i fazy w przesunięciach różnych linii w widmie, odpowiadających różnym poziomom w atmosferze gwiazdy. Dzięki starannej analizie, a zwłaszcza dzięki oparciu się o efekty różnicowe, otrzymano szereg interesujących informacji o przebiegu pulsacji.

W roku 1948 Dr Z o n n otrzymał habilitację w Uniwersytecie M. Kopernika w Toruniu, w roku 1950 – tytuł docenta, a następnie profesora nadzwyczajnego. Na stanowisko profesora zwyczajnego został powołany w 1962 r.

Jakkolwiek w okresie międzywojennym (a więc w zasadzie przedwarszawskim) działalność Prof. Z o n n a koncentrowała się głównie na zagadnieniach fotometrii fotograficznej, również w Warszawie po wojnie opublikował kilka bardzo wartościowych prac z fotometrii gwiazd zmiennych, przede wszystkim zaćmieniowych. Odznaczają się one wysokim poziomem, precyzją zarówno samego pomiaru, jak i liczbowego opracowania. Tradycje wysokiej jakości pomiarów fotometrycznych na kliszach reprezentował w Wilnie prof. D z i e w u l s k i, uczeń Karola Schwartzschilda z Göttingen. Godnym kontynuatorem tych doskonałych tradycji fotometrycznych był Prof. Z o n n, uczeń prof. D z i e w u l s k i e g o. Najważniejszymi osiągnięciami było tu odkrycie wędrówki linii apsyd u gwiazdy CO Lacertae, wyznaczenie ekscentryczności orbity, parametrów orbity fotometrycznej i okresy wędrówki linii apsyd u tej gwiazdy oraz odkrycie gwiazdy zaćmieniowej o ekscentrycznej orbicie QX Cassiopeiae położonej w ważnej dla astrofizyki gromadzie NGC 7790.

Ważnym osiągnięciem dydaktycznym Prof. Z o n n a w okresie wczesnych lat pięćdziesiątych było przygotowanie podręcznika z astrofizyki ogólnej (wydanego w 1955 r.) przystosowanego do programu astrofizyki wykładanej na III roku studiów astronomicznych. Podręcznik ten na owe czasy był bardzo nowoczesny. I znowu trzeba powiedzieć o całym pokoleniu astronomów kształconych w okresie powojennym, których w świat astrofizyki wprowadzał ten właśnie podręcznik.

W latach pięćdziesiątych zainteresowania Prof. Z o n n a ogniskowały się jednak już wyraźnie na astronomicznych zagadnieniach statystycznych. W tym zakresie miał najpoważniejsze osiągnięcia zarówno naukowe, jak i naukowo-dydaktyczne. Krótko mówiąc, Prof. Z o n n stworzył szkołę astronomii statystycznej w Obserwatorium Warszawskim. Potrafił wybraną przez siebie tematyką zainteresować grupę uzdolnionych młodych ludzi i dał wartościowy i uznawany wkład do wiedzy o budowie naszej Galaktyki i układów galaktyk w postaci publikacji zarówno własnych, jak i zespołu swoich współpracowników.

Swoim wykładem kursowym, pozbawionym wszelkiego namaszczenia, potrafił Prof. Z o n n wciągać młodych ludzi we własne zainteresowania. Wykład miał coś z blasku, którego tyle można znaleźć w publikacjach popularnonaukowych Profesora. Prof. Z o n n był obdarzony niezwykle cenną umiejętnością nawiązywania bezpośredniego, wręcz koleżeńskiego kontaktu z młodzieżą; często prosił studentów, by go krytykowali – i to bardzo wciągało, zwłaszcza uzdolnionych młodych słuchaczy.

Obdarzony dużym talentem organizacyjnym, Prof. Z o n n potrafił zwłaszcza organizować współpracę ze specjalistami w innych dziedzinach, przede wszystkim z matematykami-statystykami. Przez parę lat np. (1954–1956) działało seminarium warszawsko-wrocławskie, którego inicjatorem i współorganizatorem był właśnie Prof. Z o n n – uczestniczyło w nim 20–25 osób, a posiedzenia poświęcone zagadnieniom statystyki i jej zastosowań w astronomii odbywały się na przemian we Wrocławiu i w Warszawie. Na seminarium tym zajmowano się też zagadnieniami na styku teorii względności i kosmologii. Dobry „background" matematyczno-statystyczny kilku profesorów i docentów astronomii młodszego pokolenia wywodzi się z tej właśnie szkoły stellar-statystycznej.

Za szczególnie eleganckie osiągnięcie Prof. Z o n n a należy uznać przeprowadzoną w kilku publikacjach ocenę wpływu, jaki na wnioski odnośnie do struktury Układu Drogi Mlecznej

wywiera fakt, iż pochłanianie w przestrzeniach międzygwiazdowych jest wywoływane nie przez ciągłą warstwę absorbującą, lecz raczej przez obłoki.

W roku 1957 Prof. Z o n n we współpracy z drem R u d n i c k i m wydał monografię poświęconą astronomii gwiazdowej. Pewną miarą wysokiej oceny tego dzieła przez astronomów także spoza granic Polski może być fakt, iż już w roku 1950 książka ukazała się w tłumaczeniu rosyjskim, a w roku 1960 – angielskim (w USA). Może warto przytoczyć fragment przedmowy do wydania rosyjskiego *Astronomii gwiazdowej* pióra prof. P a r e n a g o. Pisze on: „Dzieło dyrektora Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Warszawskiego prof. W. Zonna i dr K. Rudnickiego *Astronomia gwiazdowa* jest podręcznikiem dla studentów IV roku astronomii uniwersytetów polskich. Jednak dzieło to bezwzględnie zawiera o wiele więcej materiałów niż podręcznik i jest raczej monografią. Rozkład materiału jest ściśle metodyczny [...] Tematyka [..] jest potraktowana szerzej niż w mym *Kursie astronomii gwiazdowej* i dlatego studenci astronomii z pożytkiem dla siebie mogą studiować zarówno rozdziały zawierające analogiczną tematykę, lecz opracowaną w sposób odmienny (co jest rzeczą niezmiernie cenną), jak i rozdziały zawierające tematykę nową, z której część w sposób usystematyzowany nie była jeszcze nigdzie opracowana".

Naturalnym rozszerzeniem stellar-statystycznych zainteresowań Prof. Z o n n a były jego prace z niezmiernie obecnie aktualnych zagadnień astronomii pozagalaktycznej. W ostatnim 10-leciu właściwie głównie tymi zagadnieniami się zajmował. Pewną wskazówką jak cenione były prace Prof. Z o n n a w tej dziedzinie może być fakt, iż był jedynym z europejskich astronomów zaproszonym do współpracy z Biurem Statystycznym w Berkeley w badaniach zmierzających do rozstrzygnięcia zasadniczego dla struktury układów galaktyk problemu ich stabilności, czy niestabilności. W Kalifornii przebywał przez rok (1962/1963). Z tego okresu głównymi osiągnięciami Prof. Z o n n a są: wykazanie, iż przyjmowana w owym czasie (na podstawie Katalogu Holmberga) liczba galaktyk podwójnych jest znacznie zawyżona i stwierdzenie, że ok. 3% obserwowanych galaktyk tworzy układy podwójne.

Zarówno ze względu na wartość otrzymanych wyników, jak i na pokierowanie w efektywny sposób zespołem międzynarodowym, na osobne omówienie zasługuje praca Prof. Z o n n a wykonana wspólnie z I. K a r a c h e n t s e v e m i A. S h c h e r b a n o v s k y m, a dotycząca bardzo ważnego z punktu widzenia kosmologicznego zagadnienia trwałości sferycznych gromad galaktyk. Prof. Z o n n posłużył się w swej pracy prostą, ale efektywną metodą badania krzywych korelacji między szybkościami radialnymi galaktyk-członków gromady, a odległościami tychże galaktyk od środka gromady. Przy pewnych upraszczających założeniach, których dobór został dokonany w sposób możliwie mało ograniczający ogólność rozwiązań, Prof. Z o n n doszedł do bardzo interesujących wniosków: że obserwowane krzywe regresji nie mogą być interpretowane przy założeniu kołowych ruchów galaktyk wewnątrz badanych gromad, oraz że w niektórych przypadkach istnieje tendencja wskazująca na niestałość gromad.

Wspomniałem w tej notatce kilkakrotnie o talentach i zamiłowaniach dydaktycznych Prof. Z o n n a. Może warto przytoczyć jeszcze taki fakt: od roku 1954 do 1960 bez przerw wykładał on w wymiarze początkowo 3 godzin tygodniowo, potem 4 godzin, matematykę na Wydziale Architektury Wnętrz Akademii Sztuk Pięknych; jeżeli weźmie się pod uwagę wszystkie inne zadania dydaktyczne i organizacyjne Prof. Z o n n a i zważy, że wynagrodzenie za owe wykłady wynosiło ok. 450 zł miesięcznie – nie widzę innego wytłumaczenia jak to, że Profesor po prostu lubił wykładać. Powiedział kiedyś w rozmowie ze mną (a nie był skory do sformułowań patetycznych), że jeśli istnieje bezwzględne dobro, to jest nim nauczyć czegoś drugiego człowieka.

Nie podejmuję się pełnego omówienia w tej notatce działalności popularyzatorskiej Prof. Zonna: ponad 2 dziesiątki książek i broszur popularnonaukowych, sto kilkadziesiąt popularnonaukowych artykułów w czasopismach specjalistycznych („Postępy Astronomii", gdzie od założenia pisma był członkiem kolegium redakcyjnego, „Urania", „Postępy Fizyki") oraz w czasopismach takich jak „Polityka", „Kultura", wreszcie wiele odczytów popularnonaukowych w telewizji i w radiu. Za swą działalność popularyzatorską był wyróżniony m. in. nagrodą miesięcznika „Problemy" oraz Złotą Odznaką TWP. Na pograniczu popularyzacji i monografii naukowej sensu strictiori znajduje się napisana wspólnie z doc. Grzędzielskim *Materia międzygwiazdowa*. Jest to wyjątkowa pozycja ze względu na wysoki standard naukowy, a równocześnie przystępnośc i poglądowość ujęcia. Jako popularyzator Prof. Zonn był niewątpliwie artystą i filozofem, nie tylko naukowcem-astronomem. Jego sztuka popularnego opisu była czymś, czego nie można się nauczyć, była całkiem specjalną cechą jego osobowości; wystąpienia miały brio, którego nie sposób imitować.

Profesor Zonn pełnił z dużym talentem i umiejętnością liczne funkcje naukowo-organizacyjne. Był przede wszystkim dyrektorem Obserwatorium Astronomicznego Uniwersytetu Warszawskiego, które reaktywował po zniszczeniach wojennych i dla których rozbudował astronomiczną Stację podmiejską w Ostrowiku, tworząc w ten sposób bazę materialną i instrumentalną dla obserwacyjnej działalności naukowej i naukowo-dydaktycznej astronomicznego ośrodka warszawskiego. W latach 1953 i 1960 pełnił funkcje dziekana Wydziału Mat.-Fiz.-Chem. Uniwersytetu Warszawskiego. Od 1953 r. był bardzo czynnym członkiem powołanego przez Polską Akademię Nauk Zespołu dla Budowy Centralnego Obserwatorium Astronomicznego. Później, po powołaniu w 1956 r. Zakładu Astronomii PAN, Prof. Zonn pełnił w nim funkcję kierownika pracowni Astrofizyki II w Warszawie, zawsze żywo angażując się w sprawę planowania Centralnego Obserwatorium Astronomicznego. Jego najpoważniejszym osiągnięciem w tym zakresie było uzyskanie w roku 1968 zgody na zakontraktowanie przez PAN w firmie Zeiss 2-metrowego teleskopu dla Centralnego Obserwatorium Astronomicznego. Jak wiadomo po koniec 1969 r. inwestycja Centralnego Obserwatorium Astronomicznego uległa skreśleniu, ale Prof. Zonn był zawsze zdania – i chyba słusznie – że wytworzony przez długoletnie starania o powołanie COA klimat przyczynił się do podjęcia decyzji o budowie Kopernikańskiego Centrum Astronomicznego w Warszawie.

Profesor Zonn bardzo wcześnie, i dodajmy jako jeden z niewielu polskich astronomów, ocenił doniosłość udziału Polski w badaniach kosmicznych. Od samego początku powołania Komitetu Badania i Pokojowego Wykorzystania Przestrzeni Kosmicznej w roku 1966 był jego aktywnym członkiem, przewodniczącym Komitetu Naukowego COSPAR (Committee for Space Research), a także przedstawicielem Polski w biurze COSPAR.

Przez osiem kadencji (1952–1956 i 1973–1975) Prof. Zonn był obierany prezesem Polskiego Towarzystwa Astronomicznego; w tym okresie i pod jego bezpośrednim wpływem zapoczątkowany został regularny cykl szkół letnich PTA (9 w okresie 1968–1974) oraz rozwinięta wymiana między ośrodkami astronomicznymi referentów na seminaria naukowe; przygotowano też szereg wystąpień w sprawach dotyczących nauczania astronomii, jej potrzeb i przyszłości.

W latach 1962–1972 Prof. Zonn był przewodniczącym Komitetu Astronomii PAN i przez wiele lat członkiem Zespołu Rzeczoznawców Astronomii w Sekcji Studiów Uniwersyteckich Rady Głównej Szkolnictwa Wyższego. Był członkiem wielu zespołów redakcyjnych w wydawnictwach naukowych, m. in. redaktorem znakomitego poradnika encyklopedycznego

Kopernik – Astronomia – Astronautyka i konsultantem naukowym *Encyklopedii Powszechnej* PWN, ponadto – członkiem wielu towarzystw naukowych specjalistycznych i ogólnych, m. in. American Astronomical Society.

Profesor był człowiekiem niezwykle aktywnym i pracowitym. Jeszcze w ostatnich tygodniach bardzo ciężkiej choroby, która go ostatecznie powaliła, zadbał o zorganizowanie w Obserwatorium wykładu specjalistycznego z historii astronomii.

Mówi się, że nie ma ludzi niezastąpionych, ale chyba są tacy...

Stefan Piotrowski

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXIII (1975). Zeszyt 2

MODELE WSZECHŚWIATA W TEORII WZGLĘDNOŚCI

ANDRZEJ KRASIŃSKI

Zakład Astronomii PAN (Warszawa)

МОДЕЛИ ВСЕЛЕННОЙ В ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

А. Красиньски

Содержание

В статье представлены трудиости ньютоновской теорин тяготения, которые привели к сформулированню общей теории относительности. Затем введены в элементарном изложенни основные понятия теории относительности. Приведена краткая дискуссня свойств нескольких наиважнейших космологнческих моделей. Это: статическая Вселенная Эйнштейна, модели Фридмаиа, ньютоновская космология Milne'a и Mc Crea и теория неизменного состояния. Приведены кратко относительно каждой модели аргументы за и против. Описана история Вселенной согласио модели Фридмана. В окончанин представлены в качестве примеров современных снекуляций „Вселенная Больших Чисел" Diraca и „Самообновляющаяся Вселенная „Wheelera".

MODELS OF THE UNIVERSE IN GENERAL RELATIVITY

Abstract

Some difficulties of the Newtonian theory of gravitation which led to the formulation of the general relativity theory are presented. Then the basic ideas of general relativity are introduced at an elementary level. The properties of a few most important cosmological models are briefly discussed. These are: the static Einstein Universe, Friedman models, Milne-McCrea's newtonian cosmology and the steady state theory. Arguments for and against each model are briefly summarized. History of the Universe according to Friedman models is described. Finally, Dirac's „Large Numbers Universe" and Wheeler's „Reprocessing Universe" are presented as examples of to date speculations.

1. TRUDNOŚCI TEORII NEWTONA W ZASTOSOWANIU DO KOSMOLOGII

Teoria grawitacji Newtona, powszechnie akceptowana aż do początku XX w., traktowała przestrzeń jako dane a priori bierne tło, na którym rozgrywały się wszelkie działania dynamiczne. Geometria przestrzeni była ustalona raz na zawsze jako geometria Euklidesa. Ruchy ciał masywnych były wyznaczone, za pośrednictwem równań ruchu Newtona, przez pola sił grawitacyjnych, a te z kolei, za pośrednictwem równania Poissona, przez rozkład mas. Kosmologia sprowadzona do badania ruchów gwiazd wydawała się mało zajmująca, zwłaszcza wobec braku dostatecznie dokładnych danych obserwacyjnych.

Wątpliwości, czy geometria Euklidesa jest właściwa do opisu Wszechświata, były wysuwane przez matematyków już w pierwszej połowie XIX w. Do czasów E i n s t e i n a nie doprowadziły one jednak do żadnej twórczej rewizji teorii Newtona. Dopiero E i n s t e i n rozpoznał niejasności związane z takim ujęciem geometrii i stworzył wolną od nich nową teorię grawitacji. Mówiono: gdyby nie działały siły grawitacyjne, wszystkie ciała niebieskie poruszałyby się po liniach prostych ruchem jednostajnym. Lecz siły grawitacyjne działają wszędzie, dlatego tory gwiazd i planet ulegają zakrzywieniu.

Zakrzywieniu względem czego? W tym stwierdzeniu tkwi założenie, że potrafimy powiedzieć, co to jest linia prosta. Jak ją wyznaczyć, skoro tory wszystkich ciał są krzywe? Może promień świetlny porusza się po prostej?

Aby odpowiedzieć na to pytanie zauważmy najpierw, że żadne doświadczenie, przeprowadzone w małym obszarze przestrzeni, nie pozwoli odróżnić siły grawitacyjnej od siły bezwładności. Na Ziemi jesteśmy po prostu przyzwyczajeni do stałej siły ciężkości i w i e m y, że np. dziwne uczucie lekkości w windzie, szybko startującej w dół, lub w lądującym samolocie jest spowodowane działaniem siły bezwładności, bo siła przyciągania Ziemi zmienić się nie mogła. Wyobraźmy sobie jednak pasażera pojazdu międzyplanetarnego, zmieniającego kierunek lotu, a następnie przelatującego po linii prostej w pobliżu jakiejś planety. Pasażer dwukrotnie poczuje działającą na niego siłę: za pierwszym razem będzie to siła odśrodkowa, za drugim siła ciążenia. Obie odczuje w identyczny sposób i żadne pomiary wewnątrz pojazdu nie ujawnią mu różnicy między nimi.

Obserwator poruszający się prostopadle do promienia świetlnego ruchem przyspieszonym zaobserwuje jego ugięcie w swoim układzie spoczynkowym. Jak w takim razie powinien zachować się promień świetlny w polu grawitacyjnym? Wniosek, potwierdzony później przez doświadczenie, nasuwał się sam: promienie świetlne są zakrzywiane przez pole grawitacyjne. Nie mogą więc być fizycznymi wzorcami linii prostych.

Skoro nie możemy zdefiniować fizycznie podstawowego pojęcia geometrii Euklidesa, załóżmy, że geometria jest taka, jaką możemy badać. Gwiazdy i promienie świetlne poruszają się po liniach krzywych dlatego, iż pole grawitacyjne zmienia geometrię przestrzeni, a w zmienionej geometrii właśnie takie linie są liniami ruchu swobodnego. Żadne abstrakcyjne tło w postaci przestrzeni Euklidesa nie jest wtedy potrzebne. Tak w dużym skrócie można przedstawić punkt wyjścia rozumowania, które doprowadziło E i n s t e i n a do sformułowania ogólnej teorii względności.

2. PODSTAWOWE POJĘCIA OGÓLNEJ TEORII WZGLĘDNOŚCI

W krótkim artykule nie jest możliwe przedstawienie ogólnej teorii względności w taki sposób, aby Czytelnik mógł podążać za linią rozumowania i przyjąć końcowe wnioski z pełnym przekonaniem o ich prawdziwości. Poniższe definicje i wzory przytaczam więc jedynie w tym celu, aby używane w dalszej części artykułu pojęcia miały dla Czytelnika konkretną treść.

W języku teorii względności przedmiotem badania fizyki są z d a r z e n i a. Zdarzenie jest to coś, czemu można przypisać cztery liczby: trzy współrzędne przestrzenne oraz pewną chwilę czasu. Jest nieistotne, jak zdefiniujemy współrzędne przestrzenne: mogą to być współrzędne prostokątne, sferyczne, cylindryczne, jakiekolwiek. Jest również nieistotne, jak będziemy mierzyli czas: może to być liczba wahnięć pewnego wahadła, liczba drgań wibratora kwarcowego, ułamek masy początkowej pewnej substancji promieniotwórczej, który jeszcze nie uległ rozpadowi, liczba obrotów Ziemi. Każdy pomiar może dać inny wynik, lecz nie jest to żadną przeszkodą, jeśli tylko potrafimy przeliczać jedne wyniki na drugie. Zbiór wszystkich zdarzeń nazywamy c z a s o p r z e s t r z e n i ą.

Oznaczmy współrzędne dowolnego zdarzenia przez $\{x^\alpha\}$, $\alpha = 0, 1, 2, 3$, przy czym x^0 niech będzie współrzędną czasową. Podstawowym pojęciem teorii względności jest forma metryczna zwana również m e t r y k ą. Jest to wzór, który przyporządkowuje zdarzeniu o współrzędnych $\{x^\alpha\}$ i drugiemu zdarzeniu o współrzędnych $\{x^\alpha + dx^\alpha\}$ pewną liczbę ds zwaną i n t e r w a ł e m:

$$ds^2 = |g_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta| \tag{1}$$

(powtarzający się wskaźnik oznacza, że należy przeprowadzić sumowanie po wszystkich jego wartościach). Współczynniki $g_{\alpha\beta}$, zależne na ogół od wszystkich czterech współrzędnych, tworzą symetryczną macierz 4×4 zwaną t e n s o r e m m e t r y c z n y m. Tensor metryczny jest kluczem do wszelkiej wiedzy o geometrii przestrzeni i dynamice materii. Weźmy np. zbiór zdarzeń o ustalonych raz na zawsze wartościach trzech współrzędnych przestrzennych x^1, x^2, x^3. Dla dwu zdarzeń A i B z tego zbioru interwał wynosi:

$$ds^2 = |g_{00}|\,(dx^0)^2,$$

gdzie: dx^0 jest różnicą współrzędnych czasowych zdarzeń A i B. Mówimy wtedy, że w danym układzie współrzędnych A i B zachodzą w tym samym miejscu, zaś ds jest upływem czasu między nimi, przy czym jest to ten właśnie czas, którego używamy w fizyce newtonowskiej.

Weźmy teraz zbiór zdarzeń o ustalonej, wspólnej wartości współrzędnej czasowej x^0. Dla dwu zdarzeń C i D z tego zbioru interwał wynosi:

$$ds^2 = |g_{11}(dx^1)^2 + g_{12}dx^1 dx^2 + g_{13}dx^1 dx^3 + \ldots + g_{33}(dx^3)^2|, \tag{2}$$

gdzie: dx^1, dx^2, dx^3 są różnicami współrzędnych przestrzennych zdarzeń C i D. Tym razem powiemy, że w danym układzie współrzędnych C i D zachodzą równocześnie, zaś ds jest odległością między nimi.

Mając $g_{\alpha\beta}$ dane w pewnej przestrzeni możemy znaleźć tor swobodnie poruszającego się ciała*. Tor ten nazywamy linią geodezyjną. Jest on rozwiązaniem następującego równania różniczkowego:

$$\frac{d^2x^\alpha}{d\lambda^2} + \Gamma^\alpha_{\beta\gamma}\frac{dx^\alpha}{d\lambda}\frac{dx^\beta}{d\lambda} = 0, \tag{3}$$

gdzie: λ – parametr opisujący tor, $\{x^\alpha(\lambda)\}$ – współrzędne punktu na torze, zaś współczynniki $\Gamma^\alpha_{\beta\gamma}$ są jednoznacznie określone przez tensor metryczny:

$$\Gamma^\alpha_{\beta\gamma} = \frac{1}{2}g^{\alpha\rho}\left(\frac{\partial g_{\beta\rho}}{\partial x^\gamma} + \frac{\partial g_{\gamma\rho}}{\partial x^\beta} - \frac{\partial g_{\beta\gamma}}{\partial x^\rho}\right), \tag{4}$$

$g^{\alpha\beta}$ jest macierzą odwrotną do $g_{\alpha\beta}$: $g^{\alpha\rho}g_{\rho\beta} = \delta^\alpha_\beta$.

Ponadto, mając $g_{\alpha\beta}$ i $\Gamma^\alpha_{\beta\gamma}$ możemy wyznaczyć rozkład materii i wszystkich rodzajów energii w przestrzeni oraz ich zależność od czasu. W tym celu należy obliczyć składowe nowej macierzy, zwanej tensorem Ricciego:

$$R_{\alpha\beta} = -\frac{\partial}{\partial x^\beta}\Gamma^\rho_{\alpha\rho} + \frac{\partial}{\partial x^\rho}\Gamma^\rho_{\alpha\beta} + \Gamma^\rho_{\sigma\rho}\Gamma^\sigma_{\alpha\beta} - \Gamma^\rho_{\sigma\beta}\Gamma^\sigma_{\alpha\rho}$$

oraz funkcję zwaną krzywizną skalarną:

$$R = g^{\alpha\beta}R_{\alpha\beta}.$$

Teraz obliczamy jeszcze jedną macierz $T_{\alpha\beta}$, zwaną tensorem energii-pędu:

$$\frac{c^4}{8\pi G}\left(R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}R\right) = T_{\alpha\beta}, \tag{5}$$

gdzie: c – prędkość światła w próżni, G – stała grawitacyjna Newtona. Ta właśnie macierz zawiera liczne informacje o zachowaniu materii: jej składowa T_{00} jest równa gęstości przestrzennej wszystkich rodzajów energii, z wliczeniem energii spoczynkowej mas, składowe T_{0i} ($i = 1, 2, 3$) tworzą wektor pędu jednostki objętości materii, natomiast składowe T_{ij} opisują rozkład ciśnień i naprężeń wewnątrz materii. Wszystkie te wielkości odnoszą się do ustalonego punktu przestrzeni i ustalonej chwili czasu, a więc jeśli znamy zależność składowych $T_{\alpha\beta}$ od czasu i współrzędnych przestrzennych, potrafimy opisać zmiany gęstości energii, strumienie materii i rozkład naprężeń w dowolnym miejscu i dowolnej chwili.

Jeśli współczynniki formy metrycznej $g_{\alpha\beta}$ są dane, obliczanie tensora energii-pędu wymaga tylko różniczkowania ich, dodawania i mnożenia, a więc jest operacją jednoznaczną i zawsze możliwą do wykonania, choć najczęściej bardzo pracochłonną. Znacznie trudniejszy jest problem odwrotny: mając dany rozkład materii i jej ruchy, zakodowane w $T_{\alpha\beta}$, znaleźć odpowiadający im tensor metryczny. Procedura ta wymaga rozwiązania układu bardzo skomplikowanych równań różniczkowych (5), które nazywamy równaniami Einsteina.

*Zgodnie z tym, co powiedziano w p. 1, ciałem swobodnie poruszającym się nazywamy ciało, na które nie działają żadne siły oprócz grawitacyjnych.

Zwróćmy jednak uwagę na niezwykle interesującą interpretację równań (5): materia, opisywana przez $T_{\alpha\beta}$, wyznacza geometrię przestrzeni, opisywaną przez $g_{\alpha\beta}$ za pośrednictwem wzoru (2) (jest to odpowiednik wzoru Pitagorasa dla „krzywej" przestrzeni). Zatem geometria nie jest już czymś ustalonym, lecz zmienia się, żyje wraz z materią we Wszechświecie, co więcej – jest to geometria nieeuklidesowa!

Łatwo teraz zrozumieć, dlaczego pojawienie się teorii Einsteina wywołało wielki wzrost zainteresowania dla kosmologii. Po prostu nowa teoria dostarczyła bardzo naturalnego języka do opisu problemów kosmologii, otwierając równocześnie pole dla wielu spekulacji, czasem oderwanych od rzeczywistości, lecz w każdym razie nie pozbawionych fantazji.

3. MODEL WSZECHSWIATA EINSTEINA

Einstein spodziewał się, że jego teoria będzie zgodna z tzw. zasadą Macha, która mówiła: bezwładność ciał nie jest ich absolutną własnością, lecz zależy od obecności innych ciał we Wszechświecie. Jedna cząstka w całkowicie pustym Wszechświecie nie miałaby żadnej bezwładności, ponieważ nie byłoby tam żadnego tła, względem którego moglibyśmy zmierzyć jej ruch, a więc i przyspieszenie.

W czasach, gdy powstawała ogólna teoria względności, utożsamiano Wszechświat z Galaktyką. Dopiero ok. roku 1925 badania mgławic pozagalaktycznych prowadzone przez Hubble'a uświadomiły astronomom, że są to bardzo odległe skupiska gwiazd, podobne do naszej Galaktyki (Peebles 1971). Zatem według ówczesnych wyobrażeń na krańcach Wszechświata gęstość materii dążyła do zera i „w nieskończoności" każde ciało byłoby izolowane od wpływu innych mas. Chcąc wbudować zasadę Macha w poszukiwany model Wszechświata trzeba było założyć, że przy oddalaniu się od centrum Wszechświata masa bezwładna cząstki swobodnej dąży do zera. Po zbadaniu równań (5) okazało się jednak, że wtedy potencjał grawitacyjny Wszechswiata dąży do nieskończoności na jego brzegu (Einstein 1917 i 1923). Zatem im dalej od nas, tym większe powinny być prędkości ruchu gwiazd, co przeczyło obserwacjom. Ratunek dla zasady Macha mógł być tylko jeden: nie ma żadnej nieskończoności, ponieważ Wszechświat jest skończony i zamknięty.

Jest rzeczą naturalną zaczynać zupełnie nowe badania przy pewnych wstępnych założeniach, które maksymalnie upraszczają problem. Nikogo nie powinno więc dziwić, że w pierwszej próbie skonstruowania modelu Wszechświata Einstein założył jednorodny, izotropowy i niezmienny w czasie rozkład materii. Jednorodność i izotropowość należało rozumieć w następujący sposób: podzielmy przestrzeń na obszary duże w porównaniu z odległością sąsiednich gwiazd, lecz małe w skali całego Wszechświata. Dla każdego obszaru obliczmy średnią gęstość zawartej w nim masy. Wyniki otrzymane dla różnych obszarów powinny być jednakowe.

Einstein dał się zwieść kuszącej prostocie swoich założeń i gdy stwierdził, że żadne rozwiązanie równań (5) nie może ich spełnić, postanowił zmienić równania. Po ich prawej stronie dopisał dodatkowy człon $\frac{c^4}{8\pi G}\lambda g_{\alpha\beta}$, gdzie λ była pewną stałą uniwersalną, zwaną stałą kosmologiczną. Taka modyfikacja równań Einsteina nie zmieniała ich interpretacji i treści filozoficznej, powodowała tylko niewielką zmianę wyników ilościowych i dopuszczała istnienie pewnych nowych rozwiązań. Wszystkie wymienione założenia dały się pogodzić z nowymi równaniami i doprowadziły do następującego rozwiązania:

$$ds^2 = c^2dt^2 - R^2d\chi^2 - R^2\sin^2\chi\,(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2), \tag{6}$$

gdzie R = const. We Wszechświecie opisywanym tą formą metryczną promień świetlny wysłany przez obserwatora w którymkolwiek kierunku wraca do niego z powrotem z przeciwnego kierunku po skończonym czasie. Ponadto, jeśli jakiekolwiek zaburzenie spowoduje chwilową zmianę „promienia Wszechświata" R, zacznie on rosnąć nieograniczenie i coraz szybciej, lub też maleć do zera (Eddington 1930). Oznacza to, że Wszechświat Einsteina jest niestabilny i łatwo można spowodować jego „wybuch" albo „implozję". Poza tymi dwiema pobudzającymi wyobraźnię własnościami jest to jednak raczej nudny świat, gdyż wszystko jest w nim niezmienne i ustalone na zawsze. Rzeczywistość miała okazać się znacznie ciekawsza.

4. MODELE FRIEDMANA–LEMAÎTRE'A

Nadmierny nacisk na prostotę założeń zmusił Einsteina do zmiany pierwotnie zapostulowanych równań pola grawitacyjnego. Tymczasem wystarczyło tylko dopuścić możliwość zmian Wszechświata w czasie, przy zachowaniu jednorodności i izotropowości w każdej ustalonej chwili, aby otrzymać rozwiązanie pierwotnych równań (5). Zrobił to Friedman (1922 i 1924) i otrzymał, między innymi, następujący wynik:

$$ds^2 = c^2dt^2 - \frac{R^2(t)}{(1 + \frac{1}{4}Kr^2)^2}\,[dr^2 + r^2\,(d\vartheta^2 + \sin^2\vartheta d\varphi^2)], \tag{7}$$

gdzie: K jest stałą dowolną, zaś jawna postać funkcji $R(t)$ zależy od znaku stałej K. Mamy trzy możliwe przypadki:

a) Jeśli $K < 0$, to rozwiązanie można najłatwiej przedstawić w postaci parametrycznej:

$$R(\tau) = -\frac{GM}{Kc^2}(\cosh\tau - 1),$$

$$t(\tau) = \frac{GM}{(-Kc^2)^{3/2}}(\sinh\tau - \tau), \tag{8}$$

gdzie: G – stała grawitacyjna, M – pewna stała dowolna o wymiarze masy.

b) Jeśli $K = 0$, to:

$$R(t) = (9\,GM/2)^{1/3}\,t^{2/3}. \tag{9}$$

c) Jeśli $K > 0$, to znów używamy postaci parametrycznej:

$$R(\tau) = \frac{GM}{Kc^2}\,(1 - \cos\tau),$$

$$t(\tau) = \frac{GM}{(Kc^2)^{3/2}}(\tau - \sin\tau). \tag{10}$$

W modelach tych gęstość materii jest proporcjonalna do $R^{-3}(t)$. Odległość dwu dowolnych cząstek materii zmienia się w czasie. W przypadkach a) i b) następuje po prostu systematyczny wzrost odległości, natomiast w przypadku c) odległość cząstek wzrasta do chwili danej przez $\tau = \pi$, a następnie maleje do zera w skończonym czasie. Przypadek c) jest szczególnie ciekawy także ze względu na to, że Wszechświat opisywany równaniem (10) jest zamknięty i ograniczony, podobnie jak w modelu Einsteina.

We wszystkich trzech przypadkach chwila $t = 0$ odpowiada bardzo dziwnej sytuacji, w której odległości poszczególnych cząstek są równe zeru, zaś gęstość materii nieskończenie wielka. Zatem każdy z Wszechświatów Friedmana ma swój moment narodzin: wybuch, czyli Wielkie Bum (Big Bang), które ostatnio przyjęło się jako robocza nazwa modeli o tej własności*.

Rozwiązania (7), znalezione przez mało komu znanego profesora pracującego w porewolucyjnym Piotrogrodzie, nie wzbudziły zainteresowania w świecie. Zakomunikowane w bardziej sprzyjających okolicznościach mogły stać się jednym z największych sukcesów teorii względności, gdyż przewidywały zjawisko rozszerzania się Wszechświata, stwierdzone obserwacyjnie przez Hubble'a dopiero w 1929 r. (Hubble 1929). Prawo Hubble'a: (prędkość ucieczki) = (stały współczynnik) · (odległość) jest spełnione we wszystkich trzech przypadkach, przy czym „stała Hubble'a" $H = \frac{1}{R}\frac{dR}{dt}$ zmienia się w czasie. Niestety, Friedman skupił się na dyskusji własności geometrycznych i nie uświadamiał sobie fizycznego sensu swoich wyników. Odkrycie Hubble'a zyskało popularność w pierwszej kolejności, a zasługa teoretycznego opisu ucieczki galaktyk przypadła Lemaitre'owi 1927 i 1931), który odkrył powtórnie zamknięty model Friedmana w bardziej szczęśliwym czasie i miejscu, nawiązując do znanych już pierwszych danych obserwacyjnych. Einstein, uświadomiwszy sobie jak bliski był tego samego odkrycia już w 1917 r., nazwał wprowadzenie stałej kosmologicznej największą pomyłką swojego życia (Misner, Thorne i Wheeler 1973).

Dokładniejsze omówienie modeli Friedmana odłożymy do p. 7.

5. KOSMOLOGIA NEWTONOWSKA

Dopiero po odkryciu ogólnej teorii względności i stworzeniu pierwszych opartych na niej modeli kosmologicznych Milne i McCrea (1934 a i b, Callan, Dicke i Peebles 1965) zauważyli, że w teorii Newtona można otrzymać dokładnie te same wnioski, które wynikają z modeli Friedmana, należy tylko do równań Newtona dołączyć postulat jednorodności i izotropowości Wszechświata w każdej chwili czasu. Wyprowadzenie odpowiednich wzorów jest tak elementarne, że możemy przytoczyć je w całości.

*Friedman (1922 i 1924) badał rozwiązania równań Einsteina ze stałą kosmologiczną. Zajęliśmy się tu tylko rozwiązaniami z $\lambda = 0$, gdyż są one najważniejsze dla astrofizyki. Uwzględnienie wszystkich rozwiązań z dowolną wartością λ wymagałoby rozpatrzenia jedenastu przypadków zamiast trzech. Ponadto Friedman używał innych współrzędnych, w których podobieństwo przypadków a), b) i c) jest zamaskowane i z tego powodu przeoczył przypadek b).

Rozważmy cząstkę o masie m znajdującą się na powierzchni kuli o zmiennym promieniu $l(t)$ i stałej masie M. Z założenia o jednorodności i izotropowości wynika, że równanie ruchu badanej cząstki jest postaci:

$$m\frac{d^2l}{dt^2} = -\frac{GMm}{l^2} \tag{11}$$

Pomnóżmy obie strony tego równania przez $\frac{dl}{dt}$ i scałkujmy wynik. Otrzymamy:

$$\left(\frac{dl}{dt}\right)^2 = \frac{2GM}{l} - Kc^2, \tag{12}$$

gdzie: K jest stałą dowolną. Cierpliwy Czytelnik zechce zapewne sprawdzić, że rozwiązania równania (12) są identyczne z (8) – (10), przy czym zamiast $R(t)$ występuje tu $l(t)$.

Rozróżnienie trzech możliwych przypadków: $K < 0$, $K = 0$ i $K > 0$ ma tu szczególnie prostą interpretację, widoczną z równania (12). Jeśli $K < 0$, energia kinetyczna poruszającej się cząstki przewyższa jej „barierę potencjału" i cząstka może uciec do nieskończoności, zachowując tam pewną różną od zera prędkość. Jeśli $K = 0$, cząstka ma energię dokładnie wystarczającą na wyrwanie się z pola przyciągania pozostałej materii i w nieskończoności jej prędkość spada do zera. Jeśli $K > 0$, cząstka może oddalać się od swojego położenia początkowego tylko na skończoną odległość.

Dodajmy jeszcze, że rozwiązania Friedmana (8) – (10) oraz równanie (12) zostały otrzymane przy założeniu, że ciśnienie materii jest równe zeru. Po uwzględnieniu ciśnienia otrzymuje się znów identyczne wyniki w modelu newtonowskim i relatywistycznym. Jeśli uwzględnimy stałą kosmologiczną, nadal można otrzymać odpowiedni model newtonowski. Trzeba w tym celu zastąpić równanie Poissona $\Delta\varphi = 4\pi G\rho$ nowym równaniem $\Delta\varphi + \lambda\varphi = 4\pi G\rho$, gdzie λ jest odpowiednikiem stałej kosmologicznej.

Wiele zjawisk można więc było przewidzieć teoretycznie, nie posługując się wcale językiem teorii względności. Wtedy jednak trzeba teorię Newtona sztucznie uzupełniać o dodatkowe postulaty, jak prawa rozchodzenia się światła, czy prawo zachowania masy. Teoria względności jest wolna od tej wady: tensor metryczny, jeśli spełnia równania Einsteina, zawiera wszystkie potrzebne informacje. Dlatego też równoważność kosmologii newtonowskiej i modeli Friedmana jest traktowana tylko jako ciekawostka. W praktyce używa się zawsze języka teorii względności.

6. KOSMOLOGIA STANU NIEZMIENNEGO

Do lat trzydziestych wyobrażano sobie Wszechświat jako coś niezmiennego i wiecznotrwałego, o nieskończenie długiej przeszłości, w której nie działo się nic krańcowo odmiennego, niż możemy obecnie obserwować. Odkrycie ekspansji Wszechświata zburzyło ten pogląd. Wszechświat zmieniał się, a modele Friedmana sugerowały, iż w przeszłości nastąpiła jednorazowa wielka katastrofa. Nie ulega wątpliwości, że życie w niezmiennym, wiecznym Wszechświecie dawałoby ludziom większe poczucie bezpieczeństwa. Być może taka była wewnętrzna motywacja Bondiego i Golda (1948), którzy wystąpili z zaskakującą hipotezą, pozwalającą pogodzić zjawisko ucieczki galaktyk z postulatem niezmienności

Wszechświata. Według nich średnia gęstość materii we Wszechświecie jest stała, ponieważ wciąż nowa materia powstaje.. z niczego. Po prostu od czasu do czasu tu i ówdzie pojawia się nagle neutron, który rozpada się, zgodnie ze znanymi prawami, na proton, elektron i antyneutrino, a następnie protony wychwytują elektrony na orbity i w ten sposób powstają atomy wodoru. Aby utrzymać średnią gęstość materii we Wszechświecie na poziomie $5 \cdot 10^{-28}$ g/cm^3, nowa materia powinna powstawać ze średnią szybkością 10^{-43} g/(sek. cm^3), tzn. jeden nowy neutron powinien pojawiać się w objętości 1 litra raz na miliard lat. Tak małe odstępstwo od praw zachowania energii nie jest możliwe do wykrycia w żadnych doświadczeniach.

Hipoteza ta została oparta na pewnych godnych uwagi podstawach. Zgodnie z zasadą Macha, rozkład mas we Wszechświecie miał wyznaczać lokalne wartości stałych fizycznych. Zatem w zmieniającym się Wszechświecie zmieniałyby się prawa fizyki. Światło odległych galaktyk zostało wyemitowane bardzo dawno, gdy prawa fizyki były inne, wobec tego nie byłoby możliwości prawidłowej interpretacji obserwacji. Autorzy twierdzili, że wynik każdego doświadczenia fizycznego powinien być niezależny od czasu i miejsca, w którym doświadczenie przeprowadzamy. Według nich rozróżnianie zmiennych „warunków" i niezmiennych „praw" fizyki ma sens tylko w eksperymentach laboratoryjnych, które można powtarzać dowolnie wiele razy. Natomiast Wszechświat jest tylko jeden i każda obserwacja jest niepowtarzalna. Ekstrapolowanie laboratoryjnego rozróżnienia „praw" i „warunków" na cały Wszechświat jest tylko dowolnym założeniem. Jeśli zaś stan Wszechświata jest niezmienny, pozbywamy się tych wszystkich kłopotów.

Poważnym argumentem za tą teorią, świadczącym przeciwko modelom ewolucyjnym, był fakt, że „wiek Wszechświata", równy w przybliżeniu odwrotności stałej Hubble'a $H^{-1} = 2 \cdot 10^9$ lat, był mniejszy od znanego z rozważań astrofizycznych wieku gwiazd w Galaktyce, równego ok. $5 \cdot 10^9$ lat. Dziś wiadomo, że paradoks ten był skutkiem błędnego oszacowania wartości stałej H. Po wielokrotnych zmianach przyjmuje się dzisiaj, że H^{-1} jest zawarte w granicach $(0{,}98 + 1{,}96)\ 10^{10}$ lat i około dwukrotnie większe niż wiek galaktyk (P e e b l e s 1971).

Teoria stanu niezmiennego budziła od samego początku liczne sprzeciwy. Odrzucając dowolność ekstrapolowania praw fizyki przyjmowała nie mniej dowolny postulat absolutnej powtarzalności wszystkich eksperymentów. Opierała się na ideach Macha, które w dużej części mają raczej charakter wiary niż ścisłej teorii naukowej. Wreszcie, usuwając z historii Wszechświata straszliwą katastrofę, wobec której fizyka stawała bezradna, wprowadzała na jej miejsce ustawiczne, spokojne, choć nie mniej radykalne odstępstwo od znanych praw fizyki w postaci tworzenia materii z niczego.

Poważną wadą tej teorii było niezdecydowanie jej autorów co do formalizmu matematycznego. Równocześnie z pracą B o n d i e g o i G o l d a pojawiła się praca H o y l e a (1948), w której autor uzupełnił równania E i n s t e i n a (5) dodatkowym członem, opisującym produkcję nowej materii. B o n d i i G o l d stwierdzili, że formalizm H o y l e ' a jest nie do przyjęcia, nie przedstawili jednak żadnej konkurencyjnej propozycji. Z kolei H o y l e zaczął budować nowe układy równań, coraz dalej odbiegające od pierwotnej prostej koncepcji (por. H o y l e i N a r l i k a r 1966 oraz cytowane tam prace).

Ostateczny cios teorii stanu niezmiennego zadało odkrycie mikrofalowego promieniowania reliktowego (P e e b l e s 1971), dla którego nie było miejsca w niezmiennym Wszechświecie. Jest ono omówione w następnym paragrafie.

7. HISTORIA WSZECHŚWIATA W MODELACH FRIEDMANA

Gdyby przyjąć modele Friedmana z całą dosłownością, okazałoby się, że kiedyś w przeszłości cała materia Wszechświata była skupiona w jednym punkcie. To oczywisty nonsens. Po prostu powyżej pewnych krytycznych gęstości i temperatur prawa rządzące materią nie są nam znane. Dlatego wszelkie teorie fizyczne nie sięgają w przeszłość poza moment, w którym gęstość materii wynosiła $\rho \approx 10^{14}$ g/cm^3 (jest to gęstość materii w jądrze atomowym). Odpowiada to chwili $t \approx 6 \cdot 10^{-4}$ sek. od momentu „początku Wszechświata". Ten niedostępny dla fizyki okres bywa nazywany „czarną skrzynką" (M i s n e r, T h o r n e i W h e e l e r 1973).

W okresie od $6 \cdot 10^{-4}$ sek. do 10 sek. temperatura materii T zawarta była w granicach $3 \cdot 10^9 \div 10^{12}$ °K, co odpowiada energiom cząstek elementarnych 0,3 ÷ 100 MeV. Przy tak wysokich energiach nie jest możliwe tworzenie się jakichkolwiek jąder atomowych cięższych od jądra wodoru, gdyż są one natychmiast rozbijane w zderzeniach z innymi cząstkami. Materia musiała w tym okresie składać się z neutronów, protonów, elektronów, pozytonów, neutrin i kwantów promieniowania γ w pełnej równowadze cieplnej.

W miarę rozszerzania się Wszechświata, zgodnie z prawami termodynamiki, spadała temperatura, a wraz z nią energia neutrin i kwantów γ, proporcjonalne do T^4, oraz energia cząstek masywnych, proporcjonalna do T^3. Wobec szybkiego spadku przekroju czynnego na reakcje z neutrinem, w chwili $t \approx 10$ sek. energia neutrin stała się zbyt mała, aby mogły one wchodzić w reakcje jądrowe z innymi cząstkami. W tym momencie nastąpiło „odłączenie się" neutrin od pozostałej materii i dalej ewoluowały one już samodzielnie.

W okresie od ok. 10 sek. do ok. 300 sek. na skutek reakcji między protonami, neutronami, elektronami i kwantami γ stosunek liczby neutronów do liczby protonów obniża się systematycznie. Gdy osiąga on ok. 1:4, zostają zapoczątkowane pierwsze reakcje jądrowe prowadzące do wytworzenia trwałych jąder deuteru, trytu i helu. W chwili $t \approx 2000$ sek. stosunek masy jąder helu do masy jąder wodoru zatrzymuje się na poziomie ok. 1:4. Wytwarzają się pewne nieznaczne ilości litu i berylu, jednak wyprodukowanie cięższych jąder na tej drodze nie jest możliwe wobec stale spadającej temperatury. Cięższe pierwiastki powstają w czasie ewolucji gwiazd, to jednak już całkiem inna historia.

Wzrastająca liczba danych świadczących o jednakowej zawartości helu w gwiazdach i luźnej materii wewnątrzgalaktycznej potwierdza hipotezę, że hel został wytworzony nie w rozproszonych obiektach astronomicznych, lecz w wyniku pewnego uniwersalnego procesu, poprzedzającego powstanie gwiazd.

W momencie $t \approx 10^{12}$ sek. przy temperaturze $T \approx 4000$° K, rozpoczyna się wychwytywanie swobodnych elektronów na orbity. Z początku nowo powstałe atomy są wciąż jonizowane, lecz wreszcie ok. $t \approx 10^{14}$ sek. następuje ostateczne utworzenie lekkich atomów.

Mniej więcej w tym samym okresie energia promieniowania, dominująca dotychczas nad energią materii, zrównuje się z nią. Następuje „odłączenie się" promieniowania od materii: jego energia jest odtąd coraz mniejszym ułamkiem energii cząstek. Ochładza się ono w dalszej ewolucji, zachowując rozkład energetyczny promieniowania ciała doskonale czarnego. Z obliczeń przeprowadzonych przez G a m o w a (1948) oraz A l p h e r a i H e r m a n a (1948) wynikło, że w chwili obecnej owo promieniowanie reliktowe powinno mieć temperaturę ok. 5° K.

Po raz pierwszy odkryto promieniowanie tego typu jako silny szum w radioteleskopie używanym do eksperymentów z satelitą telekomunikacyjnym Telstarem (P e e b l e s 1971). P e n z i a s i W i l s o n (1965) stwierdzili, że nie pochodzi ono z żadnego ziemskiego źródła. Odkrycie to zbiegło się w czasie z przygotowaniami do systematycznego poszukiwania promieniowania reliktowego na uniwersytecie w Princeton. Po skontaktowaniu się obu grup ustalono, że zaobserwowany szum jest właśnie promieniowaniem reliktowym (D i c k e, P e e b l e s, R o l l i W i l k i n s o n 1965). Ma ono rozkład widmowy odpowiadający temperaturze 2,7°K. Intepretacja źródła tego promieniowania nie jest jeszcze w stu procentach przesądzona, lecz nie podano jak dotąd żadnego innego wyjaśnienia.

Dominującym procesem w następnym okresie jest powstawanie i ewolucja galaktyk. Dotychczas nie ma jednak jasnego i zadowalającego opisu tego procesu, toteż nie będziemy się nim zajmowac. Zauważmy tylko, że kolejne etapy ewolucji Wszechświata przebiegają coraz wolniej.

Nie zajmowaliśmy się dotąd rozróżnianiem trzech modeli Friedmana, gdyż początkowe okresy historii Wszechświata wyglądają w nich bardzo podobnie. Za to przyszłość w przypadku $K > 0$ różni się radykalnie od pozostałych dwóch, o czym wspominaliśmy w p. 4. Dlatego jest rzeczą interesującą sprawdzić, której sytuacji odpowiada nasz Wszechświat.

Jeśli $K = 0$, to gęstość materii w obecnej chwili wyraża się następującym wzorem:

$$\rho_c = \frac{3}{8\pi G} H^2. \tag{13}$$

Gęstość większa od ρ_c odpowiada modelowi zamkniętemu ($K > 0$,, mniejsza – otwartemu ($K < 0$). Jeśli za H podstawić aktualną wartość między 50 a 100 km/(sek. Mpc), to ρ_c będzie zawarte między $0{,}47 \cdot 10^{-29}$ a $1{,}9 \cdot 10^{-29}$ g/cm^3 (P e e b l e s 1971). Zatem odpowiedzi na postawione pytanie mogą udzielić pomiary stałej Hubble'a oraz gęstości materii we Wszechświecie. Ta druga wielkość została na razie tylko oszacowana z dołu, choć wyniki pomiarów są tak niepewne, że w gruncie rzeczy nie dostarczają żadnej informacji. Wobec wielokrotnych zmian w ocenie H, trudno mieć zaufanie do aktualnych wyników. Trzeba więc stwierdzić, że problem jest na razie nie rozstrzygnięty.

Fakt, że teoria stanu niezmiennego przegrała z modelami Friedmana nie oznacza wcale, że sprawa wyboru właściwego modelu Wszechświata jest ostatecznie przesądzona. Obserwacyjne potwierdzenie założeń modeli Friedmana jest bardzo niepewne. Trudno twierdzić, że nasz Wszechświat jest rzeczywiście jednorodny, skoro nie udało się dotychczas nawet zarejestrować wszystkich rodzajów wypełniającej go materii (P e e b l e s 1971). Materia w najbliższym sąsiedztwie Układu Słonecznego jest rozłożona w sposób skrajnie niejednorodny, co widać nawet gołym okiem. Proces uśredniania gęstości materii, opisany w p. 3 jest tak niedokładny, że raczej dziwić się należy, iż wnioski z teorii operującej tak grubym przybliżeniem dają pewien opis wyników obserwacji. Obserwowany bezpośrednio obszar Wszechświata jest bardzo mały. Najdalsze galaktyki mają przesunięcie ku czerwieni $z \approx 0{,}5$, kwazary, jeśli leżą rzeczywiście tak daleko, jakby to sugerowało ich przesunięcie ku czerwieni, $z \approx 3$, są tylko jasnymi wyspami w morzu niewidocznej dla nas materii. Jeśli nawet ta część materii, którą widzimy, jest rozłożona rzeczywiście jednorodnie i izotropowo, ekstrapolowanie tego wyniku na cały Wszechświat przypomina zachowanie „...Marsjanina, który wylądowawszy pośrodku jeziora Erie, na podstawie swoich obserwacji doszedł do wniosku, że Ziemia jest kulista i jednostajnie pokryta słodką wodą" (C a l l a n, D i c k e i P e e b l e s 1965).

Z drugiej strony jednak wnioski teoretyczne z modeli Friedmana układają się w logiczną całość niesprzeczną z obserwacjami. Spośród wielu konkurencyjnych modeli stworzonych dotychczas żaden nie okazał się lepszy. Zatem bardziej realnego modelu należy poszukiwać na drodze uogólnień rozwiązań Friedmana. Można się spodziewać, że nie będzie on obalał dotychczasowych wyników, lecz uściślał je i rozszerzał. W związku z tym opisana tu w skrócie historia Wszechświata wydedukowana z modeli Friedmana nie powinna ulec zbyt rewolucyjnym zmianom.

8. „WSZECHŚWIAT WIELKICH LICZB" DIRACA

Zgodnie z powyższymi uwagami poczukiwania lepszych modeli kosmologicznych idą głównie w dwu kierunkach:

1. nałożenia na rozwiązania Friedmana pewnych nieregularności: anizotropii zanikającej w czasie i stabilnych kondensacji materii prowadzących do powstania galaktyk,

2. wyjaśnienia, co się dzieje w obszarze, czarnej skrzynki".

Ponadto pojawiają się spekulacje całkowicie nie związane z modelami Friedmana. Jedną z nich, szczególnie pomysłową, przedstawimy poniżej. Jej autorem jest D i r a c (1974).

Opiera się ona na spostrzeżeniu, że niektóre stałe uniwersalne, w odpowiedni sposób pomnożone i podzielone przez siebie, dają w wyniku wielkie bezwymiarowe liczby, skorelowane ze sobą w niezrozumiały sposób. Na przykład „wiek Wszechświata" H^{-1}, podzielony przez jednostkę czasu e^2/mc^3 wynosi w przybliżeniu 10^{39} (e i m oznaczają ładunek i masę tej samej cząstki elementarnej*). Stosunek siły elektrostatycznej do grawitacyjnej między protonem i elektronem wynosi ok. $2 \cdot 10^{39}$. Całkowita liczba nukleonów we Wszechświecie zamkniętym (lub w odpowiednio wybranym obszarze Wszechświata otwartego) jest równa ok. $10^{78} = (10^{39})^2$.

Podstawowym aksjomatem teorii Diraca jest stwierdzenie, że wszystkie bezwymiarowe liczby rzędu 10^{39} zmieniają się proporcjonalnie do wieku Wszechświata t, liczby zaś rzędu $(10^{39})^n$ zmieniają się proporcjonalnie do t^n, gdzie n jest liczbą całkowitą dodatnią lub ujemną. Stosunek siły elektrostatycznej do grawitacyjnej między protonem i elektronem wynosi $e^2/(Gm_p m_e) \approx 2 \cdot 10^{39}$. Zgodnie z hipotezą wielkich liczb, stała grawitacyjna G powinna być odwrotnie proporcjonalna do t. Liczba nukleonów we Wszechświecie 10^{78} powinna być proporcjonalna do t^2, zatem materia powinna być ustawicznie tworzona, podobnie jak w modelu stanu niezmiennego. D i r a c zakłada, że tworzenie może odbywać się na jeden z dwu sposobów:

1. jednorodnie w całym Wszechświecie, a więc głównie w przestrzeni międzygalaktycznej,

2. w otoczeniu już istniejącej materii, w ilościach proporcjonalnych do jej gęstości.

Pierwszy sposób tworzenia nazywa kreacją addytywną, drugi – kreacją multiplikatywną.

Założenie o zmienności stałej grawitacyjnej jest sprzeczne z ogólną teorią względności. Ze względu na dużą użyteczność tej teorii D i r a c nie chce jej odrzucić, zakłada więc, że własności czasoprzestrzeni są wyznaczone przez dwie formy metryczne: formę ds_E^2 występującą w równaniach Einsteina i wyznaczającą ruchy planet, oraz formę ds_A^2 opisującą upływ czasu

*W teorii tej masy protonu i elektronu, różniące się o czynnik 1836, uważa się za wielkości tego samego rzędu. Nie jest więc istotne, którą cząstkę wybierzemy.

i geometrię w eksperymentach laboratoryjnych. Z dosyć przejrzystych argumentów, po które odeślemy Czytelnika do pracy D i r a c a (1974), wynika wniosek, że:

$$ds_A = \frac{1}{t} ds_E \tag{14}$$

dla kreacji addytywnej, oraz:

$$ds_A = t\, ds_E \tag{15}$$

dla kreacji multiplikatywnej. W pierwszym przypadku odległość Ziemi od Słońca, mierzona jednostkami atomowymi, zmniejsza się systematycznie, w drugim zwiększa. Pewne nadzieje na wykrycie (lub wykluczenie) tych efektów dają przeprowadzane przez I. S h a p i r o radarowe pomiary odległości planet (D i r a c 1974).

Model kreacji addytywnej jest bardziej skomplikowany, toteż nie będziemy go tu omawiali. Przesunięcie ku czerwieni jest w nim wytłumaczone jako efekt Dopplera, zaś geometria czasoprzestrzeni jest płaska: taka sama, jak w szczególnej teorii względności.

Przy założeniu kreacji multiplikatywnej, z bardzo prostych rozważań otrzymuje się wniosek, że Wszechświat jest taki, jak w modelu Einsteina. Przesunięcie ku czerwieni nie jest spowodowane ucieczką galaktyk, lecz faktem, że jeśli mierzymy czas w jednostkach atomowych, to zgodnie z (15) $ds_E = \frac{1}{t} dt$, zatem ta sama jednostka „czasu atomowego" odpowiada coraz krótszym jednostkom „czasu kosmicznego". Zegary atomowe ulegają ciągłemu przyspieszaniu, zaś długość fali świetlnej jest związana z czasem atomowym. Światło dalekich galaktyk zostało wyemitowane, gdy zegary atomowe szły wolniej niż obecnie.

Trudnością teorii kreacji multiplikatywnej jest problem: g d z i e pojawiają się nowo wytworzone atomy w krysztale ciała stałego. W przypadku kreacji addytywnej główną trudnością (nie wskazaną zresztą przez autora) jest prostoliniowe rozchodzenie się promieni świetlnych. Model „Wszechświata Wielkich Liczb" wymaga więc dokładniejszego opracowania teoretycznego, jeśli nie zostanie zdyskwalifikowany już przy pierwszych testach doświadczalnych.

9. SAMOODNAWIAJĄCY SIĘ WSZECHŚWIAT

Na zakończenie przedstawimy ciekawą spekulację W h e e l e r a na temat zawartości „czarnej skrzynki" (M i s n e r, T h o r n e i W h e e l e r 1973).

Grube oszacowania wskazują, że wartość stałej kosmologicznej nie przekracza 10^{-50} cm^{-1}, zatem praktycznie popełniamy bardzo niewielki błąd nie biorąc jej pod uwagę. Bez stałej kosmologicznej każdy z modeli Friedmana zawiera moment narodzin i nie sposób nie zadać pytania, co było przedtem. Byłoby rzeczą bardzo dziwną, gdyby owa osobliwość miała się zdarzyć tylko jeden raz w ciągu całej wieczności, lub też gdyby pra-wybuch poprzedzający naszą epokę był ostatni. Jest rzeczą bardziej satysfakcjonującą intelektualnie założyć, że to szczególne stadium dziejów Wszechświata powtarza się wielokrotnie. Tę własność może opisać tylko zamknięty model Friedmana (10). Przewiduje on, że ekspansja Wszechświata od chwili obecnej będzie odbywała się coraz wolniej, aż wreszcie zatrzyma się i zmieni w coraz szybsze kurczenie aż do... Właśnie, na ułamek sekundy przed osiągnięciem osobliwości następuje kryzys znanej nam fizyki. Lecz fizyka z definicji jest tym, co „idzie swoją wieczną drogą mimo

wszystkich zagadkowych zmian w powierzchownym wyglądzie rzeczywistości" (Misner, Thorne i Wheeler 1973). Z pewnością przy tak ogromnych gęstościach materii nie będzie można ignorować efektów kwantowych. Przyczyną bezsilności fizyki wobec osobliwości jest fakt, że teoria grawitacji i teorie kwantowe operują na rozłącznych zbiorach zjawisk. Nie udało się jeszcze stworzyć teorii, która pozwalałaby badać zjawiska grawitacyjne i kwantowe w sposób w pełni równouprawniony, a przy tym była zgodna z kwantową teorią pola dla słabych pól grawitacyjnych oraz z ogólną teorią względności w skali makroskopowej.

Misner i Wheeler (1957) są autorami spekulacji mówiącej, że fluktuacje o charakterze kwantowym mogą lokalnie zmieniać własności geometryczne i topologiczne przestrzeni. Zatem, jeśli materia o skrajnie wielkiej gęstości jest skupiona w małym obszarze, fluktuacje te mogą spowodować zmiany wartości wszystkich stałych uniwersalnych, w szczególności mas spoczynkowych cząstek elementarnych, i odwrócić kierunek biegu czasu. Wszedłszy do obszaru „czarnej skrzynki" Wszechświat wydobędzie się z niej z powrotem w ogniu wybuchu, z innymi masami protonów i elektronów oraz z innym niż poprzednio czasem trwania cyklu ewolucyjnego.

Wydaje się, że koniecznym warunkiem powstania życia inteligentnego jest rozwój galaktyk oraz kilka miliardów lat spokojnego „gotowania się" energii w gwiazdach. Jeśli czas trwania cyklu ewolucyjnego będzie zbyt krótki, kolejna katastrofa i samoodnowienie się Wszechświata nastąpi przed wytworzeniem fizyków i astronomów, którzy mogliby to zjawisko przewidzieć i zbadać. W tym ujęciu, na pytanie: „Dlaczego Wszechświat jest tak duży, jak widzimy? " mamy prostą odpowiedź: „Ponieważ tylko w tym przypadku mogą w nim żyć ludzie".

LITERATURA

Alpher, R. A., Herman, R. C., 1948, Nature, 162, 774.

Bondi, H., Gold, T., 1948, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 108, 252.

Callan, C. G., Dicke, R. H., Peebles, P. J. E., 1965, Amer. J. Phys., 33, 105.

Dicke, R. H., Peebles, P. J. E., Roll, P. G., Wilkinson, D. T., 1965, Astrophys. J., 142, 414.

Dirac, P. A. M., 1974, Proc. Roy. Soc., London A 338, 439.

Eddington, A. S., 1930, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 90, 668.

Einstein, A., 1917, Sitzber. Preuss. Akad. Wiss., 142.

Einstein, A., 1923, w: Einstein, A., Lorentz, H. A., Weyl, H. A., Minkowski, H., *The Principle of Relativity. A collection of original papers on the special and general theory of relativity.* Dover Publications, 175.

Friedman, A., 1922, Z. Physik, 10, 377.

Friedman, A., 1924, Z. Physik, 21, 326.

Gamow, 1948, Phys. Rev., 74, 505; Nature, 162, 680.

Hoyle, F., 1948, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 108, 372.

Hoyle, F., Narlikar, J. V., 1966, Proc. Roy. Soc., London A 290, 143, 162 i 177.

Hubble, E. P., 1929, Proc. Nat. Acad. Sci., 15, 168.

Lemaître, G., 1927, Ann. Soc. Sci., Bruxelles 47A, 19.

Lemaître, G., 1931, Mon. Not. Roy. Astr. Soc., 91, 483.

McCrea, W. H., Milne, E. A., 1934a, Quart. J. Math., Oxford 5, 73.

Milne, E. A., 1934b, Quart. J. Math., Oxford 5, 64.

Misner, C. W., Thorne, K. S., Wheeler, J. A., 1973, *Gravitation.* Ed. W. H. Freeman and Co., San Francisco.

Misner, C. W., Wheeler, J. A., 1957, Ann. Phys., 2, 525.

Peebles, P. J. E., 1971, *Physical Cosmology.* Princeton University Press, Princeton, New Jersey.

Penzias, A. A., Wilson, R. W., 1965, Astrophys., J. 142, 419.

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXIII (1975). Zeszyt 2

EKSTREMALNE STANY MATERII W ASTROFIZYCE

Część I

NADCIEKŁOŚĆ I NADPRZEWODNICTWO: ASPEKTY FIZYCZNE

MARIAN STANISŁAW BORCZUCH*

Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej

BRONISŁAW KUCHOWICZ

Wydział Chemi Uniwersytetu Warszawskiego

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ МАТЕРИИ В АСТРОФИЗИКЕ

Часть I

СВЕРХТЕКУЧЕСТЬ И СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ: ФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

М. С. Борчух, Бр. Кухович

Содержание

Состояния материи, которые обнаруживаются в искусственных условиях физической лаборатории, могут часто существовать в астрофизнческой вселеиной. Дается обзор физических идей, связаниых со сверхтекучим и сверхпроводящим состоянием (которое может явиться в пульсарах и белых карликах).

---

*Stypendysta Politechniki Świętokrzyskiej, Radom.

EXTREMAL STATES OF MATTER IN ASTROPHYSICS

Part I

SUPERFLUIDITY AND SUPERCONDUCTIVITY: PHYSICAL ASPECTS

Summary

Such states of matter which are produced under very artificial conditions in the physical laboratory may occur often in the astrophysical universe. The main physical ideas associated with the superfluid and superconducting states of matter (which may occur in pulsars and white dwarfs) are outlined.

1. ASTROFIZYKA JAKO FIZYKA STANÓW EKSTREMALNYCH MATERII

Pragniemy, by tytuł niniejszego, wstępnego rozdziału w sposób symboliczny oddał współczesne nastawienie fizyków względem astronomii uważanej za dział fizyki, zajmujący się procesami przebiegającymi w skali dużych obszarów przestrzeni, wielkich mas, sporych przedziałów czasu, ogromnych koncentracji energii i w ogóle ekstremalnych stanów materii. W dobie obecnej, gdy tak modne są nauki stosowane, astrofizykę uważać wypada za fizykę „stosowaną", przy czym zakres warunków stosowania jest ogromny, rozległością swą przewyższa znacznie zakres możliwości laboratoryjnych. I tak np. w odniesieniu do jednej tylko wielkości fizycznej, ciśnienia, mamy w astrofizyce do czynienia z jednej strony z próżnią niemal idealną, z drugiej zaś z ciśnieniami przewyższającymi gigantyczne ciśnienia we wnętrzu jądra atomowego. Podobnie rzecz się ma i z gęstością: zakres zmienności tego parametru sięga od wartości ok. 10^{-30} g/cm^3 (średnia gęstość materii we Wszechświecie) do ok. 10^{16} g/cm^3 (gęstość materii hiperonowej w centralnych obszarach pulsarów); w rozważaniach teoretycznych na temat zapaści grawitacyjnej i ekspansji Wszechświata dopuszcza się jeszcze wyższe gęstości, aż do krytycznej wartości rzędu 10^{94} g/cm^3, przy której efekty kwantowe nie pozwalają na utrzymanie klasycznych relatywistycznych (tzn. związanych z niekwantową teorią grawitacji, czyli ogólną teorią względności) wyobrażeń o budowie materii.

Celem tych wszystkich uwag jest uwypuklenie specyfiki astronomii współczesnej jako działu fizyki. Jest ona jej działem podobnie jak chemia, będąca właściwie tylko fizyką powłoki elektronowej atomu. I podobnie jak atomistyka, zaliczana kiedyś do chemii, a później zaanektowana przez fizykę, stanowi dziś wspólne podłoże obu tych nauk, tak też podstawowe dyscypliny fizyczne, wkraczając kolejno do astronomii, doprowadziły w efekcie do integracji nauk fizyczno-astronomicznych. Z jednej strony astronomia wchłonęła podstawowe osiągnięcia tak pozornie od niej odległych dziedzin fizyki jak nauki o reakcjach jądrowych czy o maserach, z drugiej znów strony rozwój astronomii postawił przed fizykami nowe pytania, pobudził ich do prowadzenia nowych doświadczeń, do tworzenia nowych teorii. Kosmos stał się ogromnym laboratorium fizycznym, coraz więcej zaś fizyków dochodzi do uznania poważnej roli astronomii w dochodzeniu do nowych, nie znanych jeszcze praw fizycznych, których przejawianie się w warunkach ziemskich może przejść niezauważone, a które mogą mieć doniosłe znaczenie dla przyszłego rozwoju fizyki i techniki. W ciągu ostatniego dziesięciolecia astronomia – podobnie jak to już było kiedyś, w okresie od Kopernika do Newtona

– wysunęła się znów na czołową linię frontu badań przyrodniczych. Niech miernikiem tego będą trzy nagrody Nobla z fizyki od 1967 r., przyznane za osiągnięcia związane z astronomią: dla H. A. Bethego, H. Alfvéna i wreszcie pod koniec ubiegłego roku dla M. Ryle'a i A. Hewisha.

W sytuacji, kiedy praktycznie wszystkie działy fizyki wtargnęły do astronomii, znajdując w niej pole do zastosowań, astronomia nie ogranicza się do roli „fizyki stosowanej". Jej specyfika sprawia, że stanowi ona jeden z dwóch (obok fizyki cząstek elementarnych) kierunków, z których możemy się spodziewać rewolucyjnej zmiany naszych wyobrażeń o właściwościach świata materialnego. Dzięki możności obserwowania materii w warunkach ekstremalnych, nie do osiągnięcia (przynajmniej dotychczas) w laboratoriach ziemskich, badania astrofizyczne stają się zarazem podstawowymi badaniami fizycznymi, stymulując rozwój fizyki. Wystarczy wskazać w tym miejscu na znane sprzężenie zwrotne pomiędzy laboratoryjną astrofizyką jądrową a obserwacjami astrofizycznymi i teorią ewolucji gwiazd. Pewne aspekty tego obszernego zagadnienia omawiane były już na łamach niniejszego pisma (Kuchowicz 1969; Kowalski i Kuchowicz 1974).

Zamierzeniem naszym jest przedstawić w cyklu artykułów mniej znane powiązania między astrofizyką współczesną a niektórymi działami fizyki, ze zwróceniem szczególnej uwagi na możność realizowania się w przyrodzie tzw. ekstremalnych stanów materii. Możliwości przyrody są z pewnością w tym zakresie nieporównywalnie większe od możliwości laboratoriów ziemskich (nie ma np. wcale mowy o ograniczeniach finansowych!). Wskażmy dla przykładu na pulsary, które stały się ostatnio prawdziwym poligonem zastosowań przeróżnych działów fizyki – od fizyki cząstek elementarnych do fizyki ciała stałego. I tak np. we wnętrzach pulsarów występować mogą przeróżne cząstki elementarne, silnie nietrwałe w warunkach ziemskich. Wnętrza pulsarów nazwano nawet żartobliwie rajem dla fizyków cząstek elementarnych. Z drugiej znów strony do wnętrz pulsarów, mimo temperatury, która sięgać może milionów stopni czy nawet więcej, stosować się dają rozważania, na jakich opiera się ziemska fizyka niskich temperatur. Przede wszystkim stosować można aparat matematyczny teorii cieczy kwantowych do opisu takich zjawisk, jak nadciekłość czy nadprzewodnictwo cieczy kwantowej, neutronowo-protonowej, we wnętrzu pulsara. Innym poważnym problemem jest pochodzenie pola magnetycznego pulsarów, przeniesienie mechanizmu zjawisk ferromagnetycznych (jak to niektórzy sugerują) do wnętrza pulsara. Z obszarami zewnętrznymi skorupy pulsara wiąże się wreszcie problematyka fizyki ciała stałego. Okazało się, że właściwości skorupy pulsarów można wyjaśnić poprzez ekstrapolację właściwości normalnej sieci krystalicznej, znanej z warunków ziemskich, do gęstości, przy których swobodne neutrony współistnieją z jądrami atomowymi tworzącymi gęstą sieć krystaliczną. Rozważano nawet możliwość występowania sieci krystalicznej złożonej z neutronów. Dla jądrowo-neutronowych ciał stałych, występujących w skorupie pulsarów, rozważano również kwestię deformacji plastycznych, powiązanych ze stopniowym spowalnianiem obrotu pulsarów. Rysunek 1 przedstawia związek pomiędzy problematyką pulsarów a rożnymi działami fizyki.

Dogodnie było nam użyć pulsarów dla podkreślenia ekstremalnych właściwości materii i w ich wnętrzach, i w skorupie, można wskazać jednak i na inne klasy obiektów astronomicznych: białe karły, planety dużej masy, być może jądra galaktyk i czarne jamy, w których występować może materia niezwykle zagęszczona, obdarzona specyficznymi właściwościami. Znacznie więcej uwagi poświęcimy stanom ekstremalnym związanym z ogromnymi koncentracjami energii, niż stanom ekstremalnym związanym z materią bardzo rozrzedzoną. Wiąże się

Rys. 1. Wycinek pulsara z ukazaniem związku pomiędzy problematyką różnych części pulsara a odpowiednimi działami fizyki

to z daleko lepszą znajomością przez astronomów właściwości gazów i plazmy niż właściwości skondensowanej fazy materii. Dwa pierwsze artykuły dotyczyć będą zagadnień nadciekłości, w mniejszej mierze nadprzewodnictwa. Zaczynamy od przypomnienia pewnych podstawowych wiadomości z fizyki statystycznej, następnie omówimy mniej (czy może wcale) znane z wykładów uniwersyteckich dla astronomów zagadnienie wzbudzeń elementarnych, tkwiące u podstaw teorii cieczy kwantowych. Na gruncie ogólnego omówienia zjawisk nadciekłości i nadprzewodnictwa w części pierwszej artykułu, możliwe będzie w części następnej przedstawienie problematyki pulsarów, białych karłów i dużych planet z punktu widzenia obu tych zjawisk.

2. O GAZACH FERMIONÓW I BOZONÓW

Materiał zawarty w niniejszym rozdziale stanowić ma krótkie przypomnienie wiadomości kursowych dla tych osób, które zajmują się na co dzień zagadnieniami odległymi od fizyki statystycznej. Znajomość podstaw tej dyscypliny fizycznej jest jednak niezbędna dla zrozumienia tak tego, jak i dalszych rozdziałów.

Cechą, która w istotny sposób dzieli cząstki podlegające statystyce kwantowej jest wartość ich spinu. Dla cząstek o spinie połówkowym (w jednostkach $\hbar$, a więc równym $\frac{1}{2}\hbar$, $\frac{3}{2}\hbar$ itd.) obowiązuje zakaz Pauliego, zgodnie z którym w określonym stanie kwantowym nie może znajdować się więcej niż jedna cząstka. Cząstki te nazywamy fermionami, podlegają one bowiem statystyce Fermiego-Diraca. Bozonami nazywamy cząstki o spinie całkowitym (w jednostkach $\hbar$), spełniające statystykę Bosego-Einsteina. Podczas gdy dla fermionów liczby obsadzeń określonego stanu kwantowego równać się mogą albo wartości 0, albo 1, dla bozonów dopuszczalne są wszelkie całkowite, nieujemne liczby obsadzeń. Fermionami są takie cząstki, jak elektrony, protony, neutrony, jądra ^{3}He (i w ogólności jądra zawierające nieparzystą liczbę nukleonów), bozonami zaś – fotony, mezony (π, K i inne, jeszcze bardziej krótkożyciowe), jądra o nieparzystej liczbie nukleonów (np. cząstki α). Atomy helu ^{4}He są bozonami, atomy ^{3}He – fermionami.

Podstawowy wzór fizyki statystycznej podaje następujące wyrażenie dla średniej wartości $\bar{n}_k$ liczby obsadzeń stanu k-tego o energii E_k w warunkach równowagi termodynamicznej:

$$\bar{n}_k = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_k - \mu}{kT}\right] \pm 1}. \tag{1}$$

Tutaj T oznacza temperaturę (w skali bezwzględnej), k – stałą Boltzmanna, μ wreszcie jest to parametr zależny od temperatury i gęstości cząstek N/V (N – całkowita liczba cząstek w układzie, V – objętość zajmowana przez układ) zwany potencjałem chemicznym. Górny znak (+) we wzorze odpowiada statystyce Fermiego-Diraca, dolny (–) – statystyce Bosego-Einsteina. Weźmy pod uwagę cząstki o masie m i spinie s (w jednostkach $\hbar$), znajdujące się w objętości V. Ograniczmy się do rozważenia ruchu postępowego tych cząstek (pęd $\vec{p}$ i energia całkowita $E = c(m^2c^2 + \vec{p}\cdot\vec{p})^{1/2}$, gdzie kropka oznacza iloczyn skalarny. Wzór (1) daje nam obecnie liczbę cząstek dN_p mających pęd zawarty w przedziale od p do $p + dp$:

$$dN_p = \frac{(2s+1)\,V p^2\,dp}{2\pi^2\hbar^3\left(\exp\left[\frac{E-\mu}{kT}\right] \pm 1\right)}. \tag{2}$$

Jeśli średnia liczba obsadzeń n_k jest daleko mniejsza od jedności ($n_k \ll 1$), co ma miejsce gdy $(E_k - \mu) \gg kT$, wtedy wzór (1) przechodzi w klasyczny rozkład Maxwella-Boltzmanna, tzn. we wzorze (1) można opuścić jedynkę w mianowniku. Specyficzne cechy statystyk kwantowych wychodzą na jaw albo przy niskich temperaturach i dużych gęstościach N/V, albo dla cząstek bardzo lekkich. Wtedy też przejawiają się istotne różnice pomiędzy fermionami i bozonami.

I. ZDEGENEROWANY GAZ FERMIEGO-DIRACA

Rozważmy fermiony o spinie $s = 1/2$ (jak np. elektrony, neutrony). Ze związku (2) dla temperatury $T = 0$ widać, że przy energii $E > \mu$ liczba cząstek wynosi $dN_p = 0$, natomiast dla $E < \mu$ jest:

$$dN_p = \frac{Vp^2\,dp}{\pi^2\hbar^3}, \tag{3}$$

co oznacza, że wszystkie stany kwantowe aż do energii $E = \mu$ są obsadzone, stany zaś o energii wyższej są puste. Charakterystyczny rozkład z nieciągłością przy $E = \mu$ nazywamy rozkładem zdegenerowanym (podczas gdy za normalny uważamy rozkład Maxwella-Boltzmanna). Uzyskany wynik tłumaczy się w sposób oczywisty. W zerze bezwzględnym energia całkowita układu powinna być możliwie najniższa. Wydawałoby się, że wszystkie fermiony powinny znajdować się w spoczynku, tzn. powinny kondensować (jest to kondensacja w przestrzeni pędów, a nie w przestrzeni współrzędnych) na poziomie o najniższej energii, równej energii spoczynkowej mc^2. Obowiązuje dla nich jednak zakaz Pauliego, nie mogą się więc wszystkie zmieścić na najniższym poziomie i muszą zgodnie z tym zakazem zapełniać kolejne stany o energiach od najniższej (mc^2) aż do pewnej maksymalnej zwanej graniczną energią Fermiego E_F; równa jest ona potencjałowi chemicznemu gazu: $E_F = \mu$. Całkowitą liczbę cząstek N otrzymamy z wyrażenia (3) przez scałkowanie jego w granicach od pędu równego zeru aż do pędu granicznego Fermiego p_F odpowiadającego energii E_F: $E_F = c(m^2c^2 + p_F^2)^{1/2}$. Dostajemy stąd gęstość cząstek $n = N/V$:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{p_F^3}{3\pi^2\hbar^3} \tag{4}$$

A oto wyrażenia dla energii Fermiego w dwu granicznych przypadkach:

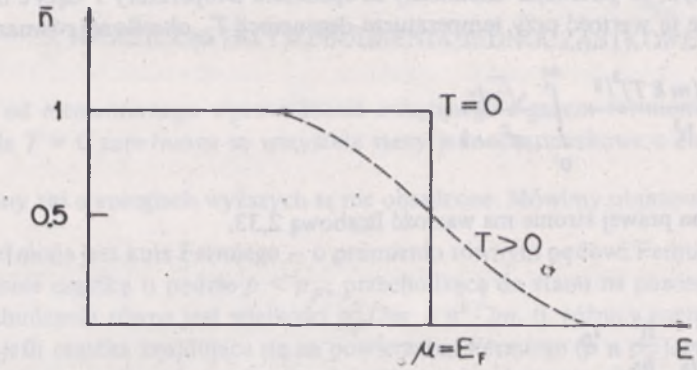
a) jeśli $p_F \ll mc$ (obszar nierelatywistyczny):

$$E_F' = E_F - mc^2 = \frac{1}{2m}(3\pi^2)^{2/3}\hbar^2 n^{2/3}, \tag{5}$$

b) jeśli $p_F \gg mc$ (obszar energii ultrarelatywistycznych):

$$E_F = (3\pi^2)^{1/3}\hbar c n^{1/3} \tag{6}$$

W przypadku nierelatywistycznym energia E_F' oznacza energię kinetyczną, E_F – energię całkowitą (z dołączeniem energii spoczynkowej). Oba wyrażenia, wyprowadzone w zasadzie dla $T = 0$, dają się również stosować w temperaturach niższych od pewnej temperatury krytycznej zwanej temperaturą degeneracji T_d, która jest określona jako stosunek granicznej kinetycznej energii Fermiego E_F' do stałej Boltzmanna:



Rys. 2. Rozkład Fermiego-Diraca w temperaturze zera bezwzględnego (linia ciągła) i wyższej (linia przerywana)

$$T_d = \frac{E_F - mc^2}{k} \tag{7}$$

Daje to dla energii nierelatywistycznych następującą zależność temperatury zwyrodnienia od gęstości liczbowej cząstek:

$$T_d = \frac{1}{2mk}(3\pi^2)^{2/3}\hbar^2 n^{2/3}. \tag{8}$$

Przy energiach relatywistycznych wielkość E_F' nie różni się praktycznie od E_F; stosując wzór (6) otrzymujemy temperaturę zwyrodnienia:

$$T_d = \frac{1}{k}(3\pi^2)^{1/3}\hbar c n^{1/3}. \tag{9}$$

Ze wzrostem temperatury coraz większa część fermionów przechodzi do stanów o energii $E > E_F$ i rozkład prostokątny z rys. 2 przekształca się stopniowo w rozkład przedstawiony krzywą przerywaną, wreszcie przy $T \gg T_d$ dochodzimy do rozkładu Maxwella-Boltzmanna.

II. ZDEGENEROWANY GAZ BOZONOWY

Bozony zachowują się odmiennie niż fermiony w miarę obniżania temperatury z uwagi na to, że nie ma dla nich żadnego zasadniczego ograniczenia liczby obsadzeń określonego stanu kwantowego. Weźmy bozony o masie m i spinie s. Jeśli ustalimy gęstość cząstek $n = N/V$ i stale będziemy obniżać temperaturę gazu Bosego-Einsteina, dla którego obowiązuje zależność wynikająca ze scałkowania wyrażenia (2):

$$n = \frac{(2s+1)(mTk)^{3/2}}{\sqrt{2}\,\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \frac{\sqrt{z}\,dz}{e^{z-(\mu/kT)} - 1}, \qquad \text{gdzie } z = \frac{E}{kT}, \tag{10}$$

to łatwo zauważyć, że potencjał chemiczny ze spadkiem temperatury T dążyć będzie do zera, osiągając wreszcie tę wartość przy temperaturze degeneracji T_d określonej równaniem:

$$n = \frac{(2s+1)(mkT)^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \int_0^\infty \frac{\sqrt{z}\,dz}{e^z - 1}, \tag{11}$$

w którym całka po prawej stronie ma wartość liczbową 2,33.
Stąd:

$$T_d = \frac{3{,}31}{(2s+1)^{2/3}} \frac{\hbar^2}{m} n^{2/3} \tag{12}$$

Wraz z przejściem gazu bozonowego przy stałej gęstości cząstek do temperatur poniżej temperatury zwyrodnienia T_d zaczyna się kondensacja (znowu w przestrzeni pędów!), zwana kondensacją Einsteina: coraz większa część cząstek wraz ze spadkiem temperatury spada bezpośrednio na najniższy poziom energetyczny (o zerowej energii kinetycznej). Część cząstek, zachowującą jeszcze energie kinetyczne $E>0$, opisać można wzorem (2), do którego podstawiamy potencjał chemiczny $\mu = 0$. Ze wzoru tego dostajemy ich rozkład względem energii:

$$dN = \frac{(2s+1)Vm^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^3} \cdot \frac{\sqrt{E}\,dE}{e^{E/kT} - 1}. \tag{13}$$

Całkując to wyrażenie w granicach od $E = 0$ do $E = \infty$ dostajemy wielkość $N(E > 0)$, oznaczającą liczbę cząstek z niezerową energią kinetyczną; stanowi ona ułamek całkowitej liczby cząstek N:

$$N(E>0) = N\left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2} \tag{14}$$

Reszta cząstek $N(E = 0) = N[1 - \left(\frac{T}{T_0}\right)^{3/2}]$ znajduje się w stanie najniższym, tj. ma energię kinetyczną zero. Z rozważań teoretycznych wynika, że dla doskonałego gazu Bosego-Einsteina przy $T \to 0$ mamy $N(E > 0) \to 0$, tj. wszystkie cząstki przechodzą do stanu podstawowego ($E = 0$). Z uwagi na specyfikę bozonów wystarczyło ograniczyć się do przybliżenia nierelatywistycznego.

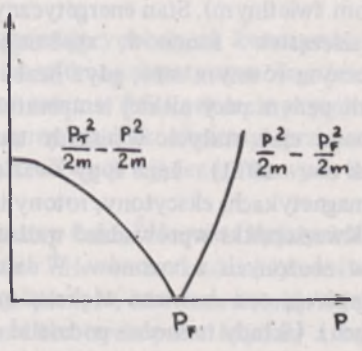
Realnie kondensacji gazu bozonowego nie zaobserwowano, ponieważ już w temperaturze wyższej od T_d w rezultacie oddziaływań gaz taki przechodzi w stan ciekły, w którym nie można zaniedbać oddziaływań międzycząsteczkowych. Obserwowane jednak przejście ciekłego helu ^{4}He w nadciekły He II interpretuje się jako kondensację Einsteina, a temperatura przejścia fazowego (2,19 K) bliska jest temperaturze T_d. Zjawisko tworzenia się kondensacji Einsteina leży u podstaw rozumienia nadciekłości i nadprzewodnictwa.

3. KWAZICZĄSTKI I WZBUDZENIA JEDNOCZĄSTKOWE

Zacznijmy od elementarnego wprowadzenia związanego z gazem fermionów w stanie podstawowym. Dla $T = 0$ zapełnione są wszystkie stany jednocząsteczkowe o energii kinetycznej $\frac{p^2}{2m} < \mu$ *, stany zaś o energiach wyższych są nie obsadzone. Mówimy obrazowo, że w przestrzeni pędów zapełniona jest kula Fermiego – o promieniu równym pędowi Fermiego $p_F = \sqrt{2m\mu}$. Wyobraźmy sobie cząstkę o pędzie $p < p_F$, przechodzącą do stanu na powierzchni Fermiego. Jej energia wzbudzenia równa jest wielkości $p_F^2/2m - p^2/2m$, tj. różnicy energii kinetycznych. Analogicznie, jeśli cząstka znajdująca się na powierzchni Fermiego ($p = p_F$) wzbudzona zostaje do wyższego stanu o pędzie p' wtedy energia wzbudzenia równa się różnicy $p'^2/2m - p_F^2/2m$. Jeśli wreszcie cząstka przechodzi ze stanu o pędzie $p_1 < p_F$ do stanu o pędzie $p_2 > p_F$, to jej energię wzbudzenia można przedstawić w postaci:

$$E = \frac{p_2^2}{2m} - \frac{p_1^2}{2m} = \left(\frac{p_2^2}{2m} - \frac{p_F^2}{2m}\right) + \left(\frac{p_F^2}{2m} - \frac{p_1^2}{2m}\right) = \varepsilon(p_2) + \varepsilon(p_1),$$

a więc formalnie wygląda ona jak suma energii dwóch cząstek. Parę taką nazywamy kwaziczątkami; mówimy, że w wyniku wzbudzenia w gazie fermionowym powstała cząstka o pędzie p_2 i dziura o pędzie p_1. Na rys. 3 przedstawiamy, w ślad za H u g e n h o l t z e m (1965), widmo energetyczne kwaziczątek w doskonałym gazie Fermiego-Diraca.



Rys. 3. Widmo energetyczne kwaziczątek w gazie doskonałym Fermiego-Diraca

Rozważając gaz doskonały, bez wzajemnych oddziaływań pomiędzy cząstkami, można się obyć bez wprowadzania kwaziczątek. W omawianym przez nas przykładzie wystarczy wspomnieć o wzbudzeniu pojedynczej cząstki zamiast o powstaniu pary kwaziczątek. W układach wielocząstkowych, w których zachodzi oddziaływanie pomiędzy ich składnikami, kwaziczątki nadają się jednak znakomicie do opisu stanów słabo wzbudzonych. Jeśli energia wzbudzeń w jakimś układzie mniejsza jest od energii wzajemnych oddziaływań pomiędzy cząstkami, z których układ ten się składa, wtedy nośnikiem elementarnym wielkości dynamicznych układu (energii, pędu itp.) nie może być indywidualna cząstka. Takie słabe wzbudzenie układu rozpatrywać można jako zbiór wzbudzeń elementarnych, opisywanych za pomocą kwaziczątek. Poprawny formalnie opis uzyskać można w ramach formalizmu drugiej kwantyzacji (H u g e n h o l t z 1965), kiedy to operator energii (hamiltonian) stanu wzbudzonego przedstawić można jako sumę trzech wyrazów: H_0 – energii stanu podstawowego układu, H_{kw} – operatora opisującego

*Stosujemy opis nierelatywistyczny.

układ niezależnych kwazicząstek i H_{int} – operatora opisującego oddziaływanie między tymi kwazicząstkami. Opis układu wzbudzonego za pomocą niezależnych kwazicząstek dopuszczalny jest wtedy, gdy można zaniedbać wielkością H_{int}, co odpowiada sytuacji, w której liczba kwazicząstek jest niewielka. Energia układu wzbudzonego dana jest wtedy prostym wyrażeniem:

$$H = H_0 + \sum_k E(p_k)n_k, \tag{15}$$

w którym sumowanie dokonane jest po stanach numerowanych wskaźnikiem k (tak, że p_k oznacza pęd kwazicząstki w stanie k a nie k-tą składową pędu), n_k jest zaś liczbą kwazicząstek w stanie k. Energia kwazicząstek opisywana jest funkcją $E(p)$, której postać zależy od charakteru oddziaływania między składnikami układu. Powyższą zależność energii wzbudzenia elementarnego od pędu nazywa się nieraz widmem energetycznym danego układu (substancji).

Istnieją zasadnicze różnice pomiędzy cząstkami a kwazicząstkami: a) powstanie i istnienie kwazicząstek uwarunkowane jest istnieniem cząstek jako „ośrodka", w którym są one nośnikami jego ruchu, nie stanowiąc elementu jego struktury, b) liczba kwazicząstek nie jest ustalona, c) statystyka kwazicząstek nie musi pokrywać się ze statystyką cząstek układu. Widmo energetyczne kwazicząstek wiąże się bezpośrednio z właściwościami układu, a znajomość jego pozwala wyliczać nam np. różne wielkości termodynamiczne. A oto kilka przykładów kwazicząstek: Kryształ osiąga najniższy stan energetyczny w temperaturze zera bezwzględnego. W temperaturach wyższych atomy (jony) wykonują drgania wokół położeń równowagi. Drgania takie można opisać jako oscylacje kwantowe, energię zaś kryształu przedstawić jako sumę energii oscylatorów kwantowych. Wzbudzenia odpowiadające falom głosowym nazywamy fononami (nazwa utworzona w analogii do fotonów, odpowiadających falom świetlnym). Stan energetyczny kryształu scharakteryzowany jest poprzez podanie zbioru kwazicząstek – fononów, spełniających statystykę Bosego-Einsteina (z potencjałem chemicznym równym zeru, gdyż liczba ich nie jest ustalona). Energia fononów wiąże się liniowo z ich pędem przy niskiej temperaturze*. Wykorzystując pojęcie fononów opisać można właściwości ciał stałych w niskich temperaturach (Landau, Lifszyc 1964; Chałatnikow 1971). Inne typy kwazicząstek są to magnony – odpowiadające falom spinowym w magnetykach, ekscytony, rotony itd.

Kwazicząstki wprowadzać można tak do układów złożonych z fermionów, jak i do układów złożonych z bozonów. W dalszym ciągu ograniczymy się do układów fermionowych, odgrywają one bowiem większą rolę w przyrodzie (gaz elektronowy, ciecz jądrowa w pulsarach). Układy te można podzielić na dwa rodzaje:

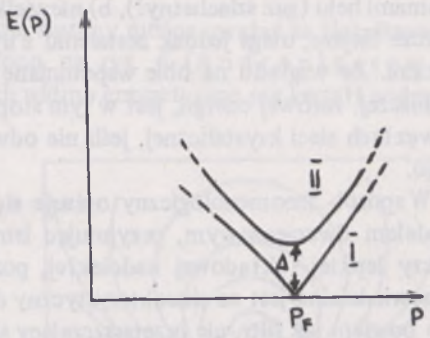
1) układy normalne (dla których posługiwać się można rachunkiem zaburzeń) – z energetycznym widmem kwazicząstek jakościowo identycznym z widmem dla przypadku gazu doskonałego (rys. 3),

2) układy anomalne (dla których występowanie przyciągających sił sparowania pomiędzy cząstkami powoduje nieprzydatność rachunku zaburzeń) – o istotnie odmiennym od po-

*Właściwie chodzi tu o kwazipęd fononów, ale nie będziemy pojęcia tego szczegółowo tłumaczyć (patrz np. Landau, Lifszyc 1964).

przednich przypadków typie widma energetycznego, w którym występuje szczelina energetyczna. Oznacza to, że wzbudzenia o energii poniżej pewnej określonej wartości krytycznej są nie do wyobrażenia.

Na rys. 4 widać oba typy widm energetycznych. Do problemu widm ze szczeliną energetyczną powrócimy w rozdziale 5. Szczelina ta uchodzi za odpowiedzialną za występowanie nadprzewodnictwa w niektórych substancjach przy bardzo niskich temperaturach; podobnie ma ona odpowiadać za nadprzewodnictwo zdegenerowanego gazu elektronowego albo materii jądrowej w warunkach kosmicznych.



Rys. 4. Widma energetyczne kwazicząstek w rzeczywistym gazie Fermiego-Diraca: bez szczeliny energetycznej (I) i ze szczeliną energetyczną (II)

4. CIECZE KWANTOWE. NADCIEKŁOŚĆ

W odróżnieniu od przypadku gazów i ciał stałych, trudno wyprowadzić ogólne wyrażenia dla wielkości fizycznych, charakteryzujących ciecze. Przyczyną tego jest silne oddziaływanie międzycząsteczkowe. Stosunkowo łatwo jest jeszcze przeanalizować właściwości cieczy w temperaturach bliskich zeru bezwzględnemu. Wprawdzie na Ziemi znamy tylko jedną substancję (hel), która może występować w stanie ciekłym aż do temperatur tak niskich, że przejawiać się będą mogły specyficzne efekty cieczy kwantowej, nie da się jednak z góry wykluczyć możliwości istnienia we Wszechświecie innego rodzaju cieczy kwantowych na skalę makroskopową.*

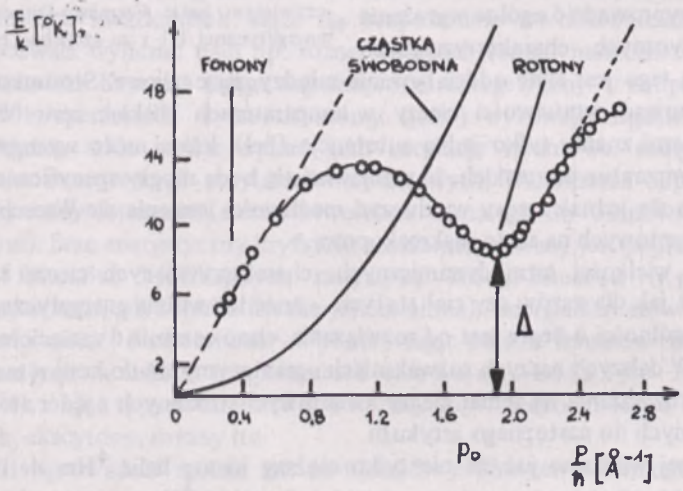
Do obliczania wielkości termodynamicznych, charakteryzujących ciecze kwantowe, potrzeba – podobnie jak dla gazów czy ciał stałych – znać ich widma energetyczne. Zagadnienie to w swej całej ogólności odległe jest od rozwiązania, choć ostatnie dziesięciolecie przyniosło tu spory postęp. W dalszych naszych rozważaniach ograniczymy się do konkretnego przypadku helu, odkładając rozważania na temat cieczy kwantowych złożonych z jąder atomowych bądź cząstek elementarnych do następnego artykułu.

W chwili obecnej wiadomo już, że nie tylko cięższy izotop helu, ^{4}He, ale i lżejszy izotop trwały (^{3}He) przechodzić może w stan nadciekły. Przejście ^{4}He w stan nadciekły możliwe jest w temperaturze poniżej 2,186 K. Stan nadciekły, zwany helem II, odznacza się charakterystycznymi właściwościami, m. in., hel II przepływać może bez tarcia przez kapilary z szybkością zależną wyłącznie od temperatury, odznacza się bardzo wysokim przewodnictwem cieplnym, itp. Przejście ^{4}He w stan nadciekły uważa się za przejaw kondensacji Bosego-Einsteina. Gdyby ^{4}He stanowił gaz doskonały bozonów, wtedy można by wyliczyć, że bozony o masie równej masie jego atomów, przy tej samej gęstości co w ciekłym helu, powinny doznać kondensacji Bosego-Einsteina począwszy od temperatury 3,14 K. Jest przy tym rzeczą istotną, że hel pozostaje w stanie ciekłym (w temperaturach tak niskich, i przy

*Materia jądrowa, którą się za taką ciecz uważa, występuje w warunkach ziemskich jedynie w skali mikroskopowej – we wnętrzach jąder atomowych. W warunkach astrofizycznych może ona np. występować w skali makroskopowej we wnętrzach pulsarów, o czym mowa będzie w następnej części artykułu.

ciśnieniu nie przekraczającym 25 atmosfer) aż do przejścia w stan nadciekły; wiele innych bowiem substancji, dla których możliwa jest w zasadzie kondensacja Einsteina, zdąży ulec zestaleniu przed osiągnięciem temperatury zwyrodnienia T_d. Pozostawanie helu w stanie ciekłym przypisuje się dwom okolicznościom: a) nadzwyczaj słabym oddziaływaniom między atomami helu (gaz szlachetny!), b) niewielkiej masie atomów helu. Wprawdzie wodór ma atomy jeszcze lżejsze, ulega jednak zestaleniu z uwagi na silne oddziaływania pomiędzy swymi cząsteczkami. Ze względu na obie wspomniane okoliczności ruch atomów helu, odpowiadający ich najniższej, zerowej energii, jest w tym stopniu istotny, iż atomów tych nie można zlokalizować w węzłach sieci krystalicznej, jeśli nie odwołać się do pomocy wysokiego ciśnienia zewnętrznego.

W sposób fenomenologiczny opisuje się właściwości helu II (tj. ^{4}He poniżej T = 2,186 K) modelem dwucieczowym, przyjmując istnienie dwóch niezależnych składowych: normalnej cieczy lepkiej i składowej nadciekłej, pozbawionej lepkości. To właśnie ta druga składowa odpowiedzialna jest za charakterystyczny dla He II przepływ bez tarcia przez kapilary, działają one bowiem jak filtr, nie przepuszczający składowej normalnej. Względna zawartość składowej normalnej w He II maleje ze spadkiem temperatury, aż do wartości zerowej przy T = 0 K (ekstrapolacja danych doświadczalnych).



Rys. 5. Schematyczny przebieg widma wzbudzeń elementarnych w ciekłym helu: krzywa teoretyczna (L a n d a u) poprowadzona przez punkty eksperymentalne. Liniami przerywanymi zaznaczono ekstrapolację fononowej i rotonowej części widma. Dla porównania umieszczono na rysunku widmo energetyczne cząstki swobodnej (parabola)

Punkty eksperymentalne dla widma energetycznego wzbudzeń elementarnych ciekłego helu otrzymane z analizy rozproszenia neutronów (M a r c h i i. 1967) przedstawiono kółkami na rys. 5. Widać tu, jak z ekstrapolacji danych przy małych pędach otrzymuje się widmo liniowe, odpowiadające fononom. Ze zwiększaniem pędu widmo energetyczne $E(p)$ odchyla się od liniowości i o przebiegu jego decyduje nowy typ wzbudzeń, zwany rotonami. Dla pędów w pobliżu pewnej wartości $p_0 > 0$ energię rotonów, a w ślad za tym i widmo energetyczne układu, można przedstawić wzorem:

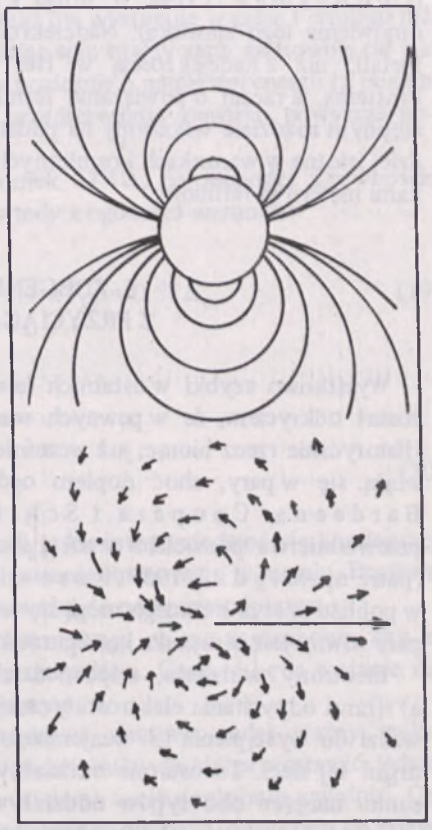
$$E(p) = \Delta + \frac{(p - p_0)^2}{2m_{ef}}, \tag{16}$$

w którym Δ jest stałą, m_{ef} – masą efektywną rotonu. Rotony można uważać za zlokalizowane zaburzenia. Poglądowy model rotonu przedstawiono na rys. 6 (Andronikaszwili 1973). Ze wzoru (16) widać, że przy dużych pędach widmo energetyczne ma kształt widma ze szczeliną. Prowadzi to do zjawiska nadciekłości.

Samo istnienie nadciekłości przejawia się poprzez występowanie składowej nadciekłej, która jest w stanie przepływać (przy dość niskich szybkościach przepływu) bez wytwarzania wzbudzeń elementarnych. Zilustrujmy to analogią fononów z fotonami. Jeśli dla fononów (niskoenergetycznych) przyjąć podobnie jak dla fotonów następujące zależności między energią E, pędem p, długością fali λ i częstością ν: $E = h\nu$, $p = h/\lambda$, wtedy prędkość fononów wynosi $v = \nu\lambda = E/p$. Jest to prędkość fal akustycznych w danym ośrodku; można traktować ją na podobieństwo prędkości światła w ośrodku. Wiadomo, że ładunek elektryczny poruszający się w ośrodku materialnym emituje (efekt Czerenkowa) fotony wtedy, gdy jego prędkość przewyższa prędkość rozchodzenia się światła w owym ośrodku. Podobnie i ciało poruszające się z prędkością v w cieczy nadciekłej nie może wytwarzać fononów, dopóki prędkość jego mniejsza jest od prędkości fal akustycznych; nie występuje wtedy tarcie i lepkość cieczy można uznać za równą zeru. Powyższe, niezbyt zresztą ścisłe, rozumowanie unaocznić miało w sposób heurystyczny znaczenie następującego warunku koniecznego dla powstania wzbudzenia w cieczy przepływającej z prędkością v:

$$v > v_{kr} = \min \frac{E(p)}{p} \neq 0. \tag{17}$$

Przy prędkościach przepływu helu mniejszych od v_{kr} powstanie wzbudzenia okaże się energetycznie niemożliwe i ciecz będzie się poruszać bez dysypacji energii, tj. bez tarcia.



Rys. 6. Hipotetyczny model rotonu: atom szybki (zaznaczony długą strzałką) „nakłada" na chaotyczny ruch atomów ośrodka pewien ruch dodatkowy (krótkie strzałki). W górnej części rysunku podano dla porównania linie prądu cieczy doskonałej podczas ruchu kuli w niej

Zaznaczmy, że rosnący ze wzrostem temperatury udział składowej normalnej w He II ujmować można jako zwiększającą się zawartość wzbudzeń elementarnych w cieczy. Gaz wzbudzeń elementarnych zachowywać się będzie na wzór normalnego gazu, on to właśnie

obdarzony jest nieznikającą lepkością. Występowanie specyficznego maksimum lokalnego w widmie energetycznym wzbudzeń, oddzielającego gałąź fononową od gałęzi rotonowej (jak się je przywykło nazywać, choć nie należy w sposób absolutny przeciwstawiać fononów rotonom jako czegoś z gruntu rzeczy odmiennego), sprawia właśnie, że w omówionych wyżej warunkach dodatkowe wzbudzenia nie mogą się tworzyć.

Wydawało się do niedawna, jakoby przejście w stan nadciekły możliwe było jedynie dla gazu bozonowego. Efekt ten zaobserwowano jednak i dla gazu fermionowego złożonego z atomów ^{3}He, aczkolwiek w temperaturze o trzy rzędy wielkości niższej, ok. 0,0026 K (Lounasmaa 1974a, b; druga z tych pozycji zawiera stosunkowo krótkie i przystępne omówienie tego zjawiska). Nadciekłość ^{3}He wiąże się jednak bardziej z nadprzewodnictwem metali, niż z nadciekłością w ^{4}He. Nie chodzi tu bowiem o konsekwencję kondensacji Einsteina, a raczej o powiązanie fermionów w pary w pobliżu powierzchni Fermiego. W następnym rozdziale wskażemy na podstawy teoretyczne owego zjawiska, które jest jeszcze bardziej istotne w warunkach kosmicznych od kondensacji Einsteina, gdyż podstawowymi składnikami materii są fermiony.

5. ZDEGENEROWANY GAZ FERMIEGO Z PRZYCIĄGANIEM MIĘDZY CZĄSTKAMI

Wyjątkowo szybki w ostatnich latach rozwój teorii układów wielu ciał zapoczątkowany został odkryciem, że w pewnych warunkach elektrony w metalu mogą się wiązać w pary. Historycznie rzecz biorąc, już wcześniej w teorii jądra zdano sobie sprawę z tego, że fermiony wiążą się w pary, choć dopiero ogólniejsze sformułowanie tego problemu podane przez Bardeena, Coopera i Schrieffera w latach 1956/1957 w związku z teorią nadprzewodnictwa pozwoliło w pełni zrozumieć konsekwencje tego faktu. Analiza teoretyczna (patrz np. Migdał 1959; Rose–Innes i Rhoderick 1973) wykazuje, że fermiony w pobliżu energii Fermiego mogą się wiązać w tzw. pary Coopera. Wypadkowy pęd i spin takiej pary równy jest zeru; taka konfiguracja okazuje się energetycznie najbardziej wygodna.

Elektrony w metalu, odpowiedzialne za przewodnictwo, oddziaływać mogą dwojako: a) siłami odpychania elektrostatycznego, b) bezpośrednio z siecią krystaliczną metalu, co prowadzi do wystąpienia ich wzajemnego oddziaływania za pośrednictwem fononów – kwantów drgań tej sieci. To ostatnie oddziaływanie ma charakter przyciągający. W zależności od stosunku natężeń obu typów oddziaływań wypadkowe siły działające pomiędzy elektronami mogą mieć charakter sił odpychania lub przyciągania. Teoria BCS (Bardeena, Coopera i Schrieffera) prowadzi do następującego wyrażenia na energię wzbudzenia elementarnego:

$$E(p) = \sqrt{\Delta^2 + [\frac{p^2}{2m} - \mu]^2} \,. \tag{18}$$

Wynika stąd ciekawa właściwość widma rozpatrywanego układu: energia kwazicząstki nie może być mniejsza od wartości Δ osiąganej wtedy, gdy pęd kwazicząstki leży na powierzchni kuli Fermiego. Innymi słowy, stany wzbudzone oddzielone są szczeliną energetyczną od stanu podstawowego. Pojawianie się kwazicząstek można sobie unaocznić przy użyciu mechanizmu przedstawionego na początku rozdziału 3 (z tym, że musi być $p_1 = p_2$). Kwazicząstki, mając

spin połówkowy, powinny pojawiać się parami, można zatem rzec, iż wielkość przerwy energetycznej równa jest 2Δ. Widmo typu (18) spełnia przedstawiony w poprzednim rozdziale warunek nadciekłości (17), tak więc gaz fermionowy z efektywnym przyciąganiem międzycząsteczkowym powinien mieć własność nadciekłości. Wielkość Δ zależy od temperatury układu i znika powyżej pewnej temperatury krytycznej T_{kr}, wtedy układ przechodzi ze stanu nadciekłego w normalny.

Obecność przerwy energetycznej w rozpatrywanym widmie wzbudzeń można interpretować poglądowo jako rezultat tworzenia się stanów związanych cząstek przyciągających się parami; wielkość 2Δ stanowi wówczas energię wiązania takiej pary, tj. energię, którą należałoby dla rozerwania owej pary zużyć. Godne uwagi jest to, że efekt ów występuje w gazie Fermiego już przy bardzo słabym przyciąganiu efektywnym. Pary, mając spin równy zeru, zachowują się jak bozony, mogą się więc gromadzić w dowolnej ilości na poziomie o najniższej energii (z pędem wypadkowym równym zeru). Przy tak poglądowym przedstawieniu zjawisko powyższe podobne jest do kondensacji Einsteina.

Jeśli wielkość szczeliny energetycznej spełnia warunek $kT \ll \Delta$, co zachodzi z pewnością w temperaturach niższych od wartości krytycznej T_{kr}, wtedy z ogólnego warunku:

$$\Delta = \Delta_0 \left(1 - \sqrt{\frac{2\pi kT}{\Delta_0}}\, e^{-\Delta_0/kT}\right), \quad \text{gdzie } \Delta = 0 \text{ dla } kT_{kr} = 0{,}57\Delta_0 \tag{19}$$

otrzymujemy rozwiązanie przybliżone:

$$\Delta = 3{,}06\, kT_{kr} \sqrt{1 - \frac{T}{T_{kr}}}. \tag{20}$$

Szczelina energetyczna znika więc w temperaturze T_{kr}. Można powiedzieć, że kondensacja einsteinowska par Coopera prowadzi do nadciekłości gazu elektronowego w metalu. Ponieważ jest to gaz cząstek naładowanych, nadciekłość jego prowadzi do nadprzewodnictwa.

Mechanizm powyższy przenieść można z gazu elektronowego na gaz neutronowy, czy też gaz protonowy w materii jądrowej, wypełniającej wnętrze pulsara. Gazy te będą w stanie nadciekłym, gaz protonowy – także w stanie nadprzewodzącym.

Zjawiska zarówno nadciekłości jak i nadprzewodnictwa stanowią nader ważny makroskopowy efekt kwantowy, który w ramach niniejszego artykułu da się przedstawić jedynie w sposób poglądowy (tak się przynajmniej autorom wydaje), a nie dogłębnie wyjaśnić. Czytelników, którzy by chcieli dokładniej poznać przedstawione tu zjawiska, odsyłamy do pozycji monograficznych i przeglądowych, podanych w zestawieniu literatury.

6. HYDRODYNAMIKA WIRUJĄCEJ CIECZY NADCIEKŁEJ

Ze względu na problematykę pulsarów, którą zajmiemy się w następnej części, warto przeanalizować zagadnienia związane z hydrodynamiką wirującej cieczy nadciekłej. Rozważmy najpierw klasyczną ciecz lepką zawartą w naczyniu cylindrycznym o promieniu r_0. Naczynie to obraca się wokół pionowej osi symetrii z niewielką prędkością kątową ω. Jeśli obrót naczynia trwa już dostatecznie długo, można uważać, że został osiągnięty stan ustalony ruchu obro-

towego. Matematycznie stan ustalony można wyrazić równaniem: $\frac{\partial v}{\partial t} = 0$, gdzie v oznacza prędkość liniową cząstek cieczy.

Rozwiązując równanie Naviera-Stokesa $\left(\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho(\vec{v} \cdot \nabla)\vec{v} = -\nabla p + \eta \nabla^2 \vec{v}\right.$, gdzie ρ jest gęstością cieczy, p – jej ciśnieniem, η – współczynnikiem lepkości) przy założeniu małej prędkości v i następujących warunków brzegowych:

a) $v_r = 0$ (ruch radialny cieczy nie występuje),

b) $\frac{\partial v_\theta}{\partial \theta} = 0$ (brak ściśliwości),

otrzymamy następujące wyrażenie dla składowej stycznej prędkości w odległości r od osi obrotu: $V_\theta = r\omega$ (L a n e 1967). Tak więc obrót cieczy w naczyniu odbywa się w tym przypadku identycznie jak obrót bryły sztywnej; dla takiego ruchu mamy zależność: rot $v_\Theta = 2\omega$ i tego typu ruch z nie znikającą rotacją nazywamy ruchem wirowym.

Nie jest to jedyny typ ruchu cieczy klasycznej, spełniający równanie Naviera-Stokesa. Łatwo sprawdzić, że pole prędkości typu $V_\Theta = \frac{r_0 \omega}{r}$ spełnia zarówno równanie Naviera-Stokesa, jak i warunek brzegowy na ściance naczynia ($v_\theta\ (r = r_0) = r_0 \omega$). Jest to pole wiru z pustym jądrem o promieniu r_j; jądro to rozciąga się wzdłuż osi obrotu. Z hydrodynamiki klasycznej (Ś r e d n i a w a, W e y s s e n h o f f 1969) wiemy, iż zwykły wir zawiera centralne jądro o promieniu r_j, obracające się na wzór ciała sztywnego z prędkością kątową ω. Rotacja prędkości cieczy wewnątrz jądra jest stała i wynosi 2ω. Na zewnątrz jądra prędkość cieczy wyraża się podaną wyżej zależnością, odwrotnie proporcjonalną do r, tj. do odległości od środka jądra wiru. Jednocześnie dla $r \geqslant r_j$ rotacja prędkości znika, co oznacza, że ruch na zewnątrz jądra wiru jest bezwirowy.

Zobaczymy, co się zmieni, jeśli zamiast cieczy klasycznej w obracającym się naczyniu znajdzie się ciecz nadciekła. Dla wyrażenia przepływu cieczy nadciekłej nielepkiej wprowadził L a n d a u warunek:

$$\text{rot } \vec{v_s} = 0, \tag{21}$$

w którym $\vec{v_s}$ oznacza wektor prędkości takiej cieczy. W zastosowaniu do obszaru jednospójnego kryterium powyższe wymaga, by było $\vec{v_s} = 0$, jeśli wektor prędkości nie ma składowej prostopadłej do granicy ośrodka wypełnionego cieczą nadciekłą.

Tymczasem dla cieczy klasycznej obowiązuje zależność rot $\vec{v} = 2\omega$, co daje powierzchnię swobodną o kształcie parabaloidy obrotowej. Z warunku (21) wynika więc, że w doświadczeniu z wirującą cieczą ruch cieczy nadciekłej odmienny będzie całkowicie od ruchu cieczy klasycznej.

Jeśli obracać naczynie cylindryczne wypełnione helem nadciekłym, wtedy w ruchu obrotowym uczestniczyć będzie normalna (klasyczna) część cieczy, część jej nadciekła powinna pozostawać w spoczynku. Wniosek ten otrzymać można również na gruncie wyobrażeń natury mikroskopowej. Jak już wspominaliśmy, w składowej klasycznej cieczy istnieją wzbudzenia elementarne (fonony, rotony). W wyniku oddziaływania tych wzbudzeń ze ściankami naczynia składowa klasyczna cieczy wprawiona zostaje w ruch obrotowy. Natomiast składowa nadciekła cieczy nie oddziałuje ze ściankami i pozostaje w spoczynku. Wyniku tego jednak nie potwierdza doświadczenie. Gdyby przedstawiony obraz ruchu cieczy nadciekłej był słuszny,

wtedy głębokość menisku cieczy w obracającym się naczyniu byłaby ρ_n/ρ razy mniejsza od głębokości menisku obracającej się cieczy klasycznej (Tutaj ρ_n oznacza gęstość normalnej składowej cieczy, ρ – gęstość całkowitą cieczy). Tymczasem doświadczenie wskazuje, że ciecz nadciekła tworzy menisk o takiej samej wysokości, jak i ciecz klasyczna.

Chcąc pojąć powstałą sytuację, powróćmy do warunku wyrażającego potencjalny (bezwirowy) charakter ruchu nadciekłego. Związek (21) można zgodnie z twierdzeniem Stokesa przedstawić następująco:

$$\oint_L \vec{v_s}\,\vec{dl} = 0, \tag{22}$$

gdzie: L oznacza zamknięty kontur wewnątrz cieczy. Pomnóżmy tę równość przez m – masę atomu helu. Otrzymamy wtedy po lewej stronie równości wielkość, która w mechanice kwantowej podlega kwantowaniu. Sugeruje to możliwość potraktowania warunku (22) jako szczególnego przypadku ogólniejszego warunku kwantowego:

$$m \oint_l \vec{v_s} \cdot \vec{dl} = 2\pi n\hbar, \tag{23}$$

gdzie: n oznacza liczbę całkowitą, $\hbar$ – stałą Plancka dzieloną przez 2π. Gdyby związek (23) był słuszny, wynikałoby stąd, że w cieczy nadciekłej możliwe są różne sytuacje w zależności od tego, czy liczba n jest równa zeru, czy też nie.

Powróćmy do cieczy klasycznej i zastosujmy twierdzenie Stokesa do przedstawionego już modelu wiru; otrzymamy zależności:

$$2\omega\pi r^2 = \oint_L v_w r d\theta, \quad \text{dla } r < r_j, \tag{24}$$

$$2\pi\omega r_j^2 = \oint_L v_z r d\theta, \quad \text{dla } r > r_j. \tag{25}$$

Tutaj v_w i v_z oznaczają odpowiednio prędkości cieczy wewnątrz i na zewnątrz jądra wiru. Z uwagi na symetrię żadna z podanych prędkości nie zależy od kąta θ, można więc powyższe równania zapisać jako:

$$v_w = r\omega \quad \text{i} \quad v_z = \frac{\omega r_j^2}{r}.$$

Zauważmy teraz, że z równości (25) wynika, iż cyrkulacja prędkości, tzn. całka $\oint_L v_z r d\theta$ wzięta wzdłuż zamkniętego konturu zawartego w cieczy na zewnątrz jądra wiru jest stała i wynosi:

$$K = 2\pi\omega r_j^2. \tag{26}$$

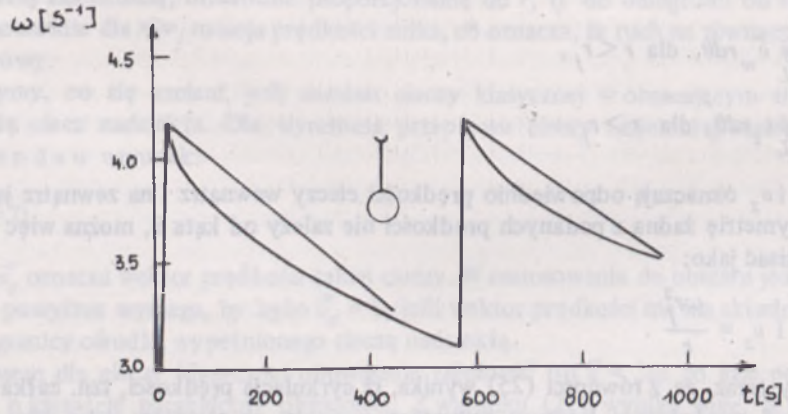
Wielkość $K/2\pi$ nazywamy w hydrodynamice klasycznej „natężeniem' wiru. Doszliśmy zatem do ciekawego wyniku: natężenie wiru, zgodnie z równością (23), jest skwantowane, kwant wiru ma natężenie $\hbar/m$. Te elementarne wiry występują wyłącznie w składowej nadciekłej; zjawisko to nie występuje zupełnie w cieczy normalnej. Analiza ruchu obracającej się cieczy nadciekłej doprowadziła nas zatem do rozwiązań:

$$v = \omega r \quad \text{i} \quad v = \frac{K}{2\pi r}. \tag{27}$$

Pierwsze z nich odpowiada ruchowi obrotowemu ciała sztywnego, drugie zaś – ruchowi z rotacją prędkości równą zeru. Tak więc w ruchu obrotowym naczynia z nadciekłym helem powstające nici wirowe (wiry z bardzo małym jądrem) powodować będą obrót cieczy praktycznie w całym naczyniu na wzór obrotu ciała sztywnego, czy też klasycznej cieczy lepkiej. Całkowicie pozbawiona włókien wirowych jest tylko część cieczy w pobliżu ścianek naczynia; możliwy jest tam tylko ruch bezwirowy (potencjalny).

A oto wartość liczbowa dla przykładu. Pierścień wirowy o energii 50 eV w nadciekłym helu ma średnicę rzędu 10^{-4} cm. Układ taki jest zatem układem makroskopowym, a doświadczenia z obracającym się helem nadciekłym stanowią przykład pojawienia się dyskretnych zjawisk kwantowych w skali makroskopowej.

Obecność wirów kwantowych w nadciekłym helu stawia całe zagadnienie ruchu obrotowego cieczy nadciekłej w nowym świetle. Dzięki nim dochodzi do oddziaływania cieczy nadciekłej z ciałami stałymi i cieczą normalną. Jeśli wirów jest dużo, to ich wypadkowe działanie prowadzi do złożonego rozkładu prędkości dla składowej nadciekłej. I tak np. w przypadku ruchu obrotowego cieczy objętość naczynia wypełniona jest układem wirów kwantowych równoległych do osi obrotu. Wiry w cieczy nadciekłej nadają jej szereg niezwykłych właściwości, charakterystycznych dla ciała stałego, jak anizotropia sprężystości, asymetria własności dysypacyjnych itp. Doświadczalnie wykazano, że jeśli w obracającym się naczyniu z nadciekłym helem wypełnionym wirami, umieścić dysk zawieszony na sprężystej nici, to wiry „zaczepiają" o niego, dając dodatkowy moment skręcający, proporcjonalny do liczby wirów i porównywalny z makroskopowym momentem sprężystego zawieszenia.



Rys. 7. Zależność prędkości kątowej od czasu w omawianym obok procesie relaksacyjnym. Linie proste odnoszą się do naczynia pustego, zakrzywione – do naczynia wypełnionego helem II (T = 1,57 K)

Na zakończenie godzi się wspomnieć jeszcze o procesach relaksacyjnych, jakie zachodzą w rotującej cieczy nadciekłej. Znajomość tych procesów przyda się nam, gdy będziemy omawiać pulsary. Oto wyniki interesującego doświadczenia (Cakadze i Cakadze 1973). Odpowiednio zawieszone naczynie w kształcie kuli wprawiono w ruch obrotowy, doprowadzając je do określonej prędkości kątowej. Następnie pozostawiono je swobodnie, obserwując spadek jego szybkości kątowej w miarę upływu czasu (rys. 7). Eksperyment

powtarzano dla naczynia pustego i dla naczynia wypełnionego nadciekłym helem. Linie proste na rysunku opisują normalne tłumienie, spowodowane tarciem w zawieszeniu i oporem ośrodka gazowego. Prędkość kątowa maleje wykładniczo z upływem czasu proporcjonalnie do czynnika $e^{-\gamma \frac{t}{I}}$, w którym γ jest współczynnikiem tłumienia, a I – momentem bezwładności naczynia. Przebieg linii krzywych na rysunku wskazuje na dodatkowe tłumienie w porównaniu z poprzednią sytuacją. Można to tłumaczyć następująco: pomiędzy obracającym się naczyniem a nadciekłym helem, który z początku nie był wprawiony w ruch, zaczyna zachodzić oddziaływanie poprzez wiry kwantowe, które zdążyły się wytworzyć. W rezultacie tego oddziaływania prędkość naczynia gwałtownie spada. Dopiero gdy i ciecz nadciekła, i naczynie zaczną się obracać z tą samą prędkością kątową, dalszy spadek prędkości odbywać się już będzie proporcjonalnie do $e^{-\gamma t/I}$, czyli cały układ zachowywać się będzie jak ciało sztywne. Do zagadnienia tego powrócimy jeszcze w odpowiednim miejscu w następnej części artykułu, w której zastosować będziemy mogli przedstawiony tu materiał do problematyki obiektów kosmicznych.

*

Kończąc tę część zdajemy sobie sprawę, że nie udało się nam przedstawić w sposób wyczerpujący wszystkich fizycznych podstaw zjawiska nadciekłości i nadprzewodnictwa. Byłoby to po prostu niemożliwością w ramach tak krótkiego artykułu. Mamy jednak nadzieję, że udało się nam w pewnej mierze pobudzić zainteresowanie problemem i dlatego zwracamy uwagę Czytelników na zestawienie literatury, obejmujące (z niewielkimi wyjątkami) pozycje o charakterze podręcznikowym i przeglądowym. Z niektórych (Landau, Lifszyc, 1958, 1964; Lane 1967; Hugenholtz 1965) w dużym stopniu korzystaliśmy przy przedstawieniu materiału. Na poziomie elementarnym z zagadnieniami tu przedstawionymi można zapoznać się w zbiorze artykułów pt. *Makrofizyka kwantowa*, który ukazał się przed sześciu laty w „Bibliotece Problemów".

LITERATURA

Andronikaszwili, E. L., 1973, *Kwantowaja kogerentnost' i problema swierchtiekuczesti*, Priroda, 62, Nr. 1.

Cakadze, Dż. S., Cakadze, S. Dż., 1973, Żurn. Eksp. Teor. Fiz., 64, 1816.

Chałatnikow, I. M., 1971, *Tieoria swierchtiekuczesti* (Moskwa 1971).

Hugenholtz, N. M., 1965, *Quantum theory of many-body systems* [w] Rep. Progr. Phys., 28, 201; także tłum. ros., 1967.

Kowalski, M., Kuchowicz, B., 1974, Post. Astr., 22, 297.

Kuchowicz, B., 1969, Post. Astr., 17, 297.

Landau, L., Lifszic, E., 1958, *Mechanika ośrodków ciągłych*, PWN.

Landau, L., Lifszic, E., 1964, *Statisticzeskaja fizika*, Moskwa 1964 (wydanie to zawiera więcej interesującego nas materiału niż polskie tłumaczenie z wcześniejszego wydania oryginalnego).

Lane, C. T., 1967, *Nadpłynność*, PWN, Warszawa 1967.

Lounasmaa, O. V., 1974a, Contemp. Physics, 15, 353.

Lounasmaa, O. V., 1974b, Europhysics News, 5, Nr. 10.

Makrofizyka kwantowa. Wybrane zagadnienia, 1969, Praca zbiorowa wydana w „Bibliotece Problemów", PWN, Warszawa 1969.

March, N. H., Young, W. H., Sampanthar, S., 1967, *The many-body problem in quantum mechanics*, Cambridge 1967; także tłum. ros.
Migdał, A. B., 1959, Żurn. Eksp. Teor. Fiz., 37, 249.
Rose–Innes, A. C., Rhoderick, E. H., 1973, *Nadprzewodnictwo*, PWN, Warszawa 1973.
Średniawa, B., Weyssenhoff, J., 1969, *Mechanika ośrodków rozciągłych*, PWN, Warszawa 1969.

Z uwagi na charakter artykułu nie podajemy odnośników do większości prac oryginalnych; znaleźć je można w przytoczonych monografiach i przeglądach.

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXII (1975). Zeszyt 2

USUWANIE WPŁYWU LISTKÓW BOCZNYCH CHARAKTERYSTYKI ANTENY RADIOTELESKOPU NA RADIOWĄ MAPĘ NIEBA

LESZEK NOWAKOWSKI

Obserwatorium Astronomiczne Uniwersytetu Mikołaja Kopernika (Toruń)
Zakład Radioastronomii

УСТРАНЕНИЕ ВЛИЯНИЯ БОКОВЫХ ЛИСТКОВ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕННЫ РАДИОТЕЛЕСКОПА НА РАДИОКАРТУ НЕБА

Л. Новаковски

Содержание

В статье представлены один из методов цифрового исключения влияния дифракционных элементов характеристики направленности радиотелескопа и результаты получены при его испытании.

REMOVAL OF THE INFLUENCE OF THE SIDE–LOBES OF A RADIOTELESCOPE AERIAL UPON THE RADIO MAP OF THE SKY

Summary

The article describes one of the new digital methods of elimination of diffractior contributions of the directional characteristic of a radio telescope aerial. Results obtained in testing the method are also presented.

1. WSTĘP

Listki boczne charakterystyki anteny odbiorczej powodują zniekształcenia uzyskiwanej mapy obserwowanego obszaru nieba – pojawianie się źródeł nie istniejących realnie, lub, w

drugim skrajnym wypadku, znikanie źródeł istniejących w obserwowanym rejonie. W wypadkach pośrednich następuje zniekształcenie pozycji i amplitud źródeł.

W pracy niniejszej omówiono metodę cyfrową pozwalającą na niemal całkowite wyeliminowanie wpływu listków bocznych na wynik obserwacji i uzyskanie mapy nieba takiej, jaką otrzymanoby anteną o charakterystyce nie mającej listków bocznych. Rozważono przypadek jednowymiarowy jako prostszy i dający się dość łatwo uogólnić na dwa wymiary.

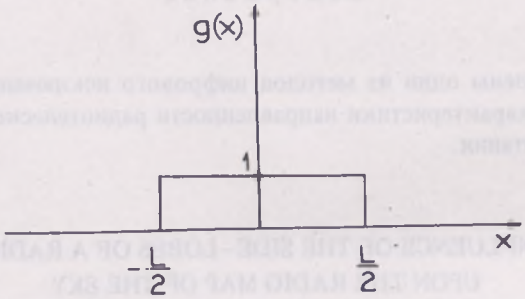
Opisaną metodę stosować można do redukcji map nieba uzyskanych dowolną techniką obserwacyjną.

2. CHARAKTERYSTYKA RADIOTELESKOPU

Źródło oświetlające antenę odbiorczą wyobrazić sobie można jako umieszczone w nieskończoności, skutkiem czego apertura anteny oświetlona będzie równomiernie (docierająca do niej fala jest lokalnie płaska), wytwarzając rozkład oświetleń dający się opisać funkcją $g(x)$:

$$g(x) = \begin{cases} 1 \text{ dla } |x| \leqslant \frac{L}{2} \\ 0 \text{ dla } |x| > \frac{L}{2} \end{cases} \tag{1}$$

gdzie L oznacza rozmiary apertury w długościach odbieranej fali (rys. 1).

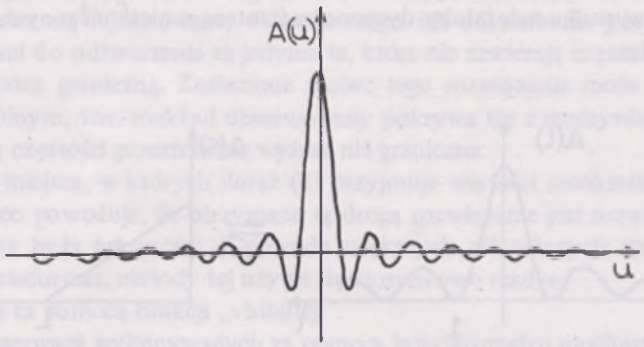


Rys. 1. Fala płaska padająca na antenę radioteleskopu wytwarza na jej aperturze rozkład oświetleń dający się opisać funkcją $g(x)$

Korzystając z zasady odwracalności (Christiansen 1969) znaleźć można charakterystykę kierunkową anteny promieniującej, dokonując transformacji Fouriera funkcji $g(x)$:

$$A(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(x) \exp(2\pi j x u)\, dx = \int_{-\frac{L}{2}}^{+\frac{L}{2}} \exp(2\pi j x u)\, dx = \frac{L \sin(\pi L u)}{\pi L u}, \tag{2}$$

gdzie: u jest cosinusem kierunkowym. Przebieg tej funkcji pokazuje rys. 2.



Rys. 2. Charakterystyka kierunkowa anteny będąca transformacją Fouriera funkcji $g(x)$ opisującej rozkład oświetleń na aperturze

Szerokość połówkowa listka głównego, decydująca o zdolności rozdzielczej, zależy odwrotnie proporcjonalnie od wielkości apertury w długościach odbieranej fali. W ten sam sposób z wielkością apertury związane są względne natężenia listków bocznych oraz ich kątowa odległość od listka głównego. Wynika z tego, że każdy układ promieniujący (lub odbierający) fale ma rodzinę charakterystyk, z których wybranie jednej następuje w momencie ustalenia długości fali, jakie za jego pomocą będą odbierane.

3. PROCES OBSERWACJI

Rozkład jasności radiowej $f(u)$ otrzymany jako wynik obserwacji jest splotem funkcji opisującej rozkład rzeczywisty z charakterystyką (Bracewell 1954; Kraus 1966; Christiansen 1969):

$$f(u) = \int_{-\infty}^{+\infty} a(u - u')\varphi(u')du' , \tag{3}$$

gdzie: $a(u - u')$ – charakterystyka anteny w kierunku u, zaś u' oznacza pozycję obserwowanego źródła, $\varphi(u')$ – funkcja opisująca rzeczywisty rozkład jasności radiowej.

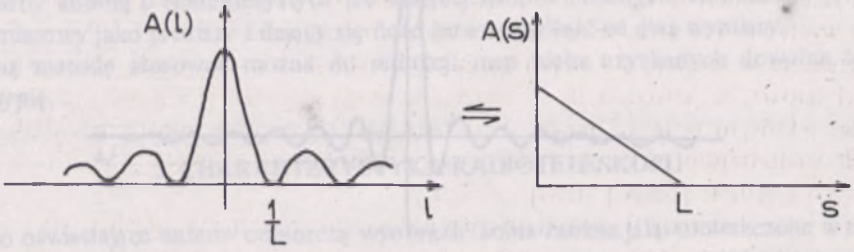
Korzystając z twierdzenia o splocie (Bracewell 1965, Christiansen 1969) można zapisać zależność (3) w postaci iloczynu transformat $\bar{a}$ i $\bar{\varphi}$ odpowiednio funkcji a i φ:

$$\bar{f} = \bar{a} \cdot \bar{\varphi}, \tag{4}$$

gdzie: $\bar{f}$ jest transformatą Fouriera obserwowanego rozkładu jasności.

Z własności splotu (Kraus 1966, Bracewell 1965) wynika, że funkcja f zawiera znacznie mniej informacji niż interesująca nas funkcja φ. Zawarte są w niej informacje dające się odczytać w ramach rozwiązania ogólnego, w jej zapisie nie ma jednak częstości przestrzennych wyższych niż graniczna, tzw. częstość ucięcia (rys. 3). Ograniczenie to jest bezpośrednią konsekwencją niewielkich rozmiarów (w długościach fali) apertury radioteleskopu i – rzecz oczywista – jest dla każdej anteny inne. Jedynym wypadkiem, kiedy rozkład obserwowany

pokrywałby się z rzeczywistym, jest obserwacja anteną o charakterystyce typu δ Diraca. W takim jednak wypadku należałoby dysponować anteną o nieskończonych rozmiarach, co nie jest fizycznie realne.



Rys. 3. Częstość ucięcia dla apertury o rozmiarach L

Z równania (4) widać, że jeśli $\bar{\varphi} = 1$ (co ma miejsce jedynie w wypadku obserwacji pojedynczego źródła kształtu δ) jako wynik obserwacji otrzymuje się powtórzenie charakterystyki. Do dalszych rozważań założymy znajomość dokładnej postaci tej funkcji, co w konsekwencji umożliwi znalezienie rozkładu rzeczywistego jako rozwiązania ogólnego.

4. ROZKŁADY NIEWIDZIALNE I METODY ZNAJDOWANIA ROZWIĄZANIA OGÓLNEGO

Znanych jest kilka metod otrzymywania rozwiązania ogólnego, nie zawsze jednak dających się zastosować w praktyce we wszystkich przypadkach lub wymagających przeprowadzenia wielu czasochłonnych obliczeń z użyciem maszyn cyfrowych. Niektóre z nich opisane zostały poniżej.

a) Rozwiązanie formalne metodą odwrotnej transformacji Fouriera (Christiansen 1969; Newman 1973).

Wychodząc z równania (4) można napisać, że:

$$\bar{\varphi} = \frac{\bar{f}}{\bar{a}}, \tag{5}$$

skąd można otrzymać interesującą nas funkcję φ dokonując odwrotnej transformacji Fouriera. Procedura ta jednak zawodzi w wypadku, gdy funkcja $\bar{a}$ posiada miejsca zerowe, co ma właśnie miejsce w radioastronomii, a spowodowane jest skończonymi rozmiarami anten odbiorczych. W takim wypadku równanie (4) jest spełnione nie tylko przez $\varphi(u)$, lecz również przez:

$$\varphi(u) + \sum_k b_k \delta(u - u_k), \tag{6}$$

gdzie: b_k są dowolne, oraz $\delta(u - u_k)$ – są impulsami w $u = u_k$. Wynika z tego, że $\varphi(l)$ nie jest jedynym rozwiązaniem równania całkowego (3) – jest ono również spełnione przez wyrażenia kształtu:

$$\varphi(l) + \sum_k b_k \exp(j2\pi u_k l). \tag{7}$$

Funkcje addytywne $\sum_k b_k \exp(j 2\pi u_k l)$, określane jako rozkłady niewidzialne dla danej anteny, nie są przez nią rejestrowane, wskutek czego ich odtworzenie jest niemożliwe. Rozkładami możliwymi do odtworzenia są jedynie te, które nie zawierają częstości przestrzennych wykraczających poza graniczną. Znalezione wobec tego rozwiązanie może być jedynie tzw. rozwiązaniem ogólnym, tzn. rozkład obserwowany pokrywa się z rzeczywistym tylko wtedy, gdy nie występują częstości przestrzenne wyższe niż graniczna.

W praktyce w miejsca, w których iloraz (5) przyjmuje wartości nieokreślone podstawia się wartości zerowe, co powoduje, że otrzymane tą drogą rozwiązanie jest rozwiązaniem ogólnym w sensie, o którym była już mowa. Z powodu większych niż w innych metodach trudności w znajdowaniu transformat, metody tej używa się stosunkowo rzadko.

b) Rozwiązanie za pomocą funkcji „visibility".

W wypadku obserwacji wykonywanych za pomocą interferometru możliwe jest zastosowanie metody, w której korzysta się z tzw. funkcji „visibility". Nie wnikając w szczegóły wyprowadzenia zależności (K r a u s 1966) napisać można, że obserwowany rozkład gęstości strumienia $S(\phi_0, s_\lambda)$ jest sumą dwóch składników:

$$S(\phi_0, s_\lambda) = S_0[1 + V(\phi_0, s_\lambda)], \tag{8}$$

gdzie: ϕ_0 – kąt godzinny źródła, s_λ – odległość pomiędzy antenami interferometru wyrażona w długościach fali, S_0 – gęstość strumienia obserwowanego źródła (składnik stały),

- $V(\phi_0, s_\lambda)$ – zmienny składnik sumy.

Zmieniający się w zależności od ϕ_0 i s_λ składnik V można po pewnych przekształceniach przedstawić w postaci zespolonej:

$$V_0(s_\lambda) e^{j2\pi s_\lambda \Delta\phi_0} = \frac{1}{S_0} \int_{-\infty}^{+\infty} B(\phi) e^{j2\pi s_\lambda \phi} d\phi, \tag{9}$$

gdzie: $V_0(s_\lambda)$ – funkcja „visibility", $\Delta\phi_0$ – przesunięcie pozycji maksimum w stosunku do pozycji otrzymywanej dla źródła punktowego.

Dokonując odwrotnej transformacji Fouriera z równania (9) otrzymujemy poszukiwany rzeczywisty rozkład jasności:

$$B(\phi_0) = S_0 \int_{-\infty}^{+\infty} V_0(s_\lambda) e^{-j2\pi s_\lambda (\phi_0 - \Delta\phi_0)} ds_\lambda. \tag{10}$$

Aby metodę tę stosować w praktyce, wymagane są: przeprowadzenie całego szeregu obserwacji interferometrycznych wykonywanych z różnymi, zmienianymi w odpowiedni sposób odległościami pomiędzy antenami (synteza apertury), dobra jakość sygnału odbieranego (duży stosunek sygnału do szumu) oraz brak innych silnych źródeł w pobliżu badanego obszaru nieba.

c) Rozwiązanie metodą kolejnych podstawień.

Równanie (4) może być przepisane w postaci:

$$\bar{\varphi} = \bar{f} + (1 - \bar{a})\bar{\varphi} \tag{11}$$

gdzie: 1 jest operatorem jednostkowym.

Ta postać zależności posiada prostą interpretację fizyczną: temperatura prawdziwa jest sumą temperatury obserwowanej i niewielkiej poprawki wynikającej z pewnej utraty informacji podczas wykonywania obserwacji (inaczej mówiąc: uzasadnieniem tej poprawki jest wygładzające działanie splotu funkcji).

Logiczną konsekwencją tego opisu jest fakt, że równanie (11) można rozwiązywać metodami iteracyjnymi. Wyniki, jakie uzyskuje się przy użyciu tej metody są często lepsze niż uzyskane za pomocą innych metod, jednak związane z jej realizacją trudności rachunkowe spowodowały, że poszukuje się metod innych, dających możliwie dobre wyniki, lecz nie sprawiających tak wielkich trudności obliczeniowych. Przykładem takiej metody jest ta, którą opisano w dalszej części pracy.

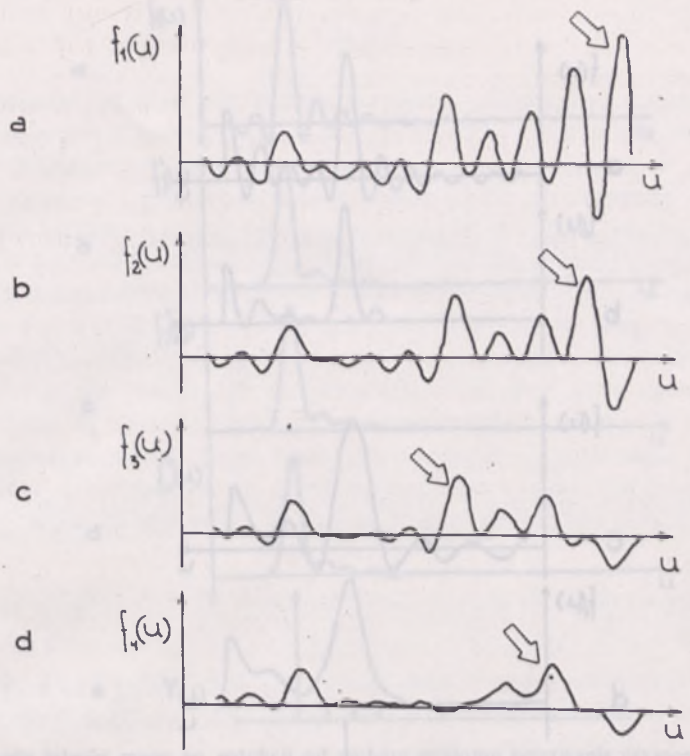
5. CZYSZCZENIE MAPY RADIOWEJ

Wykorzystana tu metoda (Rogstad 1971; Greisen 1973) pozwala znaleźć rozwiązanie ogólne oraz wyeliminować wpływ przyczynków dyfrakcyjnych charakterystyki anteny. Umożliwia ona uzyskanie takiego rozkładu jasności radiowej, jaki byłby wynikiem obserwacji anteną o charakterystyce np. gaussowskiej (bez listków bocznych).

Na mapie radiowej – oprócz maksimów, których istnienie uzasadnione jest obecnością realnych źródeł promieniowania – mogą pojawiać się maksima sugerujące istnienie źródeł w miejscach, gdzie ich faktycznie nie ma. Może też zdarzyć się odwrotnie – w miejscu, w którym powinno być źródło otrzymujemy zapis nie sugerujący obecności źródeł. Efekty te są następstwem interferencji listków bocznych od poszczególnych źródeł. Proces czyszczenia powoduje usunięcie z mapy wszystkich źródeł fikcyjnych i pozostawienie tylko realnie istniejących, jak też ujawnienie źródeł pozornie niezarejestrowanych. Postępowanie takie jest szczególnie przydatne w wypadku obserwacji radioteleskopem o niewypełnionej aperturze (którego charakterystyka może posiadać duże listki boczne) oraz obserwacji wykonywanych techniką syntezy apertury (gdzie uzyskiwane mapy są zniekształcone wskutek niekompletnego wypełnienia płaszczyzny U, V).

Radiowa mapa nieba jest algebraiczną sumą splotów charakterystyki z kolejnymi źródłami punktowymi (sygnały od poszczególnych źródeł dodają się liniowo). Opierając się na twierdzeniu o dodawaniu (Bracewell 1965) można przeprowadzić następujące rozumowanie: jeśli na mapie znalezione zostanie maksimum, a od całej mapy odejmie się charakterystykę znormalizowaną do wysokości tego maksimum i przesuniętą tak, aby jej maksimum zajmowało pozycję taką jak punkt maksymalny na mapie, w wyniku otrzymamy mapę pozbawioną najsilniejszego źródła. Ponadto wyeliminowany zostanie jego wpływ na źródła pozostałe. Powstanie w ten sposób mapa, jaką otrzymalibyśmy jako wynik obserwacji rozkładu źródeł bez źródła najsilniejszego. Ilustruje to rys. 4.

Z mapą tak otrzymaną powtarzamy wyżej opisaną procedurę, otrzymując mapę z usuniętym wpływem drugiego co do wielkości źródła. Każde powtórzenie tej operacji powoduje usunięcie kolejnego pod względem amplitudy źródła. Procedurę tę należy powtarzać dopóty, dopóki na kolejnej mapie poziom największego z obecnych na niej maksimów jest większy od pewnego, z góry założonego poziomu. Oczywiście pamiętać należy pozycje i amplitudy kolejno odejmowanych źródeł, po zakończeniu bowiem odejmowania następuje dodawanie funkcji „odbudowującej" rozkład, w tych samych punktach i o tych samych amplitudach jakie

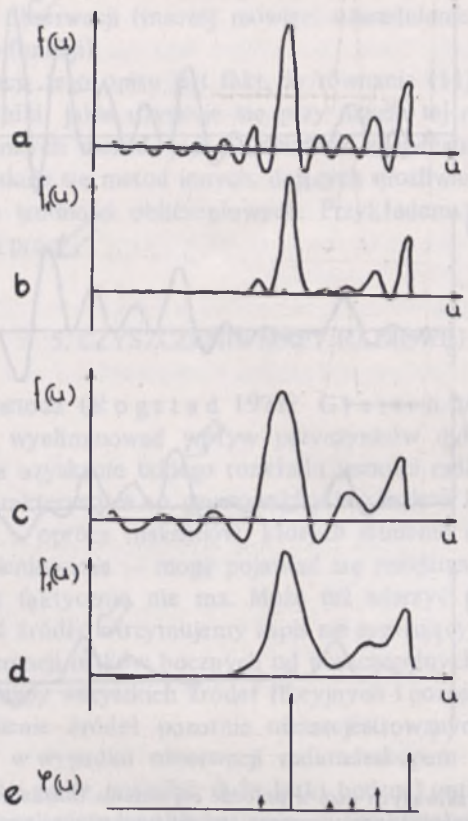


Rys. 4. Przykłady kolejno uzyskiwanych map w procesie czyszczenia. Kazda mapa powstaje z poprzedniej przez odjęcie od niej charakterystyki anteny przesuniętej do punktu o największej amplitudzie i znormalizowanej do jej wysokości. Strzałki wskazują kolejno usuwane źródła

zostały zapamiętane. Jako funkcji odbudowującej można w zasadzie używać rozmaitych funkcji nie posiadających maksimów bocznych i o szerokości połówkowej w przybliżeniu równej szerokosci połówkowej używanej charakterystyki. W pracy tej użyto funkcji Gaussa.

6. TESTOWANIE METODY

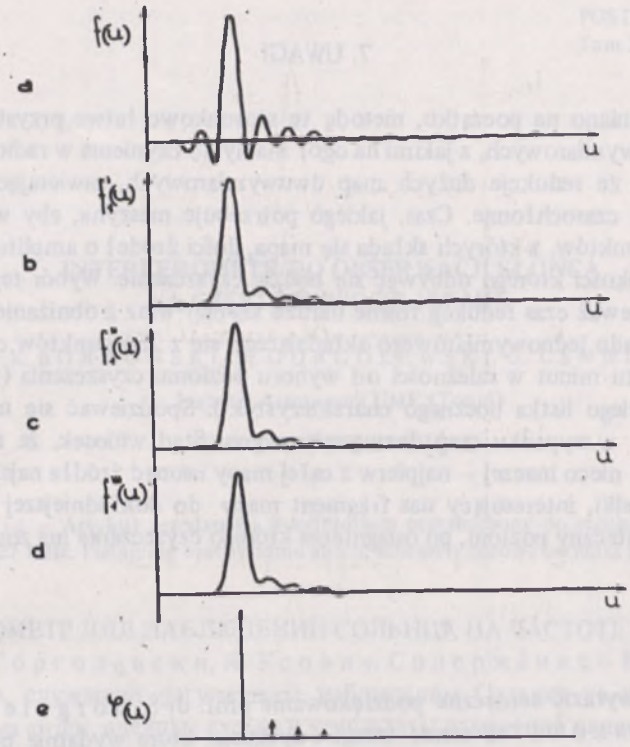
Za pomocą maszyny cyfrowej ODRA 1204 przeprowadzono szereg testów skuteczności wyżej opisanej metody. Posłużono się wygenerowanymi zestawami danych, co pozwoliło na dokładną ocenę uzyskiwanych wyników. Dane generowano wykonując splot dyskretny zbioru δ Diraca z funkcją typu $\sin x/x$ metodą iloczynu Cauchy'ego (B r a c e w e l l 1965). Proces czyszczenia kontynuowany był aż do osiągnięcia z góry założonego poziomu sygnału. Na mapie „wyczyszczonej" znajdowano maksima, po czym w punktach, gdzie one wystąpiły, umieszczano źródła punktowe o amplitudach równych amplitudom znalezionych maksimów. W ten sposób otrzymano rozkład źródeł punktowych. Jego zgodność z rozkładem rzeczy-



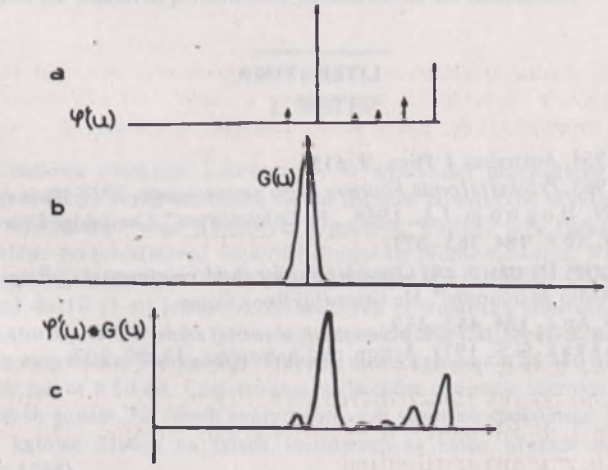
Rys. 5. Przykładowy rezultat czyszczenia mapy jednowymiarowej. a – splot rozkładu rzeczywistego z charakterystyką anteny, b – rezultat po czyszczeniu, c – splot rozkładu rzeczywistego z inną niż na rysunku górnym (a) charakterystyką, dającą gorszą zdolność rozdzielczą, d – rezultat po czyszczeniu, e – rozkład rzeczywisty

wistym (założonym) badano wykonując sploty: najpierw z charakterystyką użytą do generowania obserwacji, później zaś z funkcją Gaussa o takiej samej, jak charakterystyka szerokości połówkowej.

Kilka przykładów takich testów przedstawiono na rys. 5, 6 i 7. Pozycje i amplitudy źródeł na mapie po redukcji dobrze zgadzają się z tymi, jakie założono podczas generowania obserwacji – odchylenia od pozycji rzeczywistych wynosiły ok. 2%, natomiast niezgodność amplitudy nie przekraczała 4–5% nawet w wypadkach, gdy rozkład rzeczywisty zawierał wiele źródeł różniących się znacznie amplitudami.



Rys. 6. Zależność jakości mapy po redukcji od wyboru poziomu przerwania czyszczenia: a – mapa przed redukcją; b-d – mapa po redukcji (jako kryterium przerwania czyszczenia stosowano odpowiednio poziomy pierwszego, drugiego i trzeciego listka bocznego charakterystyki); e – rozkład rzeczywisty



Rys. 7. Splot odtworzonego rozkładu rzeczywistego z funkcją Gaussa o szerokości połówkowej równej szerokości głównego listka charakterystyki. a – odtworzony rozkład rzeczywisty; b – funkcja Gaussa; c – splot *a* i *b*

7. UWAGI

Jak już wspomniano na początku, metodę tę stosunkowo łatwo przystosować można do redukcji map dwuwymiarowych, z jakimi na ogół mamy do czynienia w radioastronomii. Warto jednak zauważyć, że redukcje dużych map dwuwymiarowych, zawierających wiele źródeł, mogą być bardzo czasochłonne. Czas, jakiego potrzebuje maszyna, aby wykonać redukcję, zależy od ilości punktów, z których składa się mapa, ilości źródeł o amplitudach wyższych od poziomu, do wysokości którego odbywać się będzie czyszczenie. Wybór tego poziomu jest tu dość istotny, ponieważ czas redukcji rośnie bardzo szybko wraz z obniżaniem tego kryterium. W wypadku rozkładu jednowymiarowego składającego się z 256 punktów czas ten wynosi od kilku do kilkunastu minut w zależności od wyboru poziomu czyszczenia (wybierano poziom drugiego lub trzeciego listka bocznego charakterystyki). Spodziewać się można, że czas ten wzrośnie znacznie w wypadku map dwuwymiarowych. Stąd wniosek, że należy w takiej sytuacji postępować nieco inaczej – najpierw z całej mapy usunąć źródła najsilniejsze, następnie zaś wybrać niewielki, interesujący nas fragment mapy do dokładniejszej redukcji i dopiero wtedy przyjąć ostateczny poziom, po osiągnięciu którego czyszczenie ma zostać przerwane.

Autor pragnie wyrazić serdeczne podziękowanie prof. dr S. Gorgolewskiemu oraz dr A. Wolszczanowi za cenne uwagi i dyskusje, które wydatnie przyczyniły się do powstania tej pracy i nadania jej ostatecznego kształtu.

LITERATURA

Bracewell, R.N., 1954, Australian J. Phys., 7, 615.
Bracewell, R.N., 1965, *Przekształcenie Fouriera i jego zastosowanie*, WNT Warszawa.
Christiansen, W.N., Hogbom J.A., 1969, „Radiotelescopes", Cambridge University Press.
Greisen, E.W., 1973, Ap.J., 184, 363–377.
Jennison, R.C., *Fourier Transform and Convolutions for the Experimentalist*, Pergamon Press.
Kraus, J.D., 1966, „Radio Astronomy", Mc Graw-Hill Book Comp.
Newman, W.J., 1973, Ap.J., 184, 453–459.
Rogstad D.H., Shostak G.S., 1971, Astron. and Astrophys., 13, 99–107.

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXIII (1975). Zeszyt 2

INTERFEROMETR DO OBSERWACJI SŁOŃCA NA CZĘSTOTLIWOŚCI 127 MHz

K. BORKOWSKI, S. GORGOLEWSKI, J. USOWICZ

Instytut Astronomii UMK (Toruń)

(Otrzymano dnia 22 II 1975)

Streszczenie – Artykuł przedstawia interferometr przeznaczony do regularnych obserwacji Słońca na częstotliwości 127 MHz. Podaje się opis systemu anten, schematy ideowe i wyniki pomiarów radiometru.

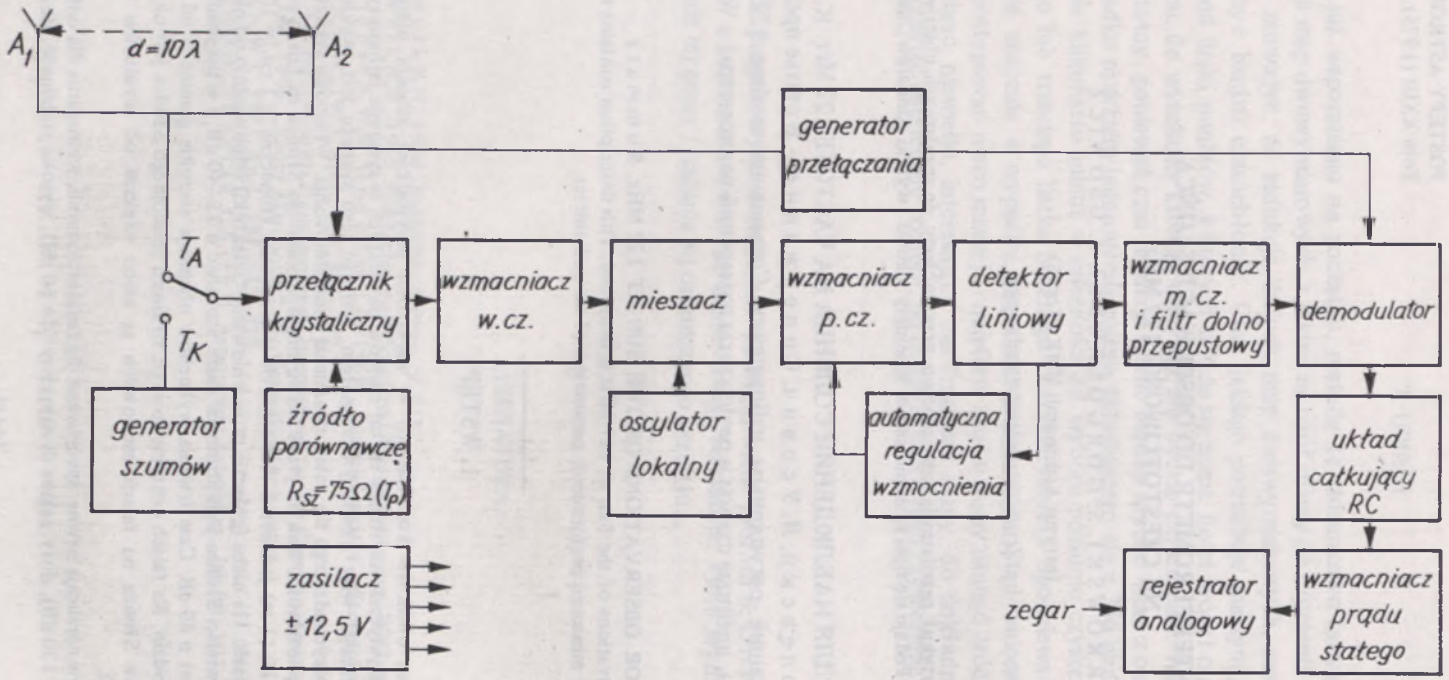
ИНТЕРФЕРОМЕТР ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛЬНЦА НА ЧАСТОТЕ 127 Мгг. К. Борковски, С. Горголєвски, Я. Усович. Содержание – В статье предствлен интерферометр, служащий регулярным наблюденям Сольнца на частоте 127 Мгг. Описаны система антен, идейиые схемы и результаты измерений радиометра.

INTERFEROMETER FOR OBSERVATIONS OF THE SUN AT 127 MHz. Summary – The interferometer for routine observations of the Sun at 127 MHz is described. This description contains the aerials, the circuit diagrams and the measured performance parameters of the radiometer.

1. WSTĘP

Promieniowanie radiowe obiektów kosmicznych w większości przypadków zawiera niespójne fale, których charakterystyki statystyczne nie różnią się od szumów powstałych w systemie odbiorczym lub od promieniowania tła odbieranego wraz z badanym sygnałem. Wartość tego sygnału jest zwykle zaledwie małym ułamkiem całego przychodzącego do anten strumienia promieniowania. Własności sygnałów radioźródeł silnie zależą od częstotliwości. Tak na przykład strumień spokojnego Słońca na falach metrowych wynosi od 0,5 (10 m) do 10 (1 m) jednostek słonecznych (1 jednostka słoneczna = 1 s.u. = 10^{-22} Jm^{-2}), przy towarzyszącym strumieniu tła nieba (głównie promieniowanie Galaktyki) odpowiednio od ok. 1000 do ok. 500 s.u. W dniach aktywności Słońca jego strumień może wzrosnąć o 35–40 dB, a w przypadku silnych wybuchów radiowych nawet o 60 dB. Czas trwania wybuchów obejmuje szerokie granice – od ułamków minuty do pojedynczych godzin. Na falach centymetrowych strumień spokojnego Słońca jest ok. 100 razy silniejszy. Wymiary kątowe Słońca na falach metrowych są nieco większe od wymiarów w zakresie optycznym (Kraus 1966).

Takie własności sygnałów narzucają pewne, specyficzne dla radioastronomii, wymagania dla odbiorników. Duże wzmocnienie (rzędu 130 dB), duży zakres dynamiczny (do 60 dB), wysoka stabilność, duża czułość



Rys. 1. Schemat blokowy radiometru 127 MHz

(rzędu 0,1, μV), duża niezawodność, odpowiednia rozdzielczość czasowa (rzędu 1 sek.) – oto ważniejsze właściwości radiometrów przeznaczonych do regularnych obserwacji Słońca. Również metody detekcji małego sygnału z tła są oryginalne i zwykle polegają na porównywaniu całkowitego sygnału z generowanym sygnałem szumowym o zbliżonej, lecz stałej intensywności.

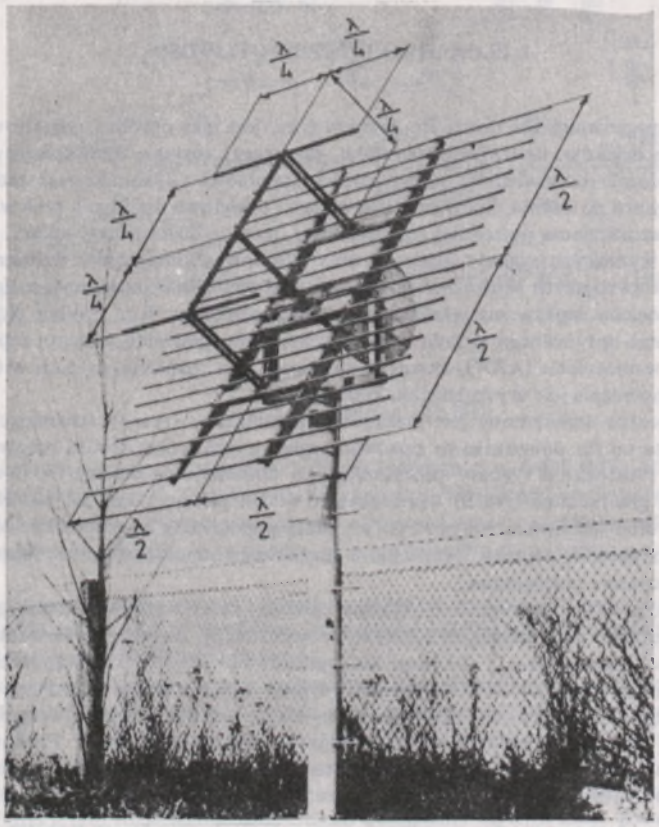
Równie ważna własność odbiornika, związana z rozwojem naziemnych technik radiowych, to niewrażliwość na zakłócenia, uzależniona m.in. od wyboru szerokości pasma odbieranych częstotliwości. Szczególnie dotyczy to fal metrowych.

Opisywany interferometr zbudowano w Instytucie Astronomii UMK w Toruniu w latach 1972–1973 w ramach modernizacji dotychczasowej aparatury odbiorczej (Gorgolewski i in. 1962; Iwaniszewski 1964; Kus 1968).

Na rys. 1 pokazano schemat systemu odbiorczego na częstotliwość 127 MHz (λ = 2,36 m). Energia sygnałów odebranych przez anteny A_1 i A_2 zostaje przekazana do odbiornika za pośrednictwem współosiowych linii przesyłowych. Podczas kalibracji odbiornika anteny są odłączone, a na wejście odbiornika podaje się sygnały ze skalibrowanego generatora szumów. Odbiornik został zbudowany całkowicie w oparciu o elementy półprzewodnikowe. Po odpowiednim przetworzeniu sygnału przez odbiornik jest on rejestrowany na samopisie, do którego są równolegle doprowadzone impulsy znaczków czasu.

2. SYSTEM ANTENOWY

Dwie jednakowe anteny umieszczone na linii E-W tworzą prosty (addytywny) interferometr o bazie 10 λ (23,6 m) (Kus 1968). Każda z anten składa się z dwóch półfalowych dipoli i płaskiego kwadratowego



Rys. 2. Antena

reflektora (Y a n g 1966). Konstrukcję i wymiary geometryczne anteny przedstawia rys. 2. Zysk anteny wynosi 7,7 dB, a szerokość połówkowa wiązki w płaszczyznach E i H – odpowiednio 70 i 50°. Wybór szerokich wiązek wynika z faktu prowadzenia całodziennych obserwacji Słońca za pomocą niesterowanego systemu anten. Istnieje jednak konieczność zmiany nachylenia anten w płaszczyźnie H w zależności od aktualnej deklinacji Słońca lub obserwowanego radioźródła. Przewidziano możliwość ustawienia anten w 9 pozycjach (co 6°) dla Słońca i dwu dla radioźródeł Kasjopeja A i Łabędź A. W ciągu dnia obserwuje się przeciętnie 17 listków interferencyjnych, średnio w odstępach 25-minutowych.

Sygnały z anten doprowadzane są do wspólnego punktu i dalej do odbiornika kablem koncentrycznym o impedancji 75 omów. Współczynnik strat linii przesyłowych wynosi 1,5 dB.

3. ODBIORNIK

Zadaniem odbiornika radioastronomicznego jest rejestracja i pomiar doprowadzonych do niego sygnałów z anteny, przy jednoczesnym spełnieniu warunków omówionych we Wstępie.

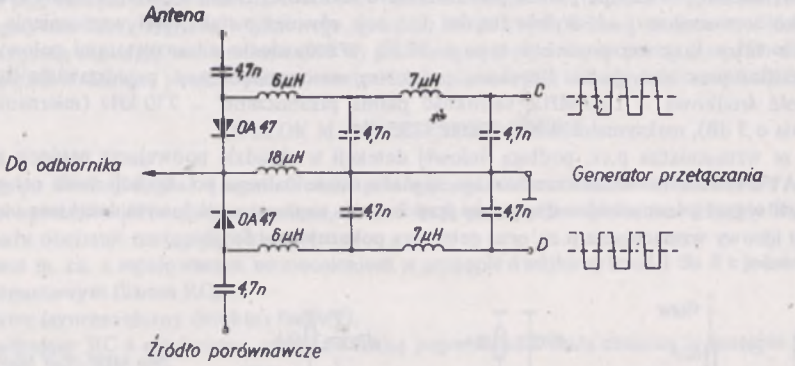
Opisywany radiometr należy do powszechnie stosowanej w radioastronomii grupy tzw. odbiorników przełączanych (typu Dicke). Pomiar odbywa się przez porównanie sygnału badanego źródła z sygnałem wytwarzanym przez stabilny generator szumów. Uzyskuje się to przez przełączanie wejścia odbiornika pomiędzy anteną i źródłem porównawczym, a następnie synchroniczną detekcję w bloku małej częstotliwości. Zadania i pewne szczegóły rozwiązań układów elektronicznych opisano w dwóch blokach – wielkiej i małej częstotliwości.

I. BLOK WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI

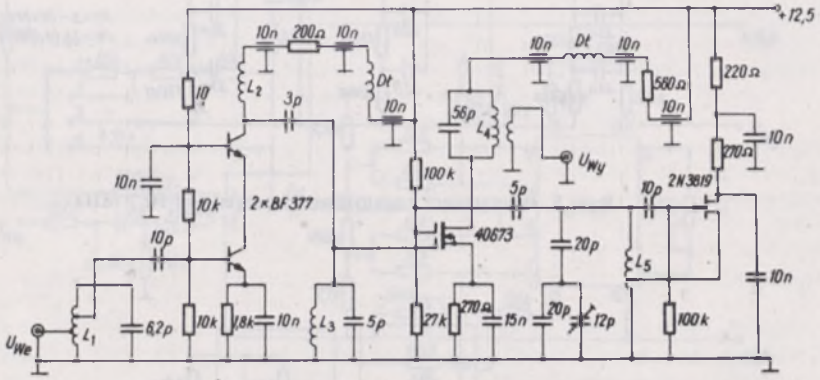
Zasadniczym wymaganiem jakie stawia się blokowi w.cz. jest taka obróbka sygnału wejściowego, która umożliwia skuteczną detekcję. Będzie ono spełnione, gdy sygnał zostanie wzmocniony do poziomu rzędu woltów przy zapewnieniu odpowiedniej selektywności, stabilności i dynamiki oraz zachowaniu możliwie dużego stosunku sygnału do szumu. Spełnienie pierwszego i częściowo drugiego z tych warunków osiąga się przez zastosowanie wzmacniacza pośredniej częstotliwości (p.cz.) o dużej selektywności, obwodów wejściowych w.cz. dobrze tłumiących sygnały lustrzane oraz wejściowych elementów wzmacniających o dużym zakresie liniowości pozwalających skutecznie eliminować zakłócenia intermodulacyjne. Na stabilność i własności szumowe największy wpływ ma właściwe zestrojenie obwodów w.cz., wybór elementów czynnych (niskoszumowych) oraz optymalnego układu wzmacniaczy. Dużą dynamikę systemu zapewnia układ automatycznej regulacji wzmocnienia (ARW), sterujący wzmocnieniem wzmacniacza p.cz. w ten sposób, że jego charakterystyka wzmocnienia jest w przybliżeniu logarytmiczna.

Na wejściu odbiornika umieszczony jest przełącznik krystaliczny (rys. 3), spełniający rolę modulatora sygnału. Doprowadza on do odbiornika na przemian sygnał z anteny i ze źródła porównawczego, którym jest opornik 75 Ω. Prostokątne sygnały przełączające są podawane na punkty C i D z odpowiadających punktów generatora przełączania (rys. 9) wprowadzając w stan przewodzenia lub zaporowy diody OA 47. Przy wyborze typu diod kierowano się głównie ich małą pojemnością międzyelektrodową i małymi stratami. Filtry dolnoprzepustowe obcinają wyższe harmoniczne częstotliwości sygnału prostokątnego i separują sygnały w.cz. od generatora przełączania.

Wzmacniacz w.cz. (rys. 4) zbudowano w układzie kaskody, który wyróżnia się szeregiem zalet, w szczególności małymi szumami oraz stabilnym i dużym wzmocnieniem. Na wejściu zastosowano autotransformatorowe sprzężenie dopasowujące z niskoimpedancyjną (75 Ω) linią przesyłową. Jako elementy czynne wykorzystano tranzystory typu BF 377. Wzmocniony sygnał odkłada się na impedancji dławika L_2 pobudzając do drgań obwód rezonansowy, nastrojony na częstotliwość 127 MHz, sprzężony bezpośrednio z pierwszą bramką tranzystora polowego pracującego w układzie mieszacza. Całkowite wzmocnienie wzmacniacza w.cz. wynosi 30 dB, a jego równoważna temperatura szumowa jest bliska 460 K (taka jest też temperatura szumowa odbiornika jako całości, gdyż szumy dalszych stopni dodają się na poziomie o 30 dB niższym).



Rys. 3. Przełącznik krystaliczny



Rys. 4. Konwerter 127 MHz

Układ mieszacza jest oparty na tetrodzie polowej (kaskoda typu MOS FET) 40 673. Ze względu na paraboliczny przebieg wejściowych charaktervstyk statycznych tetrody jest on mało wrażliwy na zakłócenia intermodulacyjne, a przemiana częstotliwości jest iloczynowa. Sygnał z oscylatora lokalnego jest podawany na drugą bramkę tetrody. Sprzężenie mieszacza ze wzmacniaczem p.cz. wykonano na niskiej impedancji (50 Ω).

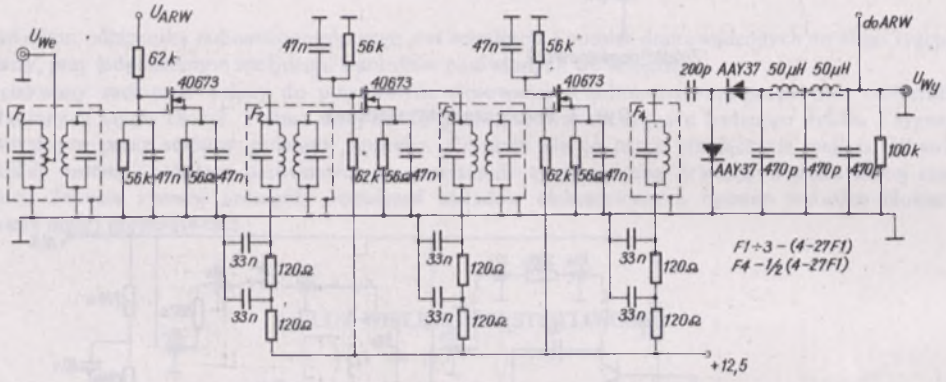
Zastosowany oscylator lokalny (rys. 4) pracuje w układzie Hartleya, którego elementem czynnym jest tranzystor polowy 2N 3819. Sygnał wyjściowy ma częstotliwość 116,3 MHz i amplitudę 2,5 V_{pp}. Trymer 12 pF służy do dostrojenia częstotliwości oscylacji.

We wzmacniaczu p.cz. realizuje się trzy podstawowe dla odbiorników radioastronomicznych zadania – główny wkład do wzmocnienia sygnału, wybór szerokości pasma odbieranych częstotliwości i nadanie urządzeniu wymaganej charakterystyki wzmocnienia. Zadania te narzucają wygórowane wymagania dla rozwiązania elektroniczno-konstrukcyjnego (dobór elementów czynnych, rozłożenie na chassis, ekranowanie od otoczenia i międzystopniowe, dopasowanie impedancji międzystopniowych, kształt charakterystyki przenoszenia). W przyjętym rozwiązaniu zastosowano tranzystory 40 673, które pozwalają uzyskać maksy-

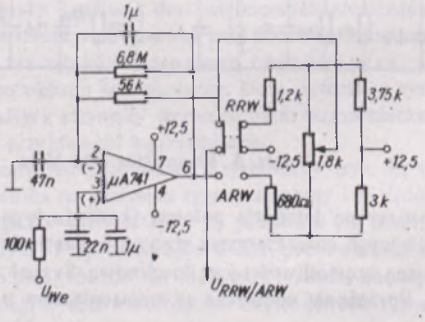
malne wzmocnienie rzędu 40 dB z możliwością regulacji (przez zmianę polaryzacji drugiej bramki) do −30 dB. Ze względu na dużą impedancję wejściową tetrody problemy dopasowania są znacznie złagodzone. Ponieważ wzmacniacz w.cz. ma pasmo przenoszenia o szerokości rzędu 1 MHz, o efektywnej wstędze decyduje tylko wzmacniacz p.cz. Wybór filtrów decyduje również o stabilności wzmocnienia wzmacniacza. Zastosowane filtry krajowej produkcji typu 4–27 F1 w zestawieniu z tranzystorami polowymi wymagają dużego wysiłku przy zestrajaniu. Uzyskane parametry wzmacniacza p.cz. przedstawiają się następująco: częstotliwość środkowa – 10,7 MHz, szerokość pasma przenoszenia – 230 kHz (mierzona przy spadku wzmocnienia o 3 dB), maksymalne wzmocnienie – 95 dB.

Sygnał ze wzmacniacza p.cz. podlega liniowej detekcji w układzie podwajacza napięcia pracującym na diodach AAY 37. Poziom niezniekształconego sygnału sinusoidalnego po detekcji może osiągać 6 V (praca w warunkach sygnału szumowego odbywa się przy średnim napięciu wyjściowym detektora ok. 2 V).

Schemat ideowy wzmacniacza p.cz. oraz detektora pokazuje rys. 5.



Rys. 5. Wzmacniacz częstotliwości pośredniej 10,7 MHz



Rys. 6. Stopień regulacji wzmocnienia

Wspomnianą wcześniej charakterystykę wzmocnienia wzmacniacza p.cz., związaną bezpośrednio z dynamiką całego systemu, zapewnia układ ARW (rys. 6). Zasadniczym elementem tego układu jest wzmacniacz operacyjny µA 741, regulujący wzmocnienie pierwszego stopnia wzmacniacza p.cz. w taki

sposób, że średni (uśrednianie odbywa się ze stałą czasową 0,1 sek.) sygnał wyjściowy po detekcji jest bliski zadanemu napięciu odniesienia (potencjometr 1,8 k i wejście 2 wzmacniacza operacyjnego). W wyniku uzyskuje się w przybliżeniu logarytmiczną charakterystykę wzmocnienia (napięcie wyjściowe jest proporcjonalne do logarytmu mocy sygnału wejściowego, rys. 11). Dla pewnych celów (testowanie odbiornika) wykorzystuje się ręczną regulację wzmocnienia (RRW) pierwszego stopnia wzmacniacza p.cz. Umożliwia to przełącznik ARW/RRW. Skrajne pozycje potencjometru 1,8 k odpowiadają różnicy wzmocnień rzędu 75 dB.

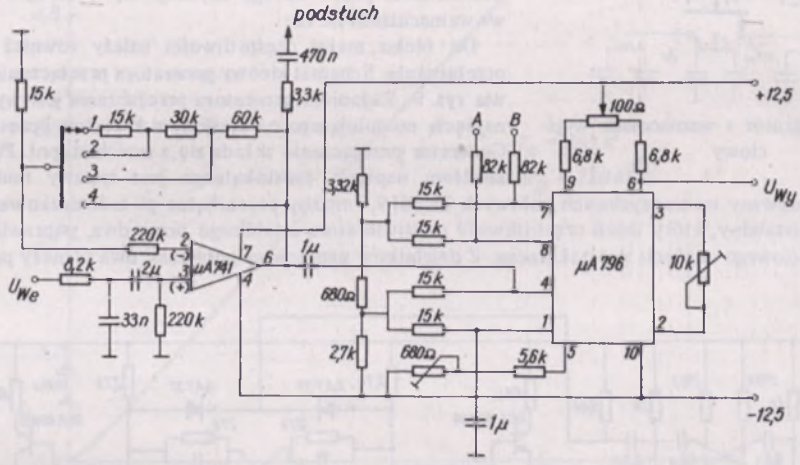
II. BLOK MAŁEJ CZĘSTOTLIWOŚCI

Uzyskany po detekcji sygnał o częstotliwości przełączania, zanim zostanie zarejestrowany, poddany jest analogowym operacjom: filtracji, wzmocnienia, demodulacji i integracji w bloku małej częstotliwości.

Tor sygnału obejmuje następujące stopnie:

– wzmacniacz m. cz. z regulowanym wzmocnieniem w postępie dwójkowym od 1 do 8 z jednostopniowym, dolnoprzepustowym filtrem RC,
– demodulator (synchroniczny detektor fazowy),
– obwód całkujący RC z regulowaną poprzez zmianę pojemności C stałą czasową w postępie czwórkowym od 0,125 sek. do 2 sek.,
– wzmacniacz prądu stałego z regulowanym wzmocnieniem w postępie dwójkowym od 1 do 16.

Pierwsze dwa stopnie przedstawia rys. 7, następne dwa rys. 8.



Rys. 7. Wzmacniacz małej częstotliwości i demodulator

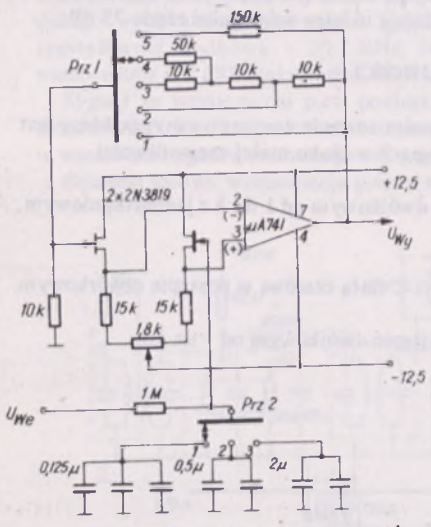
Filtr RC powinien przenosić najbardziej istotne pod względem energetycznym składowe harmoniczne amplitudowo modulowanego sygnału. Warunek ten jest wystarczająco spełniony przez dolnoprzepustowy filtr o częstotliwości granicznej $10f_m$, gdzie f_m – częstotliwość napięcia modulującego (K r a u s 1966). Wybór filtru o względnie wąskim paśmie przepuszczania zapewnia większy stosunek sygnału do szumu. Poza tym zbyt szerokie pasmo przepuszczania filtru może prowadzić do przesterowywania demodulatora. Zgodnie z tymi wymaganiami wybrano filtr RC o częstotliwości granicznej 2 kHz.

Zadaniem wzmacniacza m. cz. jest podniesienie amplitudy składowej zmiennej sygnału wyjściowego detektora do poziomu, przy którym możliwa jest normalna praca demodulatora. Rolę wzmacniacza m. cz. pełni wzmacniacz operacyjny µA 741. Wzmocnienie reguluje się przez zmianę wartości rezystancji w obwodzie sprzężenia zwrotnego tego wzmacniacza.

Jako demodulator wykorzystywany jest scalony, podwójnie zbalansowany detektor fazowy µA 796. Napięcia referencyjne o przeciwnych fazach podawane są na wejścia A i B. Punkt pracy demodulatora ustala się przez odpowiednią polaryzację jego wejść z dzielnika napięcia. Opornik 100 Ω służy do balansowania wyjść sygnałów demodulatora. Poziom zera na wyjściu demodulatora jest ustalany za pomocą opornika regulowanego 680 Ω. Wzmocnienie demodulatora jest zdeterminowane wartością rezystancji między

końcówkami 3 i 2 układu μA 796. Szczególną uwagę w przypadku demodulatora zwraca się na poziom anomalnych fluktuacji i stabilność zera.

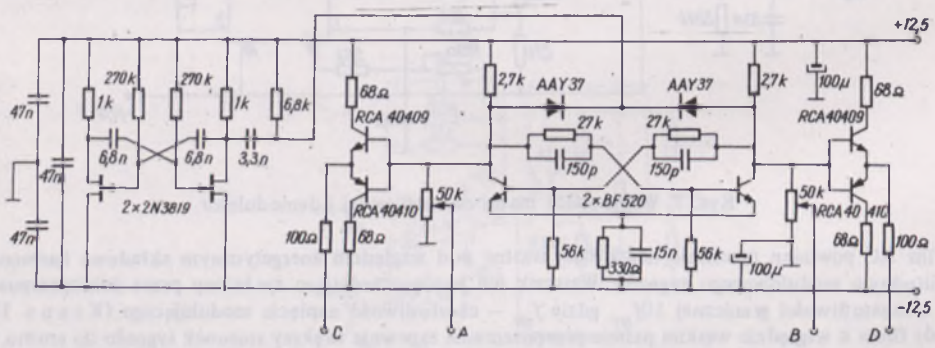
Znajdujący się za demodulatorem integrator gromadzi energię sygnału. Rolę integratora pełni obwód całkujący RC. Przy regulacji stałej czasowej w postępie czwórkowym szerokość ścieżki szumowej na zapisie zmienia się w postępie dwójkowym. Wybór stałej czasowej jest podyktowany kompromisem pomiędzy czułością radiometru a minimalnymi zniekształceniami odbieranego sygnału. Duża stała czasowa zapewnia większą czułość, ale może wprowadzać znaczne zapóźnienia i zniekształcenia obwiedni intensywności sygnału. Jest to szczególnie ważne w przypadku obserwacji Słońca Aktywnego.



Rys. 8. Integrator i wzmacniacz wyjściowy

Po integracji sygnał jest dodatkowo wzmacniany przez wzmacniacz prądu stałego zbudowany w oparciu o wzmacniacz operacyjny μA 741. Wtórniki źródłowe na tranzystorach polowych 2N3819 zwiększają oporność wejściową wzmacniacza operacyjnego μA 741 przez co zmniejszają błąd integracji. Opornik radiowy 1,8 kΩ służy do symetryzacji wtórników źródłowych, tzn. do ustalenia zera na wyjściu wzmacniacza prądu stałego przy braku sygnału. Regulację wzmocnienia wzmacniacza prądu stałego uzyskuje się w ten sam sposób jak we wzmacniaczu m. cz.

Do bloku małej częstotliwości należy również generator przełączania. Schemat ideowy generatora przełączania przedstawia rys. 9. Zadaniem generatora przełączania jest wytworzenie napięcia modulującego o określonym kształcie i częstotliwości. Generator przełączania składa się z trzech stopni. Pierwotnym źródłem napięcia prostokątnego jest typowy multiwibrator astabilny zbudowany na tranzystorach polowych 2N3819. Impulsy prostokątne po zróżniczkowaniu sterują przerzutnik bistabilny, który dzieli częstotliwość multiwibratora astabilnego przez dwa, poprawia symetrię i kształt wyjściowego napięcia prostokątnego. Z dzielników napięcia są pobierane dwa sygnały prostokątne

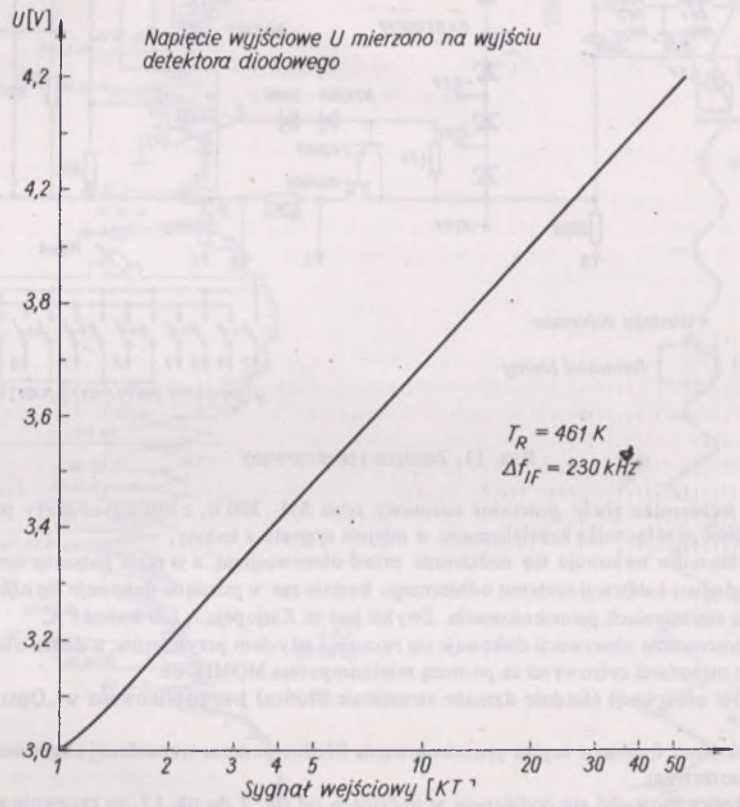


Rys. 9. Generator przełączania

o przeciwnych fazach jako napięcia referencyjne demodulatora. Do efektywnego przełączania diod krystalicznych potrzebny jest prąd ok. 30 mA. W związku z tym przełącznik krystaliczny jest sterowany z symetrycznych wtórników emiterowych. Częstotliwość generatora przełączania musi być na tyle duża, aby efekty fluktuacji intensywności szumów odbiornika spowodowane fluktuacjami jego wzmocnienia były niezauważalne. Poza tym częstotliwość generatora przełączania nie może być harmoniczną napięcia sieci. Kierując się tymi warunkami wybrano częstotliwość generatora przełączania równą 375 Hz. Generator przełączania musi być odpowiednio filtrowany, tak aby jego sygnały nie zakłócały normalnej pracy odbiornika poprzez źródło zasilania.

4. WYNIKI TESTÓW, URZĄDZENIA TOWARZYSZĄCE I EKSPLOATACJA SYSTEMU

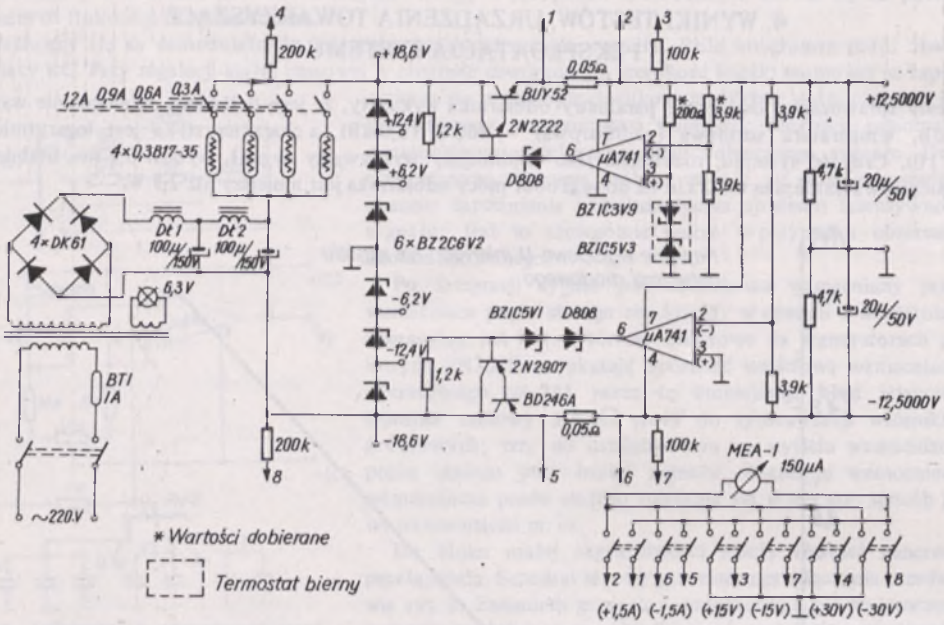
Testy sprawdzające ostateczne parametry odbiornika wykazały, że jego całkowite wzmocnienie wynosi 130 dB, temperatura szumowa (nadmiarowa) – 460 K (2,0 dB), a charakterystyka jest logarytmiczna (rys. 10). Czułość systemu, rozumiana jako najmniejszy wykrywalny sygnał, wynosi 0,1 s.u. Stabilność długoczasowa jest lepsza niż 2 s.u. na dobę. Pobór mocy odbiornika jest mniejszy niż 2,5 W.



Rys. 10. Charakterystyka odbiornika

Źródłem niestabilności systemu odbiorczego mogą być również flukłuacje napięć zasilających. Aby tego uniknąć opracowano wysokostabilny zasilacz (rys. 11) gwarantujący stabilność rzędu 10^{-5} napięcia wyjściowego. W stabilizatorze wykorzystano wzmacniacze μA 741 oraz skompensowane termicznie diody Zenera w charakterze źródła napięcia odniesienia dla stabilizacji zarówno gałęzi napięcia dodatniego, jak i ujemnego. Zasilacz pozwala pobierać prądy do 1,2 A o napięciach ±12,5 V oraz napięciach wstępnie stabilizowanych ±18,6, ±12,4 i ±6,2 V.

W charakterze rejestratorów wykorzystano samopisy do rejestracji zmian temperatury typu eKB (Elektronischer Kompensations Bandschreiber) po przystosowaniu do rejestracji podawanego napięcia. Wychylenie pisaka tego samopisu jest wprost proporcjonalne do przyłożonego napięcia, a prędkość przesuwu taśmy ustalono na 20 cm na godzinę. Do zapisu przystosowano również, z powodzeniem, samopisy produkcji krajowej typu LRK-1 (laboratoryjny rejestrator kompensacyjny) po konstrukcyjnej zmianie prędkości przesuwu taśmy.



Rys. 11. Zasilacz stabilizowany

Do kalibracji odbiornika służy generator szumowy typu BM- 380 E, z którego sygnały porównawcze są podawane na wejście przełącznika krystalicznego w miejsce sygnału z anteny.

Kalibrację odbiornika wykonuje się codziennie przed obserwacjami, a w razie potrzeby częściej. W celu uzyskania bezwzględnej kalibracji systemu odbiorczego średnio raz w miesiącu dokonuje się obserwacji radioźródeł o znanych strumieniach promieniowania. Zwykle jest to Kasjopeja A lub Łabędź A.

Wstępnego opracowania obserwacji dokonuje się ręcznie z użyciem przymiarów, a dalsza obróbka danych wykonywana jest metodami cyfrowymi za pomocą minikomputera MOMIK 8b.

Część wyników obserwacji (średnie dzienne strumienie Słońca) jest publikowana w „Quarterly Bulletin on Solar Activity".

Na rys. 12 pokazano fragment zapisu promieniowania Słońca podczas wzmożonej aktywności wykonany opisanym interferometrem.

Obserwacje Słońca prowadzi się codziennie w godzinach od ok. 7 do ok. 17, co zapewnia automatyczny zegar uruchamiający samopisy w ustalonych momentach czasu. Ze względu na stabilność odbiornik pracuje w sposób ciągły (nie wyłącza się go w ogóle). Na zapisie są rejestrowane znaczki czasu, średnio w odstępach co 5 min. pochodzące z cyfrowego zegara kwarcowego (G o r g o l e w s k i 1973).

LITERATURA

G o r g o l e w s k i, S. i in., 1962, Post. Astr., 10, 137.

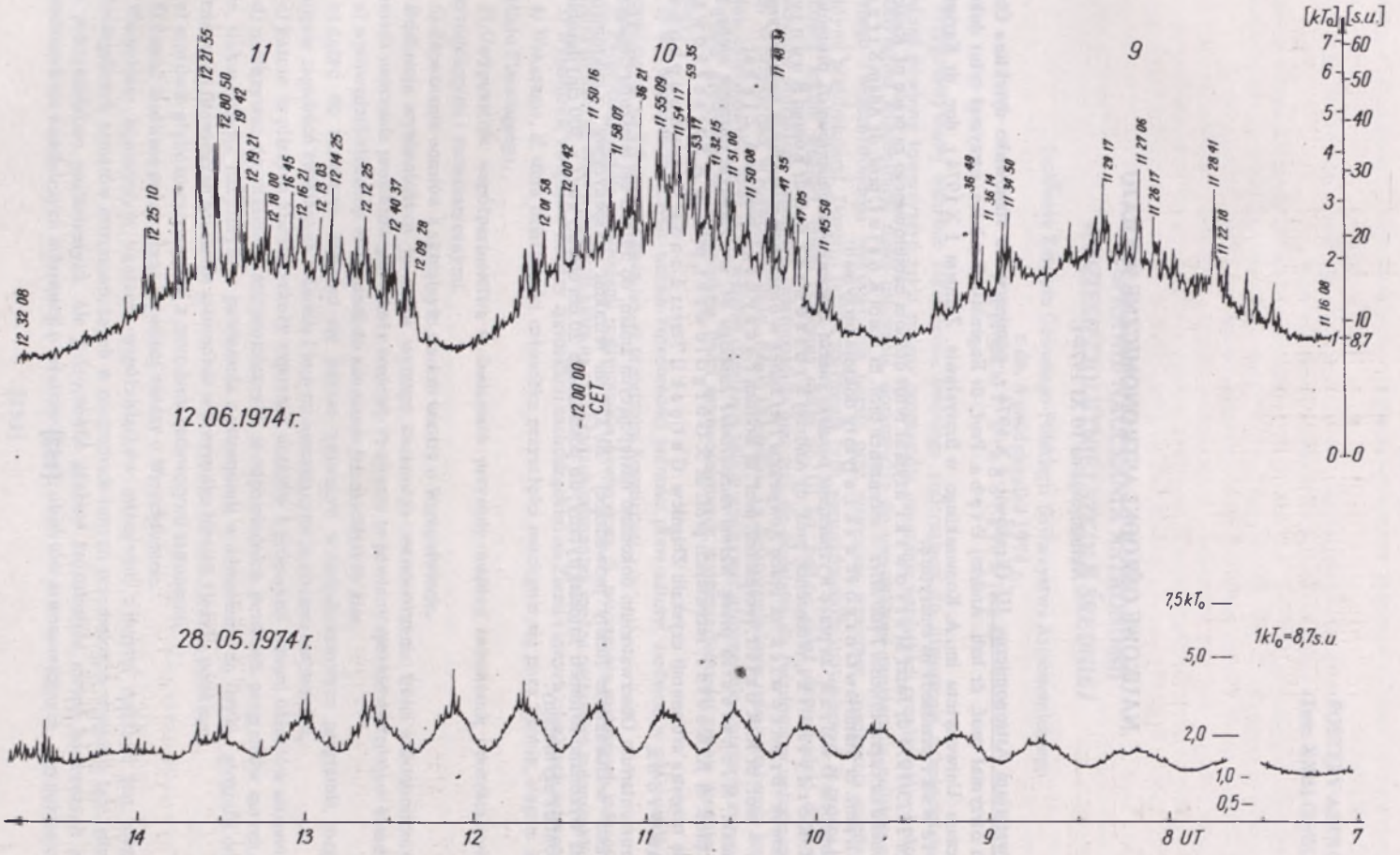
G o r g o l e w s k i, S., 1973, Preprint No 238, Submitted for publication in Studia Societatis Toruniensis, Sectio F.

I w a n i s z e w s k i, H., 1964, Prace Wrocławskiego Tow. Naukowego, Seria B, nr 112.

K r a u s, J. D., 1966, Radio Astronomy, New York.

K u s, A., 1968, Post. Astr., 16, 343.

Y a n g, R. F. H., 1966, IEEE Trans. on Antennas and Prop., AP-14, No. 6, 792.



Rys. 12. Fragment zapisu interferencyjnego promieniowania Słońca w czasie „burzy szumowej" (u góry) i całodziennia obserwacja Słońca (u dołu)

NAUKOWE OŚRODKI ASTRONOMICZNE W KRAJU

Aktualizacja na 10 XI 1974 r.

Obserwatorium Astronomiczne UJ (Kraków): 1 X 1974 r. nominację na stanowisko dyrektora Obserwatorium otrzymał prof. dr hab. Andrzej Z i ę b a. Prof. dr Eugeniusz R y b k a otrzymał tytut doktora honoris causa Uniwersytetu im. A. Komenskiiego w Bratysławie. Z dniem 1 X 1974 r. doc. dr Kazimierz K o r d y l e w s k i przeszedł na emeryturę.

W roku 1973/1974 dr Józef M a s ł o w s k i uzyskał tytuł doktora habilitowanego za pracę pt. *Radiowy przegląd nieba na częstotliwości 1400 MHz* – recenzenci: prof. dr Karol K o z i e ł, prof. dr Adam S t r z a ł k o w s k i, prof. dr Stanisław G o r g o l e w s k i, a tytuły doktora otrzymali:

Mgr Zbigniew D w o r a k za pracę *Wyznaczanie paralaks gwiazd zmiennych zaćmieniowych*, promotor – doc. dr K. K o r d y l e w s k i, recenzenci: prof. dr Andrzej K r u s z e w s k i, doc. dr Konrad R u d n i c k i;

Mgr Henryk B r a n c e w i c z za pracę *Konwekcja i jej zasięg w otoczkach czerwonych nadolbrzymów*, promotor – prof. dr K. K o z i e ł, recenzenci: prof. dr Bohdan P a c z y ń s k i, prof. dr A. Z i ę b a;

Mgr Adam M i c h a l e c za pracę *Widma radioźródeł katalogu 4C w wybranym obszarze nieba*, promotor – prof. dr K. K o z i e ł, recenzenci: prof. dr S. G o r g o l e w s k i, prof. dr A. S t r z a ł k o w s k i,

Stopnie magistra astronomii uzyskali: Zbigniew G a ł ę c k i, Teresa L a n d a, Roman S n o p k o w s k i i Stanisław W r o n a.

W instrumentarium Obserwatorium dokonano następujących zmian: do 50/655 cm teleskopu Cassegraina dostosowano w charakterze lunety prowadzącej 20/227 cm refraktor „ekspedycyjny" z mikrometrem Zeissa oraz wykonano fotometr fotoelektryczny; do posiadanego 20 cm obiektywu (f = 300 cm) dorobiono tubus i montarz azymutalny.

DYSKUSJE

POSTĘPY ASTRONOMII
Tom XXIII (1975). Zeszyt 2

W SPRAWIE NAUCZANIA ASTRONOMII W DZIESIĘCIOLETNIEJ SZKOLE ŚREDNIEJ

(uchwała Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Astronomicznego
z dn. 8 października 1974 r.,
wg projektu J. S t o d ó ł k i e w i c z a)

Przygotowywanej reformie szkolnictwa średniego zmierzającej do utworzenia dziesięcioletniej szkoły średniej powinny towarzyszyć takie zmiany programów nauczania wszystkich przedmiotów, które zapewnią maksymalną koncentrację treści nauczania, doprowadzą do uwypuklenia problemów najistotniejszych dla pełnego i wszechstronnego wykształcenia ucznia oraz wzmocnią wzajemne powiązania między poszczególnymi przedmiotami. Dopiero łączne spełnienie tych warunków może spowodować, iż proces kształcenia w nowej szkole średniej, mimo skrócenia nauki do 10 lat, będzie mógł doprowadzić do wytworzenia u uczniów dojrzałego i spójnego światopoglądu oraz stać się podstawą do świadomego uczestniczenia przez nich w przyszłości w rozwoju kultury, nauki i techniki. Ta światopoglądowa rola kształcenia jest tu szczególnie eksponowana, gdyż w tej właśnie dziedzinie należy upatrywać główne cele nauczania astronomii.

Wśród głównych celów nauczania treści astronomicznych w dziesięcioletniej szkole średniej wymienić należy:

1) Wytworzenie w umyśle ucznia świadomości jedności praw natury, zarówno w odniesieniu do zjawisk zachodzących na Ziemi, jak i poza nią, w przestrzeni kosmicznej.

2) Zapoznanie ucznia z metodami rozumowania naukowego, tj. wyciągania maksimum informacji z ograniczonych danych obserwacyjnych, które na przykładach astronomii można najłatwiej zademonstrować.

3) Wyjaśnienie związków między zjawiskami zachodzącymi na Ziemi i innych obiektach astronomicznych.

4) Wskazanie, iż sfera działalności człowieka przyszłości rozciągnie się poza Ziemię, sięgnie innych ciał Układu Planetarnego.

5) Uwypuklenie współpartnerstwa w badaniach przyrody między astronomią i pozostałymi naukami przyrodniczymi i matematycznymi.

6) Zapoznanie uczniów z aktualnym stanem wiedzy o Wszechświecie.

Realizacja wymienionych tu celów wymaga starannego rozmieszczenia treści astronomicznych w programach nauczania projektowanej szkoły średniej. Programy te powinny spełnić następujące zasady:

a) wprowadzić elementy astronomii do nauczania jak najniższych klas,

b) dążyć do zacierania dającego się jeszcze zauważyć w dotychczasowym programie rozgraniczenia w ujęciu zagadnień związanych z Ziemią i innymi otaczającymi ją ciałami niebieskimi,

c) jeszcze w niższych klasach szkoły zapoznać uczniów z głównymi typami obiektów astronomicznych,

d) nawiązywać do zagadnień astronomicznych w odpowiednich punktach programów innych przedmiotów, wykorzystując merytoryczne powiązania z astronomią w odniesieniu do fizyki i geografii oraz ogólnopoznawcze i filozoficzne znaczenie astronomii w przypadku historii i języka polskiego,

e) możliwie głęboko zapoznawać z metodami badawczymi astronomii,

f) dawać możliwie pełny obraz aktualnej wiedzy o Wszechświecie.

Warunkiem koniecznym ukazania współzwiązków astronomii z innymi naukami jest uwzględnienie poszczególnych tematów astronomicznych w programach innych przedmiotów wszędzie tam, gdzie pojawia się pokrewieństwo problematyki. Ale jednocześnie głębsze zrozumienie metod badawczych astronomii, przedstawienie zasadniczych informacji o właściwościach obiektów astronomicznych, uwypuklenie znaczenia

światopoglądowego tej nauki – wymagają wyodrębnienia astronomii jako samoistnego przedmiotu nauczania w jednej z wyższych klas.

Biorąc pod uwagę stopniowy rozwój umysłowy uczniów oraz posiadany przez nich zasób wiadomości, można zarysować trzy etapy nauczania astronomii w szkole dziesięcioletniej:

Etap pierwszy: obejmujący pierwsze 3–4 lata nauki – miałby na celu zapoznanie uczniów z podstawowymi pojęciami stron świata, pór doby i roku i ich związkiem z położeniem Słońca na niebie, obrotem Ziemi i jej obiegiem wokół Słońca, kształtem Ziemi i rozmieszczeniem na niej stref klimatycznych.

Etap drugi: następne 3–4 lata nauczania – to zapoznanie uczniów z miejscem Ziemi we Wszechświecie i hierarchią typów obiektów astronomicznych, wskazanie na rozszerzenie się strefy działania człowieka na obszary poza Ziemią, wyjaśnienie znaczenia badawczego lotów kosmicznych, a także przedstawienia podstawowych praw (grawitacja, bezwładność) rządzących ruchem ciał astronomicznych i pojazdów kosmicznych.

Etap trzeci: ostatnie lata nauki szkolnej – powinien obejmować problematykę związków Słońce-Ziemia, budowy fizycznej ciał niebieskich, podstawowe wiadomości o ewolucji obiektów astronomicznych i strukturze geometrycznej Wszechświata. Szczególny nacisk powinien być tu położony na metodologię badań astronomicznych, na źródła informacji właściwe astronomii oraz na współdziałanie tej nauki z innymi naukami przyrodniczymi w poznawaniu form występowania materii i procesów w niej zachodzących.

O ile pierwsze dwa etapy nauczania astronomii powinny być realizowane w obrębie programów przedmiotów pokrewnych (przede wszystkim wspólnie z wiadomościami z fizyki i geografii), to etap trzeci, zawierający istotę współczesnych badań astronomicznych, realizowany musi być dwojako, zarówno w ramach innych przedmiotów (głównie fizyki), jak i – ze względu na pojawiające się tu specyficzne elementy charakteryzujące astronomię – w postaci odrębnego przedmiotu – w jednej z ostatnich klas szkoły. Ze względu na obserwowane przez pedagogów nasilanie się zainteresowań astronomicznych u młodzieży około piętnastoletniej, konieczność odpowiedniego zasobu wiedzy u uczniów oraz nieprzeciążanie materiałem nauczania klasy ostatniej, postulujemy, by astronomia jako samoistny przedmiot pojawiła się w programie klasy dziewiątej w wymiarze przynajmniej 1 godziny tygodniowo.

Wykazane wyżej silne związki między nauczaniem astronomii i innych przedmiotów oraz konieczność uwzględnienia treści astronomicznych w nauczaniu najmłodszych już klas pociągają za sobą potrzebę koordynacji i konsultacji projektów nauczania oraz podręczników ze strony zawodowych astronomów. Polskie Towarzystwo Astronomiczne deklaruje Ministerstwu Oświaty i Wychowania współpracę w zakresie opracowania nowego, dostosowanego do profilu szkoły dziesięcioletniej, programu nauczania astronomii oraz przygotowania podręczników. Pragniemy tu jednak podkreślić konieczność uprzedniego sprawdzenia w pewnej, wybranej, niewielkiej liczbie szkół zarówno projektów programów, jak i podręczników, przed przekazaniem do powszechnego stosowania w szkolnictwie. Dopiero w czasie bezpośredniej pracy pedagogicznej programy te i podręczniki powinny być ostatecznie precyzowane, dopiero wówczas mogłyby być dopracowane i w pełni korelowane z programami nauczania innych przedmiotów. Pracę tę należy powierzyć doświadczonym pedagogom – nauczycielom szkół średnich. Tak więc prace powinny przebiegać jednocześnie i przy ścisłej współpracy na dwu szczeblach:

1) ustalenia ogólnych wytycznych i wyboru materiału nauczania dokonywanego przez zawodowych astronomów (przy konsultacji z nauczycielami szkół średnich),

2) dopracowania programu i podręcznika pod względem metodycznym i sprawdzenia ich przez nauczycieli w kilku wybranych szkołach przy konsultacji z astronomami zawodowymi.

Zachowanie astronomii jako samoistnego przedmiotu pociąga za sobą sprawę nauczycieli tego przedmiotu. Ideałem byłoby, by astronomii w szkole średniej nauczali absolwenci uniwersyteckich studiów astronomicznych. Mają oni nie tylko merytoryczne przygotowanie, ale i formalne prawo nauczania zarówno astronomii, jak i przedmiotów pokrewnych: fizyki i matematyki. Ale ze względu na zbyt niską liczbę absolwentów studiów astronomicznych w znacznej większości szkół średnich prowadzenie zajęć z astronomii trzeba będzie powierzać nauczycielom innych przedmiotów; z powodu bliskiego pokrewieństwa obu nauk oraz ze względu na przygotowanie w czasie studiów w zakresie astronomii należy postulować, by byli to fizycy. Jednocześnie należy objąć ogół nauczycieli astronomii systemem dokształcania, zarówno w dziedzinie metodyki nauczania astronomii i prowadzenia młodzieżowych kółek zainteresowań astronomicznych, jak i na prowadzonych przez zawodowych astronomów wykładach prezentujących najnowsze osiągnięcia i wyniki astronomii, takie, które powinny znaleźć swe odzwierciedlenie w procesie nauczania. W tej dziedzinie Polskie Towarzystwo Astronomiczne deklaruje gotowość współpracy w zakresie opieki nad przygotowaniem naukowego programu tego rodzaju kursów oraz dostarczenia wykładowców.

SPIS TREŚCI ZESZYTU 2

Włodzimierz ZONN – Wspomnienia z czasów wileńskich, *W. Iwanowska* 87
Włodzimierz ZONN – Okres warszawski, *S. Piotrowski* 91

ARTYKUŁY

A. Krasiński, Modele Wszechświata w teorii względności 97
M. S. Borczuch, B. Kuchowicz, Ekstremalne stany materii w astrofizyce. Część I. Nadciekłość i nadprzewodnictwo: aspekty fizyczne 111
L. Nowakowski, Usuwanie wpływu listków bocznych charakterystyki anteny radioteleskopu na radiową mapę nieba 131

Z PRACOWNI I OBSERWATORIÓW

K. Borkowski, S. Gorgolewski, J. Usowicz, Interferometr do obserwacji Słońca na częstotliwości 127 MHz 141
Naukowe ośrodki astronomiczne w kraju 152

DYSKUSJE

W sprawie nauczania astronomii w dziesięcioletniej szkole średniej (uchwała ZG PTA) 153

СОДЕРЖАНИЕ ТЕТРАДИ 2

Влодимиеж ЗОНН *В. Ивановска* 87
Влодимиеж ЗОНН *С. Пиотровски* 91

Статьи

А. Красиньски, Модели Вселенной в теории относительности 97
М. С. Борчух, Б. Кухович, Екстремальные состояния материи в астрофизике. Часть I. Сверхтекучесть и сверхпроводимость: физические аспекты 111
Л. Новаковски, Устранение влияния боковых листков характеристики антенны радиотелескопа на радиокарту неба 131

Из лабораторий и обсерваторий

К. Борковски, С. Горголевски, Я. Усович, Интерферометр для наблюдений Сольнца на частоте 127 Мгг. 141
Научные астрономические центры в стране 152

Дискуссии

По вопросу обучения астрономин в десятилетней средней школе (постановление Главиого Управления Польского Астрономического Общества) 153

CONTENTS

Włodzimierz ZONN *W. Iwanowska* 87
Włodzimierz ZONN *S. Piotrowski* 91

ARTICLES

A. Krasiński, Models of the Universe in General Relativity 97
M. S. Borczuch, B. Kuchowicz, Extremal States of the Matter in Astrophysics. Part I. Superfluidity and Superconductivity: Physical Aspects 111
L. Nowakowski, Removal of the Influence of the Side Leaves of a Radiotelescope Aerial Upon the Radio Map of the Sky 131

FROM LABORATORIES AND OBSERVATORIES

K. Borkowski, S. Gorgolewski, J. Usowicz, Interferometer for Observations of the Sun at 127 MHz. 141
Scientific Astronomical Centres in Poland 152

DISCUSSIONS

On Teaching of Astronomy in the 10-year Secondary School (Resolution of the Board of the Polish Astronomical Society) 153