
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 43
ZESZYT 6
1992

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes

Prof. dr STEFAN POKORSKI

Wiceprezesa

Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Dr ZYGMUNT AJDUK

Skarbnik

Dr LUCJAN ZEMŁO

Członkowie Zarządu

Dr ZOFIA GOŁĄB-MEYER

Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN

Mgr BOŻENA MOLDENHAWER

Doc. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI

Prof. dr JERZY WDOWCZYK

Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Mgr MARIA ZABOROWSKA-KUŚMIEREK

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI - *Postępy Fizyki*

Prof. dr JERZY PROCHOROW - *Acta Physica Polonica A*

Prof. dr WIESŁAW CZYŻ - *Acta Physica Polonica B*

Prof. dr JAN KALINOWSKI - *Delta*

Prof. dr ROMAN INGARDEN - *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr MICHAŁ ŚWIEŃCKI (Białystok)

Dr ALEKSANDRA WRONKOWSKA

(Bydgoszcz)

Dr WŁODZIMIERZ ZAPART (Częstochowa)

Prof. dr CZESŁAW SZMYTKOWSKI (Gdańsk)

Dr TOMASZ GOSLAR (Gliwice)

Prof. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)

Dr ADAM S. WROŃSKI (Kielce)

Prof. dr ANDRZEJ KISIEL (Kraków)

Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr BAZYLI BOŃCZAK (Łódź)

Dr hab. JÓZEF MUSIEŁOK (Opole)

Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN (Poznań)

Prof. dr MAREK RYTEL (Rzeszów)

Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)

Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)

Prof. dr FRANCISZEK ROZPŁOCH (Toruń)

Doc. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI

(Warszawa)

Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

tel. 21 26 68

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 43, ZESZYT 6
1992

Tom 43 dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN
Warszawa 1992

RADA REDAKCYJNA

Iwo Białynicki-Birula, Jerzy Czerwonko, Marek Demiański,
Adam Kujawski, Ludwik Natanson, Tadeusz Skaliński,
Maciej Suffczyński, Józef Szudy

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji: Paweł Sobkowicz, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Korespondenci Oddziałów PTF

Mgr Piotr Malinowski (Białystok)
Dr Jerzy J. Wysłocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Doc. dr Eugeniusz Soczkiewicz (Gliwice)
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Anna Kapuścik (Kraków)
Prof. dr Tomasz Goworek (Lublin)
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr Bożena Pędzisz (Opole)
Prof. dr Andrzej Graja (Poznań)
Mgr Danuta Ficek (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Doc. dr Teresa Grycuk (Warszawa)
Dr hab. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN - Al. Lotników 32/46, Warszawa

Nakład 1100+30 egz. Skład w Dziale Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN
Druk w Zakładzie Usług Poligraficznych "ZINA", Warszawa, ul. Bartycka 24

Władysław J. Świątecki

*Lawrence Berkeley Laboratory
Berkeley, California, USA*

Porządek, chaos i dynamika jąder*

Order, chaos and nuclear dynamics

Abstract: In this article simple examples are used to illustrate the anticipated effect on collective nuclear dynamics of a transition from order to chaos in the motions of nucleons inside an idealized nucleus. The destruction of order is paralleled by a transition from a rubber-like to a honey-like behaviour of the independent-particle nuclear model.

Wielki to dla mnie zaszczyt otrzymać medal imienia Mariana Smoluchowskiego. Dopiero niedawno miałem okazję przeczytać szkic biograficzny o Marianie Smoluchowskim, którym Władysław Krajewski zaopatrzył wybór pism filozoficznych Smoluchowskiego w 1956 r. [1]. Rozumiem teraz dlaczego Einstein w r. 1917 nazwał Smoluchowskiego “jednym z najwnikliwszych teoretyków współczesnych”. Z przyjemnością czyta się prace Smoluchowskiego i od razu wyczuwa się, że ma się do czynienia z uczonym wysokiej klasy. Mam zamiar dokładniej przestudiować jego prace, m. in. o nieodwracalności, bo właśnie na ten temat miałem w przeciągu lat wiele dyskusji z kolegami w Danii, zwłaszcza z Jensem Lindhardem.

Smoluchowski nie dożył ery fizyki kwantowej, która osiągnęła ostateczną postać dopiero osiem lat po jego śmierci (w wieku zaledwie 45 lat) we wrześniu 1917 r. Jaka szkoda, że nie żył dłużej. Bardzo byłbym ciekaw w jaki sposób właśnie jego wnikliwy umysł odniósłby się do kwestii interpretacji mechaniki kwantowej. Jest to bowiem także jeden z problemów, którym się od dawna interesuję. Oto urywek z rozważań Smoluchowskiego na temat kwantów i teorii względności. Co do kwantów: “Cała sprawa jest do dziś dnia zagadkowa...”. Co do teorii względności: “Całkiem odmienny, ogólniejszy charakter mają badania dzisiejsze... nad zasadą względności.”. Proszę zwrócić uwagę na słowo ogólniejszy. Jak z tego widać, w 1917 r. nie było bynajmniej jasne dla wielu uczonych

*Wykład wygłoszony na XXXI Zjeździe Fizyków Polskich w Poznaniu, we wrześniu 1991 r., i związany z przyznaniem Autorowi przez Polskie Towarzystwo Fizyczne Medalu Mariana Smoluchowskiego za r. 1990. Warto może dodać, że W.J. Świątecki wyjechał z Polski w 1939 r. w wieku lat trzynastu i od tego czasu pozostaje za granicą. Mimo to świetnie włada językiem polskim i artykuł niniejszy jest jego oryginalną, nie tłumaczoną wersją. (Przyp. Red.).

czy kwanty przedstawiają pewne tymczasowe trudności, które się dadzą wyjaśnić w ramach mniej więcej konwencjonalnego światopoglądu, czy też kryje się tam coś głębszego. Niewielu tylko było całkiem przekonanych, że teoria kwantów jest przewrotem jeszcze bardziej rewolucyjnym niż teoria względności, sięgającym w sposób subtelny do teorii poznania. Wyjątek pod tym względem stanowił oczywiście Niels Bohr, którego intuicja od wczesnych lat jak gdyby wychodziła na spotkanie teorii kwantów, witając ją jak wyczekiwanego gościa.

Większość prac Smoluchowskiego ma do czynienia z atomistyką materii, zwłaszcza z problemem fluktuacji. Typowy układ, którym się on zajmował, to gaz lub zawiesina koloidalna, w którym drogi swobodne cząstek są niepomierzenie krótkie w porównaniu z rozmiarami zbiornika, w jakim się te cząstki poruszają. Nie wiem w jakim stopniu Smoluchowski interesował się przypadkiem gazów rozrzedzonych (tzw. gazów Knudsena), gdzie, przeciwnie, droga swobodna jest porównywalna z rozmiarami zbiornika. Ten właśnie przypadek cząstek, których drogi swobodne są określone rozmiarami zbiornika, a nie zderzeniami między cząstkami, to problem ważny dla zrozumienia zjawisk w fizyce jądra. Problem ten był rozpatrywany od najwcześniejszych lat fizyki jądrowej, a od 1949 r. stanowi podstawę teorii jąder. Dopiero jednak ostatnio zaczęliśmy zdawać sobie sprawę z tego, że decydującą rolę odgrywa tu kwestia czy ruchy nukleonów są uporządkowane czy chaotyczne.

W ostatnich latach dużo się mówi o chaosie w dynamice. Ścisłej mówiąc, o ogólnych prawach, którym podlega przejście układu dynamicznego z ruchu uporządkowanego do ruchu chaotycznego pod wpływem takich czy innych zaburzeń. Samo to zagadnienie sięga zeszłego stulecia, kiedy było rozpatrywane w związku z bardzo prozaicznym (a może właśnie "podniebnym") pytaniem: czy układ słoneczny jest dynamicznie stabilny? Tak jesteśmy przyzwyczajeni do uporządkowanego ruchu planet, gdzie każda planeta porusza się po elipsie prawie że "zagwożdżonej" w ekliptyce, że zapominamy iż zaburzenia spowodowane oddziaływaniami między planetami mogłyby po pewnym czasie popsuć ten piękny porządek. Zachodzi pytanie, czy rozpatrując dynamikę układu słonecznego w dostatecznie długich okresach czasu, nie należałoby się może spodziewać trajektorii o właściwościach ergodycznych, gdzie każda dostępna konfiguracja w przestrzeni fazowej układu jest prędzej czy później osiągnięta. To byłby chaotyczny typ dynamiki, którym operuje mechanika statystyczna, opisująca właściwości gazów i cieczy. Ten ogólny problem w mechanice analitycznej, mianowicie jak i kiedy ruch uporządkowany przechodzi w ruch chaotyczny, nazwał Poincaré sto lat temu "podstawowym problemem dynamiki".

Ale co to ma wspólnego z fizyką jądrową? Jak wiemy od lat około czterdziestu, jądro można opisać w pewnym przybliżeniu za pomocą modelu prawie że od siebie niezależnych nukleonów, krążących we wspólnym, uśrednionym potencjale (zbiorniku); zupełnie zresztą analogicznie do przybliżonego opisu atomów za pomocą niemalże niezależnych elektronów we wspólnym pseudokulombowskim potencjale. A więc w tym prostym modelu jądra mamy właśnie do czynienia z

gazem cząstek w zbiorniku. Jako że różne jądra mają różne kształty - niektóre posiadają symetrię kulistą, inne są mniej lub więcej zdeformowane — problem ruchu cząstek w jądrowym potencjale jest bardziej urozmaicony niż problem ruchu planet w newtonowskim potencjale Słońca, czy elektronów w sferycznym symetrycznym potencjale atomowym. W szczególności zachodzi pytanie, kiedy ruchy nukleonów (nawet w przybliżeniu niezależnych cząstek) są uporządkowane a kiedy są chaotyczne i jak to się odbija na statycznych i dynamicznych właściwościach jąder.

Kiedy się mówi o trajektoriach nukleonów w jądrze, czy elektronów w atomie, ma się na myśli trajektorie w klasycznej wersji modelu, przed skwantowaniem. Oczywiście kwantowanie jest konieczne dla opisu jąder czy atomów. Niemniej jednak gruntowne zrozumienie problemu klasycznego jest bardzo pomocne (czasem nawet konieczne) dla zrozumienia problemu kwantowego. A niektóre właściwości klasycznych i kwantowych rozwiązań mogą być bardzo do siebie zbliżone, a czasem nawet identyczne, jak się zresztą wkrótce przekonamy.

Jeżeli zgodzimy się na przybliżenie, w którym jądro potraktowane jest jako doskonały gaz w zbiorniku, to pozwolę sobie na takie zaskakujące pytanie: czy taki gaz doskonały ma własności gumy, miodu czy raczej nielepkiej cieczy, jak tego uczą podręczniki?

Wyobraźmy sobie zbiornik w kształcie pudełka od zapalek, wypełniony doskonałym gazem niezależnych od siebie cząstek, które odbijają się sprężysto od wypolerowanych ścian zbiornika [2]. Wyobraźmy sobie dalej, że powoli zmieniamy proporcje pudełka, zachowując jednak jego objętość. Mamy do czynienia z doskonałym gazem, który wolno deformujemy przy zachowaniu objętości, a więc nie powinniśmy wykonywać żadnej pracy, tzn. gaz nie powinien stawiać żadnego oporu względem takich deformacji. Tak by się wydawało, prawda? Okazuje się jednak, że nieprawda. Gaz taki, jak go opisałem, stawiałby opór sprężysty, jak gdyby pudełko było wypełnione gumą. Tak samo będzie jeżeli weźmiemy zbiornik w kształcie kuli, którą zaczniemy deformować w sferoidę (tzn. elipsoidę obrotową). Energia gazu będzie rosła z drugą potęgą deformacji i powróci do pierwotnej wartości gdy sferoida powróci do kształtu kulistego.

A teraz powtórzmy to doświadczenie, ale ze zbiornikiem “uszkodzonym”, tzn. ze zbiornikiem, którego symetria kulista została naruszona przez wprowadzenie zmarszczek czy pofalowań powierzchni. Gdy teraz zaczniemy deformować zbiornik, nadal z zachowaniem objętości, będziemy odczuwali opór taki jak gdyby zbiornik był wypełniony lepką cieczą, czymś w rodzaju miodu: mianowicie opór będzie proporcjonalny do szybkości deformacji i, po powrocie do pierwotnego kształtu, okaże się, że wykonana została praca, która zużyta została na podgrzanie gazu.

Powróćmy do gładkiego zbiornika kulistego i zdeformujmy go według kolejności kształtów odpowiadających rozszczepieniu jądra. A więc najpierw sferoidalnych, potem przewężonych, kończąc na dwóch stykających się zbiornikach. Gaz najpierw zareaguje jak guma, która później zdaje się topnieć i zamienia się w

lepką ciecz. I to pomimo tego, że w rzeczywistości nie mamy do czynienia ani z gumą ani z miodem, ale z doskonałym gazem punktowych cząstek. Czy nas źle uczono w szkole o właściwościach doskonałego gazu w zbiorniku?

Rozpatrzenie tej zagadki, tak w przypadku klasycznego jak i kwantowego gazu, to właśnie temat mojego wykładu. Okaże się, że metamorfoza gumy w miód spowodowana jest przejściem cząstek gazu z ruchu uporządkowanego do ruchu chaotycznego. Używając terminów technicznych, jesteśmy świadkami niszczenia torusów Poincarégo w przestrzeni fazowej gazu oraz pewnych następstw sławnego twierdzenia Kołmogorowa, Arnolda i Mosera w dynamice (tzw. twierdzenia KAM).

Najpierw wykonajmy jeszcze jedno doświadczenie. Zamiast cząstkami punktowymi, napełnijmy zbiornik gazem małych kulek o rozmiarach tak dobranych, że droga swobodna kulki jest krótka w porównaniu z wymiarami zbiornika, ale długa w porównaniu z przeciętną odległością między kulkami. Gdy teraz zdeformujemy zbiornik, gaz będzie reagował tak jak mu nakazują podręczniki szkolne. To znaczy: energia będzie niezależna od deformacji, a lepkość proporcjonalna do drogi swobodnej kulek, tzn. bliska zeru dla krótkiej drogi swobodnej. Tak więc pod wpływem "oddziaływań szczytkowych" między cząstkami gazu, znikły czarodziejskie własności gumowo-miodowe gazu doskonałego w wypolerowanym zbiorniku.

Wypada mi zacząć od uzasadnienia moich frapujących orzeczeń o gumie i miodzie. Rozpatrzmy przykład pudełka o krawędziach a , b , c , wypełnionego cząstkami o masie m , poruszającymi się z szybkością o składowych u , v , w w kierunku osi współrzędnych x , y , z . Energię gazu można zapisać jako

$$T = \sum_i \left(\frac{1}{2} m u_i^2 + \frac{1}{2} m v_i^2 + \frac{1}{2} m w_i^2 \right) = T_x + T_y + T_z.$$

Ruch każdej cząstki rozpada się na trzy niezależne od siebie ruchy, tak, że ma się do czynienia z trzema niezależnymi, jednowymiarowymi gazami, o jednowymiarowych "objętościach" a , b , c . Gdy pierwotne objętości a_0 , b_0 , c_0 przejdą do końcowych a , b , c z zachowaniem iloczynu abc , to niektóre z trzech gazów zostaną sprężone a pozostałe (czy pozostały) będą rozrzedzone. Energia jednowymiarowego gazu jest odwrotnie proporcjonalna do kwadratu jego jednowymiarowej objętości, z czego wynika, że energię kinetyczną w zależności od a , b , c można zapisać jako

$$T = T_{x0}(a_0/a)^2 + T_{y0}(b_0/b)^2 + T_{z0}(c_0/c)^2,$$

gdzie T_{x0} , T_{y0} , T_{z0} , to pierwotne składowe energii związane z kierunkami x , y , z . Dla gazu izotropowego składowe te są sobie równe, tak, że każda z nich jest równa jednej trzeciej pierwotnej energii T_0 . Otrzymujemy więc

$$T = (1/3)T_0 \left[(a_0/a)^2 + (b_0/b)^2 + (c_0/c)^2 \right].$$

Rozpatrzmy przypadek gdy rozmiar a się wydłuża według wzoru $a = a_0(1 + \alpha)$, zaś rozmiary b , c kurczą się według wzoru $b/b_0 = c/c_0 = 1/\sqrt{1 + \alpha}$. Przedstawia to tzw. kwadрупolowe rozciąganie kształtu. Otrzymujemy zatem

$$T = (1/3)T_0 \left[(1 + \alpha)^{-2} + 2(1 + \alpha) \right].$$

Dla małych α

$$T = T_0 + T_0\alpha^2 + \dots$$

Równanie to mówi nam, że gaz reaguje na deformację sprężystości z modulem sprężystości proporcjonalnym do całkowitej energii układu, czyli tak samo jak w przypadku kawałka gumy.

Rozpatrzmy teraz ten sam problem po skwantowaniu. Energia kinetyczna ma następującą postać:

$$T = \sum_i \int \int \int \psi_i^*(x, y, z) \left[-\frac{\hbar}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \right] \psi_i(x, y, z) dx dy dz$$

$$= T_x + T_y + T_z,$$

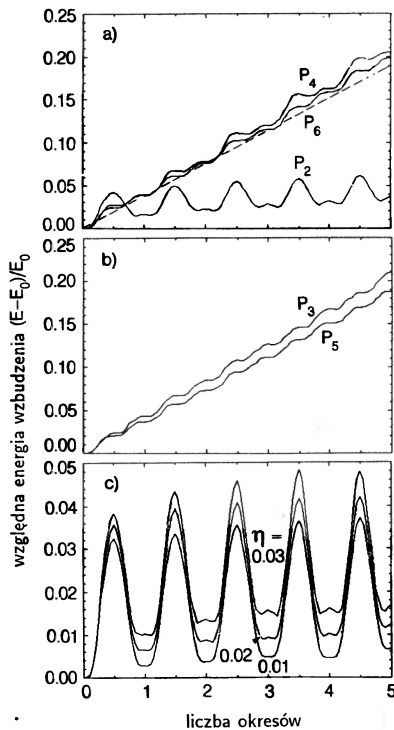
gdzie $\psi_i(x, y, z)$ jest funkcją falową cząstki i . (W przypadku pudełka jest to iloczyn trzech sinusów z węzłami na powierzchni pudełka). Rozciągnięcie wymiaru a w stosunku a/a_0 powoduje zmniejszenie drugiej pochodnej funkcji falowej względem x w stosunku $(a_0/a)^2$. Podobnie ma się z pochodnymi względem y i z . Wynika z tego, że całkowita energia ma postać

$$T = T_{x0}(a_0/a)^2 + T_{y0}(b_0/b)^2 + T_{z0}(c_0/c)^2,$$

a więc dokładnie taką samą jak w przypadku klasycznym. Wynika z tego, że tak klasyczny jak i kwantowy gaz w pudełku reaguje na rozciąganie kwadрупolowe jak ciało sprężyste z modulem sprężystości równym podwojonej energii gazu. Kinetyczna energia nukleonów w jądrze jest rzędu 20 MeV na cząstkę, z czego wynikałoby, że aby rozciągnąć kwadрупolowo o 10% funkcję falową jądra składającego się ze stu nukleonów potrzeba wykonać pracę równą $20 \times 100 \times (0.1)^2 = 20$ MeV.

Ze strony formalnej, to nieoczekiwane zachowanie się gazu w pudełku związane jest z tzw. "całkowalnością" (integrability) układu dynamicznego. Układ dynamiczny nazywa się całkowalnym jeżeli liczba jego stałych ruchu równa jest liczbie stopni swobody N . Można dowieść, że w $2N$ -wymiarowej przestrzeni fazowej (tzn. przestrzeni N współrzędnych i N pędów) układ porusza się wtedy po N -wymiarowym torusie, w przeciwieństwie do układu chaotycznego, który wędruje sobie po wszystkich dostępnych wymiarach przestrzeni fazowej (w liczbie $2N - 1$, gdzie minus jeden odpowiada zachowaniu energii). W przypadku cząstki w pudełku mamy $N = 3$, a liczba stałych ruchu też jest 3 (trzy składowe energii). A więc ruch jest całkowalny, uporządkowany. Gdy pudełko się wolno deformuje, ruch cząstki nadal pozostaje przyklejony do torusa, tyle że torus też się powoli

deformuje. Podobnie ma się rzecz z cząstką w zbiorniku kulistym rozciągającym w sferoidę. Tyle, że w tym przypadku trzecia stała ruchu nie jest oczywista i nie jest znana ogółowi fizyków. Dwie stałe ruchu są oczywiste: energia cząstki i składowa momentu pędu wzdłuż osi symetrii. Trzecia stała ruchu okazuje się być iloczynem skalarnym $I_1 \cdot I_2$, momentów pędu I_1 i I_2 liczonych względem dwóch ognisk sferoidy. A więc układ cząstki poruszającej się wewnątrz sferoidy też jest układem całkownym. W przestrzeni fazowej cząstka porusza się po torusie i (tak jak w przypadku pudełka) gaz w sferoidzie reaguje na deformacje sprężyste, tak jak guma. Rysunek 1c to właśnie przykład wyniku numerycznego na energię



Rys. 1. Względna energia wzbudzenia gazu doskonałego umieszczonego w zbiorniku o ruchomej ścianie, jako funkcja czasu dla pięciu okresów oscylacji. Dolna część, (c), to przypadek zbiornika sferoidalnego. Wielkość η to stosunek maksymalnej szybkości ściany zbiornika do maksymalnej szybkości cząstek w ich pierwotnym rozkładzie szybkości. Górne części, (a) i (b), to przypadki zbiornika, którego odchylenie ściany od kształtu kulistego opisane jest wielomianem Legendre'a P_n . Linia kreskowana podaje przewidywany wzrost energii według liniowego członu wzoru "ścianowego"

gazu umieszczonego w sferoidzie drgającej wokół kształtu kulistego. Narysowany jest względny przyrost energii gazu jako funkcja czasu dla pięciu okresów drgań

sferoidy, której równanie jest

$$\frac{x^2}{a(t)^2} + \frac{y^2}{b(t)^2} + \frac{z^2}{b(t)^2} = 1,$$

gdzie

$$a(t) = R_0(1 + \alpha \cos \omega t), \quad b(t) = R_0(1 + \alpha \cos \omega t)^{-1/2}$$

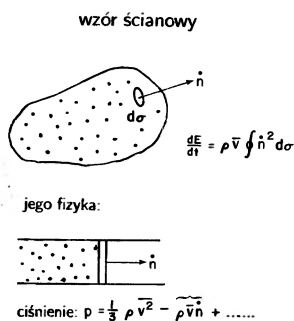
$$ab^2 = R_0^3, \quad \alpha = 0.2.$$

Początkowy rozkład szybkości kilku tysięcy cząstek gazu wylosowany był metodą Monte Carlo wewnątrz kuli o promieniu v w przestrzeni szybkości, symulując w ten sposób rozkład szybkości gazu Fermiego w stanie podstawowym, przedstawiający uproszczony model jądra. Poza tym rachunek jest czysto klasyczny: śledzi się odbijanie się tych kilku tysięcy cząstek w deformującej się sferoidzie i liczy się całkowitą energię w zależności od czasu [4, 5]. Wielkość η jest stosunkiem maksymalnej szybkości ścian zbiornika do maksymalnej szybkości cząstek, $\eta = \alpha \omega R_0 / v$. Dla małych η deformacje są więc powolne, adiabatyczne i jak widać z rysunku mamy do czynienia z przebiegiem sprężystym, prawie doskonale odwracalnym, tak jak w przypadku pudełka.

Te klasyczne obliczenia można porównać z rachunkami F. Bruta z Grenoble [3], gdzie energia 169 kwantowych cząstek była liczona jako funkcja deformacji. Dla nieskończone powolnych deformacji, układ kwantowy zachowuje się także sprężysto. Porównanie wyników kwantowych z klasycznymi (rys. 1) wskazuje, że amplituda przyrostu energii przewyższa amplitudę liczoną klasycznie o ok. 20%. Rozbieżność tę można przypisać efektom powierzchniowym w rachunku kwantowym. Po usunięciu tego efektu zgodność jest rzędu 2%. Ogólne rozważania wskazują zresztą na to, że dla ruchów uporządkowanych można spodziewać się bliskiej zgodności rachunków klasycznych i kwantowych.

Spójrzmy teraz na górną część rys. 1, która podaje rezultaty rachunków klasycznych dla przypadku pofalowanych ścian zbiornika. Pofalowanie opisane jest za pomocą wielomianów Legendre'a $P_n(\cos \theta)$, gdzie $n = 2, 3, 4, 5, 6$. Deformują one zbiornik tak, że pozostaje on osiowo symetryczny a węzły deformacji (pofalowania) ułożone są wzdłuż równoleżników, których liczba jest równa n . Z wyjątkiem deformacji P_2 , która dla małych amplitud jest prawie identyczna z deformacją sferoidalną, wykresy energii wyglądają zupełnie inaczej niż w przypadku całkowalnym. Energia wzrasta monotonicznie i po pięciu okresach tych raczej powolnych drgań, gaz podgrzewa się o 20%. Dla jądra o stu nukleonach byłby to przyrost energii o $100 \times 20 \times 0.2 = 400$ MeV! Mamy więc do czynienia z bardzo lepką cieczą. W ramach teorii klasycznej bardzo łatwo można zrozumieć skąd się bierze to podgrzewanie gazu. Wystarczy wyprowadzić wzór na ciśnienie wywierane przez gaz o gęstości ρ na tłok, który od tego gazu oddala się z małą szybkością \dot{n} (rys. 2)

$$p = (1/3) \rho \overline{v^2} - \rho \bar{v} \dot{n} \dots$$



Rys. 2. Wyprowadzenie wzoru “ścianowy”: zbiornik o stałej objętości wypełniony jest gazem chaotycznie poruszających się niezależnych cząstek. Elementy $d\sigma$ ścian zbiornika poruszają się z szybkością \dot{n} . Poprawka do wzoru na ciśnienie, spowodowana ruchem tłoka, powoduje podgrzewanie gazu według wzoru “ścianowy”

Pierwszy człon, to dobrze znany z kinetycznej teorii gazów wzór na ciśnienie, a drugi to mała poprawka (rzędu \dot{n}/v) spowodowana powolnym oddalaniem się tłoka (\bar{v}^2 to średnia kwadratu szybkości cząstek gazu, a \bar{v} to średnia szybkość). Jeżeli zastosujemy ten wzór do przypadku zbiornika, którego element powierzchni $d\sigma$ został przesunięty o odległość δn (w kierunku prostopadłym do powierzchni) z szybkością \dot{n} , i scałkujemy po powierzchni, otrzymamy pracę wykonaną przez gaz podczas takiej deformacji

$$\delta E = \oint d\sigma \left(\frac{1}{3} \rho \bar{v}^2 - \rho \bar{v} \dot{n} \right) \delta n.$$

Pierwszy człon znika dla deformacji zachowujących objętość, dla których $\oint d\sigma \delta n = 0$. Wynika z tego, że szybkość z jaką gaz się zagrzewa opisana jest przez

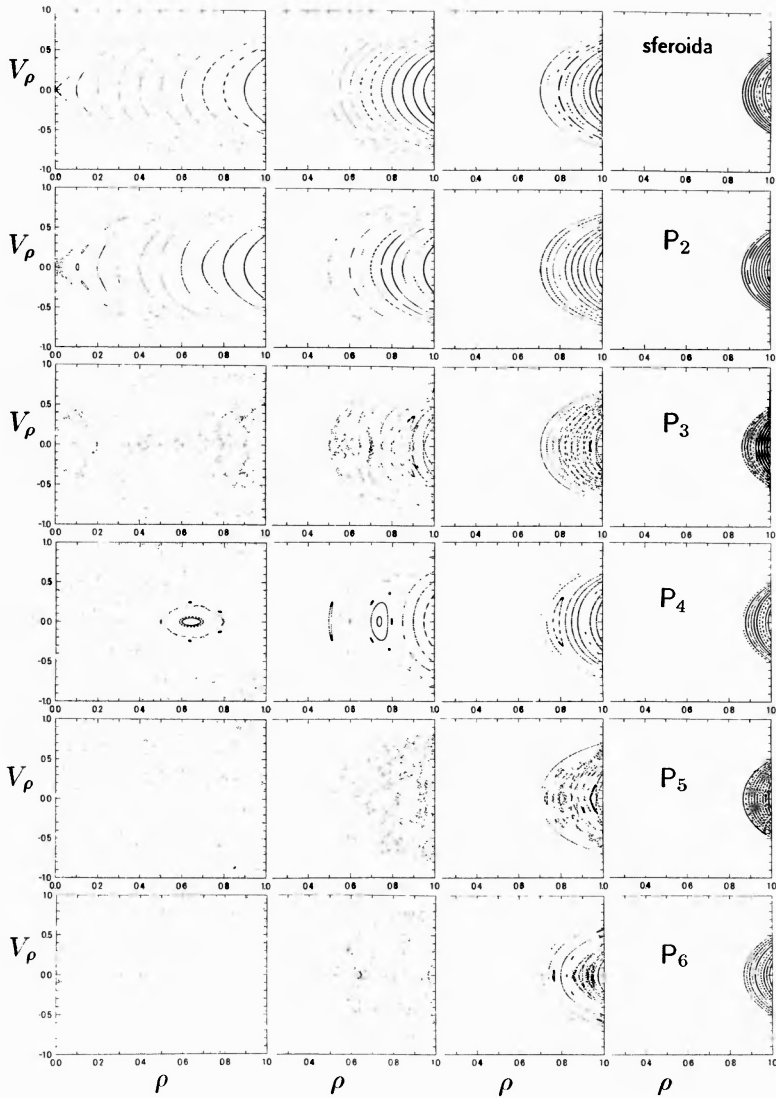
$$\frac{dE}{dt} = \rho \bar{v} \oint \dot{n}^2 d\sigma.$$

To jest tzw. wzór ścianowy na dysypację energii kolektywnej, wprowadzony do fizyki jądrowej ok. 1978 r. [4]. W przypadku obliczeń przedstawionych w górnej części rys. 1, scałkowanie po czasie tego wzoru daje następujące wyrażenie na przyrost energii:

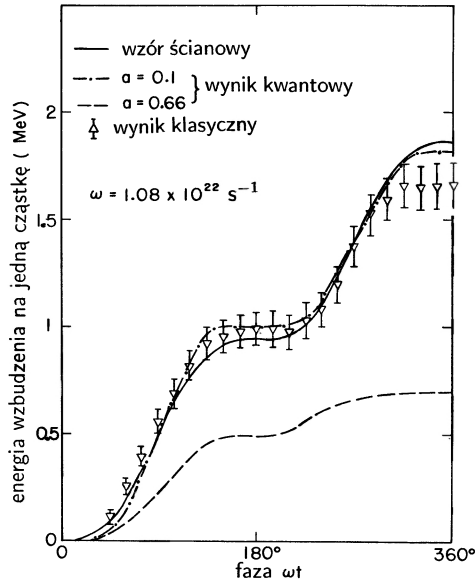
$$\frac{E - E_0}{E_0} = (3/4) \alpha \eta \left(\omega t - \frac{1}{2} \sin \omega t \right).$$

Wykres tego wyniku pokryłby się na rys. 1 z krzywą P_5 i nie wiele się odchyłał od innych krzywych (P_3 , P_4 i P_6). Tak więc można zrozumieć w sposób prosty “miodowe” zachowanie się gazu idealnego wewnątrz nieregularnego, wolno się deformującego zbiornika.

Jak z tego widać, istnieją dwa skrajne przypadki: gaz sprężysty, gdy jego cząstki poruszają się w przestrzeni fazowej po torusach, i gaz dysypacyjny, gdy cząstki poruszają się chaotycznie. Rysunek 3 pokazuje jak to wygląda w przestrzeni fazowej, za pomocą standardowej metody tzw. cięcia Poincarégo. Jest to cięcie przestrzeni fazowej pewną dwuwymiarową płaszczyzną. W naszym przypadku sferoidy lub pofalowanego zbiornika możemy sobie wyobrazić, że zbiornik został przecięty płaszczyzną równikową. Puszczamy w ruch cząstkę i w momencie kiedy jej trajektoria przebija tę płaszczyznę odnotowujemy jej odległość ρ od osi symetrii i związaną z tym szybkość $d\rho/dt$, którą oznaczę przez v_ρ . Cząstka poruszająca się wewnątrz zbiornika wielokrotnie przebija tę płaszczyznę (odpowiadającą pewnemu cięciu Poincarégo w przestrzeni fazowej) i następujące po sobie wartości ρ i v_ρ albo układają się na zamkniętych liniach (przedstawiających przekrój torusa) albo tworzą ergodyczny nieregularny rój punktów. W ten sposób metodą cięć Poincarégo odróżnia się ruch układu całkowalnego od ruchu chaotycznego, a także rozpatruje się sytuacje pośrednie, dla których cięcia Poincarégo układają się w niewiarygodnie skomplikowane, ale bardzo charakterystyczne "esy-floresy". Teoria tych "esów-floresów" to właśnie podstawowy problem dynamiki, o którym wspominał Poincaré sto lat temu. O czym Poincaré nie mógł wspominać, to analogiczny problem po kwantyzacji układu. Jeżeli chodzi o układy całkowalne, to efekt kwantyzacji łatwo jest zrozumieć. Półklasyczne metody kwantowania, związane z nazwiskami Wentzela, Brillouina i Kramersa, a także Bohra i Sommerfelda oraz Einsteina, Brillouina i Kellera, opierają się na istnieniu torusów i okazują się zwykle bardzo dobrym a także przejrzystym przybliżeniem. Zupełnie inaczej wygląda sprawa gdy układ klasyczny jest układem chaotycznym. Zrozumienie własności funkcji falowych i widm energetycznych skwantowanych układów chaotycznych (problem "chaosu kwantowego") jest jednym z "niezależnych" spraw w fizyce teoretycznej. Zajmują się nią w tej chwili dziesiątki czy setki naukowców. Na początku czerwca br. (1991) odbyła się, nie wiem już która, kolejna międzynarodowa konferencja na ten temat, tym razem w Kopenhadze. Jej tytuł brzmiał "Quantum Chaos — Theory and Experiment". Nie należy się więc dziwić, że kwantowa wersja zależnego od czasu, pofalowanego, "chaotycznego" zbiornika, o którym przed chwilą wspominałem, nie jest dotychczas dostatecznie opracowana. W naszej pracy z 1978 r. [4] podaliśmy kilka wyników nagrzewania się kwantowego gazu w pofalowanym zbiorniku, rozwiązując numerycznie zależne od czasu równanie Schrödingera. Przykład podany jest na rys. 4. Później J. Błocki otrzymał dalsze wyniki tego rodzaju, a obecnie (1991) kontynuuje te obliczenia w Grenoble, razem z F. Brutem. Zgodność takich rachunków z klasycznym wzorem "ścianowym" jest czasem względnie dobra, a czasem pojawiają się duże rozbieżności. Jeden z moich współpracowników w Berkeley, C. Jarzyński, robi obecnie podobne obliczenia dla dwuwymiarowego zbiornika w kształcie tzw. bilardu stadionowego (stół bilardowy w kształcie owalnego stadionu). Rysunek 5 podaje wykresy względnego przyrostu energii dla 20 kwantowych cząstek-fermionów, pierwotnie w stanie podstawowym, w przypadku gdy wydłużenie stadionu oscyluje wg zależności



Rys. 3. Cięcia Poincarégo dla cząstek w różnie zdeformowanych zbiornikach. Pierwsza kolumna odpowiada cząstkom z zerową składową momentu pędu wzdłuż osi symetrii, pozostałe ilustrują efekt wzrastającej składowej momentu pędu. Poszczególne obrazki podają wykresy odległości ρ od osi symetrii i sprzężonej z nią radialnej szybkości v_ρ w momencie kiedy jedna z dziesięciu cząstek (puszczonych w ruch z dziesięcioma różnymi warunkami początkowymi) przecina płaszczyznę równikową zbiornika. Następujące po sobie przecięcia układają się w zamknięte linie (ruch uporządkowany) lub w nieregularne zbiorowiska punktów (ruch chaotyczny)

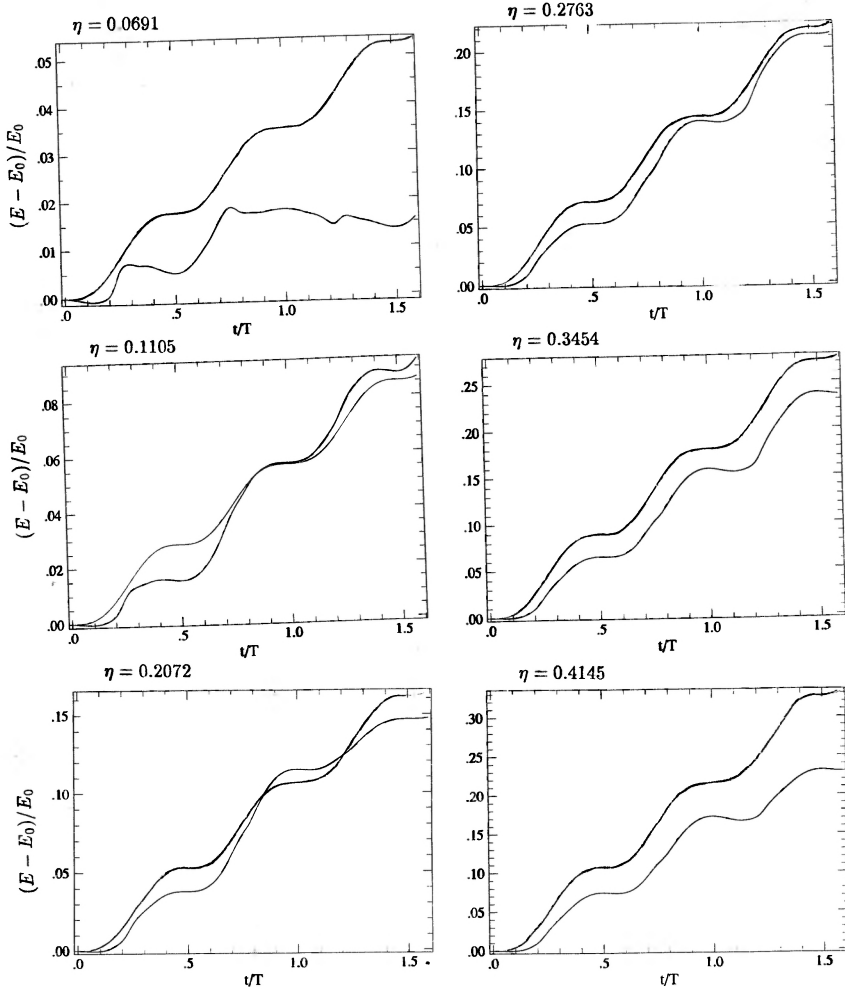


Rys. 4. Podgrzewanie gazu kwantowego 112 niezależnych cząstek (neutronów) w zależnym od czasu potencjale Woodsa-Saxona, którego drganie (z częstością $1.08 \times 10^{22} \text{ s}^{-1}$) opisane jest wielomianem Legendre'a P_4 . Kreskowana linia odpowiada rozmyciu potencjału zgodnego z pomiarami, a krzywa kropkowo-kreskowa rozmyciu 6.6 razy mniejszemu. Trójkąty podają wynik obliczeń numerycznych dla klasycznych cząstek w zbiorniku z zerowym rozmyciem, a krzywa ciągła — wynik otrzymany za pomocą wzoru "ścianowego"

$$\gamma(t) = 1 + 0.19 \cos \omega t,$$

gdzie γ to stosunek prostego odcinka bieżni stadionu do średnicy odcinka kołowego. Tym razem powierzchnia dwuwymiarowego zbiornika jest zachowana podczas drgań. Wielkość η jest zdefiniowana tak jak przedtem: maksymalna szybkość ściany dzielona przez maksymalną szybkość cząstek. Widzimy, że dla $0.1 \leq \eta \leq 0.4$ wzór ścianowy zgadza się mniej więcej z rezultatem rachunku kwantowego. Natomiast dla najwolniejszych drgań, $\eta \approx 0.07$, rachunek kwantowy przewiduje o wiele mniejszą dysypację. Ta rozbieżność jest prawdopodobnie związana ze skończoną odległością między poziomami energetycznymi kwantowej cząstki, coś czego klasyczny wzór ścianowy nie jest w stanie wziąć pod uwagę. Z drugiej strony, dla dużych wartości η , a także dla długich okresów oscylacji, rachunki Jarzyńskiego sugerują dalsze rozbieżności w porównaniu ze wzorem ścianowym, których wyjaśnienie nauczy nas pewnie interesujących rzeczy o własnościach zależnych od czasu układów kwantowych.

Powróćmy teraz do fizyki jądrowej. Jest rzeczą jasną, że jądra są o wiele bardziej skomplikowanym układem niż te dwu- i trzywymiarowe idealne zbiorniki, o których mówiłem. Można nawet mieć poważne zastrzeżenia czy warto się



Rys. 5. Względny przyrost energii dwudziestu kwantowych cząstek umieszczonych wewnątrz dwuwymiarowego zbiornika ("bilardu") o ruchomej "ścianie" w kształcie stadionu. Każdy z sześciu obrazków podaje przyrost energii podczas półtora okresu drgań. Wielkość η podaje względną częstość drgań, w granicach od 0.0691 do 0.4145. Cienka linia to przewidywanie wg klasycznego wzoru "ścianowego", a gruba to rezultat numerycznego rozwiązania zależnego od czasu równania Schrödingera [7]

zajmować tak uproszczonymi układami gdy się ma do czynienia z prawdziwymi jądrami. Ale z drugiej strony wiemy, że stosowalność w fizyce jądrowej modelu powłokowego, modelu niezależnych cząstek we wspólnym potencjale, mówi nam, iż te wyidealizowane rachunki zawierają w sobie przynajmniej część prawdy. Wy-

daje mi się oczywiste, że jeżeli chcemy gruntownie zrozumieć zachowanie się prawdziwych, skomplikowanych jąder, to niezbędne jest gruntowne zrozumienie tych uproszczonych układów dynamicznych. Jak wspomniałem, nawet po drastycznych uproszczeniach pozostają pytania, na które nie posiadamy obecnie odpowiedzi, zwłaszcza jeżeli chodzi o kwantowe układy chaotyczne.

Streszczając sedno mojego wykładu, można powiedzieć: na podstawie uproszczonych rozważań o własnościach niezależnych cząstek w zaleźnym od czasu potencjale, należy się spodziewać związku między uporządkowaniem czy chaosem ruchu nukleonów w jądrze a kolektywną dynamiką jądra. Dokładny ten związek okaże się zapewne bardzo skomplikowany, ale coś w rodzaju następującego schematu będzie przynajmniej w przybliżeniu odpowiadało rzeczywistości: jeżeli ruch nukleonów jest uporządkowany (całkowalny), to jądro zachowuje się sprężysto, a jeżeli ruch nukleonów jest chaotyczny, to jądro zachowuje się dysypacyjnie, jak bardzo lepka ciecz. (Okazuje się też, że jeżeli ruch jest mieszkanką porządku i chaosu, to można się spodziewać zachowania sprężystoplastycznego, tzn. sprężystego względem szybkich, a dysypacyjnego względem wolnych deformacji.)

W ciągu ostatnich kilku lat zostało wykonane wiele prac, w których powyższe rozważania, pomimo drastycznych uproszczeń, na których się opierają, zastosowane zostały do konkretnych problemów fizyki jądrowej, w szczególności do rozszczepienia jąder i do zderzeń między jądrami. Opisanie tych studiów wymagałoby osobnego wykładu. W pracy [5], a także [6], która wkrótce ukaże się w *Nuclear Physics*, znajduje się kilkanaście odnośników do literatury na ten temat. Raz jeszcze dziękuję za zaszczyt, który mnie tu spotkał i umożliwił mi odwiedzić kraj rodzinny z okazji XXXI Zjazdu Fizyków Polskich w Poznaniu.

Literatura

- [1] M. Smoluchowski, *Wybór pism filozoficznych*, PWN, Warszawa 1956.
- [2] W.J. Świątecki, "Order, chaos and nuclear dynamics", w: *Proc. 21st Mikołajki Summer School on Nuclear Physics, in Mikołajki, August 26 -Sept. 5, 1990*, red. Z. Sujkowski i G. Szeflińska, Adam Hilger Bristol, 1991, s. 219.
- [3] F. Brut, "Classical trajectories and semiclassical methods in simple nuclear models", *ibid.*, s. 235.
- [4] J. Błocki, Y. Boneh, J.R. Nix, J. Randrup, M. Robel, A.J. Sierk, W.J. Świątecki, *Ann. of Phys.* 113, 330 (1978).
- [5] J. Błocki, -J. Shi, W.J. Świątecki, "Order, chaos and nuclear dynamics", Preprint LBL-31563, Nov. 1991, *Nuclear Physics* (posłane do druku).
- [6] C. Jarzyński, W.J. Świątecki, "A universal asymptotic velocity distribution for independent particles in a time-dependent irregular container", Preprint LBL-31771, Jan. 9, 1992, *Nuclear Physics* (w druku).
- [7] C. Jarzyński, 1991, ma być opublikowane.

Janusz Gil

Zielonogórskie Centrum Astronomii
Zielona Góra

Pulsary a relatywistyczne teorie grawitacji

Pulsars and relativistic gravitation theories

Abstract: Tests of relativistic gravitation theories by precision measurements of the arrival time of pulsar signals are reviewed. A general significance of the discovery of pulsars for relativistic physics is discussed.

1. Wstęp

W latach trzydziestych naszego stulecia niezależnie od siebie Landau oraz Baade i Zwicky rozpatrywali proces zapadania grawitacyjnego (kolaps) chłodnej gwiazdy, która wykorzystyła w znacznej mierze swoje paliwo jądrowe produkując jądra cięższych pierwiastków z jąder wodoru (i w minimalnych ilościach helu) dostępnych w początkowych stadiach ewolucji. Ciśnienie zimnego gazu wewnątrz gwiazdy nie może zrównoważyć grawitacji i gwiazda zaczyna się zapadać. Ściskanie gwiazdy powoduje oczywiście wzrost ciśnienia w jej wnętrzu. Na początku lat trzydziestych Chandrasekhar korzystając z newtonowskich równań równowagi oraz równania stanu zdegenerowanego gazu elektronowego wykazał, że jeśli masa zapadającego się obiektu jest większa niż tzw. granica Chandrasekhara: $M_{Ch} \approx 1.45 M_{\odot}$, gdzie M_{\odot} jest masą Słońca, to ciśnienie zdegenerowanego gazu elektronowego nie jest w stanie zatrzymać zapadania grawitacyjnego (patrz np. [1-3]). Wymienieni wyżej autorzy interesowali się specjalnie przypadkiem $M > M_{Ch}$. Należy tu wspomnieć, że proces zapadania masywnej gwiazdy powinien przejść przez eksplozywną fazę odrzucenia zewnętrznych powłok (supernowa) i M oznacza masę pozostałego jądra gwiazdy. Gwiazda przekracza gęstości zdegenerowanego gazu elektronowego i podlega dalszemu zapadaniu. Przy gęstościach rzędu 10^9 g/cm^3 następuje neutronizacja materii: $p^+ + e^- \rightarrow n + \nu_e$ i grawitacja może być zrównoważona ciśnieniem zdegenerowanego gazu neutronowego. Powstała w ten sposób stabilna gwiazda neutronowa (GN) powinna mieć średnią gęstość ρ rzędu 10^{14} g/cm^3 , masę $M \gtrsim 1.45 M_{\odot}$ oraz promień $R \approx (1.4 M_{\odot} / \rho)^{1/3}$ rzędu 10 km. Zachowanie momentu pędu $L = I\Omega$, gdzie I jest momentem bezwładności, a Ω jest częstością kołową, podczas zapadania powoduje niezwykle

szybką rotację o okresie początkowym $P = 2\pi/\Omega$ rzędu $10^{-2} - 10^{-1}$ s. Typowe gwiazdy mają pola magnetyczne B_{\odot} rzędu 0.1–10 G. Zatem zachowanie strumienia magnetycznego $R_{\odot}^2 B_{\odot} = R^2 B_0$ przy zmniejszeniu się promienia od $R = R_{\odot}$, gdzie R_{\odot} jest promieniem Słońca, do $R \approx 10$ km, prowadzi do powstania niezwykle silnego pola magnetycznego we wnętrzu gwiazd neutronowych B_0 rzędu $10^{10} - 10^{12}$ G. Tak więc rozważania Landaua oraz Baadego i Zwicky'ego przewidziały istnienie gwiazd neutronowych, które powinny mieć masę rzędu masy Słońca, promień rzędu 10 km, bardzo szybko wirować z częstością co najmniej jeden obrót na sekundę oraz posiadać niezwykle silne pola magnetyczne dochodzące do 10^{12} G. Ponadto, GN powinny występować w centralnych częściach pozostałości po supernowych. Warto zauważyć, że koncepcja gwiazd neutronowych powstała już w rok po odkryciu neutronu przez Chadwicka w 1932 r.

Oczywiście, mała powierzchnia GN wykluczała możliwość ich zaobserwowania, nawet przy wysokiej początkowej temperaturze rzędu 10^8 K. Tak więc GN pozostały na długo jedynie atrakcyjną hipotezą naukową. Większość astronomów nie wierzyła w ich istnienie.

W 1967 r. w Cambridge prof. Hewish zajmował się scyntylicjami źródeł promieniowania radiowego. Skonstruowana przez niego aparatura była w stanie rejestrować zmiany natężenia o skalach czasowych poniżej 1 sekundy. Podczas jednej z sesji obserwacyjnych doktorantka Hewisha, Jocellyn Bell, zarejestrowała szybkozmiennie źródło pulsujące z niezwykle precyzyjnym okresem powtarzalności. Początkowo zignorowała ten efekt podejrzewając interferencję ze źródłami naziemnymi, ale kiedy następnej nocy zaobserwowała to samo zjawisko w tym samym kierunku na niebie, poinformowała o nim Hewisha, który postanowił podjąć systematyczne badania. Szybko ustalono okres pulsacji $P = 1.27376349759$ s oraz tempo jego wydłużania $\dot{P} = 0.587$ ns/dzień. Tego rodzaju pulsacje można wytłumaczyć przez efekt zaćmieniowy w układzie podwójnym, oscylacje gwiazdy lub rotację gwiazdy ze źródłem promieniowania znajdującym się na jej powierzchni. Obserwowane w tym przypadku wartości P i \dot{P} wyeliminowały pierwsze dwa mechanizmy, pozostawiając jako jedyną możliwość rotację małej gwiazdy. Wkrótce po odkryciu pierwszego pulsara, bo tak właśnie nazwano źródło pulsującego promieniowania radiowego odkryte przez Jocellyn Bell, odkryto następne, wśród nich pulsara w Krabie o okresie $P = 0.033$ s. Związana z nim gwiazda musiała więc obracać się ok. 30 razy na sekundę. Tak szybki obrót mogła wytrzymać tylko hipotetyczna (i prawie zapomniana) supergęsta gwiazda neutronowa o promieniu ok. 10 km. Również krótki czas trwania impulsów oraz ich krótki i precyzyjny okres powtarzania się były zgodne z niewielkimi rozmiarami źródeł. W ten sposób odkrycie pulsarów doprowadziło do odkrycia gwiazd neutronowych. Identyfikacja pulsarów z gwiazdami neutronowymi jest dzisiaj powszechnie uznana i potwierdzona wielorakimi obserwacjami w różnych dziedzinach widma elektromagnetycznego. W tym artykule skupimy się jedynie na paśmie radiowym. Warto tutaj wspomnieć, że w 1984 r. odkryto pulsara o okresie 1.5 ms, a zatem stowarzyszona w nim GN obraca się ok. 600 razy na sekundę. Dzisiaj znamy kilkanaście

takich milisekundowych pulsarów.

Pulsary są wciąż odkrywane i ich lista obecnie obejmuje ok. 550 obiektów. W ich liczbie ponad dwadzieścia znajduje się w układzie podwójnym z inną gwiazdą. Na ogół są to układy podwójne o krótkim okresie orbitalnym P_b obiegu składników wokół wspólnego środka masy. Układy takie są niezwykle ważne i będą głównym przedmiotem rozważań tego artykułu.

Pierwszą teorią grawitacji była teoria Newtona, opierająca się na pojęciach absolutnego czasu i absolutnej przestrzeni, w której oddziaływania grawitacyjne rozchodzą się z nieskończoną prędkością. Jest to sprzeczne ze szczególną teorią względności (STW) sformułowaną przez Einsteina w 1905 r. i uwzględniającą obserwacyjny fakt niezależności prędkości światła c od układu odniesienia. Konsekwencją tego faktu jest zależność zarówno czasu jak i przestrzeni od wyboru obserwatora. Prędkość światła jest maksymalną prędkością z jaką mogą rozchodzić się oddziaływania fizyczne.

W 1916 r. Einstein sformułował ogólną teorię względności (OTW) która stanowiła teorię grawitacji zgodną z STW. Powstała ona na drodze czysto dedukcyjnej i opierała się na zasadzie równoważności oraz postulacie ogólnej niezmienniczości. Zasada równoważności jest konsekwencją obserwowanej równości masy bezwładnej i grawitacyjnej wykazanej przez Eötvösa, a bardziej precyzyjnie - przez Dickego. Stwierdza ona, że lokalnie, w małych obszarach czasoprzestrzeni, wpływ pola grawitacyjnego można wyeliminować przez przejście do nieinercjalnych układów odniesienia, w których pojawiają się siły bezwładności. Natomiast pola grawitacyjne wytwarzane przez ograniczone rozkłady materii różnią się od sił bezwładności własnościami globalnymi. Pola grawitacyjne znikają bowiem w nieskończoności, natomiast pozorne siły bezwładności działające w nieinercjalnych układach odniesienia rosną nieograniczenie w nieskończoności lub co najwyżej dążą do stałej wartości. Postulat ogólnej niezmienniczości głosi, że prawa fizyki powinny być sformułowane niezmienniczo względem transformacji układów współrzędnych w czasoprzestrzeni.

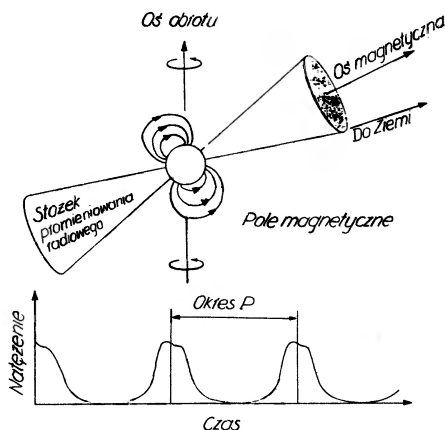
Ogólna teoria względności, będąc uogólnieniem teorii Newtona, przewidywała nowe efekty, których ta ostatnia wyjaśnić nie mogła. Najważniejsze z nich to ruch peryhelium Merkurego oraz istnienie fal grawitacyjnych. Jednakże niewielka precyzja pomiarów oraz słabość efektów relatywistycznych w układzie planetarnym powodowała, że OTW długo była uważana bardziej za gałąź matematyki niż fizyki. Należy tu wspomnieć również o istnieniu alternatywnych nienewtonowskich teorii grawitacji, które również przewidywały wymienione tu efekty relatywistyczne. Sytuacja zmieniła się radykalnie po odkryciu pulsarów, a zwłaszcza krótkookresowego i o dużym mimośrodku orbity układu podwójnego PSR 1513+16. Efekt przesunięcia periastronu w tym układzie jest 35000 razy silniejszy niż w układzie Słońce-Merkury. Okres orbitalny P_b tego układu powinien się skracać wskutek promieniowania grawitacyjnego. Efekt taki rzeczywiście się obserwuje, a jego liczbowa wartość zgodna jest jedynie z OTW. W ten sposób pośrednio odkryto istnienie fal grawitacyjnych oraz potwierdzono słuszność OTW

jako teorii grawitacji.

Wymagania stawiane obserwatorom przez szybkozmienne promieniowanie pulsarów spowodowały gwałtowne zaawansowanie techniki precyzyjnych pomiarów czasowych. Tak więc efekty relatywistyczne w pulsarach mogą być mierzone z ogromną dokładnością. Odkrycie pulsarów było nie tylko odkryciem hipotetycznych gwiazd neutronowych. Ma ono niezwykle znaczenie w wielu dziedzinach fizyki, a przede wszystkim w teorii względności, dostarczając wspaniałych narzędzi do jej testowania.

2. Pulsary jako szybko wirujące, silnie namagnesowane gwiazdy neutronowe

Krótkie, powtarzające się z niezwykle regularnością impulsy radiowe pulsara można wytłumaczyć jedynie tzw. modelem latarni morskiej. Zakłada on, że pulsar emituje wąską, o szerokości kątowej kilku do kilkunastu stopni, wiązkę promieniowania radiowego, sztywno "przywiązaną" do wirującej GN. Raz na okres obrotu wiązka ta trafia w układ słoneczny, powodując impulsowy wzrost napięcia w odbiornikach ziemskich radioteleskopów. Tak więc obserwowany okres pulsara P , a więc odstęp czasu pomiędzy kolejnymi impulsami, jest identyczny z okresem rotacji GN: $2\pi/\Omega$, gdzie Ω jest częstością rotacji. (Typowe okresy pulsarów są rzędu 1 sekundy a typowy czas trwania impulsu $\Delta t \sim \frac{1}{10}P$.) Dla celów rozważań tego artykułu można przyjąć, że kształt poszczególnych impulsów jest w przybliżeniu gaussowski, aczkolwiek w praktyce może być on bardzo skomplikowany (rys. 1).



Rys. 1. Model latarni morskiej pulsara radiowego

Przyjmuje się, że zarówno orientacja jak i kolimacja wiązki promieniowania radiowego pulsarów kontrolowana jest przez ultrasilne pole magnetyczne B

osiągając na powierzchni GN wartości rzędu 10^{12} G. Wiązka promieniowania jest zorientowana wokół kierunku momentu dipolowego i ograniczona rozmiarami tzw. czapy polarnej, to jest obszaru, nad którym istnieje wysokie napięcie ΔV rzędu 10^{12} V przyspieszające naładowane cząstki które są źródłami obserwowanego promieniowania pulsarów [4,5].

Aby możliwa była emisja promieniowania pulsującego zgodna z modelem latarni morskiej, moment magnetyczny GN musi być nachylony pod pewnym kątem Θ względem osi rotacji GN. Tak więc pulsar można rozpatrywać jako gigantyczny magnes wirujący z częstością $\Omega = 2\pi/P$ i nachylony do osi rotacji pod kątem Θ . Układ taki emituje długofalowe promieniowanie dipolowe o częstości Ω (nie jest to obserwowane promieniowanie radiowe pulsarów), które powoduje stałe wydłużanie okresu P w tempie $\dot{P} = dP/dt$. Można założyć, że promieniowanie dipolowe jest głównym mechanizmem utraty energii przez wirującą, namagnesowaną GN, tzn. $\dot{E}_{\text{dip}} = \dot{E}_{\text{rot}}$, gdzie $\dot{E}_{\text{dip}} \approx -\frac{2}{3c^3} B_0^2 R^3 \left(\frac{2\pi}{P}\right)^4$, $\dot{E}_{\text{rot}} = -4\pi^2 I \dot{P}/P^3$, $I \approx MR^2 \approx 10^{45}$ gcm². Tutaj I jest momentem bezwładności GN, $M \approx M_{\text{Ch}}$ jest masą GN, $R \approx 10^6$ cm jest promieniem GN, B_0 jest wewnętrznym polem magnetycznym GN oraz $c = 3 \times 10^{10}$ cm/s jest prędkością światła w próżni. Z przyrównania \dot{E}_{dip} do \dot{E}_{rot} wynika dla $\Theta \approx \pi/2$

$$B_0 = \left(\frac{3Ic^3 P \dot{P}}{8\pi^2 R^3} \right)^{1/2}, \quad (2.1)$$

co dla obserwowanych wartości okresu P i jej pochodnej \dot{P} daje wartości pola magnetycznego GN związane z pulsarami rzędu $10^{10} - 10^{13}$ G, zgodnie z oszacowaniem zakładającym zachowanie strumienia magnetycznego podczas zapadania, przedstawionym w rozdz. 1.

Jeśli GN rzeczywiście związane są z wybuchami supernowych, to mgławica Kraba będąca pozostałością po supernowej obserwowanej przez astronomów chińskich w 1054 r. powinna zawierać młodą, gorącą GN. Jeśli w dodatku wiązka promieniowania radiowego tej GN jest odpowiednio zorientowana, powinniśmy w centralnej części mgławicy Kraba zaobserwować pulsar. Szczęśliwie tak jest i pulsar w Krabie był jednym z pierwszej dziesiątki odkrytych pulsarów. Był ostateczny triumf teorii przewidującej istnienie gwiazd neutronowych jako pozostałości po supernowych. Pulsar w Krabie, jak przystało na jego młody wiek (ok. 1000 lat), ma bardzo krótki okres $P = 0.033$ s (tj. ok. 30 obrotów GN na sekundę) i wydłuża swój okres w szybkim tempie $\dot{P} = 422.68 \times 10^{-15}$ s/s. Obserwowany strumień energii z Kraba $\dot{E}_{\text{Krab}} = 4 \times 10^{37}$ erg/s. Tymczasem ze wzoru na tempo utraty energii rotacyjnej dostajemy $-4\pi^2 I \dot{P}/P^3 = 5 \times 10^{37}$ erg/s. Tak więc rzeczywiście, źródłem energii promieniowania pulsarów jest energia wirowania związanych z nimi gwiazd neutronowych.

Promieniowanie radiowe pulsarów jest szerokopasmowe, sięgając od 10 MHz do 10 GHz. Natomiast obserwacje pulsarów są wąskopasmowe, co oznacza, że

obserwujemy pulsar w wąskim paśmie $\Delta\nu$ wokół określonej częstotliwości obserwacji ν_0 , przy czym zwykle $\Delta\nu/\nu_0 \approx 0.01$. Głównym powodem tego jest tzw. rozmycie dyspersyjne. Krótki impuls promieniowania o częstotliwości ν przechodząc przez obłok plazmy kosmicznej jest opóźniony w stosunku do przypadku propagacji w próżni o czas

$$t_{DM} = D/\nu^2(\text{s}), \quad (2.2)$$

gdzie współczynnik dyspersji D można wyznaczyć z pomiarów czasów przyjscia sygnału na dwóch różnych częstotściach ν_1 i ν_2 , mianowicie

$$D = (t_2 - t_1)/(1/\nu_2^2 - 1/\nu_1^2), \quad (2.3)$$

przy czym $\nu_1 > \nu_2$. Zwykle definiuje się tzw. miarę dyspersji

$$DM = 2.41 \times 10^{-16} D = \int_0^z n_e(z) dz \approx n_e \cdot z \quad [\text{parsek} \cdot \text{cm}^{-3}], \quad (2.4)$$

gdzie n_e jest liczbową gęstością elektronów napotkanych przez sygnał na drodze o długości z . Dla większości pulsarów $n_e = 0.03 \text{ cm}^{-3}$. Oczywiście, znając n_e z innych pomiarów, można wyznaczyć współczynnik dyspersji D (a tym samym opóźnienie dyspersyjne t_{DM}) dla pojedynczej częstotliwości.

3. Precyzyjne pomiary czasów przyjscia sygnałów pulsara

Astrofizyka dostarcza wielu przykładów wirujących lub orbitujących ciał, których okres obrotu lub orbitalnego obiegu może być określony z dużą dokładnością. W obrębie Układu Słonecznego ruch orbitalny planet może być zmierzony z dokładnością do części sekundy. Ruch obrotowy Ziemi może być wykorzystany jako precyzyjny zegar o dokładności ok. 10^{-8} na dzień. Jednakże najlepszymi zegarami, ze względu na bardzo stabilny okres, są pulsary. Dla większości z nich pochodna okresu \dot{P} jest rzędu 10^{-15} s/s.

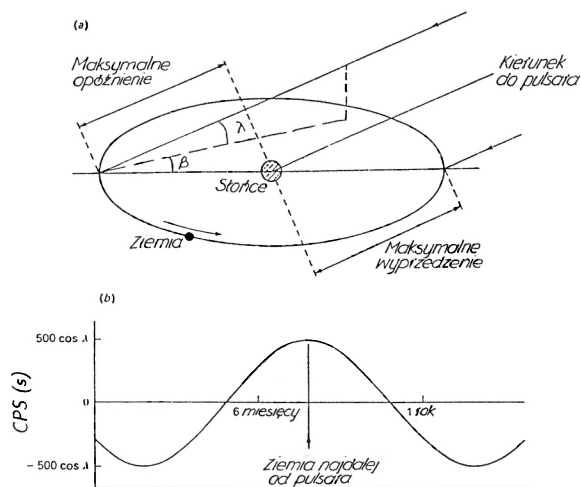
Aby pulsary wykorzystać w charakterze zegarów należy precyzyjnie zmierzyć czas przyjscia sygnału (CPS) do obserwatorium za pomocą atomowych wzorców czasu (o dokładności rzędu 10^{-6}). Czas przyjscia sygnału definiujemy jako czas t_{CPS} zarejestrowania pewnej fazy pulsu, zwykle wybieranej jako maksimum gaussowskiej obwiedni pulsu (rys. 1), w stosunku do pewnej wybranej chwili początkowej t_{start} . Zwykle kształt pulsu jest skomplikowany i trudno jednoznacznie określić jego maksimum czy środek. Wtedy stosuje się technikę korelacji wzajemnej (cross-correlation) z gaussowską funkcją zastępczą (template).

Znając CPS można je porównać z modelem rotacji GN. Porównanie takie dostarcza wiele informacji o GN, m. in. o ruchu orbitalnym pulsarów w układach podwójnych, pozwala testować OTW i przewidziane przez nią promieniowanie grawitacyjne jak również dostarcza naturalnych standardów pomiaru czasu o stabilności najlepszych dostępnych wzorców atomowych. Porównywanie CPS z

modelami wirujących GN będzie przedmiotem rozważań rozdz. 6. W tym rozdziale skupimy się na omówieniu pewnych technik precyzyjnych pomiarów CPS. Pomiar takie są bardzo skomplikowane ponieważ odległość pulsar - radioteleskop zmienia się wskutek ruchów własnych Ziemi i pulsara. Należy więc wprowadzić różne, zależne od czasu poprawki, które teraz omówimy.

3.1. Położenie pulsara a ruch Ziemi

Założmy, że ruchy własne pulsara są zaniedbywalne i zbadajmy wpływ ruchów własnych Ziemi na CPS. Średnia odległość Ziemi od Słońca wynosi ok. 500 sekund świetlnych. Rozpatrzmy pulsar o wysokości ekliptycznej λ i szerokości ekliptycznej β . Pulsy będą obserwowane o A_0 sekund wcześniej na Ziemi niż na Słońcu, kiedy Ziemia jest najbliżej pulsara, i o tyle samo sekund później niż na Słońcu za ok. sześć miesięcy (rys. 2a). Zakładając, że orbita Ziemi jest



Rys. 2. a) Wpływ rocznego ruchu Ziemi wokół Słońca na CPS pulsarów, b) Sinusoidalne zmiany CPS wywołane ruchem Ziemi

kołowa, możemy napisać wyrażenie na poprawkę do CPS wynikającą z jej ruchu orbitalnego

$$t_{orb} = A_0 \cos(\Omega_{\oplus} t - \beta) \cos \lambda,$$

gdzie $A_0 \approx 500$ s, Ω_{\oplus} jest częstością kołową ruchu orbitalnego Ziemi oraz β i λ są współrzędnymi ekliptycznymi pulsara. Zatem CPS pulsara będą wykazywać sinusoidalne zmiany w ciągu roku (rys. 2b). Dokładne rozważania powyższego efektu muszą ponadto uwzględnić, że

- (1) orbita Ziemi jest eliptyczna a nie kołowa;
- (2) okres pulsara P wydłuża się w tempie $\dot{P} \approx 10^{-15}$ s/s, co nakłada parabolę $\frac{1}{2} \dot{P} t^2$ na sinusoidę na rys. 1;

- (3) obrót Ziemi wprowadza zmienne opóźnienie o maksymalnej wartości równej czasowi przebycia przez promieniowanie drogi równej promieniowi Ziemi (21 ms);
- (4) Słońce porusza się względem środka masy Układu Słonecznego. Ruch ten zależy od ruchów orbitalnych ciężkich planet (głównie Jowisza). Efekt ten jest wystarczająco duży aby umiejscowić środek masy poza Słońcem.
- (5) grawitacyjny potencjał na Ziemi różni się od potencjału w przestrzeni kosmicznej, przez którą przechodzi sygnał pulsara. Ponadto zmienia się on w ciągu roku wskutek eliptycznego kształtu ziemskiej orbity. Ogólna teoria względności przewiduje w takim wypadku małe roczne zmiany szybkości chodzenia zegarów. Efekt ten omówimy w rozdz. 5;
- (6) efektywna częstość obserwacji (wąskopasmowego odbiornika radioteleskopu) w układzie inercyjnym zmienia się w ciągu roku wskutek efektu Dopplera wywołanego ruchem orbitalnym Ziemi. Ponieważ CPS zależy od częstości wskutek dyspersji (równ. 2.2), poprawka do CPS może być potrzebna w przypadku pulsarów o wysokiej mierze dyspersji DM (równ. 2.4).

3.2. Poprawka na położenie środka masy Układu Słonecznego

W praktyce CPS są obliczane z przyjętych współrzędnych pulsara β , λ oraz wektora położenia \mathbf{r} środka masy Układu Słonecznego zwanego barycentrum. Wektor ten jest sumą trzech wektorów

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_{OC} + \mathbf{r}_{CS} + \mathbf{r}_{SB},$$

gdzie \mathbf{r}_{OC} jest wektorem łączącym obserwatora z środkiem Ziemi, \mathbf{r}_{CS} jest wektorem łączącym środek Ziemi z środkiem Słońca i \mathbf{r}_{SB} jest wektorem łączącym środek Słońca z barycentrum (rys. 3). Trzy składowe wektora \mathbf{r} są obliczane oddzielnie. Największy wkład wnosi oczywiście \mathbf{r}_{CS} i jest on określony z dużą dokładnością z obserwacji radarowych. Również wektor \mathbf{r}_{OC} jest dokładnie określony. Wreszcie wektor \mathbf{r}_{SB} wynosi

$$\mathbf{r}_{SB} = \frac{\sum_i \frac{1}{m_i} \mathbf{r}_i}{1 + \sum_i \frac{1}{m_i}},$$

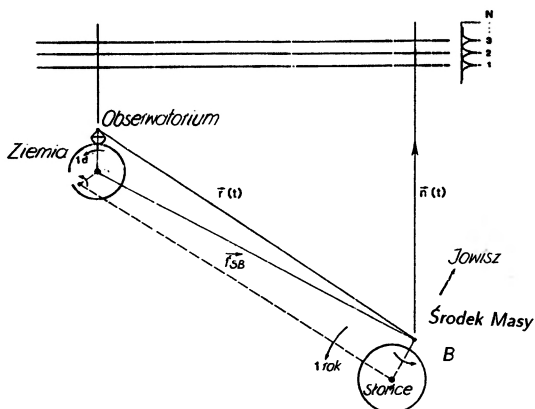
gdzie m_i i \mathbf{r}_i oznaczają masy i wektory położenia Słońca oraz planet.

Czas CPS, który może być porównany z modelem czasowym obrotu GN (rozdz. 6) można napisać w postaci

$$t_{CPS} = t_0 + t_C + t_{DM} + t_R, \quad (3.1)$$

gdzie t_0 jest czasem CPS zmierzonym w obserwatorium,

$$t_C = -\frac{1}{C} \mathbf{r}_{OB} \cdot \mathbf{n},$$



Rys. 3. Układ środka masy stosowany w pomiarach CPS

gdzie \mathbf{n} jest wektorem położenia źródła (rys. 3), t_{DM} jest opóźnieniem dyspersyjnym (równ. 2.2) oraz t_R jest poprawką relatywistyczną, którą omówimy w rozdz. 5.

3.3. Ruchy własne pulsarów

Na wartości pomiarów CPS będzie oczywiście miał duży wpływ ruch własny pulsara na sferze niebieskiej. Dla wielu pulsarów ruch własny jest na tyle duży, że można zmierzyć pochodne czasowe współrzędnych położenia pulsara, czy to eliptycznych β, λ związanych z płaszczyzną ekliptyki (czyli płaszczyzną ruchu orbitalnego Ziemi wokół Słońca) czy też równikowych α, δ związanych z rotacją Ziemi, gdzie α nosi nazwę rektascencji a δ deklinacji. Osie obu tych układów nachylone są pod kątem 23.5° . Źródłem ruchów własnych jest prawdopodobnie energia wybuchu supernowej w układzie gwiazd początkowo związanym z pulsarem.

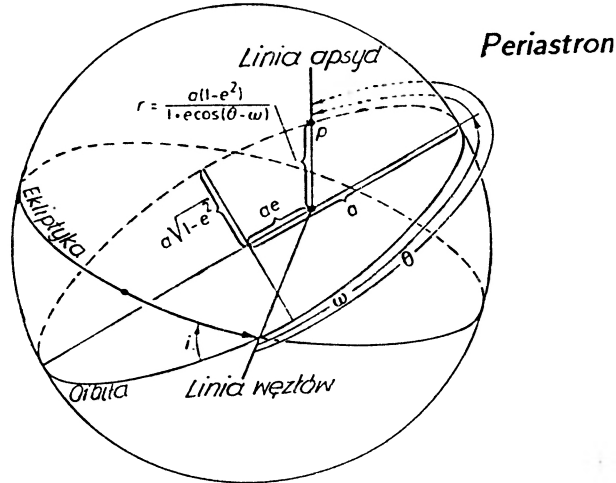
Specjalny rodzaj ruchów własnych wykazują pulsary w układach podwójnych, którymi zajmiemy się w następnym rozdziale. Na zakończenie tego rozdziału wspomnijmy tylko, że typowa dokładność pomiarów CPS jest rzędu 0.001 okresu P pulsara, a zatem od $1 \mu\text{s}$ do 1 ms.

4. Układy podwójne

W rozdziale tym omówimy dynamikę układów podwójnych, opierając się na prawach Keplera. Obecnie znamy 25 pulsarów w układach podwójnych. Większość z nich znajduje się w tzw. gromadach kulistych, w których gęstość gwiazd jest znacznie większa niż w Galaktyce. Niektóre z tych układów składają się z dwóch gwiazd neutronowych, z których tylko jedna obserwowana jest jako pulsar radiowy. W kilku przypadkach, jak np. PSR 1913+16, eliptyczna orbita jest bardzo wydłużona, a okres orbitalny P_b ruchu pulsara wokół środka masy, bar-

dzo krótki. Układ taki jest silnie relatywistyczny, wykazując istotny ruch periastronu. W takim przypadku musimy stosować formuły OTW (rozdz. 5). Pulsary oznaczone są symbolem PSR (od Pulsating Radio Source) a następujące po nim cyfry pochodzą z rektascencji α i deklinacji δ . Na przykład dla PSR 1933+16, $\alpha = 19^{\text{h}}33^{\text{m}}12^{\text{s}}.474 \pm 0^{\text{s}}.004$, a $\delta = 16^{\circ}01'08''.06 \pm 0''0.02$.

Geometria orbity pulsara obiegającego towarzysza znajdującego się w ognisku elipsy o dużej półosi a i mimośrodku e przedstawiona jest na rys. 4. Płaszczy-



Rys. 4. Graficzne przedstawienie elementów orbity eliptycznej

zna orbity nachylona jest pod kątem i do płaszczyzny odniesienia, którą tu jest płaszczyzna ekliptyki. Położenie, w którym pulsar jest najbliższym towarzysza nazywane jest periastronem, który w przypadku relatywistycznym wykazuje (podobnie jak w przypadku Merkurego) efekt precesji mierzony pochodną $\dot{\omega}$. Równanie orbity w układzie biegunowym r, θ jest dane przez

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos(\theta - \omega)}, \quad (4.1)$$

gdzie argument periastronu $\omega = \theta[r = a(1 - e)]$, a jest półosią główną elipsy oraz e jest jej mimośrodem. Zgodnie z prawem Keplera

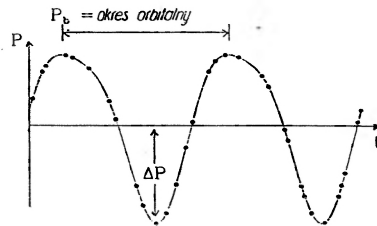
$$\frac{P_b^2}{a^3} = \frac{4\pi^4}{G(m_1 + m_2)}, \quad (4.2)$$

gdzie P_b jest okresem orbitalnym, m_1 i m_2 masami składników układu podwójnego oraz $G = 6.674 \pm 0.012 \times 10^{-18}$ dyn $\text{cm}^2 \text{g}^{-2}$ jest stałą grawitacji. Obserwacje pulsarów podwójnych dają tzw. krzywą prędkości radialnej (rys. 5), z której

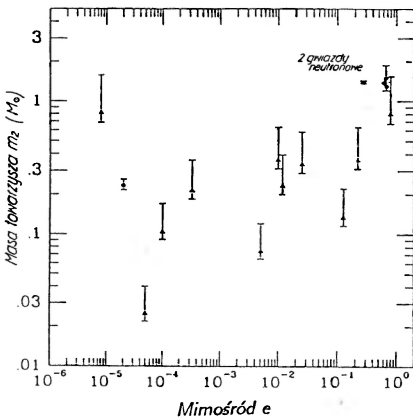
można otrzymać elementy orbitalne P_b , $a \sin i$ oraz e . Ważnym pojęciem jest funkcja masy

$$f = \frac{(m_2 \sin i)^3}{(m_1 + m_2)^2} = \frac{(a \sin i)^3}{(P_b/2\pi)^2}, \quad (4.3)$$

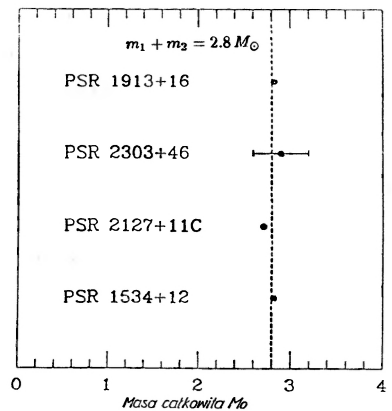
którą można skonstruować z obserwacyjnych elementów orbity. Równość (4.3) można wyprowadzić z (4.1) i (4.2). W dalszej części tej pracy będziemy używać konwencji m_1 - masa pulsara i m_2 - masa towarzysza.



Rys. 5. Zmiany okresu pulsara w czasie w układzie podwójnym. Z wykresu tego można uzyskać elementy orbity takie jak okres orbitalny P_b , rzut dużej półosi a orbity na sferę niebieską $a \sin i$, gdzie i jest kątem nachylenia płaszczyzny orbity względem pewnej płaszczyzny odniesienia sfery niebieskiej oraz mimośród orbity e .



Rys. 6. Wykres masy towarzysza m_2 pulsara (w jednostkach masy Słońca M_\odot) w funkcji mimośrodu e orbity [6] dla 15 pulsarów występujących w układzie podwójnym z białym karłem lub drugą gwiazdą neutronową ($m_2 > 1.4 M_\odot$)



Rys. 7. Całkowite masy (w jednostkach masy Słońca M_\odot) czterech układów podwójnych zawierających pulsar

Rysunek 6 przedstawia kilkanaście pulsarów w układzie podwójnym, dla których masa towarzysza m_2 została odłożona na osi pionowej a mimośród orbity

układu e na osi poziomej. Widzimy, że większość towarzyszy ma masę znacznie niższą niż $1 M_{\odot}$, są to więc prawdopodobnie białe karły. W prawym górnym rogu widzimy cztery układy o $m_2 > 1 M_{\odot}$ przedstawiające układy składające się z dwóch gwiazd neutronowych. Posiadają one duży mimośród e , bliski jedności. Są więc one bardzo interesujące ze względu na efekty relatywistyczne. Rysunek 7 przedstawia całkowitą masę dla tych układów wyznaczoną za pomocą równ. (4.2) i (4.3), z uwzględnieniem poprawek relatywistycznych. Jak widzimy, pomiary te dają $m_1 + m_2 \approx 2.8 M_{\odot}$, co odpowiada układowi dwóch GN o masach zbliżonych do granicy Chandrasekhara (rozdz. 1) $m_1 \approx m_2 \approx 1.4 M_{\odot}$.

5. Ogólna teoria względności i jej testy obserwacyjne

Według OTW sformułowanej przez Einsteina w 1916 r., krzywizna czasoprzestrzeni wytwarzanej przez rozkład materii-energii manifestuje się jako grawitacja. Geometria czasoprzestrzeni określona jest przez element liniowy ds , który można zapisać w postaci różniczkowej formy kwadratowej

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad (5.1)$$

gdzie x^1, x^2, x^3 są współrzędnymi przestrzennymi i $x^0 = ct$ jest współrzędną czasową. Zastosowano tu regułę sumacyjną po powtarzającym się wskaźniku. Tensor metryczny g_{ik} , będący funkcją współrzędnych czasoprzestrzennych, określa geometrię czasoprzestrzeni wytworzonej przez rozkład materii. Ilość masy-energii w jednostkowym elemencie objętości jest określona przez różniczkowy tensor energii-pędu T^{ik} spełniający zasadę zachowania energii pędu. Dla naszych rozważań istotne jest, że na zewnątrz sferycznie symetrycznej gwiazdy $T^{ik} = 0$.

Zakrzywienie czasoprzestrzeni wywołane przez rozkład masy-energii, opisane jest równaniem Einsteina

$$R_{ik} - \frac{1}{2} R_{ik} g^{ik} = -\frac{8\pi G}{c^2} T_{ik}, \quad (5.2)$$

gdzie R_{ik} jest tensorem Ricciego (patrz np. [7,8])

$$R_{km} = R^i_{kim},$$

oraz

$$R^i_{klm} = \frac{\partial \Gamma^i_{km}}{\partial x^l} - \frac{\partial \Gamma^i_{kl}}{\partial x^m} + \Gamma^i_{nl} \Gamma^n_{km} - \Gamma^i_{nm} \Gamma^n_{kl}$$

jest tzw. tensorem krzywizny Riemannowskiej, a

$$\Gamma^i_{kl} = \frac{g^{im}}{2} \left(\frac{\partial g_{mk}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{ml}}{\partial x^k} - \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^m} \right)$$

jest symbolem Christoffela. Dla nas istotne jest, że w próżni na zewnątrz rozkładu materii $T^{ik} = R^{ik} = 0$.

Przypomnijmy, że równania pola Einsteina wynikają z założeń, że: (i) stosunek masy grawitacyjnej i bezwładnej jest stałą uniwersalną (równą jedności), (ii) prawa fizyki wyrażone są przez proste równania niezmiennicze względem dowolnych transformacji układów współrzędnych oraz (iii) lokalnie spełnione są prawa STW w układach współrzędnych ze znikającym polem grawitacyjnym.

Cząstki próbne poruszają się w polu grawitacyjnym opisywanym przez OTW po liniach geodezyjnych określonych przez równanie różniczkowe

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} + \Gamma_{kl}^i \frac{dx^k}{ds} \frac{dx^l}{ds} = 0. \quad (5.3)$$

Natomiast fotony są reprezentowane przez zerowe geodezyjne, dla których $ds = 0$. Czas własny obserwatora τ jest opisywany przez metrykę wzdłuż jego linii świata $x^i = x^i(t)$, gdzie t jest dowolną współrzędną czasową

$$d\tau = \sqrt{ds^2} = \sqrt{g_{ik} dx^i dx^k}. \quad (5.4)$$

Lokalnie, w infinitezymalnym otoczeniu punktu krzywej czasoprzestrzeni, interwały czasu własnego muszą być zgodne ze szczególną teorią względności (STW). Zatem lokalnie ds jest dane przez metrykę Minkowskiego dla płaskiej czasoprzestrzeni

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (5.5)$$

czyli czas własny odczytywany przez zegar poruszający się z prędkością $v = [(dx^2 + dy^2 + dz^2)/dt^2]^{1/2}$ jest dany przez

$$d\tau = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} dt. \quad (5.6)$$

Geometria czasoprzestrzeni na zewnątrz sferycznie symetrycznego ciała (za jakie można uważać GN) jest określona przez rozwiązanie Schwarzschilda ($R_{in} = 0$)

$$ds^2 = \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right) c^2 dt^2 - \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2GM}{c^2 r}\right)} - r^2 d\theta^2 - r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2, \quad (5.7)$$

gdzie r, θ i φ są współrzędnymi sferycznymi o początku w środku ciała o masie M . Wielkość

$$U = \frac{GM}{c^2 r} \quad (5.8)$$

ma interpretację potencjału grawitacyjnego.

Często używa się bardziej ogólnej, sparametryzowanej pozanewtonowskiej metryki [9]

$$ds^2 = [1 - 2AU + 2(B - AC)U^2 + \dots] c^2 dt^2 - [1 - 2CU] dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\varphi^2), \quad (5.9)$$

Tablica 1. Przewidywane wartości zmian ruchu orbitalnego PSR 1933+16 według różnych teorii grawitacji

Teoria	kwadrupol $\dot{P}_b[10^{-12}]$	dipol $\dot{P}_b[10^{-12}]$	całkowita zmiana $\dot{P}_b[10^{-12}]$
OTW	-2.40	0	-2.40
Brans-Dicke	$-2.40 + \frac{0.876}{2+D}$	$\frac{-3.8910^4 d^2}{2+D}$	$-2.40 + \frac{0.876-3.8910^4 d^2}{2+D}$
Rosen	+2.07	$1.30 \times 10^5 d^2$	$\geq +2.07$
Ni	+3.56	$2.59 \times 10^6 d^2$	$\geq +3.56$
Lightman-Lee	+2.46	$8.10 \times 10^5 d^2$	$\geq +2.46$

Tutaj d jest różnicą na jednostkę masy grawitacyjnej energii wiązania pulsara i towarzysza [12].

uwzględniającej tzw. alternatywne relatywistyczne teorie grawitacji (tab. 1), z których najważniejszą konkurentką OTW jest teoria Bransa-Dickego [10]. Tutaj U jest grawitacyjnym potencjałem określonym przez (5.8) lub w przypadku precyzyjnych pomiarów CPS, przy których trzeba uwzględnić wpływ Słońca i planet (głównie dużych),

$$U = \sum_i \frac{Gm_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i| c^2},$$

gdzie \mathbf{r}_i jest wektorem położenia i -tego ciała w Układzie Słonecznym a \mathbf{r} jest wektorem położenia punktu w czasoprzestrzeni [11].

W przypadku OTW

$$A = B = C = 1, \quad (5.10)$$

podczas gdy dla teorii Bransa-Dickego

$$A = B = 1 \quad \text{i} \quad C = \frac{D+1}{D+2}, \quad (5.11)$$

gdzie D jest bezwymiarowym, nieznanym parametrem teorii.

Przejdźmy teraz do testowania teorii grawitacji w obrębie Układu Słonecznego. Promień światła przechodzący w pobliżu masywnego ciała zostanie odgięty od linii prostej o kąt

$$\varphi = 2(A+C) \frac{GM}{R_0 c^2}, \quad (5.12)$$

gdzie R_0 jest minimalną odległością od środka ciała o masie M . Dla metryki Schwarzschilda (5.10), $\varphi = 4GM/(R_0 c^2)$, co jest wartością dwa razy większą od otrzymanej przy grawitacji newtonowskiej. (Widzimy tu pierwszą poważną różnicę między przewidywaniami teorii Newtona i Einsteina). Na brzegu Słońca,

$\varphi = 1.749$ sekund łuku (dla $A = C = 1$). Najlepsze obserwacje dają wynik $\varphi = 1.77 \pm 0.02$ [13].

Precesja periastronu orbitującej planety wynosi

$$\Delta\omega = 2\pi[2A(A + C) - B] \frac{GM}{c^2 a(1 - e^2)} \quad (5.13)$$

radianów na jeden okres obrotu, gdzie M jest Masą Słońca (centralnego obiektu), a i e są keplerowskimi parametrami eliptycznej orbity (rozdz. 4). Dla Merkurego teoretyczna wartość przy $A = B = C = 1$ wynosi 43.03, w porównaniu z obserwacyjną 43.11 ± 0.45 . Dla Wenus wartości te wynoszą odpowiednio 8.63 i 8.4 ± 4.8 , natomiast dla Ziemi 3.84 i 5.0 ± 1.2 . Jeśli jednak dopuścimy ogólny przypadek (5.11) to radarowe obserwacje dla Merkurego [14] dają dla czynnika w nawiasie kłamrowym w (5.13)

$$\frac{(1 + 2C)}{3} = 1.005 \pm 0.007,$$

a zatem C jest bliskie jedności jak w OTW. Tak więc obserwacje precesji peryhelium w obrębie Układu Słonecznego nie pozwalają wyróżnić żadnej z relatywistycznych teorii grawitacji.

Shapiro pokazał [15], że fotony powinny być opóźnione kiedy przechodzą w pobliżu Słońca. Dodatkowe opóźnienie wynosi

$$\Delta\tau = \frac{2GM}{c^3}(1 + C) \ln \left[\frac{\mathcal{R} + \mathcal{R}_p + R_p}{\mathcal{R} + \mathcal{R}_p - R_p} \right]. \quad (5.14)$$

Efekt, zwany efektem Shapiro został pierwotnie przewidziany dla sygnałów radarowych nadawanych z Ziemi i odbitych przez inną planetę. Zatem \mathcal{R} jest w tym przypadku odległością Ziemi od Słońca, \mathcal{R}_p odległością planety od Słońca i R_p jest odległością między Ziemią i planetą. Dokładne pomiary dają $C = 1.03 \pm 0.04$, znowu uniemożliwiając rozróżnienie między OTW a teoriami alternatywnymi. W każdym razie wszystkie testy wykazują doskonałą zgodność danych obserwacyjnych z OTW, nie wykluczając jednak teorii alternatywnych.

Z równań pola Einsteina (5.2) wynika, że każdy niesferyczny i dynamicznie zmienny w czasie układ mas musi emitować fale grawitacyjne, które unoszą z prędkością światła c energię układu. Strumień energii równa się c razy gęstość energii ρc^2 . Tak jak w przypadku fal elektromagnetycznych, amplituda fal grawitacyjnych zanika z odwrotnością odległości a strumień zanika z odwrotnością kwadratu odległości przebytej przez falę grawitacyjną. Różnica polega na tym, że zgodnie z OTW układ musi mieć niezerowy moment kwadrupolowy aby emitować falę grawitacyjną, podczas gdy w elektrodynamice możliwe jest promieniowanie dipolowe.

Z naszego punktu widzenia, najbardziej interesującymi źródłami fal grawitacyjnych są ciasne układy podwójne o krótkim okresie orbitalnym P_b i dużym

mimośrodkie e eliptycznej orbity (dla $e = 0$ moment kwadrupolowy znika). Całkowita moc fali grawitacyjnej emitowanej przez taki układ jest [16, 8] (patrz również [9], str. 988).

$$L = \frac{32 G}{5 c^5} \frac{(m_1 + m_2)^3}{a^5} \cdot f(e) \quad [\text{erg/s}], \quad (5.15)$$

gdzie

$$f(e) = \frac{1 + \frac{73}{24}e^2 + \frac{37}{96}e^4}{(1 - e^2)^{7/2}}. \quad (5.16)$$

Przypomnijmy, że m_1 i m_2 są masami składników układu podwójnego, a jest długością dłuższej półosi eliptycznej orbity i e jest jej mimośrodem. Promieniowanie grawitacyjne układu podwójnego jest emitowane na częstości podstawowej równej dwukrotnej częstości orbitalnej i na wyższych harmonikach dla dużych e . Jeśli promieniowanie grawitacyjne jest głównym czynnikiem unoszenia energii i momentu pędu z układu podwójnego i jeśli orbita jest prawie kołowa (małe e , czyli $f \approx 1$) wtedy zmiana okresu orbitalnego P_b wynosi [11]

$$\dot{P}_b = -\frac{96 G^3 m_1 \cdot m_2 (m_1 + m_2) \cdot P_b}{5 c^5 a^4}. \quad (5.17)$$

Jak wykażemy poniżej, z obserwacji pulsarów w układach podwójnych wynika, że $\dot{P}_b < 0$, tzn. promieniowanie grawitacyjne powoduje skrócenie okresu ruchu orbitalnego. Efekt taki przewiduje tylko OTW i teoria Bransa-Dickego, podczas gdy inne istniejące relatywistyczne teorie grawitacji (patrz [9], str.1066 oraz tab. 1) przewidują wydłużenie okresu orbitalnego $P_b > 0$, co jest wynikiem obecności dużego członu dipolowego (tab. 1). Jest to sprzeczne z obserwacjami i z tego powodu w dalszych rozważaniach będziemy oprócz OTW uwzględniać tylko teorię Bransa-Dickego. W konsekwencji promieniowania grawitacyjnego składniki układu podwójnego powinny ostatecznie spaść na siebie po torze spiralnym.

6. Porównanie CPS z modelem rotacji GN

Jak wiadomo okres pulsacji pulsara równy jest okresowi obrotu GN. Tak więc precyzyjne CPS w postaci (3.1) możemy porównywać z wynikiem modelu rotacji GN

$$t_M = t_{\text{start}} + P \cdot N + \frac{1}{2} P \cdot \dot{P} N^2 + \text{człony dodatkowe}, \quad (6.1)$$

gdzie N jest liczbą całkowitych okresów pulsara P od pewnej chwili początkowej $t = t_{\text{start}}$, a człony dodatkowe opisują ruchy własne pulsara (współrzedne na sferze niebieskiej α, δ oraz ich czasowe pochodne $\dot{\alpha}, \dot{\delta}$) oraz poprawkę relatywistyczną t_R . Zwykle, dla pulsarów nie będących częścią układu podwójnego rozpatruje się model zawierający 7 parametrów znanych z obserwacji: $t_{\text{start}}, P, \dot{P}, \alpha, \delta, \dot{\alpha}, \dot{\delta}$.

Czasami dodaje się \dot{P} , jeśli udaje się zmierzyć drugą pochodną okresu pulsara. W przypadku układu podwójnego do zbioru tego należy jeszcze dodać obserwacyjne parametry orbity $P_b, a \sin i, e$ oraz f (rozd. 4).

6.1 Poprawki relatywistyczne

Roczne zmiany szybkości biegu zegarów na Ziemi poruszającej się po orbicie eliptycznej dookoła Słońca były analizowane przez Clemence'a i Szebehely'ego [18]. Różnicę pomiędzy czasem τ pokazywanym przez zegar na Ziemi a współrzedną czasową t w nieskończoności można opisać przez

$$\frac{dt}{d\tau} = 1 + \left(\frac{1}{\mathcal{R}} - \frac{1}{4A} \right) \frac{2GM_{\odot}}{c^2}, \quad (6.2)$$

gdzie \mathcal{R} jest odległością Ziemia - Słońce, A jest długością dużej półosi ziemskiej orbity a M_{\odot} jest masą Słońca. Główny wkład do tej różnicy pochodzi od stałego czynnika $1/4A$. Wynosi on $1.48 \cdot 10^{-8}$ s i zwykle występuje w definicji standardowego czasu atomowego na Ziemi. Część zmienna pochodząca od czynnika $1/\mathcal{R}$ uwzględniającego roczny ruch Ziemi po orbicie eliptycznej wynosi $3.3079 \cdot 10^{-10} \cos \mathcal{T}$, gdzie \mathcal{T} jest kątem pomiędzy kierunkiem Ziemia - Słońce w perihelium a chwilowym wektorem położenia Ziemi. Całkując równ. (6.2) wzdłuż orbity otrzymujemy poprawkę relatywistyczną uwzględniającą różne tempo chodzenia zegarów ziemskich w różnych odległościach od Słońca

$$t_R = 0.001661 \sin \mathcal{T} + 0.000028 \sin 2\mathcal{T} \text{ [s]}. \quad (6.3)$$

Widzimy, że $t_R = 0$ kiedy $\mathcal{T} = 0^\circ$, co zachodzi 1 stycznia. Maksymalna poprawka odpowiada $\mathcal{T} \approx \pm 90^\circ$, to jest 1 kwietnia kiedy zegary się spieszą oraz 30 października, kiedy zegary się spóźniają.

Inna poprawka relatywistyczna uwzględnia efekt przechodzenia sygnałów pulsara w pobliżu Słońca (efekt Shapiry, rozdz. 5). Poprawka jest maksymalna, $t_{RS} \approx 250 \mu\text{s}$, kiedy Ziemia jest w takiej pozycji, że promieniowanie pulsara musi przejść koło brzegu Słońca aby dotrzeć do radioteleskopu. Oczywiście t_{RS} powinno być okresowe z okresem jednego roku. Ten sam efekt wystąpi w układzie podwójnym pulsara i wtedy równ. (5.14) przyjmuje postać

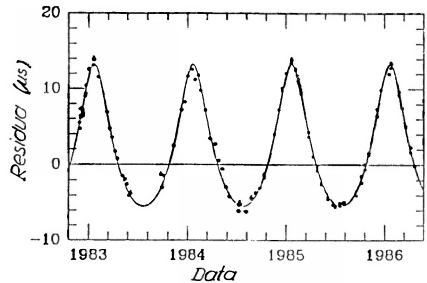
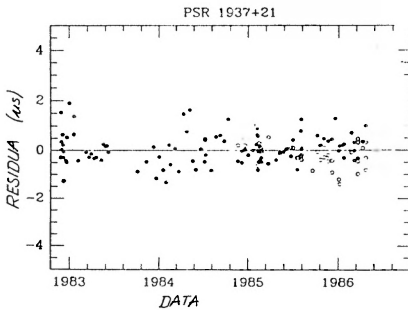
$$\Delta\tau = -2m_2 \ln[1 - \sin i \cos(\phi - \phi_{\text{start}})], \quad (6.4)$$

gdzie ϕ i ϕ_{start} są fazami rotacyjnymi obliczonymi ze związku $t/P = \phi/2\pi$. Widzimy, że pomiar $\Delta\tau$ dla pulsara podwójnego umożliwi wyznaczenie masy towarzysza m_2 lub nachylenie orbity $\sin i$, jeśli jedna z tych wartości jest skądinąd znana (krzywe prędkości radialnej, patrz niżej).

6.2 Pulsar milisekundowy PSR 1937+21

Obserwacje PSR 1937+21 z okresem $P = 0.00156$ s wykazują niezwykłą stabilność związanej z nim GN. Rysunek 8 przedstawia porównanie czasu t_{CPS}

(równ. 3.1) z wynikiem 7-parametrowego modelu rotacji GN t_M (równ. 6.1), przy czym człony dodatkowe obejmują oprócz ruchu własnego pulsara również poprawki relatywistyczne t_R (równ. 6.3) łącznie z okresowym efektem Shapiry t_{RS} . Oś pionowa przedstawia tzw. residual $\mathcal{R}es$, czyli różnicę między danymi obserwacyjnymi $t_{CPS}(N)$ (równ. 3.1), a wynikiem modelu rotacyjnego t_M (równ. 6.1). Tak więc $\mathcal{R}es(N) = t_{CPS}(N) - t_M(N)$, gdzie N jest numerem pulsu liczonym od t_{start} . Oś pozioma przedstawia czas. Każdy punkt obserwacyjny reprezentuje uśrednienie po dużej liczbie okresów. Jak widzimy, model (6.1) zgadza się w tym



Rys. 8. Residua pulsara milisekundowego PSR 1937+21 ($P = 1.556$ ms)

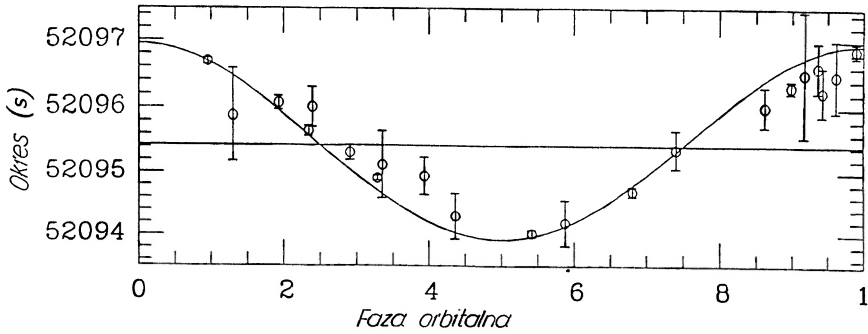
Rys. 9. Residua PSR 1937+21, w którym poprawkę na efekt Shapiro celowo ominięto w modelu t_R (gładka krzywa). Zmiany mają okres dokładnie jednego roku

przypadku bardzo dobrze z pomiarami. Różnica między danymi a modelem nie przekracza dwóch mikrosekund, czyli ok. 0.001 okresu tego pulsara. Taka stabilność pozwala na zastosowanie tego pulsara jako znakomitego naturalnego wzorca czasu o mikrosekundowej dokładności.

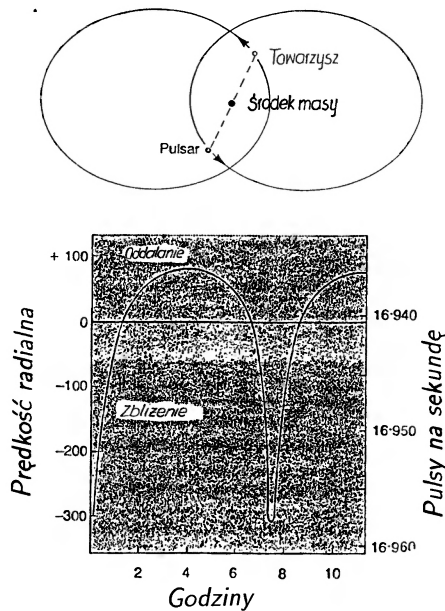
Rysunek 9 przedstawia porównanie $t_{CPS}(N)$ z modelem $t_M(N)$ dla tego samego pulsara PSR 1937+21, z tym, że w modelu nie uwzględniono efektu Shapiro t_{RS} , który reprezentuje gładka krzywa. Widzimy roczne zmiany o amplitudzie ok. $14 \mu s$ wywołwane przez zmienny potencjał grawitacyjny Słońca. Promieniowanie pulsara dociera do radioteleskopów z różnych kierunków w różnych porach roku wskutek rocznego ruchu orbitalnego Ziemi. Mija więc ona Słońce w różnych minimalnych odległościach d_{min} , skąd wynika zmienny potencjał grawitacyjny $U(d_{min})$ o charakterze oscylacyjnym.

6.3 Pulsar podwójny PSR 1933+16

PSR 1933+16 został odkryty w Obserwatorium Radioastronomicznym Arecibo w czerwcu 1974 r. [19]. Pulsar ten wykazywał sinusoidalną modulację okresu wokół wartości $P \approx 0.059$ s podobną jak PSR 1831-00 przedstawiony na rys. 10, sugerując, że jest on częścią krótkookresowego układu podwójnego. Modulacja P jest czynnikiem efektu Dopplera, co pozwoliło wyznaczyć krzywą prędkości radialnej (rys. 11). Krzywa ta została natychmiast zinterpretowana w kategoriach



Rys. 10. Zmiany okresu P pulsara PSR 1831-00 wywołane efektem Dopplera wskutek ruchu orbitalnego

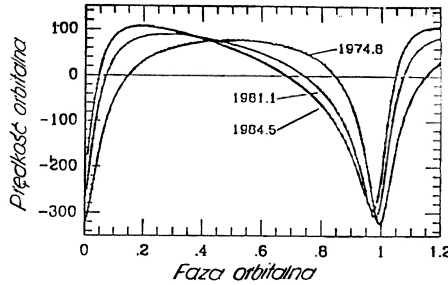


Rys. 11. Krzywa prędkości radialnej pulsara PSR 1913+16 znajdującego się w układzie podwójnym z GN. Składowa radialna prędkości wyznaczona jest z modulacji okresu pulsara wywołanej efektem Dopplera. Krzywa jest istotnie niesinusoidalna, co wskazuje na duży mimośród e orbity

orbity eliptycznej o okresie orbitalnym $P_b = 27907 \text{ s} = 7.75 \text{ h}$ (czas jednego cyklu na rys. 11), składowej prostopadłej dużej półosi elipsy $a \sin i = 7.0 \cdot 10^5 \text{ km}$ oraz dużym mimośrodzie $e = 0.617$ (co wynika z niesinusoidalnego charakteru krzywej na rys. 11). Zauważmy, że prędkość radialna ruchu orbitalnego w tym układzie sięga 0.1% prędkości światła, skąd wynika duży efekt Dopplera.

Obserwacje CPS tego pulsara rozpoczęto we wrześniu 1974 r. Pomiedzy 29 sierpnia 1974 a 12 grudnia 1990 upłynęło 8661752516 okresów pulsara lub obrotów

GN, za każdym obrotem wydłużając okres P w tempie $\dot{P} = 8.6 \cdot 10^{-18}$ s/s. Jest to zatem idealny zegar poruszający się po keplerowskiej orbicie wokół środka masy układu (rys. 11), mierzący czas w pobliżu GN z dużą dokładnością. Średni błąd kwadratowy σ wynosił ok. 300 μ s w latach 1974-78, ok. 100 μ s w latach 1978-81, ok. 30 μ s w latach 1981-89 i ok. 15 μ s obecnie. Parametry orbity keplerowskiej (rozdz. 4) znane są z dokładnością od 7 do 12 cyfr znaczących. Ta fantastyczna dokładność pozwala na pomiar efektów relatywistycznych, które w tym układzie są o rząd wielkości silniejsze niż w Układzie Słonecznym. Mamy tutaj wyjątkową sytuację, ponieważ zarówno źródło promieniowania (pulsar) jak i odbiornik (radioteleskop) poruszają się po eliptycznych orbitach. Należy więc dokonać korekty na położenie środka masy (rozdz. 3.2) dla obu składników. Niektóre efekty relatywistyczne (np. efekt Shapiry) występują podwójnie, w układzie podwójnym i w pobliżu Słońca. W układzie podwójnym efekt Shapiry daje poprawkę rzędu 50 μ s, co dostarcza informacji o m_2 lub $\sin i$ (równ. 6.4).



Rys. 12. Zmiany krzywej prędkości radialnej PSR 1933+16 wywołane precesją periastronu

Rysunek 12 przedstawia trzy krzywe radialne (rys. 11) otrzymane w różnych obserwacjach oddalonych w czasie o kilka lat. Ewidentne rozbieżności są wynikiem relatywistycznego efektu precesji periastronu, który tutaj jest ok. 35000 razy silniejszy niż u Merkurego, głównie skutkiem krótkiego okresu orbitalnego i dużego mimośrodoru orbity. Tempo zmiany położenia periastronu (rys. 4) jest określony formułą Einsteina

$$\dot{\omega} = \frac{3G^{2/3}}{c^2} \left(\frac{P_b}{2\pi} \right)^{-5/3} \frac{(m_1 + m_2)^{2/3}}{(1 - e^2)}$$

lub

$$\dot{\omega} = \left\{ \begin{array}{l} 1.100351 \times 10^{-10} \text{ s}^{-1} \\ 0.198956 \text{ stopnia/rok} \end{array} \right\} \left(\frac{P_b}{\text{dni}} \right)^{-5/3} \left(\frac{m_1 + m_2}{M_\odot} \right)^{2/3} (1 - e^2)^{-1}. \quad (6.5)$$

Pomiar tej wielkości pozwala więc wyznaczyć sumę mas składników układu $m_1 + m_2$. (Pamiętajmy, że P_b i e znamy z pomiaru krzywej prędkości radialnej. Z tego samego pomiaru znamy $a \sin i$ a efekt Shapiry daje nam $m_2 \sin i$). W przypadku

PSR 1933+16 otrzymano $\dot{\omega} = 4.226616 \pm 0.000022^\circ$ na rok, co daje $m_1 + m_2 = 2.8M_\odot$, (rys. 7), a zatem mamy tu do czynienia z układem dwóch GN.

Różne efekty wpływają na t_{CPS} w różny sposób w różnych miejscach orbity. Ponieważ są one proporcjonalne do różnych kombinacji m_1 i m_2 , można te masy rozseparować, jeśli dysponujemy wieloma zbiorami danych dotyczących różnych faz orbitalnych układu podwójnego. Posługując się metodą najlepszego dopasowania, Weisberg i Taylor [20, 21] znaleźli $m_1 = m_2 = 1.4 M_\odot$ oraz nachylenie orbity $\sin i = 0.76 \pm 0.14$. Tak więc duża półoś a orbity wynosi ok. 9×10^5 km, czyli cały układ zmieściłby się we wnętrzu Słońca. Dokładne wartości mas otrzymano w 1990 r. na podstawie danych z okresu 16 lat: $m_1 = 1.4409 \pm 0.0012 M_\odot$ i $m_2 = 1.3875 \pm 0.0012 M_\odot$. Zauważmy, że masy obu gwiazd neutronowych tego układu są zadziwiająco bliskie granicy Chandrasekhara [2].

Następnym efektem relatywistycznym którego należy się spodziewać w danych CPS pulsara podwójnego o dużym mimośrodku orbity jest skrócenie okresu orbitalnego P_b w następstwie unoszenia energii układu przez promieniowanie grawitacyjne. Wyrażenie na zmianę okresu orbitalnego (równ. 5.17) przy uwzględnieniu dużego mimośrodu ($e = 0.617$) ma postać

$$\dot{P}_b = -\frac{96G^3}{5c^5} P_b f(e) m_1 m_2^5 (m_1 + m_2)^{-1/3} + \vartheta \left(\frac{v}{c}\right)^5, \quad (6.6)$$

gdzie $f(e)$ jest określone równ. (5.15). Człony 5-go rzędu w $v/c \approx 0.001$ zostały zaniedbane [6]. Podstawiając wartości pomiarowe (wraz z niepewnościami) otrzymujemy w ramach OTW

$$\dot{P}_b^{OTW} = -2.4026 \pm 0.0001, \quad (6.7)$$

natomiast obserwacje dają $\dot{P}_b = -2.4252 \pm 0.0067$. Wynik ten należy poprawić ze względu na kinematykę Galaktyki (obserwowane przyspieszenie środka naszej Galaktyki), które wynosi -0.0167 ± 0.0055 . Zatem

$$\dot{P}_b^{OBS} = -2.4085 \pm 0.0087 \quad (6.8)$$

lub

$$\frac{\dot{P}_b^{OBS}}{\dot{P}_b^{OTW}} = 1.0025 \pm 0.0036, \quad (6.9)$$

co wskazuje na fantastyczną zgodność danych obserwacyjnych z ogólną teorią względności. Jak wspominaliśmy, wśród alternatywnych relatywistycznych teorii grawitacji, tylko teoria Bransa-Dickego przewiduje właściwy znak \dot{P}_b , natomiast wartość \dot{P}_b zgodną z równ. (6.8) można w ramach tej teorii uzyskać tylko dla bardzo dużych wartości dowolnego parametru D , czyli dla $A = B = C = 1$. W takim przypadku teoria ta jest identyczna z OTW (tab. 1).

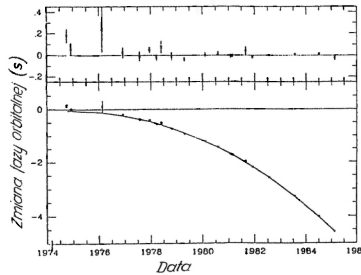
Skrócenie okresu orbitalnego P_b w tempie \dot{P}_b (równ. 6.6) jest związane ze zmniejszeniem długości półosi dużej a orbity (składniki spadają na siebie) w tempie

$$\frac{\dot{a}}{a} = \frac{64}{5} \frac{G^3 m_1 m_2^5 f(e)}{(m_1 + m_2)^3 a^4 c^5}, \quad (6.10)$$

oraz zmiana mimośrod e z prędkością [11]

$$\frac{\dot{e}}{e} = \frac{19}{18} \left(\frac{P_b}{\dot{P}_b} \right) \frac{\left(1 + \frac{121}{304} e^2 \right)}{f(e)}. \quad (6.11)$$

Efekty te powodują, że dowolna faza ruchu orbitalnego występuje coraz wcześniej w następujących po sobie okresach P_b . Zmiana fazy ruchu orbitalnego $\Delta = 2\pi t^2 \dot{P}_b / P_b$ zmienia się z kwadratem czasu i jest zgodna z kwadrupolowym promieniowaniem grawitacyjnym przewidzianym przez OTW (rys. 13). Oczywiście również zmiana okresu orbitalnego P_b (rozwiązanie równania różniczkowego (6.6)) jest zgodna z OTW (rys. 14).



Rys. 13. Zmiana fazy orbitalnej w PSR 1913+16 w wyniku emisji fal grawitacyjnych unoszących energię z układu podwójnego. Wskutek tego okres orbitalny P_b się skraca i dowolna faza ruchu orbitalnego występuje coraz wcześniej w następujących po sobie okresach P_b . Dolny wykres przedstawia porównanie obserwacji (punkty) z przewidywaniami OTW (krzywa ciągła). Wykres górny przedstawia residua porównania modelu z danymi obserwacyjnymi

Na zakończenie przedstawiamy dla PSR 1933+16 (rys. 15) wykres zmiany fazy orbitalnej w czasie, zawierający również dane z grudnia 1990 r. [6]. Ostatni punkt pomiarowy leży idealnie na linii ciągłej przedstawiającej przewidywania OTW. Zauważmy, że począwszy od 1987 dokładność pomiarów jest tak duża, że błędów nie da się zaznaczyć na wykresie. Interesujące jest, że już w latach 1974-78, Taylor i Weisberg [20] sugerowali, że zmiana fazy orbitalnej PSR 1933+16 jest wynikiem promieniowania grawitacyjnego.

Tabela 2 podaje wartości obserwacyjne i parametry teoretyczne dla pulsara podwójnego PSR 1933+16. Natomiast tab. 3 przedstawia wszystkie podwójne i milisekundowe pulsary wraz z ich charakterystykami. Jak widać jedynie PSR

Tablica 2. Rotacyjne i orbitalne parametry układu PSR 1913+16

Parametr	symbol	wartość
Rektascencja	α	$19^{\text{h}}53^{\text{m}}12^{\text{s}}.474 \pm 0^{\text{s}}.004$
Deklinacja	δ	$16^{\circ}01'08''.06 \pm 0''.02$
Okres	P	$0.05902000269 \pm 2 \text{ s}$
Pochodna okresu	\dot{P}	$(8.64 \pm 0.02) \times 10^{-18}$
Rzut półosi dużej	$a \sin i$	$2.3418 \pm 0.0001 \text{ sek świetlnych}$
Mimośród	e	0.617127 ± 0.000003
Okres orbitalny	P_b	$27906.98163 \pm 0.00002 \text{ s} = 7.75 \text{ h}$
Tempo zmiany P_b	\dot{P}_b	$(-2.4252 \pm 0.0067) \times 10^{-12}$
Położenie peryhelium	ω	$178.864 \pm 0.001^{\circ}$
Tempo zmiany ω	$\dot{\omega}$	$4.226616 \pm 0.000022^{\circ}/\text{y}$
Masa pulsara	m_1	$1.4409 \pm 0.0012 M_{\odot}$
Masa towarzysza	m_2	$1.3875 \pm 0.0012 M_{\odot}$

Dane wzięte z [6, 20].

Tablica 3. Własności podwójnych i milisekundowych pulsarów

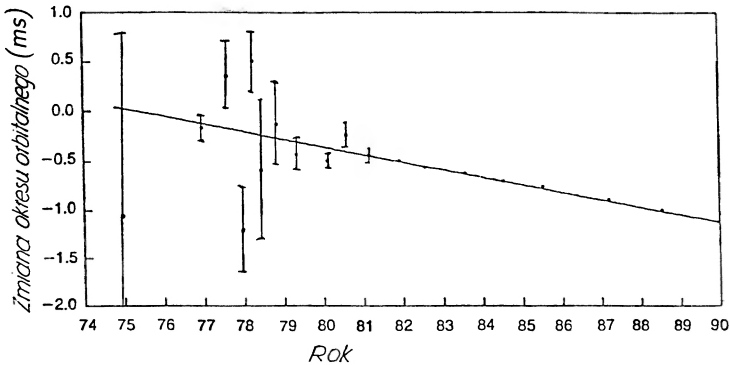
PSR	P (s)	$\dot{P} \times 10^{18}$ (s s^{-1})	P_b (d)	e	$a \sin i$ sek św.	$f(m)$ (M_{\odot})	DM (pc cm^{-3})
0021-72C	0.005756780	—	—	—	—	—	24.4
0021-72D	0.005357573	—	—	—	—	—	24.7
0021-72E	0.003536318	—	2.22(2)	< 0.08	2.00(3)	0.0017	24.2
0021-72F	0.002623579	—	—	—	—	—	24.4
0021-72G	0.004040379	—	—	—	—	—	24.2
0021-72H	0.0032105	—	—	—	—	—	24.3
0021-72I	0.00348495	—	—	—	—	—	23.7
0021-72J	0.0021006331	—	0.120665(2)	< 0.03	0.0405(6)	0.0000049	24.6
0021-72K	0.0017858	—	—	—	—	—	24.9
0021-72L	0.00434617	—	—	—	—	—	24.5
0021-72M	0.00367666	—	—	—	—	—	24.4
0655+64	0.195671	0.63	1.029	< 0.00005	4.12	0.0712	8.7
0820+02	0.864873	100.	1232.340	0.0119	162.13	0.0030	23.7
1620-26	0.011076	—	205	—	—	—	62.
1821-24	0.003054	1.6	—	—	—	—	120.
1831-00	0.520947	$< 100.$	1.811	< 0.0050	0.72	0.0001	95.0
1855+09	0.005362	0.16	12.327	0.00002	9.23	0.0055	13.3
1913+16	0.059030	8.63	0.323	0.6171	2.34	0.1318	171.6
1937+21	0.001558	0.11	—	—	—	—	71.1
1953+29	0.006133	0.03	117.349	0.0003	31.44	0.0027	104.5
2303+46	1.066371	400.	12.339	0.6584	32.69	0.2463	61.

Dane wzięte z [11, 12].

Tablica 4. Rotacyjne i orbitalne parametry układu PSR 2127+11C

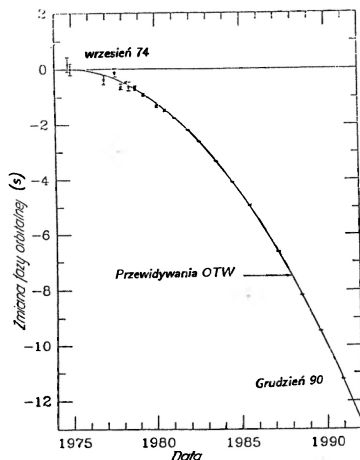
Parametr	symbol	wartość
Okres pulsara	P	30.529295(9) m
Pochodna okresu	\dot{P}	$(4.99(5) \times 10^{-18} \text{ s s}^{-1})$
Miara dyspersji	DM	67.12(4) pc cm ⁻³
Rektascencja	α	21 ^h 27 ^m 36 ^s .188(4)
Deklinacja	δ	11°57'26".29(7)
Rzut półośi dużej	$a \sin i$	2.520(3) sek świetl.
Okres orbitalny	P_b	28,968.3693(5) s
Mimośród	e	0.68141(2)
Ruch peryhelium	$\dot{\omega}$	4.457(12) °/y
Funkcja masy	f	0.15285(55) M_\odot
Masa całkowita	$M = m_1 + m_2$	2.706 M_\odot
Charakterystyczny wiek	τ_c	0.96×10^8 y
Pole magnetyczne	B	12×10^9 G

Dane wzięte z [23].



Rys. 14. Zmiany okresu orbitalnego P_b pulsara podwójnego PSR 1913+16. Skrócenie okresu jest zgodne z przewidywaniami OTW (prosta). Dane obejmują okres 16 lat. Zauważmy gwałtowny wzrost dokładności pomiaru (średni błąd kwadratowy σ) w końcu 1981 r.

1933+16, PSR 1937+21 oraz PSR 2127+11C są odpowiednie dla testowania efektów relatywistycznych. Warto tutaj dodać, że ten ostatni układ został odkryty przez polskiego radioastronoma pracującego w Obserwatorium Arecibo, Aleksandra Wolszczana. Układ ten leży w jądrze gromady kulistej M15. W tab. 4 poda-



Rys. 15. Zmiana fazy ruchu orbitalnego pulsara podwójnego PSR 1913+16 w latach 1974 - 1990 [6]

jemy jego rotacyjne i orbitalne parametry.

7. Zakończenie

Nie sposób przecenić znaczenia odkrycia pulsarów dla fizyki i astrofizyki. Już sama identyfikacja pulsarów z hipotetycznymi i długo poszukiwanymi gwiazdami neutronowymi była wielkim sukcesem godnym podkreślenia. Szwedzka Akademia Nauk uhonorowała w 1974 r. odkrywcę pulsarów Nagrodą Nobla w dziedzinie fizyki. Pulsary są niezwykłym laboratorium fizycznym. Udostępniają one badaczom ekstremalne stany materii i energii, nieosiągalne w ziemskich pracowniach naukowych, takie jak ultrasilne pola magnetyczne o indukcji sięgającej 10^{13} G, napięcia sięgające 10^{12} V, czy też nadciekłą i nadprzewodzącą materię wirującą na granicy rozerwania siłami odśrodkowymi. Krótkie, szerokopasmowe impulsy pulsara ulegają dyspersji w plazmie międzygwiazdowej. Pomiary opóźnienia dyspersyjnego dostarczają informacji o koncentracji elektronów. W ten sposób pulsary służą również jako sondy przestrzeni międzygwiazdowej.

Najważniejszym jednak zastosowaniem pulsarów jest testowanie relatywistycznych teorii grawitacji. Precyzyjne pomiary czasów przyścia sygnałów pulsarów wykazują wszystkie efekty relatywistyczne obserwowane uprzednio dla ciał Układu Słonecznego, jednakże w pulsarach efekty relatywistyczne są co najmniej o rząd wielkości silniejsze. Wynika to zarówno z dużych prędkości ruchów orbitalnych, które można już uważać za relatywistyczne, jak również z obecności silnego pola grawitacyjnego. W Układzie Słonecznym potencjał grawitacyjny nie przekracza $10^{-5} c^2$, podczas gdy przy powierzchni GN osiąga on wartości rzędu $10^{-1} c^2$. Zatem testowanie teorii jest w przypadku pulsarów znacznie bardziej wiarygodne. Szczególnie interesujące są pulsary w układach podwójnych a zwłaszcza

układ PSR 1913+16, który posiada krótki okres orbitalny oraz duży mimośród orbity. Taki układ powinien emitować fale grawitacyjne w następstwie czego okres orbitalny powinien ulegać skróceniu. Efekt taki rzeczywiście się obserwuje a jego wartość jest zgodna z dużą dokładnością jedynie z ogólną teorią względności Einsteina. Odkrycie pulsarów doprowadziło więc do potwierdzenia słuszności OTW oraz pośredniego potwierdzenia istnienia fal grawitacyjnych. Zmierzona wartość tempa zmian okresu orbitalnego układu podwójnego związanego z pulsarem PSR 1913+16 zgadza się z OTW na poziomie 0.5% i dokładność tych pomiarów stale rośnie.

Alternatywne teorie grawitacji można podzielić na dwie grupy. Pierwszą grupę stanowią teorie które są po prostu uogólnieniami OTW. Przechodzą one gładko w OTW dla granicznych wartości pewnych parametrów. Klasycznym przykładem jest tutaj skalarno-tensorowa teoria Bransa-Dickego. W zastosowaniu do słabych pól Układu Słonecznego teorie te są w zasadzie nieodróżnialne od OTW. Natomiast w przypadku pulsarów w układach podwójnych, zgodność z obserwacjami można uzyskać jedynie dla parametrów przy których teorie te przechodzą w OTW. Drugą grupę stanowią teorie rozbieżne z OTW dla wszystkich wartości parametrów. Niektóre teorie tej grupy dają przewidywania podobne do OTW w zastosowaniach do Układu Słonecznego, ale wykazują one zupełną niestosowność do silnych pól i relatywistycznych prędkości charakterystycznych dla pulsarów w układach podwójnych. Najlepszym przykładem jest teoria Rosena, która była główną konkurentką OTW w zastosowaniach do Układu Słonecznego ale została zdyskwalifikowana przez pulsary. Zatem precyzyjne pomiary CPS pulsarów w układach podwójnych nie tylko potwierdziły ogólną teorię względności ale również praktycznie wyeliminowały alternatywne relatywistyczne teorie grawitacji.

Paradoksalnie, wciąż nie jest znany dokładny mechanizm powstawania wiązki promieniowania radiowego pulsara odpowiedzialnej za regularne impulsy, których czasy przyścia do radioteleskopu potrafimy tak precyzyjnie mierzyć. Problem ten od kilunastu lat próbują rozwiązać astrofizycy w wielu ośrodkach na świecie, m. in. w Zielonogórskim Centrum Astronomii, które w czerwcu 1990 roku zorganizowało międzynarodową konferencję "Struktura magnetosfery a koherentne promieniowanie radiowe pulsarów". W obradach konferencji, która odbyła się w czerwcu w Zamku Łagowskim, wzięło udział ponad stu naukowców z całego świata. Niestety, problemu nie udało się do końca rozwiązać i nadal nie znamy mechanizmu koherencji promieniowania radiowego pulsarów [24]. Wydaje się, że problem ten jest znacznie trudniejszy niż obserwacyjne potwierdzenie istnienia fal grawitacyjnych.

Literatura

- [1] B. Paczyński, *Postępy Fizyki* **32**, 107 (1981).
- [2] S. Chandrasekhar, *Postępy Fizyki* **36**, 129 (1985).
- [3] P. Haensel, *Postępy Fizyki* **40**, 233 (1989).

- [4] P. Goldreich, W.H. Julian, *Astrophys.J.* **157**, 869 (1969).
- [5] M.A. Ruderman, P.G. Sutherland, *Astrophys. J.* **196**, 51 (1975).
- [6] J.H. Taylor, informacja prywatna (1990).
- [7] M. Demiański, *Astrofizyka Relatywistyczna*, PWN, Warszawa 1978.
- [8] K.R. Lang, *Astrophysical Formulae*, Springer Verlag 1978.
- [9] C.U. Missner, K.S. Thome, J.A. Wheeler, J.A., *Gravitation*, Freeman and Co., San Francisco, 1973 str. 1080.
- [10] C. Brans, R.H. Dicke, *Phys.Rev.* **124**, 925 (1961).
- [11] D.C. Backer, R.W. Hellings, *Ann.Rev.Astrophys.* **24**, 537 (1986).
- [12] T.Z. Dworak, A. Kułak, *Postępy Astronomii* **32**, z. 2 (1984).
- [13] G.A. Seielstand, R.A. Sramek, K.W. Weiler, *Phys.Rev.Lett.* **24**, 1373 (1970).
- [14] I.I. Shapiro, G.H. Pettengill, M.E. Ash, R.P. Ingolls, D.B. Campbell, R.B. Dyce, *Phys.Rev.Lett.* **28**, 1594 (1972).
- [15] I.I. Shapiro, *Phys.Rev.Lett.* **13**, 789 (1964).
- [16] D.C. Peters, J. Matthews, *Phys.Rev.* **131**, 435 (1963).
- [17] C.M. Will, *Astrophys.J.* **214**, 826 (1977).
- [18] G.M. Clemense, V. Szebehely, *Astron.J.* **72**, 1324 (1967).
- [19] R.A. Hulse, J.H. Taylor, *Astrophys.J.Lett.* **195**, L51- 53 (1975).
- [20] J.H. Taylor, J.M. Weisberg, *Astrophys.J.* **349**, 434 (1989).
- [21] J.M. Weisberg, J.H. Taylor, *Phys.Rev.Lett* **52**, 1348 (1984).
- [22] R.N. Manchester, A.G. Lyne, C. Robinson, N. D'Amico, M. Bailes, J. Lim, Jodrell Bank Preprint No 987 (1991).
- [23] S. Prince, S.B. Anderson, S.R. Kulkarni, A. Wolszczan, *Astrophys.J.* **374**, L41 (1991).
- [24] T.H. Hankins, J.M. Rankin, J.A. Gil, red. *Proceedings of IAU Colloquium #128 "The Magnetospheric Structure and Emission Mechanisms of Radio Pulsars"*, 1992, wyd. Zielonogórskie Centrum Astronomii.

WSPOMNIENIA – ROCZNICE

Ryszard Męclewski, Stefan Mróz, Kazimierz Wojciechowski

*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Wrocławski
Wrocław*

Anna Szaynok

*Instytut Fizyki
Politechnika Wrocławska
Wrocław*

Profesor Jan Nikliborc — twórca Wrocławskiej Szkoły Fizyki Powierzchni Ciała Stałego

**Professor Nikliborc - founder of the Wrocław School of Solid
State Surface Physics (In memoriam)**

Artykuł niniejszy składa się z czterech oddzielnych opracowań poszczególnych jego Autorów. Poprzedzamy go krótką notatką o działalności prof. Nikliborca, przygotowaną przez szersze grono jego uczniów i współpracowników, w tym także Autorów niniejszego opracowania. Notatkę tę przedrukowujemy tutaj, z drobnymi zmianami redakcyjnymi, z *Wrocławskiego Informatora Fizyków* (luty 1992) wydawanego pod redakcją dra hab. Bernarda Jancewicza, wrocławskiego korespondenta naszego pisma, i finansowego przez Wrocławski Oddział PTF.

Redakcja

Dnia 8 listopada 1991 r. zmarł we Wrocławiu prof.dr hab. Jan Nikliborc urodzony 28 października 1902 r. w Białej (Bielsko-Biała), emerytowany profesor zwyczajny Uniwersytetu Wrocławskiego, były adiunkt Politechniki Lwowskiej, były kierownik Katedry Fizyki Doświadczalnej oraz Zakładu Fizyki Atomu i Części czki Uniwersytetu Wrocławskiego, prodziekan Wydziału Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego, członek Wrocławskiego Towarzystwa Naukowego i Polskiego Towarzystwa Fizycznego, przedstawiciel Polski w Międzynarodowej Unii Nauki, Technologii i Zastosowań Próżni (IUSTAV), uznany uczony,

współtwórca Wrocławskiej Szkoły Fizyki Doświadczalnej, zasłużony nauczyciel i wychowawca wielu roczników młodzieży akademickiej.

Na przełomie lat czterdziestych i pięćdziesiątych Jan Nikliborc postanowił podjąć we Wrocławiu badania powierzchni ciała stałego. Intuicja naukowa Profesora okazała się niesłychanie trafna i owocna. Zastosowane przez niego emisja polowa i mikroskopia polowa pozwoliły na osiągnięcie już w połowie lat pięćdziesiątych wyników naukowych liczących się w skali światowej. W latach późniejszych prof. Nikliborc inicjował lub popierał badania lokalne w mikroskopii polowej, badania dyfuzji powierzchniowej za pomocą mikroskopu polowego i przy wykorzystaniu szumów emisji polowej oraz badania emisji fotopolowej i termopolowej dające informacje o strukturze elektronowej metali. Z jego inicjatywy zbudowano i zastosowano w Instytucie spektrometr energii elektronów emisji polowej i polowy mikroskop jonowy.

Badania adsorpcji metali alkalicznych na metalach, rozwinięte przez zespół nieżyjącego już prof. Zbigniewa Sidorskiego, doprowadziły do powstania modelu metalizacji warstwy adsorpcyjnej.

Dzisiaj ośrodek emisji polowej w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego — prof. Ryszard Męclewski z zespołem, doc. Tadeusz Radoń z zespołem — jest jednym z najpoważniejszych na świecie.

Jan Nikliborc w 1963 r. zainicjował w ówczesnej Katedrze Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego budowę pierwszego w Polsce urządzenia do badania powierzchni ciała stałego metodą dyfrakcji powolnych elektronów (LEED). Urządzenie to zostało następnie rozbudowane stając się równocześnie pierwszym w kraju spektrometrem augerowskim (AES). Obecnie w Instytucie Fizyki Doświadczalnej istnieje ośrodek badania powierzchni ciała stałego metodami LEED i AES — zespół prof. Stefana Mroza — mający uznaną pozycję w Polsce i współpracujący z szeregiem znanych laboratoriów za granicą.

Profesor był także inicjatorem teoretycznych badań zjawisk powierzchniowych. Zaowocowało to powstaniem dwóch zespołów badawczych. Zespół prof. Kazimierza Wojciechowskiego zajmuje się badaniami elektronowych właściwości powierzchni metali czystych i pokrytych adsorbentem. Opracowana przez niego kwantowa teoria adsorpcji jest do dzisiaj często cytowana w literaturze światowej. Zespół prof. Marii Stęślickiej podjął i rozwinął badania struktury elektronowej powierzchni (w tym stanów powierzchniowych i obrazowych) oraz supersieci. Prace tych zespołów są szeroko znane i uznane na świecie.

Jan Nikliborc nawiązał współpracę z krajowymi ośrodkami techniki ultrawysokiej próżni i skutecznie popierał rozwój tej techniki w naszym ośrodku. Od jego wizyty w Uniwersytecie w Lipsku zaczęła się 25-letnia współpraca naszego Instytutu z Instytutem Fizyki tegoż Uniwersytetu.

Profesor Nikliborc był również doskonałym i zamilowanym dydaktykiem. W końcu lat czterdziestych prowadził słynny jeszcze do dziś wykład z fizyki dla kilkuset studentów różnych kierunków uczelni wrocławskich a później — przez wiele lat — kursowy wykład z fizyki na Uniwersytecie. Liczba ludzi, którzy we



Jan Nikliborc

Wrocławiu uczyli się fizyki od Profesora z pewnością znacznie przekracza tysiąc. Wiele z tych osób pracuje obecnie w Instytucie Fizyki Doświadczalnej; wśród nich: czterech profesorów, dwóch docentów, trzech doktorów habilitowanych.

*
* *

Wspomnienia o Profesorze Janie Nikliborcu

Moje wspomnienia o prof. Janie Nikliborcu mają charakter osobisty. Poznałam go we Lwowie w czasie okupacji, było to w listopadzie 1941 r. Dla młodzieży polskiej zostały uruchomione szkoły zawodowe, m.in. Szkoła Chemiczna. Była to szkoła, w której uczyli pracownicy lwowskich wyższych uczelni: prof. W. Rubinowicz — mechaniki technicznej, prof. W. Trzebiatowski — chemii nieorganicznej, prof. E. Płażek — chemii organicznej, prof. Z. Sośnicki — niemieckiego, prof. W. Taszycki — korespondencji handlowej. Profesor J. Nikliborc, w owym czasie adiunkt Politechniki Lwowskiej, uczył fizyki. Uczniowie w wieku 17–20 lat traktowali tę szkołę jako możliwość zdobycia wiedzy, ale również jako pewną ochronę przed wywozem na roboty do Niemiec. Wielu uczniów działało aktywnie w AK. Nasi nauczyciele w sposób bardzo umiejętny potrafili spełniać równocześnie funkcję przekazywania wiedzy i funkcję ochrony młodzieży przed wojennymi zagrożeniami. Tak więc poziom wykładów był wysoki, ale sposób sprawdzania wiedzy był raczej liberalny. Fizyka należy do przedmiotów trudnych, dlatego prof. Nikliborc budził respekt, a nawet lęk wśród uczniów. Poziom jego wykładu był na pewno wyższy niż w zwykłych szkołach średnich, ale nikt z uczniów nie był pokrzywdzony zbyt ostrym egzekwowaniem wiadomości.

Po upływie roku, jesienią 1942, zostały otwarte tzw. Technische Fachkurse - szkoła zawodowa o wyższym poziomie, o profilu odpowiadającym politechnice, z wydziałami: mechanicznym, budowlanym, chemicznym, elektrycznym. Tam też przenieśli się nasi profesorowie. Z prof. Nikliborcem zetknęłam się ponownie w r. 1943, gdy zaczęłam studia na Wydziale Chemicznym. Profesor nie ograniczał się do zwykłych kontaktów ze studentami na wykładzie, ale umożliwiał zainteresowanym rozszerzenie zakresu studiowania. Udostępnił laboratorium i nie szczędził

własnego czasu prowadząc dodatkowe ćwiczenia. Moje kontakty z Profesorem zacieśniły się również dzięki temu, że chodziłam na lekcje francuskiego do jego żony Anny.

W lipcu 1944 r. Lwów został ponownie zajęty przez Rosjan i od jesieni uruchomiono wyższe uczelnie. Pomimo moich zainteresowań fizyką nie mogłam już studiować w Uniwersytecie ponieważ za przyznanie się do matury uzyskanej w tajnym nauczaniu groził wyjazd "na białe niedźwiedzie". Tak więc kontynuowałam studia na Wydziale Chemicznym, korzystając z pomocy Profesora głównie jeśli chodzi o dostęp do literatury. W maju 1945 r. zmarła moja matka. Ze strony Profesora spotkała mnie wielka życzliwość i pomoc. W czasie wakacji umożliwił mi pracę w Katedrze Fizyki w charakterze laborantki.

Po wyjeździe ze Lwowa na wiosnę 1946 r., Profesor zamieszkał we Wrocławiu, a ja kończyłam studia w Politechnice Łódzkiej. Po uzyskaniu absolutorium otrzymałam od Profesora propozycję zatrudnienia w Katedrze Fizyki Uniwersytetu i Politechniki we Wrocławiu. Praca na uczelni wyglądała w owym czasie inaczej niż obecnie. Grupy studenckie były duże, liczba godzin pensum dydaktycznego rozciągliwa, a możliwości pracy naukowej prawie żadne. Profesor Nikliborc potrafił jednak zarazić ludzi swoim zaangażowaniem w pracy, uporem i konsekwencją w działaniu. Był wymagający, ale jego gabinet był otwarty dla wszystkich od rana do późnego wieczora. Wymagał od asystentów pracowitości, ale również własnej inicjatywy w podejmowaniu badań naukowych. O jego stosunku do młodych współpracowników może świadczyć następujący fakt. W roku 1952 przeszłam dość ciężką chorobę. Po powrocie do pracy trochę się oszczędzałam. Profesor to zauważył i zwrócił mi uwagę, że należy pracować więcej, a nie ograniczać się tylko do obowiązującego pensum. Poczulałam się dotknięta uwagą Profesora i prowadząc zajęcia w laboratorium rozmyślałam nad zwolnieniem się z pracy. Właśnie układałam w myśli treść podania gdy wszedł Profesor i ... przeprosił mnie za nadmierne wymagania i nieuwzględnienie stanu mojego zdrowia. Był to dla mnie szok, taki stosunek Profesora do asystenta był trudny do pojęcia. Ale to był właśnie styl jego pracy i działalności wychowawczej. Po rozdziale Uniwersytetu i Politechniki Profesor w dalszym ciągu czuł się odpowiedzialny za rozwój naukowy swoich doktorantów. Spotkania z nim i długie rozmowy odbywały się na ogół w domu. Dyskusje, a zwłaszcza szlifowanie ostatecznej postaci pracy doktorskiej były wyczerpujące dla obu stron. Ale efekt był taki, że recenzenci nie mogli doszukać się błędów. a obrony prac przechodziły bez problemów. Osobny temat stanowiło autorstwo publikowanych prac. Profesor nie uznawał dopisywania się do publikacji swoich uczniów, godził się na to w wyjątkowych przypadkach, gdy jego współautorstwo było oczywiste. Był świetnym wykładowcą i działalność dydaktyczną traktował na równi z nauką. Wykłady przygotowywał bardzo starannie i tego samego wymagał od swoich współpracowników. W roku 1953 powierzył mi po raz pierwszy wykład. Prowadził wtedy wykład wspólny dla wydziałów Chemicznego i Mechanicznego, z tym że chemicy mieli w programie 5 godzin tygodniowo, a mechanicy 4. Tę jedną godzinę tygodniowo zlecał Profesor właśnie mnie, ale przez



Siedemdziesiąte urodziny Profesora Jana Nikliborca. Na pierwszym planie: L. Sobczyk, B. Trzebiatowska, B. Sujak, Jan Nikliborc, J. Mazur, Z. Sidorski, J. Mycielski i W. Gariat. Na drugim: T. Hoffman, B. Rozenfeld, K. Wojciechowski, D. Galasiewiczowa, Z. Galasiewicz, L. Wojda, K. Michalski i R. Męclewski

cały rok był co tydzień na moim wykładzie. Obecnie młodzi wykładowcy oburzają się na zbyt częste hospitacje. Nie wiem co powiedzieliby na obecność szefa co tydzień, a jaki szef czułby taką samą odpowiedzialność za swoich podwładnych?

Tych kilka faktów mówi chyba wiele o tym, jakim człowiekiem był profesor Jan Nikliborc. Rozległą wiedzę i intuicję fizyczną wykorzystywał nie dla realizacji osobistych celów, ale umiejętnie kierował młodych ludzi ku działalności, w której mogli realizować swoje zdolności. Był wymagający, ale zawsze sprawiedliwy. Sam pozostawał w cieniu, pozwalając innym zbierać laury. Profesor Jan Nikliborc był jednym z tych nielicznych, niestety, prawdziwych profesorów, budzących respekt, ale i zaufanie, stanowiących wzór osobowości. Cechowała go głęboka kultura i subtelne poczucie humoru. Całe swoje pracowite życie podporządkował idei rozwoju nauki i kształcenia.

Anna Szaynok

*
* *

Profesor Jan Nikliborc jako organizator fizyki doświadczalnej we Wrocławiu

Profesor Jan Nikliborc zdawał sobie sprawę z rozmiaru podejmowanych obowiązków, kiedy na przełomie lat czterdziestych i pięćdziesiątych wyraził zgodę na kierowanie pracami wrocławskich fizyków doświadczalnych. Przejmowana spuścizna była bardzo skromna i w stanie godnym pożałowania. Budynek uniwersyteckiej fizyki był zburzony, a wyposażenie zniszczone w trakcie działań wojennych. Najcenniejszy sprzęt politechnicznej fizyki został ewakuowany jeszcze przed zakończeniem wojny. Kadre naukową stanowiło zaledwie kilka osób, głównie o krótkim stażu zawodowym. Nieliczni profesorowie i pracownicy naukowcy o wyższych kwalifikacjach na ogół przebywali we Wrocławiu krótko i przynosili się do renomowanych ośrodków poza Wrocławiem. Otrzymywane środki finansowe były zupełnie niewystarczające ze względu na powszechne powojenne ubóstwo i niepewną jeszcze w tym okresie przyszłość Ziem Zachodnich.

Z drugiej strony potrzeby były bardzo duże. Napłynęły olbrzymie rzesze kandydatów na studia i studentów. Rekrutowali się oni z wielu roczników wobec braku możliwości studiowania w całym okresie wojny. Obszar, z którego przybywali, obejmował dużą część Polski. Nie istniał wtedy jeszcze Uniwersytet Śląski ani wyższe uczelnie w Opolu i Zielonej Górze. W tym czasie we Wrocławiu Uniwersytet i Politechnika stanowiły administracyjnie jedną uczelnię. Zajęcia dydaktyczne z fizyki w tej uczelni musiały być prowadzone dla studentów fizyki, matematyki, astronomii, chemii, biologii, geologii, prawie wszystkich kierunków politechnicznych, medycznych i rolniczych. Przed Profesorem stanęły liczne zadania organizacyjne. Należało zorganizować i prowadzić różnorodne wykłady, ćwiczenia laboratoryjne, konwersatoria oraz seminaria. W tym celu trzeba było zdobyć odpowiednie pomieszczenia, adaptować je i zapęłnić sprzętem laboratoryjnym. Profesor musiał również pospiesznie wyszkolić odpowiednią kadrę asystentów do prowadzenia tak bardzo różnorodnych i licznych zajęć dydaktycznych.

Władze uczelni oddały na potrzeby fizyki część gmachu głównego Politechniki. Profesor kierował adaptacją tych pomieszczeń rozdzielając poszczególne zadania między swoich współpracowników. Przerabiane były instalacje elektryczne, wodne i gazowe. Reperowano te urządzenia i aparaturę, których Niemcy nie zdążyli ewakuować podczas wojny. Pomieszczenia powoli zapęłniały się sprzętem zdobywanym w różnych instytucjach. Większa część sprzętu była wykonywana przez własnych pracowników lub zlecana do wykonania różnym spółdzielniom i rzemieślnikom.

Najtrudniejsze prace dydaktyczne Profesor przydzielił sobie. Prowadził bogato ilustrowane demonstracjami wykłady z podstaw fizyki. Zajęcia te odbywały się w Wielkiej Sali Wykładowej Fizyki w głównym gmachu Politechniki. Mimo dużych rozmiarów sala zawsze była przepełniona. Zajęte były nie tylko wszystkie miejsca siedzące. Stojącymi studentami zapęłnione były przejścia między ławkami a nawet korytarz wejściowy. Przy tak dużej ilości studentów Profesor poświęcał wiele czasu na egzaminy, kolokwia oraz rozwiązywanie rozmaitych problemów

dydaktycznych i bytowych studentów. Innymi zajęciami, które prowadził on osobiście, były seminaria. Uczestniczyli w nich pracownicy naukowcy i magistranci. W pierwszych latach, kiedy zagraniczne czasopisma naukowe dochodziły tylko do nielicznych uczelni w Polsce, seminaria poświęcone były głównie przeglądowi najnowszych publikacji z trudem zdobywanych z różnych źródeł. Później, coraz częściej referowane były wyniki badań prowadzonych w grupie Profesora. Bardzo dużą pomocą w tym pionierskim okresie było przybycie prof. Jana Wesołowskiego, który aż do emerytury pozostał na Uniwersytecie Wrocławskim. Profesor Wesołowski przejął nie tylko część obowiązków dydaktycznych ale stworzył własną grupę naukową i kierował nią.

Wielką troską prof. Nikliborca było zorganizowanie i prowadzenie prac badawczych na światowym poziomie. Pierwszym, niezmiernie ważnym krokiem było znalezienie właściwej z naukowego punktu widzenia tematyki badawczej, odpowiedniej jednak do skromnego wyposażenia laboratorium. Było to zadanie trudne. Rozwój fizyki na świecie w okresie wojny był szybki, gdyż był stymulowany potrzebami militarnymi i obficie finansowany przez wojsko. Informacje o postępach docierały jednak bardzo słabo ze względu na izolację okupowanego Kraju i naturalną w okresie wojny tajemnicę wojskową. Utrudniało to poważnie Profesorowi podjęcie decyzji, a zdawał sobie sprawę z jej wagi i konsekwencji. Dzisiaj, z perspektywy lat, można na pewno stwierdzić, że jego ogromna intuicja naukowa okazała się niezawodna. Zdecydował, że główną tematyką fizyków doświadczalnych we Wrocławiu będzie fizyka ciała stałego, a w szczególności fizyka powierzchni. Fizyka powierzchni była dziedziną, która wówczas dopiero raczkowała, a dzisiaj należy do jednego z ważniejszych kierunków badań fizycznych na świecie.

Jako metodę doświadczalną wybrał metodę emisji polowej. Była to wówczas metoda bardzo młoda i obiecująca. Rokowała duże nadzieje a nie wymagała bardzo kosztownych urządzeń. Podstawową trudnością była konieczność stosowania ultrawysokiej próżni, ponieważ jej technika jeszcze prawie nie była znana w Polsce. Profesor nie zraził się tym. Odnovił swoje kontakty z prof. Groszkowskim na Politechnice Warszawskiej, który kierował jedyną w Polsce grupą fachowców w tej dziedzinie. Dawało to szansę zdobycia najważniejszych elementów aparatury do uzyskiwania i pomiaru ultrapróżni. W wyniku tych zabiegów warszawska grupa wykonała dla Profesora odpowiednie, bardzo czułe urządzenia elektroniczne do pomiaru bardzo słabych prądów jonowych. Równocześnie utworzył Profesor w swojej pracowni warsztat szklarski i zatrudnił wysoko kwalifikowanego dmuchacza szkła. Prawie wszyscy asystenci Profesora uczyli się wtedy podstawowych prac szklarskich, takich jak spawanie szkła czy wtapianie przepustów metalowych. W rezultacie wiele osób chodziło z poparzonymi palcami, jednakże podstawowa technologia została opanowana. Rozpoczęto wreszcie budowę kompletnych zestawów aparaturowych i pomp próżniowych. Przystąpiono do pompowania i po wielu tygodniach różnorodnych prób uzyskano ultrawysoką próżnię. Był to automatycznie moment rozpoczęcia właściwych badań. Wybrana przez Profesora metoda mogła być realizowana w dwóch wersjach: polowej mikroskopii elektronicznej z rozdziel-

czością ok. 25 Å lub mikroskopii jonowej z rozdzielczością ok. 3Å. Badanym obiektem były czyste lub pokryte adsorbatem powierzchnie mikrokryształu metalu. Zbudowane połowe mikroskopy elektronowe pozwalały oglądać powierzchnię przy powiększeniu ok. 100 000 razy oraz mierzyć niektóre parametry fizyczne np. pracę wyjścia elektronów, energię aktywowanych cieplnie procesów jak dyfuzja powierzchniowa lub desorpcja. Pierwsze w Polsce połowe mikroskopy zostały zbudowane i uruchomione przez grupę Profesora na przełomie lat czterdziestych i pięćdziesiątych. Najpierw podjęto badania autodyfuzji powierzchniowej niklu i żelaza w obecności bardzo silnego pola elektrycznego. W pierwszej połowie lat pięćdziesiątych wykryto zjawisko "build-up", tj. autodyfuzję atomów ku narożom i krawędziom mikrokryształu. Wstępne wyniki opublikowano w *Acta Physica Polonica* w 1955 r. O aktualności tych badań świadczy fakt, że niemal w tym samym czasie podobne wyniki, ale dla wolframu, zostały opublikowane w ZSRR i w USA. W drugiej połowie lat pięćdziesiątych kontynuowano te badania ale już w wersji ilościowej. Wyniki z tego okresu były sukcesywnie publikowane oraz użyte do opracowania rozpraw doktorskich. Równolegle prowadzone były prace dotyczące adsorpcji strontu na wolframie. Zakończyły się one podobnym sukcesem. Obrony prac doktorskich odbyły się w 1962 r. Pracujące pod kierunkiem Profesora inne grupy próbowały otrzymać obrazy elektronowe dużych molekuł organicznych, badać adsorpcję półprzewodników oraz rozwijały technikę mikroskopu jonowego. Te kierunki były trudniejsze i przyniosły wyniki naukowe nieco później. Publikacje i doktoraty dotyczące tych badań przypadają na przełom lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych.

Przełom lat czterdziestych i pięćdziesiątych był okresem bardzo intensywnych prac. Towarzyszył im wielki zapał, entuzjazm i satysfakcja z każdego, nawet drobnego sukcesu. Warunki pracy były bardzo trudne. Trzeba było wykonywać samemu wiele prac pomocniczych. Przykładem może być konieczność skraplania powietrza do chłodzenia aparatury próżniowej lub zdobywanie ze złomowisk kątowników i innych profili stalowych do budowy szkieletów układów pomiarowych. Wzorem dla członków zespołu był sam Profesor. Asystenci pracowali od rana do późnej nocy przez cały tydzień a często również w niedzielę (o wolnych sobotach jeszcze wtedy nikt nie słyszał). Gdy chciało się kogoś na pewno zastać w jego pracowni naukowej, to najlepiej było przybyć tam ok. godziny 21-ej. Zespół Profesora zmieniał się liczbowo. Niektórzy asystenci odchodzili np. na studia doktoranckie ("aspirantury"). Obecnie pracują oni w innych miastach w Polsce lub daleko na świecie (w Wenezueli). Utrzymują jednak kontakt z Wrocławiem i dawnymi kolegami. Twierdzą zgodnie, że atmosfera tamtych lat jest niepowtarzalna i mile ją wspominają. Na ich miejsce Profesor przyjmował nowych pracowników, którzy adaptowali się do warunków wnosząc nowe pomysły naukowe i dalszy postęp technologiczny.

Wielka intuicja naukowa Profesora objawiła się również na początku lat sześćdziesiątych, gdy zaistniała szansa poszerzenia zakresu badań. Szansa ta była stworzona dzięki kilku okolicznościom. Postęp w ostatnim dziesięcioleciu w dzie-

dzinie badań podstawowych i zastosowań na świecie ukazywał nowe, niezbadane jeszcze a ciekawe obszary. Rozwój techniki i technologii ukazywał nowe możliwości eksperymentalne. Lepszy dostęp do literatury światowej inspirował nowe idee naukowe. Znacznie polepszyły się warunki lokalowe po przeprowadzce z Politechniki do własnego budynku przy ulicy Cybulskiego 36. Powiększyła się grupa badawcza. Grupa zdobyła doświadczenie, wzrosły kwalifikacje jej członków. Wszystkie te okoliczności skłaniały do poszerzenia zakresu badań. Profesor zdecydował wtedy, że należy podjąć kompleksowe badania powierzchni kryształów przez rozszerzenie zarówno metod badawczych jak i badanych materiałów. Chodziło mu nie tylko o nowe metody doświadczalne ale także o metody teoretyczne. Decyzję swoją zrealizował proponując niektórym doświadczalnikom zbudowanie aparatury do badań struktur powierzchniowych i analizy składu powierzchni najnowszymi metodami, tj. metodą dyfrakcji powolnych elektronów i spektroskopii augerowskiej. Propozycja została entuzjastycznie przyjęta. Zapoznano się z najnowszymi osiągnięciami naukowymi i technologicznymi na świecie, po czym przystąpiono do intensywnych prac eksperymentalnych. Zakończyły się one pełnym sukcesem naukowym, a zbudowana wtedy aparatura jest jeszcze dziś używana. Podobnie, zaproszeni do współpracy fizycy teoretycy podjęli się zadania z wielką ochotą, mimo iż zdawali sobie sprawę z rozmiarów trudności, na jakie napotkają. Wykazali wiele pomysłowości, uzyskali bardzo interesujące i ważne wyniki. Ich prace w dużej mierze przyczyniły się do interpretacji wyników otrzymywanych przez doświadczalników. Ponadto wyniki teoretyków były inspiracją do nowych badań doświadczalnych. Decyzja Profesora okazała się niezwykle owocna. Wprowadzone wtedy metody, zarówno teoretyczne jak i doświadczalne, zaowocowały dziesiątkami publikacji i są z wielkim powodzeniem stosowane do dziś. W tym okresie Profesor zaproponował badania adsorpcji metali alkalicznych. Adsorpcja tych metali jest stosunkowo prosta do interpretacji dzięki przekazowi elektronu do substratu i dlatego stanowi dogodną pozycję wyjściową do badań ogólnych tego skomplikowanego zjawiska. Badania adsorpcji metali alkalicznych rozwinęły się później we Wrocławiu oraz na świecie i prowadzone są intensywnie do dziś. Dowodzi to jeszcze raz, że intuicja naukowa Profesora była nieprzeciętna.

Profesor miał przez bardzo długi okres wątpliwości co do swej najważniejszej decyzji, wyboru tematyki badań. Wątpliwości tych pozbył się całkowicie bardzo późno, bo dopiero w latach osiemdziesiątych. Był już wtedy na emeryturze, gdy jako honorowy gość uczestniczył w kolejnym Międzynarodowym Seminarium Fizyki Powierzchni. Z pozycji obserwatora zewnętrznego mógł bez emocji, obiektywnie ocenić znaczący wkład swojej grupy do światowej fizyki powierzchni. Poznał osobiście wielu znakomitych, zagranicznych uczestników tego Seminarium, a ci upewnili go o światowym znaczeniu wyników naukowych, uzyskanych przez jego zespół.

Należy podkreślić, że pionierski okres był trudny także dlatego, że zespół pozbawiony był prawie całkowicie kontaktów naukowych z zagranicą. Kontakty nawiązane przez Nikliborca tuż przed wojną w Niemczech uległy automatycz-

nie zerwaniu. Nawiązanie nowych w tamtym okresie było niezwykle trudne ze względów politycznych. Profesor rozumiał znaczenie i cenił wysoko zagraniczne kontakty. Dlatego w 1963 r. odwiedził Uniwersytet w Lipsku i nawiązał współpracę z tamtejszymi fizykami. Współpraca polegała na wspólnym planowaniu badań i rozdzieleniu między kooperantów prac konstrukcyjnych nad aparaturą. Za pomocą zbudowanej aparatury wykonywano wspólnie pomiary, opracowywano je i wspólnie publikowano. Współpraca taka jest prowadzona przez niemal 30 lat. Przyniosła informacje o mechanizmie transportu zaadsorbowanych atomów oraz o strukturze elektronowej wolframu. Wyniki te zostały opublikowane w kilkudziesięciu artykułach i były referowane na wielu międzynarodowych konferencjach naukowych. Kolejnym krokiem w rozwoju współpracy naukowej z ośrodkami zagranicznymi były staże zagraniczne współpracowników Profesora. Na przełomie lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych staże naukowe członków zespołu Profesora w USA zapoczątkowały współpracę, która trwa do dziś.

Trudno przecenić wkład Profesora w zbudowanie i rozwój fizyki doświadczalnej (a częściowo, w zakresie badań powierzchni, także fizyki teoretycznej) we Wrocławiu. Cechowała go nieprzeciętna intuicja naukowa, erudycja, pracowitość i wielka odpowiedzialność za swoje decyzje. W pamięci swoich współpracowników pozostaje jako wzór życzliwego przełożonego, ofiarnego organizatora i badacza.

Ryszard Męclewski

*
* *

Rola prof. Jana Nikliborca w teoretycznych badaniach zjawisk powierzchniowych kryształów

Profesora Nikliborca poznałem w 1951 r. jako student pierwszego semestru Chemii Technicznej Politechniki Wrocławskiej, gdzie wykładał on fizykę doświadczalną. Los złączył mnie z Profesorem kilka miesięcy później, gdy przenieśliśmy się na kierunek Fizyki i Chemii Uniwersytetu Wrocławskiego. W tym okresie tworzył on zespół, który miał się zająć badaniami właściwości powierzchniowych metali przy użyciu polowego mikroskopu elektronowego Millera. Do tego zespołu należały także dwie osoby o zainteresowaniach teoretycznych — Jerzy Mycielski i piszący te słowa.

Profesor zachęcił nas do podjęcia zagadnień związanych z teorią działania polowego mikroskopu elektronowego i jako bazę wyjściową wskazał monografię Seitza *Współczesna teoria ciała stałego*. Książka ta, oprócz fundamentalnych wiadomości z kwantowej teorii ciała stałego, zawiera takie rozdziały jak: "Praca wyjścia i bariera powierzchniowa", "Emisja termojonowa i emisja Schottky'ego", czy

”Dodatkowe poziomy energetyczne” (tzw. stany powierzchniowe Tamma i Shoc-kleya). Warto tu zaznaczyć, że monografia Seitza była w tych czasach stosunkowo łatwo dostępna dzięki rosyjskiemu tłumaczeniu.

Profesor postawił wtedy następujące zagadnienia:

- 1) Jaką rolę w pracy mikroskopu Millera odgrywa kwantowe odstępstwo od klasycznej siły obrazowej?
- 2) Czy kształt ostrza mikroskopu, umieszczonego w bardzo silnym polu elektrycznym ($\approx 1V/\text{\AA}$) można uznać z punktu widzenia termodynamiki za równowagowy?
- 3) Od czego zależy i jaka jest zdolność rozdzielcza mikroskopu polowego?

Profesor wskazywał współczesną literaturę dotyczącą tych zagadnień i polecał referowanie prac na wspólnych spotkaniach członków Katedry Fizyki Doświadczalnej. Był to załączek roboczego seminarium fizyki powierzchni, na którym Profesor zainteresował nas m.in. fizyczną istotą pracy wyjścia. Wskazał jednocześnie na twierdzenie Koopmansa [1] jako na podstawę jej definicji. Świadczyło to o dużej intuicji naukowej Profesora — otóż dopiero wiele lat później pojawił się w światowej literaturze termin ”definicja pracy wyjścia wg Koopmansa”, lub po prostu ”praca wyjścia Koopmansa” [2].

Podobne wrażenie odnosi się dzisiaj, przypominając zalecenia Profesora - studiowania publikacji Romana Smoluchowskiego [3], która jeszcze teraz zachowuje cechy świeżości.

Profesor Nikliborc kładł duży nacisk na poznanie i rozwijanie idei Barde-ena, zawartych w klasycznej pracy z r. 1936 [4], o elektronach w pobliżu powierzchni metalu; idee te zostały owocnie rozwinięte w latach siedemdziesiątych przez Kohna i Langa [5]. Przeglądowe, źródłowe, prace Profesora na temat polowej emisji elektronowej, które ukazały się w latach 1957-58 [6] były, jak na tamte lata, całkowicie wyczerpujące i nowoczesne.

W tym początkowym okresie kielkowania tematyki teoretycznej w Katedrze Fizyki Doświadczalnej, po odejściu do Warszawy Jerzego Mycielskiego, uczestniczył także ówczesny asystent, a później twórca i wieloletni dyrektor teatru ”Kalambur” - Bogusław Litwiniec. Idee prof. Nikliborca, nawiązujące do lepszego zrozumienia zjawiska emisji polowej oraz struktury atomowej i elektronowej powierzchni metali były kanwą późniejszych prac Romualda Nowickiego [7], Adama Kiejny i autora tego szkicu [8] oraz Jerzego Peiserta [9].

Problem równowagowego kształtu małych monokryształów metalicznych wrócił z całą wyrazistością, gdy Tadeusz Hoffman (wówczas starszy asystent w Katedrze Fizyki Doświadczalnej) zauważył rosnące na wiskerach wolframu — mikrokrystaloty o innej budowie krystalograficznej niż ta, która wynikałaby z klasycznych rozważań termodynamicznych dla dużych kryształów [10]. Przy interpretacji kształtu tych kryształów Profesor wahał się pomiędzy poglądami: czy jest to kształt nierównowagowy wymuszony silnym polem elektrycznym, czy jest to kształt równowagowy, właściwy małym monokryształom trudnotopliwych metali. Do dzisiaj problem ten nie został rozstrzygnięty jednoznacznie [11].

W r. 1960 prof. Nikliborc, w związku z rozpoczętymi pod jego kierunkiem

doświadczalnymi badaniami adsorpcji alkaliów na metalach, zasugerował mi podjęcie teoretycznych studiów nad adsorpcją. Muszę przyznać, że propozycja bardzo mnie zaniepokoiła, ponieważ stanąłem przed niełatwym zadaniem poznawania od podstaw nowej, trudnej tematyki. Profesor nie szczędził jednak swojej pomocy zarówno w wyszukiwaniu literatury jak i w długich dyskusjach na temat adsorpcji i praw nią rządzących. Dzięki temu, już po niedługim czasie moje zainteresowanie adsorpcją wzrosło na tyle, że mogłem rozwiązywać niektóre problemy dotyczące tego zjawiska. W tym czasie wielu pracowników Katedry Fizyki Doświadczalnej zajmowało się badaniem adsorpcji przy pomocy mikroskopu Millera. To było powodem, że Profesor zasugerował badania nad zależnością sił oddziaływania atomów z metalem od kierunku krystalograficznego podłoża oraz nad statystyczną i kwantową teorią adsorpcji na metalach. Wyniki prac ze statystycznej adsorpcji [12], uzyskane pod kierunkiem Profesora, były później wykorzystywane przez innych fizyków, np. przez Krystiana Kleinta [13] w jego interpretacji tzw. szumów prądowych towarzyszących adsorpcji. Prace nad kwantową teorią adsorpcji stały się podstawą mojej habilitacji [14] i nadal są kontynuowane (J. Rogowska [15], A. Kiejna [16]).

W latach sześćdziesiątych Profesor wrócił do problemu tzw. stanów powierzchniowych. W szczególności interesowało go zagadnienie jaki wpływ na stany powierzchniowe może mieć powierzchniowa deformacja stałej sieci kryształu. Problemem tym zajęła się ówczesna asystentka w Katedrze prof. Nikliborca, Maria Stęślicka, wraz ze mną [17]. Pomysł Profesora aby zająć się stanami powierzchniowymi był tak szczęśliwy, że Stęślicka opublikowała na ten temat wiele interesujących prac [18] oraz monografię [19] wspólnie z S. Davisonem. Stworzyła także zespół, który zajmuje się teorią stanów powierzchniowych do dzisiaj.

Profesor zawsze podkreślał że wykonywane w jego Katedrze prace teoretyczne muszą służyć fizykom doświadczalnym do interpretacji ich eksperymentalnych wyników. W większości przypadków postulat ten został zrealizowany w wielu wspólnych pracach z Bogdanem Sujakiem, Zbigniewem Sidorskim, Tadeuszem Lewowskim, Janem Żebrowskim, Janem Kołaczkiwiczem i innymi fizykami doświadczalnymi [20].

Profesor Jan Nikliborc był bardzo ofiarnym i twórczym doradcą we wszystkich pracach teoretycznych, o których była mowa powyżej. Choć zawsze podkreślał, że nie jest teoretykiem, jego głęboka wiedza fizyczna i intuicja naukowa a także szczery i głęboki krytycyzm (mówił często o sobie: "jestem *advocatus diaboli*") bardzo pomagały w uzyskaniu ostatecznych wyników.

Za wszystko to będziemy mu zawsze wdzięczni!

Literatura

- [1] T. Koopmans, *Physica* 1, 104 (1933).
- [2] J.P. Perdew, V. Sahni, *Solid State Commun.* 30, 87 (1979).
- [3] R. Smoluchowski, *Phys. Rev.* 60, 661 (1941).
- [4] J. Bardeen, *Phys. Rev.* 49, 653 (1936).

- [5] N.D. Lang, W. Kohn, *Phys. Rev.* **B1**, 4555 (1970); *Phys. Rev.* **B3**, 1215 (1971).
- [6] J. Nikliborc, *Postępy Fizyki* **8**, 23 (1957); *ibid.* **8**, 673 (1957); *ibid.* **9**, 417 (1958).
- [7] R. Nowicki, *Surf. Sci.* **8**, 357 (1967).
- [8] A. Kiejna, K.F. Wojciechowski, *Acta Phys. Pol. A* **48**, 349 (1975).
- [9] J. Peisert, *Phys. Lett.* **A60**, 443 (1977).
- [10] T. Hoffman, *Acta Phys. Pol.* **25**, 633 (1964); *Acta Univ. Wratislav.* No 231, 37 (1974).
- [11] *Surface Science* **106** (1981) — tom poświęcony badaniu struktury i właściwości małych kryształów.
- [12] K.F. Wojciechowski, *Acta Phys. Pol.* **27**, 893 (1965); **A40**, 213 (1971).
- [13] Ch. Kleint, *Surf. Sci.* **25**, 394 (1971).
- [14] K.F. Wojciechowski, *Proc. Phys. Soc.* **87**, 583 (1966); *Acta Phys. Pol.* **29**, 119 (1966); **33**, 363 (1968); *Progr. Surf. Sci.* **1**, 65 (1971).
- [15] J.M. Rogowska, K.F. Wojciechowski, *Surf. Sci.* **213**, 422 (1989); *Acta Univ. Wratislav.* No 1170, 53 (1991).
- [16] A. Kiejna, K.F. Wojciechowski, *Prog. Surf. Sci.* **11**, 245 (1981); A. Kiejna, *Vacuum* **41**, 580 (1990).
- [17] M. Stęślicka, K.F. Wojciechowski, *Physica* **32**, 1274 (1966).
- [18] M. Stęślicka, *Progr. Surf. Sci.* **5**, 157 (1975).
- [19] S. Davison, M. Stęślicka, *Basic Theory of Surface States*, Clarendon Press, Oxford 1992.
- [20] B. Sujak, T. Lewowski i K.F. Wojciechowski, *Acta Univ. Wratislav.* No 17, 113 (1963); Z. Sidorski i K.F. Wojciechowski, *Acta Phys. Pol. A* **40**, 661 (1971); R. Grygorczyk, S. Senddecki, T. Lewowski, i K.F. Wojciechowski, *Acta Univ. Wratislav.* N, o (194)39, 61 (1978); A. Kiejna, K.F. Wojciechowski, J. Żebrowski, *J. Phys. F: Metal Phys.* **9**, 1361 (1979); J. Bęben, J.M. Rogowska i K.F. Wojciechowski, *J. Phys. (France) Colloque C7*, suppl. No 11, 47, C7-145 (1986); J.M. Rogowska, J. Kołaczkiwicz, *Acta Phys. Polon.* **A 81**, 101 (1992).

Kazimierz Wojciechowski

*
* * *

Dyfrakcja powolnych elektronów i spektroskopia augerowska w pracach stworzonej przez Profesora Jana Nikliborca szkoły fizyki powierzchni

W 1963 r. Profesor Nikliborc zaproponował piszącemu te słowa oraz E. Chrzanowskiemu zbudowanie urządzenia do obserwacji dyfrakcji powolnych elektronów (LEED). Przedmiotem badań są w tej metodzie powierzchnie dużych kryształów. Dyfrakcja powolnych elektronów, znana od przeprowadzonych w 1927 r. doświadczeń Davissona i Germera, przeżywała wtedy swój renesans w związku z opracowaniem nowej techniki jej obserwacji. W 1967 r. udało się otrzymać pierwsze obrazy dyfrakcyjne, a wkrótce — wykonać przy pomocy LEED-u badania drgań ciepłych atomów na powierzchni kryształu niklu [1, 2]. Badania takie

wznowiono na początku lat osiemdziesiątych przy zastosowaniu nowych metod. Stwierdzono istnienie anizotropii przestrzennej drgań cieplnych na różnych ścianach kryształu niklu i opisano ją ilościowo [3, 4].

Kamera LEED okazała się przydatna również dla innych technik badawczych, wykorzystano ją m.in. do spektroskopii augerowskiej (AES) [5]. Spektroskopia ta umożliwia określenie składu kilku pierwszych warstw atomowych. Za pomocą tej metody badano segregację termiczną siarki do powierzchni kryształu niklu [6] i właściwości warstwy siarki adsorbowanej na tym kryształ [7].

Rozwijając dalej technikę pomiarową AES zbudowano urządzenie do pomiaru kąтового rozkładu emisji augerowskiej [8] i wykonano pomiary takich rozkładów dla niskowskaźnikowych ścian niklu [9] i miedzi [10] oraz badania tzw. efektów krystalicznych (wpływu kierunku wiązki pierwotnej na sygnał augerowski) [11].

Pracowano również nad ulepszeniem metod ilościowej analizy augerowskiej. Zaproponowano uproszczoną metodę uwzględniania poprawek matrycowych w takiej analizie [12] i wykazano jej poprawność na podstawie analizy dostępnych danych literaturowych dla stopów metalicznych [13]. Opracowano oryginalne metody wyznaczania średniej drogi swobodnej λ elektronów augerowskich [14] i czynnika wstecznego rozpraszania R elektronów pierwotnych [15] oraz wyznaczano λ [16, 17] i R [15] dla metali szlachetnych i ich stopów.

Spektroskopię augerowską stosowano w badaniach cienkich warstw La-B otrzymywanych przez naparowanie LaB₆ na tantal [18] określając skład warstwy o najmniejszej pracy wyjścia, a także w badaniach składu i struktury powierzchni kryształów Pb_{1-x}Sn_xTe [19] oraz krzemu [20].

Od połowy lat siedemdziesiątych podjęto kompleksowe badania właściwości supercienkich warstw metali adsorbowanych na podłożu metali trudnotopliwych. Kilkanaście prac na ten temat opublikował J. Kołaczek (najpierw sam [21], a później we współpracy z prof. E. Bauerem z Politechniki w Clausthal w RFN, np. [22–24]. W pracach tych stosowano komplementarnie LEED, AES, pomiary zmian pracy wyjścia i desorpcję termiczną. Wykryto szereg przejść fazowych dwuwymiarowych kryształów adsorbatu. Ostatnio podjęto badania warstw adsorpcyjnych metali szlachetnych na powierzchni kryształów niklu i miedzi. Wyniki takich badań dla układu Ag/Cu(111) są już opublikowane [25]. Stwierdzono wzrost pierwszych warstw adsorbatu według mechanizmu Franka — van der Merwe i tworzenie się stopu powierzchniowego przy wyższych temperaturach.

Oprócz konstruowania i budowania kolejnych wersji układów pomiarowych LEED i AES dla własnych potrzeb, wykonano także kamery LEED-AES dla Instytutów Fizyki Politechniki Wrocławskiej, Politechniki Śląskiej, PAN w Warszawie, Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu i WSP w Częstochowie, a także dla fizyków w Akademii Techniczno-Rolniczej w Bydgoszczy i w WSP w Zielonej Górze.

Dodatkowym plonem omawianych wyżej badań było 7 doktoratów i 2 habilitacje oraz jeden tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego. Obecnie badania

te są kontynuowane w ramach zespołowego projektu badawczego finansowanego przez Komitet Badań Naukowych.

Powyższy przegląd obejmuje prace wykonane w Zakładzie Spektroskopii Elektronowej Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego lub poza tym Zakładem pod opieką naukową i przy współudziale autora. Nie ujęto w nim zatem prac wykonanych przez uczniów prof. Nikliborca w innych Zakładach Instytutu.

Autor dedykuje ten przegląd pamięci Profesora Jana Nikliborca, swego nauczyciela, którego pomoc i dobre rady tak wiele znaczyły i tak były pożyteczne.

Literatura

- [1] S. Mróz, *Acta Phys. Pol. A* **38**, 204 (1970).
- [2] S. Mróz, *Surf. Sci.* **51**, 365 (1975).
- [3] S. Mróz, A. Mróz, *Surf. Sci.* **109**, 444 (1981).
- [4] A. Grudniewski, S. Mróz, *J. Phys. C* **18**, 3387 (1985).
- [5] S. Kaszyczyszyn, S. Mróz, *Praca Instytutu Technologii Elektronowej* (Warszawa) **1**, 298 (1973).
- [6] S. Mróz, C. Koziół, J. Kołaczkowicz, *Vacuum* **26**, (2), 61 (1976).
- [7] S. Mróz, *Surf. Sci.* **83**, L625 (1979).
- [8] A. Mróz, S. Mróz, *Acta Univ. Wratislav.* No 1025, 277 (1988).
- [9] S. Mróz, A. Mróz, A. Wiczorek, B. Stachnik, *Proc. 12-th Int. Congr. X-ray Optics and Microanalysis*, Kraków 1989, p. 265.
- [10] S. Mróz, B. Stachnik, *Surf. Sci.* **247**, 201 (1991).
- [11] S. Mróz, A. Mróz, *Surf. Sci.* **224**, 235 (1989).
- [12] S. Mróz, A. Mróz, *Phys. Status Solidi A* **95**, 407 (1986).
- [13] S. Mróz, W. Doliński, *Acta Phys. Pol. A* **81**, 201 (1992).
- [14] W. Doliński, H. Nowicki, S. Mróz, *Surf. Interface Anal.* **11**, 229 (1988).
- [15] J. Palczyński, W. Doliński, S. Mróz, *Surf. Sci.* **247**, 395 (1991).
- [16] W. Doliński, S. Mróz, M. Zagórski, *Surf. Sci.* **200**, 361 (1988).
- [17] W. Doliński, S. Mróz, J. Palczyński, B. Gruzza, P. Bondot, A. Porte, *Acta Phys. Pol. A* **81**, 193 (1992).
- [18] J. Ociepa, S. Mróz, *Thin Solid Films* **85**, 43 (1981).
- [19] E. Chrzanowski, W. Doliński, S. Mróz, E. Woźniak, *Phys. Status Solidi A* **98**, 359 (1986).
- [20] S. Mróz, E. Chrzanowski, A. Mróz, C. Koziół, *Mat. Elektroniczne* **1**(57), 1 (1987).
- [21] J. Kołaczkiwicz, *Surf. Sci.* **84**, 475 (1979).
- [22] J. Kołaczkiwicz, E. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 485 (1984).
- [23] J. Kołaczkiwicz, E. Bauer, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 574 (1985).
- [24] J. Kołaczkiwicz, E. Bauer, *Phys. Rev. B* **44**, 5779 (1991).
- [25] S. Mróz, B. Stachnik, *Acta Phys. Pol. A* **81**, 233 (1992).

Stefan Mróz

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOLACH WYŻSZYCH

György Marx

Department of Atomic Physics
Lorand Eötvös University

Budapest, Węgry

Jak długo trwa jedna sekunda ?*

How long does one second last?

Abstract: The definition of the unit of time developed during the history of science; it always reflected our actual understanding of time.

Czas biologiczny

Pole staje się zielone *po* deszczu. Jeziorko zamaraża *po* nadejściu zimy. Takie codzienne doświadczenia nauczyły nas, że zmiany mają swoje *przyczyny*. Przy- czynowy charakter Przyrody spowodował wprowadzenie pojęcia czasu dla zorze- towania się w występujących wydarzeniach, przede wszystkim zaś dla wyrażenia jakościowego co jest *wczesnej*, a co *późnej*.

Zmiany *dnia* i *nocy*, *zmiany lata* i *zimy* (powtarzające się pory deszczowe i okresy suszy) umożliwiły wprowadzenie jednostek ilościowego mierzenia czasu, co stanowiło wielką pomoc dla rolniczych ludów starożytnego Egiptu, Mezopotamii i Meksyku. Obrót Ziemi dał *dobę*, ruch orbitalny Księżycza zasugerował *mesiąc*, ruch orbitalny Ziemi wskazał *rok*, jako łatwo dostępne jednostki czasu. Niestety okres obrotu Ziemi, okres obiegu Księżycza wokół Ziemi oraz okres orbitalnego ruchu Ziemi wokół Słońca okazały się niewspółmierne, co spowodowało znaczne komplikacje matematyczne dla Babilończyków i dla Majów. Obok zastosowania do celów nawigacji, poszukiwanie kalendarza podającego informacje z wyprzedze- niem, a więc umożliwiającego rozwój rolnictwa i w konsekwencji — powstawanie dobrobytu, stało się siłą motoryczną dla rozwoju nauk ścisłych (astronomii i ma- tematyki).

* Referat, wygłoszony w Toruniu w sierpniu 1991 r. na konferencji GIREP'91 "Teaching about reference frames: from Copernicus to Einstein", został przetłumaczony za zgodą Autora i or- ganizatorów konferencji. Materiały konferencji zostały wydane przez Uniwersytet Mikołaja Ko- pernika. (Przyp. Red.)

Doba, miesiąc, rok stanowią dłuższe jednostki czasu. Do pomiarów zjawisk zmieniających się szybciej znaleziono inny zegar: serce. Rytm uderzeń serca jest regulowany biologicznie. Galileusz używał uderzeń serca jako miernika czasu w swych pionierskich doświadczeniach dynamicznych ze swobodnym spadkiem ciał, równią pochyłą i wahadłem. Muzyka angielskiego Odrodzenia ukształtowała korzenie muzyki bitowej naszej ery: rytm jej przypomina (a w dodatku wpływa na) tempo uderzeń serca słuchacza. Okres czasu pomiędzy dwoma uderzeniami serca jest najkrótszym odstępem czasu, który może być odczuwany przez ludzi. Ten okres stał się pierwszym wzorcem jednostki czasu: *sekundy*. Wszystkie inne jednostki czasu są jej wielokrotnościami.

Rytm biologiczny zwierząt zmiennocieplnych (np. płazów, gadów) zależy od warunków zewnętrznych. Serce jaszczurki uderza częściej latem, w świetle słonecznym, ale zwalnia w okresie chłodnej pory zimowej wprowadzając oszczędny metabolizm. Bardziej regularne uderzenia serca ptaków i ssaków unormowały ich reakcje na różnorodność otoczenia. Dzięki temu przystosowaniu ssaki przetrwały. Biologiczny zegar ludzki jest zsynchronizowany z zegarem niebieskim: stosunek doby słonecznej do uderzenia serca wynosił od początku ok. 100 000. To umożliwiło nam rozwinięcie obiektywnej koncepcji czasu. Gdy budzimy się rano, rytm uderzeń serca jest nieco wolniejszy. W przypadku podniecenia i podwyższonej temperatury uderzenia serca stają się przyspieszone. Gdybyśmy posługiwali się wyłącznie naszymi biologicznymi zegarami, to w pomiarach fizycznych już drugie miejsce dziesiątne mogłoby być niepewne.

Czas gwiazdowy (ST)

Moment pędu, i co zatem idzie, okres obrotu ciała sztywnego pozostawionego sobie jest stały. Odbiciem obrotu naszej Ziemi jest pozorny ruch gwiazd na niebie. Gwiazda Polarna jest osią tego niebieskiego zegara, Wielki Wóz (Wielka Niedźwiedzica) może służyć jako wskazówka. Czas jakiego potrzebuje gwiazda dla dokonania całkowitego obrotu wokół Gwiazdy Polarnej jest *dniem gwiazdowym*. Jest to okres obrotu Ziemi. Podzielenie tego okresu przez $24 \times 60 \times 60 = 86400$ daje *sekundę gwiazdową*. Jej długość odpowiada w przybliżeniu sekundzie "sercowej". (Czynniki 12-60-360 są pochodzenia babilońskiego, odnoszą się w przybliżeniu do stosunków wzajemnych roku, miesiąca, dnia).

Czas uniwersalny (UT)

Życie codzienne nie jest regulowane ruchem Wielkiego Wozu, lecz ruchem Słońca. Starożytni Grecy, mający zegary piaskowe i wodne, dzielili czas pomiędzy wschodem i zachodem Słońca na 12 części, nazywając jedną część *godziną*. Ale zegar wahadłowy pokazał, że długość dnia i nocy, a nawet odstęp czasu pomiędzy dwoma momentami południa (pomiędzy dwiema kulminacjami Słońca) ulega zmianom w ciągu roku.

Ziemia porusza się po orbicie wokół Słońca, stąd też jej mieszkańcy widzą Słońce na tle różnych gwiazdozbiorów w ciągu roku. Zgodnie z drugim prawem

Keplera, kątowna prędkość Ziemi jest większa w peryhelium (w zimie) niż w aphelium (w lecie). Słońce porusza się trochę szybciej na niebie zimą niż latem. Zegar gwiazdowy porusza się regularnie, ale zegar słoneczny — nie.

Astronomowie zastąpili rzeczywiste Słońce przez fikcyjne "Uniwersalne Słońce", poruszające się z jednakową prędkością kątowną wzdłuż Ekliptyki, spotykające się z rzeczywistym Słońcem w określonym dniu każdego roku. Odstęp czasu pomiędzy dwoma kulminacjami "Uniwersalnego Słońca" jest *dniem uniwersalnym*, jego $1/86400$ część jest *sekundą uniwersalną*. Była to międzynarodowa standardowa jednostka czasu w okresie pomiędzy 1835 r. a 1956 r. Rzeczywisty zegar słoneczny nie różni się znacznie od czasu uniwersalnego. Słońce kulminuje w Greenwich dokładnie w południe w dniach 15-go kwietnia, 14-go lipca, 31-go sierpnia, 24-go grudnia. Maksymalne odchylenia wynoszą ± 16 minut w ciągu roku. Ale w doświadczeniach naukowych nie można było tolerować takiej niedokładności, na drugim lub trzecim miejscu dziesiątym. Dlatego też obserwatoria astronomiczne kontrolowały chód swych zegarów wahadlowych opierając się na ruchu gwiazd; w czasach nowszych opierano się na międzynarodowych sygnałach czasu. Czas uniwersalny wykorzystuje zasadniczo obrót Ziemi, ale z pewnym przybliżeniem, aby nie następowało przesuwanie się dni i nocy z upływem lat, gdyż okres obrotu Ziemi wynosi 23 godziny, 56 minut, 3.455 sekund w czasie uniwersalnym.

Czas inercjalny

Równania ruchu i prawo grawitacji odkryte przez Newtona umożliwiają astronomom obliczanie ruchu planet i księżyców. Transformując obliczone położenia do układu spoczynkowego związanego z Ziemią otrzymuje się pozorny ruch Słońca, Księżyca i planet na niebie. W rzeczywistości, takie przeliczanie to złożone zagadnienie wielu ciał, ale można je wykonać za pomocą przybliżeń matematycznych (teoria perturbacji). Newcomb opracował tablice ruchu Słońca w 1895 r., później E.W. Brown opracował tablice dla ruchu Księżyca. Te wcześniej obliczone położenia ciał niebieskich porównano w XX w. z położeniami rzeczywistymi i stwierdzono różnice. Ciała niebieskie osiągały swe wyliczone położenia na niebie parę sekund wcześniej niż nadszedł oczekiwany moment. Zaobserwowane systematyczne różnice świadczyły o tym, że ziemski zegar jest niedokładny: spóźnia się. *Czas uniwersalny* (wskazywany przez zegary w obserwatoriach astronomicznych) różnił się od czasu, któremu były posłuszne poruszające się ciała niebieskie.

Pierwsza zasada Newtona stwierdza, że swobodne ciała pokonują równe odległości w równych odstępach czasu. Nie jest to słuszne dla wszystkich zegarów. Starzejący się zegar tyka coraz rzadziej, odległości pokonywane pomiędzy dwoma tyknięciami stają się coraz większe. Ale te zmiany nie są wynikiem działania nieznaney siły: to zegar jest winien. Prawa Newtona nie są słuszne w dowolnym układzie odniesienia, tylko w *inercjalnym układzie używającym inercjalnego zegara*.

Czas inercjalny jest z definicji skalą czasu, w której ciało pozostawione sobie pokonuje równe odległości w równych odstępach czasu. Pierwsza zasada Newtona

mówi, że gdy używamy inercjalnego czasu, dowolne ciało pozostawione sobie pokonuje równe odległości w równych odstępach czasu. Taki inercjalny zegar nie może być zrealizowany praktycznie na Ziemi, ponieważ w Układzie Słonecznym siły istnieją wszędzie, nie jest więc możliwe znalezienie ruchu inercjalnego. W jaki sposób można zatem zrealizować inercjalny układ odniesienia? W jaki sposób możemy zmierzyć ruch w czasie inercjalnym?

Inercjalnego układu odniesienia nie realizujemy oddalając się znacznie od Układu Słonecznego, płynąc w pustce międzygalaktycznej i patrząc stamtąd na planety poruszające się po orbitach. Wybieramy taki układ odniesienia, który jest prawie inercjalny (przyjmując środek masy Układu Słonecznego jako początek układu, wprowadzając trzy osie skierowane do odległych gwiazd) i piszemy równanie ruchu:

$$m\mathbf{a} = \mathbf{G} + 2m\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega} - m\boldsymbol{\omega} \text{ times}(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{x}),$$

gdzie \mathbf{G} jest siłą grawitacyjną wywieraną przez bliskie ciała, zaś $\boldsymbol{\omega}$ jest nieznaną prędkością kątową naszego układu odniesienia. Pytamy teraz jak powinna być dobrana wartość $\boldsymbol{\omega}$, aby to równanie ruchu opisywało ruch planet zgodny z obserwacjami? Odnajdując wartość $\boldsymbol{\omega}$ empirycznie, dowiadujemy się o obrocie naszej Galaktyki. Układ odniesienia obracający się względem naszego słonecznego z prędkością kątową $-\boldsymbol{\omega}$ jest dobrym kandydatem na inercjalny układ odniesienia.

W tym układzie współrzędnych druga zasada Newtona brzmi:

$$m d^2 \mathbf{x} dt^2 = \mathbf{G},$$

gdzie t oznacza czas inercjalny. Zegar w obserwatorium mierzy czas T , nieco się różniący. Rozwijamy t w szereg względem T :

$$t = a + bT + cT^2 + \dots$$

Jeśli dwa zegary wystartują jednocześnie, wtedy $T = t = 0$, a zatem $a = 0$. Jeśli wybierzemy tę samą początkową jednostkę czasu, wtedy $dT = dt$ dla $t = 0$, a zatem $b = 1$. Różnica rzeczywista między zegarem inercjalnym a zegarem uniwersalnym będzie dana przez c ze wzoru

$$t = T + cT^2.$$

Przepiszmy równanie Newtona używając czasu uniwersalnego T :

$$m d^2 \mathbf{x} dT^2 (1 + 2cT) = \mathbf{G} - 2mcd\mathbf{x}dT.$$

Jeśli nie upłynęło zbyt wiele czasu od uruchomienia zegarów ($T = 0$), wtedy

$$m\mathbf{a} = \mathbf{G} - 2m\mathbf{c}\mathbf{v}.$$

Jest to równanie ruchu w czasie uniwersalnym. Przez porównanie obserwowanego ruchu Księżyca z ruchem obliczonym z tego równania, można otrzymać wartość c . Ta empiryczna wielkość wynosi $c = 30 \text{ s}/(\text{stulecie})^2$. W ciągu jednego roku czas uniwersalny spóźnia się o 0.003 s w stosunku do czasu inercjalnego,

w ciągu stu lat różnica ta wzrośnie do 30 sekund, w ciągu tysiąca lat — do 50 minut, w ciągu 2500 lat — do 5 godzin. Istnieją zapisy w starych kronikach, że sławne bitwy były przerywane wskutek wystąpienia zaćmienia Słońca. W starożytności te zapisy historyczne różniły się od obliczeń astronomicznych, co stanowi potwierdzenie istnienia i wartości współczynnika c , podanej wyżej.

Jakie mogło być wyjaśnienie, że zegar uniwersalny (tj. obrót Ziemi) nie wskazuje czasu inercyjnego (tj. niezależnej zmiennej w pierwotnym równaniu ruchu Newtona)? Jeśli t_R jest okresem obrotu Ziemi, to jej moment pędu wynosi

$$J = K(2\pi/t_R),$$

gdzie K jest momentem bezwładności, a dalej

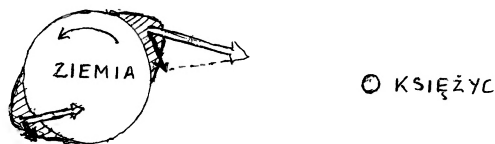
$$dJ/dt = D,$$

gdzie D jest momentem sił zewnętrznych. Ruch uniwersalnego zegara zmienia się, gdy t_R ulega zmianie. Może to być wywołane przez D (moment sił zewnętrznych) lub przez zmianę K (Ziemia nie jest ciałem sztywnym). Zgodnie z podaną wyżej wartością c , długość trwania obrotu Ziemi wzrasta o 8 milionowych sekundy co roku:

$$dt_R/dT = +8 \cdot 10^{-6} \text{s/rok},$$

a więc Ziemia zwalnia.

G.H. Darwin (syn biologa Karola Darwina) zwrócił uwagę na fakt, że fala przyływu nie jest zwrócona wprost w kierunku Księżyca, ale opóźnia się (ku wschodowi) dzięki sile tarcia wód oceanu. (Proszę sobie wyobrazić, jak trudno byłoby wodzie poruszać się z Atlantyku do Pacyfiku, w ślad za Księżycem). Księżyc działa siłą przyciągającą na falę przyływu, ta siła ma składową poziomą skierowaną na zachód, co daje moment skręcający, hamujący ruch obrotowy Ziemi ku wschodowi. (Istnieje także druga fala przyływu na przeciwległej stronie kuli



Rys. 1. Tarcie przyływowe

ziemskiej, ale ponieważ znajduje się dalej od Księżyca, wpływ Księżyca jest tam mniejszy). To tarcie przyływowe powoli zwalnia obrót Ziemi, co tłumaczy opóźnianie zegara uniwersalnego.

Ziemia wywiera znacznie większy wpływ na Księżyc, dlatego też Księżyc nie obraca się, względem Ziemi i zatem widzimy zawsze tę samą jego stronę.

Według nowoczesnych pomiarów obrót Ziemi wykazuje również nieregularności w znacznie krótszej skali. W okresie zlodowacenia znaczne ilości śniegu i lodu nagromadziły się zwłaszcza w okolicach biegunów. Po ustąpieniu tego okresu, śnieg ten stopniowo topniał, spływał do oceanu, podnosząc poziom morza także

w strefie równikowej, a zatem zwiększając moment bezwładności planety, hamując obrót Ziemi. W rzeczywistości, dzieje się tak każdej wiosny. (Należałoby również brać pod uwagę fakt, że więcej lądów znajduje się na półkuli północnej, a zatem zimy na tej półkuli zmniejszają moment bezwładności Ziemi, co zależy jeszcze od tego, czy dana zima jest ostra czy też łagodna).

Istnieją jeszcze inne czynniki, np. wybuchy wulkanów położonych w pobliżu równika, które zwiększają moment bezwładności, gdy tymczasem erozja powoduje zmniejszanie momentu bezwładności. Nie jest możliwe uwzględnienie wszystkich tych poprawek. Za to możliwe jest podejście przeciwne: obserwując nieregularności momentu obrotowego Ziemi przy użyciu dokładnych zegarów, można dowiedzieć się o tarciu przyływowym, o ocieplaniu skorupy ziemskiej, o zjawiskach wulkanicznych i o erozji. Opierać się należy na równaniach ruchu Newtona, na czasie inercyjnym. *Czas inercyjny jest zmienną niezależną w prawach ruchu, w której przyjmują one najprostszą postać.*

Czas efemeryd (ET)

Na moment bezwładności danego ciała mogą wpływać złożone siły wewnętrzne, ale wpływowi temu nie podlega ruch jego środka masy. Dlatego też w październiku 1956 r. trzy międzynarodowe organizacje postanowiły przyjąć za podstawową jednostkę czasu okres obiegu Ziemi po orbicie (rok), zamiast dotychczas używanego okresu obrotu Ziemi (doby). Te trzy organizacje to Międzynarodowa Unia Astronomiczna (IAU), Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP), oraz Międzynarodowa Komisja Wag i Miar (ICWM).

Ruch Ziemi po orbicie może być uważany za ruch inercyjny, nawijający się na kole (elipsie). Odbiciem ruchu Ziemi wokół Słońca jest pozorny ruch Słońca wśród gwiazd na niebie. Efemerydą nazywamy wcześniej wyliczone położenie geocentryczne ciała niebieskiego na niebie. *Jednostką czasu efemeryd jest sekunda, stanowiąca 1/31556925.9747 część roku.*

Energia Ziemi w polu grawitacyjnym Słońca wyraża się jako

$$E = mv^2/2 - GMm/r,$$

ale przyspieszenie dośrodkowe wynosi

$$v^2/r = GM/r^2,$$

zatem energię można wyrazić jako

$$E = -GMm/2r.$$

(W przypadku orbit eliptycznych $2r$ należy zastąpić przez długość wielkiej osi orbity). Energia Ziemi nie jest stała, $E(t)$ wzrasta i maleje z powodu grawitacyjnego przyciągania innych planet, to samo dzieje się z długością wielkiej osi orbity ($2r$). Przy zmianie E i r okres obiegu t_E również ulega zmianie zgodnie z trzecim prawem Keplera:

$$r^3/t_E^2 = GM/4\pi^2 = \text{const.}$$

Oznacza to, że $E(t)$, $r(t)$, oraz $t_E(t)$ zmieniają się w sposób ciągły. A zatem trzeba określić, w jakiej chwili należy zmierzyć długość roku, aby obliczyć standardową sekundę czasu efemeryd. Wybrany moment to pierwsze południe roku 1900, gdy szerokość Słońca na niebie była $279^{\circ}41'48.04''$.

Nasuwa się teraz pytanie: jeśli długość roku zmienia się, podobnie jak długość dnia, to co uzyskano przez powiązanie długości sekundy z długością roku? Odpowiedź brzmi: perturbacje wywołujące zmiany długości roku dają się obliczyć. Trzeba zaobserwować dokładną długość roku (np. powrót Słońca do tej samej gwiazdy), trzeba obliczyć zmianę długości roku od roku 1900, a stąd wyznaczyć długość roku 1900. Dzieląc tę długość przez wyżej podaną wartość 31556925.9747 otrzymuje się długość standardowej sekundy.

Jednak w praktyce procedura jest nieco inna. Poczynając od Nowego Roku 1900, wylicza się położenia planet i Księżyca na każdą dobę o północy, zaś te wstępnie obliczone współrzędne zostają stabilizowane. Gdy Księżyc (szybko poruszający się obiekt o ostrym konturze) osiągnie przewidywany punkt, wtedy jest dokładnie północ. Można wtedy ustawić zegar. (Dla uzyskania większej dokładności wykorzystać można momenty zakrywania przez Księżyc jaśniejszych gwiazd, podawane w kalendarzach astronomicznych).

Czas atomowy (AT)

Do pomiarów czasu inercjalnego dogodny byłby każdy astronomiczny układ dwóch ciał. W obrębie Układu Słonecznego jednakże każda orbita jest zakłócana przez wiele innych (większych, znanych oraz mniejszych, nieznanymi) ciał. Niestety w problemie Keplera okres obiegu po orbicie t_0 zależy od warunków początkowych, tj. od wartości E . Zmiana E przez perturbacje zewnętrzne zmienia ruch zegara (ten łańcuch nawiązywania do roku 1900 byłby przerwany, gdyby któreś pochmurnej nocy jakieś niezauważone ciało przeszło przez Układ Słoneczny).

Bardziej praktyczne byłoby używać jako wzorca czasu takiego ruchu okresowego, w którym okres nie zależy od warunków początkowych. W takim układzie okres automatycznie powróci do wartości poprzedniej, gdy zaburzenie zniknie. Drgania harmoniczne mają tę właściwość; równanie

$$m d^2 x / dt^2 = -Bx$$

ma rozwiązanie

$$x = A \sin(2\pi t / t_0),$$

gdzie

$$t_0 = 2\pi(m/B)^{1/2},$$

niezależnie od energii zadanej początkowo. Jest to zaletą zegarów wahadłowych (dokładności względnej do 10^{-7}) oraz zegarów kwarcowych (aż do 10^{-9}). Właśnie zegary kwarcowe w Poczdamie "wykryły" anomalie w ruchu obrotowym Ziemi już w 1935 r. Jednak jako wzorce czasu są one niedogodne z uwagi na swe właściwości (przy pęknięciu kryształu kwarcowy wzorzec sekundy byłby utracony).

Wysokie wymagania stawiane naturalnym zegarom są najlepiej spełnione przez atomy. Wiemy, że np. atom wodoru może być uważany za układ dwóch ciał,

w którym rozmiary orbit (wartości energii) są ustalone przez kwantowy warunek Bohra:

$$mrv = nh/2\pi,$$

gdzie h jest stałą Plancka, zaś $n = 1, 2, 3, \dots$, a zatem małe zaburzenia (zderzenia) nie mają długotrwałego wpływu na okres. Rzeczywistą praktyczną trudność stanowił fakt, że częstości atomowe są rzędu $10^{10} - 10^{15} \text{ s}^{-1}$ i nie jest łatwo przyporządkować takie oscylacje ruchowi wskazówek zegara. Pierwszy zegar atomowy, który przekroczył względną dokładność czasu efemeryd (10^{-10}) był w użyciu w Narodowym Biurze Wzorców w Waszyngtonie, USA od 1949 r. W Obserwatorium Marynarki USA zmierzono częstość przejścia nadsubtelnego w stanie podstawowym atomu ^{133}Cs wynoszącą

$$\nu = 9192631770 \pm 20 \text{ s}^{-1},$$

w jednostkach czasu efemerydalnego. Błąd 10 s^{-1} wynika z niepewności obserwacji zakryć gwiazd przez Księżyc, błąd 5 s^{-1} jest efektem porównywania dwóch sygnałów czasowych, wreszcie błąd 2 s^{-1} wynika z działania masera cezowego. Z porównań synchronizacji sygnałów w skali międzynarodowej wynika, że osiągnąć można dokładność rzędu 10^{-10} nawet przy odległościach międzykontynentalnych. Ostatecznie w 1969 r. Międzynarodowa Komisja Wag i Miar przyjęła nową definicję jednostki czasu: *jedna sekunda jest równa 9192631770 okresom drgań atomu cezu-133 w jego nadsubtelnym przejściu $F = 4 \rightarrow 3$, $M_F = 0 \rightarrow 0$ w stanie podstawowym.* (Ta wartość wynosząca w przybliżeniu 10^{10} jest stosunkiem częstości drgań elektronu w atomie do częstości uderzeń serca).

Fizycy nie są tak zupełnie zadowoleni z wyboru atomu cezu-133. Uważają, że bardziej elegancko byłoby używać atomu wodoru, dla którego częstość zmiany orientacji spinu (jądra względem elektronu) wynosi

$$\nu = 1420405751.800 \pm 0.028 \text{ s}^{-1}.$$

Jeszcze bardziej niezadowoleni są astronomowie. Komisja Zegara Międzynarodowej Unii Astronomicznej oświadczyła w 1967 r., że "jest niezmiernie ważne, aby w przyszłości powiązać jednostkę czasu z naturalnymi zjawiskami". Uznano bowiem, że Księżyc jest bardziej naturalnym obiektem, niż niepewne, niewidoczne atomy cezu-133 zamknięte w metalowym pudełku. Jednak mimo tych sprzeciwów międzynarodowy wzorzec sekundy jest obecnie realizowany w zegarach atomowych, jest też transmitowany drogą radiową do obserwatoriów astronomicznych, do statków i samolotów.

Nawet radioastronomowie nauczyli się lubić i cieszyć z wyższej dokładności czasu atomowego w porównaniu z czasem efemerydalnym. Okres pulsara PSR 1829-10 został zmierzony jako 0.330353559543 s , z możliwym niepewnym ostatnim, dwunastym miejscem dziesiętnym. Drobne okresowe przesunięcia dopplerowskie na ostatnich miejscach dziesiętnych wskazywały na to, że pulsar ten krąży po orbicie wokół środka masy układu dwóch ciał, pulsara i planety. (Ta planeta miałaby masę 10 razy większą niż Ziemia, ekscentryczność orbity 0.1, promień orbity 0.7 jednostek astronomicznych, oraz okres obiegu po orbicie 184 dni). To

odkrycie planety poza Układem Słonecznym stało się astronomiczną sensacją w 1991 r.¹ A zatem zegar efemerydalny nie jest dostatecznie dokładny dla samych astronomów. Stosując zegary atomowe (z maserami i efektem Mössbauera) można osiągnąć dokładność względną do 10^{-14} .

Jeśli nie bierzemy pod uwagę niedoskonałości naszych zmysłów, to możemy stwierdzić, że mieszkańcy Ziemi mogą oceniać i mierzyć dokładnie czas i kierunek używając oka, ucha, teleskopu, mikroskopu. Pomiar większych odległości (ziemskich i pozaziemskich) wykonuje się także używając radaru przez pomiar czasu. Pierwotny wzorzec metra wynikał z rozmiarów Ziemi, potem z długości metalowego wzorca, a następnie z długości fali kryptonu w próżni. Jednakże dzięki wysiłkom Zoltana Bay (urodzonego na Węgrzech) z Narodowego Biura Wzorców w Waszyngtonie, obecna definicja metra jest powiązana z definicją sekundy, tj. z zegarami atomowymi. Mianowicie *metr jest równy długości drogi przebytej przez światło w próżni w przedziale czasu równym 1/299729458 sekundy* (Narodowe Biuro Wag i Miar, 1983).

Wreszcie, trzecia niezależna jednostka, kilogram, jest jeszcze związana z wybranym kawałkiem metalu, przechowywanym w Paryżu. Gauss proponował powiązać kilogram z sekundą i metrem przez ustalenie przyspieszenia małego ciała w jednostkach m/s^2 w odległości jednego metra od masy jednego kilograma. Okazuje się jednak, że nie znamy stałej grawitacji Newtona z wystarczającą dokładnością, aby uzyskana definicja kilograma proponowana przez Gaussa mogła być dostatecznie dokładna.

Czas względny

Szczególne i ogólna teoria względności zwróciły naszą uwagę na fakt, że *czas odczytywany na zegarze nie jest skalarem, zależy bowiem od układu odniesienia, w którym się znajdujemy*. Fizycy używają czasu atomowego wskazywanego przez zegar w laboratorium, astronomowie zaś nazywają czas wskazywany przez zegary atomowe fizyków — *czasem ziemskim* (terrestrial time-TT). Dla obserwacji kosmicznych częstości radiowych w zakresie daleko poza dziesiąte miejsce dziesiętne (np. pochodzących z szybko wirujących gwiazd neutronowych, zwanych pulsarami), należy wziąć pod uwagę, że energia fotonu zwiększa się, gdy foton spada na powierzchnię kuli ziemskiej w polu grawitacyjnym Ziemi. Gdyby Ziemia nie miała masy, wtedy czas obserwowany t_{GCT} ($GCT =$ geocentryczny czas koordynowany), różniłby się od ziemskiego czasu t_{TT} zgodnie z następującym wzorem

$$h\nu_{TT} = h\nu_{GCT}(1 + GM_E/c^2r),$$

oraz

$$t_{GCT} = t_{TT}(1 + GM_E/c^2r),$$

co daje poprawkę

$$GM_E/c^2r_E = 7 \cdot 10^{-10};$$

r_E jest tu promieniem Ziemi.

¹Prof. Marx wspomina o odkryciu planety towarzyszącej pulsarowi PSR 1829-10 jako o sensacji astronomicznej 1991 r. Tymczasem po kilku miesiącach okazało się, że w obliczeniach nie uwzględniono wszystkich poprawek, a uzyskane wyniki są skutkiem ruchu Ziemi (przyp. tłum.)

Dalej, należy brać pod uwagę, że Ziemia w Układzie Słonecznym nie znajduje się w spoczynku, lecz porusza się po orbicie wokół Słońca z prędkością $v = 30$ km/s. Ze szczególnej teorii względności wiemy, że szybko poruszający się zegar zwalnia w stosunku do układu odniesienia obserwatora zgodnie z wzorem

$$t_{\text{BCT}} = t_{\text{GCT}} / \sqrt{1 - v^2/c^2},$$

co daje względną poprawkę rzędu $v^2/c^2 = 10^{-8}$ jeśli przechodzimy z geocentrycznego czasu koordynowanego (GCT) do barycentrycznego czasu koordynowanego (BCT) dla Układu Słonecznego. Gdyby to przekształcenie miało być bardziej dokładne, to dla powiązania czasu ziemskiego (TT na zegarze atomowym w laboratorium) z czasem mierzonym w środku masy Układu Słonecznego (przyjmując masy ciał niebieskich równe zero) należałoby uwzględnić dodatkową poprawkę wynikającą z grawitacyjnego potencjału Słońca w punkcie, w którym znajduje się Ziemia. Daje to przyczynek $GM_s/c^2 R_E$ na dwunastym miejscu dziesiętnym, (R_E oznacza tu promień orbity ziemskiej). Wszystkie te poprawki zostały dokładnie określone w czasie obrad Zgromadzenia Ogólnego Międzynarodowej Unii Astronomicznej w Buenos Aires w lipcu 1991 r.

Dalszy rozwój pomiarów czasu z pewnością nie zatrzyma się przy dokładności na dwunastym miejscu dziesiętnym. Należałoby uwzględnić udział Słońca w ruchu obrotowym Galaktyki, oraz ruch samego środka Galaktyki. Mówiąc o prędkości i o ruchu odnosimy się do jednorodnego i izotropowego promieniowania wypełniającego cały Wszechświat. Być może nadejdzie czas, gdy fizycy będą odczytywali swoje zegary atomowe w ziemskich laboratoriach, zaś astronomowie będą transformowali ten lokalny czas (ziemski AT, TT) do jakiegoś uprzywilejowanego układu odniesienia, wskazanego przez kosmiczne promieniowanie tła.

Była to podniecająca wędrówka, od Ptolemeusza (model geocentryczny) i Newtona (czas absolutny), poprzez Lorentza i Einsteina (względność czasu), poprzez Bohra i Heisenberga (zegar atomowy i zasada nieoznaczoności) do Alpera i Gamowa (Wielki Wybuch i Kosmologiczny Układ Odniesienia). W czasie tej wędrówki dowiedzieliśmy się wielu rzeczy, nauczyliśmy się, że Chronos nie jest władcą absolutnym we Wszechświecie, lecz tylko jednym z aktorów, jak wy i ja, grającym w teatrze Przyrody.

tłumaczyła *Cecylia Iwaniszewska*

Instytut Astronomii UMK

Toruń

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Czwarta Europejska Konferencja Fizyki Atomowej i
Cząsteczkowej

W dniach od 6 do 10 kwietnia 1992 r. w Rydze — stolicy Łotwy — odbyła się kolejna konferencja ECAMP (European Conference on Atomic and Molecular Physics) zorganizowana przez Sekcję Fizyki Atomowej i Cząsteczkowej Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. Pierwsza z serii tych konferencji była w 1981 r. w Heidelbergu, druga w 1985 r. w Amsterdamie, a trzecia w 1989 r. w Bordeaux. Konferencje te cechuje zwykle ogromna liczba uczestników, ok. 700 do 800 osób, oraz to, że odbywają się one w pierwszych dniach kwietnia. Nietrwałą cechą okazał się przedział czasu dzielący kolejne konferencje, i tak następna odbędzie się w 1995 r. w Wielkiej Brytanii, w Londynie, Yorku lub Glasgow. Przyszli organizatorzy muszą zapewnić dosyć tanie noclegi w okresie trwania roku akademickiego, co praktycznie uniemożliwia korzystanie z domów studenckich. Stał w Rydze nie można jeszcze było podać dokładnej lokalizacji piątego ECAMP-u.

W czwartym ECAMP-ie, którego bezpośrednim organizatorem był Instytut Fizyki Łotewskiej Akademii Nauk, uczestniczyło niewiele ponad 300 osób, w tym znaczna grupa fizyków z byłego Związku Radzieckiego. Organizatorzy nie przygotowali listy uczestników, ale nietrudno było zidentyfikować małe grupy uczestników z Francji, Niemiec czy Anglii. Z Włoch była jedna osoba. Z Polski też przyjechało znacznie mniej osób niż zwykle można było spotkać na tej konferencji, mimo że tym razem była ona dla nas wyjątkowo tania. Przypuszczam, że wiele osób odstraszyła niepewna sytuacja polityczna oraz zdecydowanie zła sytuacja ekonomiczna Łotwy.

Muszę przyznać, że podziwiam determinację i odwagę Pani dr E. Karule, przewodniczącej komitetu organizacyjnego, która wbrew wszystkim przeciwnościom i z powodzeniem zrealizowała cały program konferencji. Warto zauważyć, że Pani dr E. Karule uczestniczyła w wielu konferencjach organizowanych w bogatych krajach zachodniego świata i miała pełną świadomość tego, jaka, w danej chwili, jest przepaść w standardzie życia czy "organizacyjna" między Łotwą i tamtymi krajami, łącznie z Polską. Na przykład organizatorzy nie wyposażyli uczestników w notatnik i długopis i ci, którzy nie przywieźli tych akcesoriów ze sobą nie mogli, lub w każdym razie nie mogli w łatwy sposób kupić ich w mieście. Tak typowy konferencyjny "coffee break" polegał na tym, że w połowie tygodnia udało się przekonać panie z bufetu, że warto go otworzyć, bo każdy zagraniczny uczestnik chętnie kupi, nawet za 10 rubli (w oficjalnie działających kantorach wymiany za 1 dolara płacono około 120 rubli), kawę czy jakąś bułeczkę, płacąc znacznie powyżej obowiązujących cen. Warto nadmienić, że obrady odbywały się w luksusowym Centrum Konferencyjnym — przypuszczam, że dawnym "Pałacu Zjazdów".

W tej sytuacji, zapewne bardzo trudnej dla mieszkańców Łotwy i krępującej dla organizatorów, a jak dobrze znamy nam z minionego okresu, zbyteczne były słowa publicznie wypowiedziane przez jednego z profesorów w czasie ogólnego zgromadzenia Sekcji Fizyki Atomowej i Molekularnej EPS, że następna konferencja powinna się odbyć bliżej środka Europy. Moim zdaniem, jeśli ktoś nie wiedział lub zapomniał o tym, jak wygląda

kraj niegdyś cywilizowany, w którym przez bez mała pół wieku panował komunizm, powinien być pojechać w kwietniu 1992 r. do Rygi. W kwietniu, bowiem być może już dziś i tam zaszyły wielkie zmiany na lepsze, czego wszystkim serdecznie życzę.

Konferencja przebiegała w sposób typowy. W czasie ceremonii otwarcia pani dr E. Karole między innymi podziękowała pani dr E. Källne z Politechniki Królewskiej ze Sztokholmu, która praktycznie była współorganizatorką tej konferencji. Wszystkie opłaty zostały dokonane w koronach szwedzkich, a ich dowody wysyłałami właśnie do pani dr E. Källne.

Program nie był przeładowany. Przed południem były wykłady plenarne (60 min.) i "Progress Reports" (40 min.), po południu odbywały się sesje plakatowe, po których były po dwie równoległe sesje prezentacji ustnych. Jedna z nich nazywała się "Hot Topics", ale w moim odczuciu treść komunikatów przedstawionych na tych "gorących" sesjach w zasadzie nie uzasadniała umieszczenia ich pod tym hasłem. Do najciekawszych wykładów plenarnych zaliczyłabym "Laserową spektroskopię femtosekundową" — wykład bardzo ładnie przygotowany i wygłoszony przez prof. G. Gerbera z Freiburga oraz "Interferometrię atomową" — naprawdę gorący temat w fizyce atomowej, niestety wygłoszony przez współpracownika prof. J. Młynka, Rosjanina V. Bałykina. Jego język angielski był płynny, ale obarzony tak silnym akcentem, że aż męczącym w długim wykładzie. W toku tego wykładu przedstawiono wspaniale możliwości obserwacji podstawowych zjawisk fizycznych, jakie stwarza interferometria atomowa. Praktyczne zastosowanie to np. wzorec masy oparty na definicji długości fali de Broglie'a: $m = h/\lambda_B v$. Bardzo ciekawy był też wykład P. Agostiniego z Saclay, zatytułowany "Procesy wielofotonowe w atomach". Dodam tu, że w moim odczuciu, wykłady były za długie i dlatego często przypominały wąskotematyczne seminarium. Taki charakter miał właśnie wykład o wielofotonowej jonizacji.

Bardzo atrakcyjne i licznie uczęszczane były sesje plakatowe. Tutaj, niestety, wyraźnie różniły się plakaty z rejonów leżących na wschód i na zachód od Bugu. Ta różnica wynikała nie tylko z jakości wizualnej strony plakatu, ale także z jego treści. Głęboki kryzys w nauce uprawianej w krajach byłego Związku Radzieckiego daje się już odczuć w skutkach. Brakowało wielu plakatów anonsowanych w programie. Wśród przedstawionych bodaj największe zainteresowanie wzbudzał plakat pt. "Interferometr ramseyowski dla atomów magnezu", przygotowany przez fizyków z Uniwersytetu w Bonn i przedstawiony przez prof. W. Ertmera. Z Polski przywieźliśmy 9 plakatów, a wśród zaproszonych wykładowców był prof. J. Karwowski z Torunia.

Z obowiązku sprawozdawcy dodam, że sesje plakatowe w Zbiorze Streszczeń zgromadziły 358 komunikatów, z których ok. 10% nie przedstawiono. Zgłoszone komunikaty organizatorzy rozmieścili pod 21 tytułami sesji, co dało się jedynie zauważyć w samym Zbiorze Streszczeń opracowanym przez dra A. Gailitisa. W tym miejscu nie mogę odmówić sobie przyjemności podziękowania jemu lub jego bliźniaczemu bratu dr M. Gailitisowi za pomoc, jaką okazał naszej grupie w pierwszych chwilach po przyjeździe do Rygi. Fascynujące wprost podobieństwo tych panów sprawiło, że początkowo nikt nie zorientował się, że to są dwie osoby i ostatecznie do dziś nie wiemy, który z nich nam pomógł.

W czasie trwania konferencji odbyły się dwa zebrania plenarne Europejskiej Grupy Spektroskopii Atomowej (EGAS). Wybrano nowych członków zarządu i przewodniczącego, którym został prof. H. Hotop z Uniwersytetu Kaiserslautern. Ponadto w imieniu prof. W. Hanlego pięciu osobom z Uniwersytetu Lotewskiego w Rydze wręczono po 1000 DM w dowód uznania za to, że do dzisiaj stosują zaproponowaną w 1924 r. przez niego metodę do wyznaczania czynników Landégo stanów elektronowych cząsteczek dwuato-

mowych. Przy wręczaniu tej nagrody nawiązano do tego, że konferencja odbywa się w wolnej Łotwie, co ogromnie cieszy profesora Hanlego, który pochodzi z regionu nadbałtyckiego. Zostało też wyraźnie powiedziane, że te pieniądze nie mogą być wykorzystane na cele pozanaukowe, ponieważ są one przeznaczone na badania lub podróże naukowe.

Warto dodać, że była to pierwsza konferencja EPS zorganizowana w jednym z krajów bałtyckich po odzyskaniu przez nie niepodległości. Ryga jest blisko milionowym miastem, pięknie usytuowanym nad Dźwiną, u jej ujścia. Została założona w 1201 r. i pod koniec XIII w. dołączyła do Hanzы. Na przełomie XVI i XVII w., na ok. 40 lat, znalazła się pod polskim władaniem. W 1582 r. Stefan Batory założył w Rydze kolegium jezuickie, w którym m.in. wykładał Piotr Skarga. W 1919 r. Ryga po raz pierwszy została stolicą niepodległej Łotwy i w tym samym roku powołano tam Uniwersytet. Od dnia 21 sierpnia 1991 r. Łotwa ponownie jest niepodległa.

Aleksandra Kopystyńska

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Spotkanie dwóch światów

W dobie istnienia wąskich specjalizacji różnych gałęzi nauki zdarza się, że osoby pracujące w sąsiednich pokojach jednego Instytutu nie potrafią znaleźć wspólnego języka naukowego. Istnieje zatem potrzeba organizowania spotkań o charakterze zespalaającym, integrującym. Z uznaniem należy przyjmować inicjatywy zmierzające do integrowania, już nie tylko jednej, ale wielu dyscyplin naukowych, nieraz bardzo odległych w strukturze uniwersyteckiej.

Niedawno takimi entuzjastami okazali się archeolodzy skupieni przy Zakładzie Antropologii Historycznej Uniwersytetu Warszawskiego, zaś okazją do międzynarodowej konferencji była mijająca pięćsetna rocznica odkrycia Ameryki przez Krzysztofa Kolumba. Na międzynarodowe sympozjum "Czas i astronomia w spotkaniu dwóch światów", odbywające się od 27 kwietnia do 2 maja 1992 przybyli archeolodzy, antropolodzy, archeoastronomowie, etnografowie, historycy sztuki, filologowie, filozofowie, oraz niewielu astronomów. Ponieważ znaczna część spośród ok. 60 uczestników pochodziła z Ameryki Łacińskiej, wprowadzono dwa języki konferencji: hiszpański i angielski.

Sympozjum rozpoczęło się 27 kwietnia uroczystą sesją w Sali Senatu Uniwersytetu Warszawskiego, otwarcia dokonał JM Rektor prof. Andrzej K. Wróblewski. Wśród zaproszonych gości znalazł się również ambasador Meksyku, gdyż z tego kraju przybyła najliczniejsza, aż dwunastoosobowa grupa. A potem, uczestnicy dwoma autokarami udali się na północ, aż do Fromborka. Organizatorzy uznali bowiem, iż skoro tematyka spotkania ma się obracać wokół stanu wiedzy w XV i XVI w., to najlepiej znaleźć się w otoczeniu związanym z tą epoką i z najwybitniejszym Polakiem z tego okresu. Jak napisano w programie konferencji: "Mikołaj Kopernik miał 19 lat, gdy Krzysztof Kolumb popłynął na drugą stronę Atlantyku. A gdy życie astronoma dobiegało końca, gra była zakończona, podobój Ameryki stał się faktem dokonany". O samym odkryciu tego kontynentu tak pisał Mikołaj Kopernik w księdze pierwszej *O obrotach* w rozdziale trzecim "Jak Ziemia wraz z wodą tworzy jedną kulę":

"... Ziemia jest zamieszкана na większej długości od tej, jaka pozostała dla oceanu.

A gdy do tego dodamy teraz jeszcze wyspy, odkryte w naszych czasach za sprawą władców hiszpańskich i portugalskich, przede wszystkim zaś Amerykę, [...] uważaną przy nieznanach jeszcze jej rozmiarach za drugi kontynent, oraz wiele innych wysp, dawniej nie znanych, nie dziwimy się już nawet, że istnieją antypody czy antychtony! Bo ta właśnie Ameryka, według obliczeń geometrycznych, musi być w wyniku swego położenia uważana za leżącą po stronie diametralnie przeciwnej w stosunku do Indii Nadgangesowych". Dalej dowodzi Kopernik, że Ziemia "ma kształt regularnej kuli, jak to twierdzą filozofowie".

Wróćmy jednak do Fromborka. Dla uczestników sympozjum pobyt w niewielkiej miejscowości, położonej malowniczo nad Zalewem Wiślanym, pełnej zabytków, stanowił dodatkową atrakcję. Obrady toczyły się w muzeum historii medycyny, w średniowiecznym budynku szpitala św. Ducha z kaplicą św. Anny. To nieco mroczne wnętrze, zaadaptowane na salę wykładową, żyło w ciągu pięciu dni konferencji swym własnym życiem, stanowiąc dla zebranych jakby "ich własny Wszechświat". Bo przecież właściwie spotkanie poświęcone było związkom z Wszechświatem, stosunkowi społeczeństwa do Wszechświata w XV i XVI w., i to po obu stronach Atlantyku.

Jak wyglądał zatem ten stosunek do Wszechświata? To "widzenie świata", by wymienić tu tylko parę tematów, dotyczyło pojęcia czasu i przestrzeni u Indian Andyjskich czy w peruwiańskiej Amazonii, praktycznej rachuby czasu u myśliwych meksykańskich czy też kalendarzy opartych na obrzędach związanych z położeniem ciał niebieskich, różnorodnych legend i mitów, oraz specjalnej orientacji budynków lub całych osiedli. Dalsze poznawanie ziemskiego świata stawało się możliwe dzięki rozwojowi nawigacji, udoskonalonym przyrządom pozwalającym na dokładniejsze określenia położenia na morzu. Wreszcie, jaki był stosunek astronomów do pomiaru czasu w XV i XVI w.? Wprowadzane zegary przyjmowane były nieufnie, bowiem w owym okresie dokładniejsze było wyznaczenie czasu z momentu przejścia przez lokalny południk ciała niebieskiego o znanych współrzędnych. Niestrudzony obserwator Tycho Brahe używał wprawdzie zegarów w końcu XVI w., ale tylko przy obserwacjach wykonywanych wielkim kwadrantem, przy czym jeden zapis wymagał obecności aż trzech asystentów. Także Jan Heweliusz, obserwujący w Gdańsku w połowie XVII w., posiadał zegary typu wahadłowego, ale nie uważał, by ich wskazania były wystarczająco dokładne. Dopiero pod koniec XVII w. obserwatoria astronomiczne stały się miejscem wyznaczania czasu dla ogółu społeczeństwa, zaś astronomowie zaczęli pełnić służbę czasu. Skończyła się ta służba w XX w. wraz z rozwojem techniki, gdy astronomowie sami zaczęli korzystać z czasu atomowego, niezależnego od ruchów ciał niebieskich.

Fromborskie "spotkanie dwóch światów" miało także wymiar współczesny, umożliwiając przybyłym zetknięcie się z różnymi przejawami kultury regionu. Uczestnicy zwiedzili zatem, prócz Fromborka, także zamki w Lidzbarku i w Olsztynie, skansen w Olsztynku, obejrzeli występy zespołów regionalnych i wysłuchali koncertu organowego we fromborskiej katedrze. Chociaż przełom kwietnia i maja był raczej chłodny, zdarzały się chwile słoneczne, skwapliwie wykorzystywane przez wszystkich amatorów fotografii, utrwalających zabytkowe mury i wnętrza oraz otaczającą przyrodę.

A na zakończenie, parę migawek, parę uchwyconych w obiektywie pamięci spotkań z uczestnikami z różnych stron świata. Oto po seansie w małym fromborskim planetarium, mieszczącym się we wnętrzu zabytkowej wieży, prof. Mario Meija Huaman z Limy (Peru) wyznał, że pierwszy raz jest w planetarium! Jako profesor filozofii interesował się dawnymi pojęciami czasu i przestrzeni od strony teoretycznej. A tu nagle przekonał się, jak można w prosty sposób pokazać zjawiska zachodzące na niebie. Oglądał też sobie dokładnie

całą aparaturę; dopytywał, co do czego służy. A w tym czasie piętro wyżej, prof. Eduardo Proverbio, astronom z Cagliari (Sardynia), obecny przewodniczący Komisji Czasu Międzynarodowej Unii Astronomicznej, nieoczekiwanie dla siebie trafił na poruszające się... wahadło Foucaulta! Z ogromną satysfakcją wziął się więc do objaśniania jego działania i znaczenia gromadce humanistów - uczestników konferencji. Obaj profesorowie nie mieli przecież pojęcia, że potężna ośmioboczna baszta, obok której codziennie przejeżdżali, kryje w sobie takie wyposażenie!

Aż wreszcie nadszedł koniec sympozjum i pożegnalna kolacja w myśliwskim pałacyku przy stadninie w Kadynach, gdzie uczestnicy byli zakwaterowani. Kilka pożegnalnych przemówień: tym razem obecnych zaszczycił ambasador Chile, specjalnie przybyły z Warszawy; toasty; zebrani zasiadają grupkami przy małych stolikach. Nagle zrywa się z miejsca Alejandro, ogromnie ruchliwy przemysłowiec meksykański, towarzyszący żonie Marii Elenie Ruiz Gallut, historykowi sztuki. Ona wygłosiła referat o astronomicznych interpretacjach zabytków w Teotihuacan, a on uwijał się zazwyczaj z kamerą uwieczniając prelegentów, zabytki, tańczące zespoły ludowe i konie w Kadynach. Za chwilę Alejandro powraca, prowadząc ze sobą onieśmioną parę astronomów z Tbilisi (Gruzja), Irakli i Tsitsino Simonia, których po prostu "zmusił" do przyścia na uroczysty wieczór. Byli to uczestnicy z najdalej na wschód położonego kraju. Dla nich przyjazd do Polski, trzy doby spędzone w pociągu, to była daleka podróż na zachód!

I tak właśnie, wśród przyjacielskich kontaktów, naukowych i towarzyskich, skończyło się to spotkanie, dwóch, nie, właściwie wielu kultur, wielu światów, ale przecież mieszkańców jednej, tej samej Ziemi.

Cecylia Iwaniszewska

Instytut Astronomii UMK
Toruń

Warsztat izotopowy: impresje z międzynarodowego sympozjum

Z pewnością nie wszyscy Czytelnicy wiedzą, iż w Lublinie zbudowano pierwszy w Polsce spektrometr mas. Konstruktorem lubelskiego spektrometru, który można dziś obejrzeć w gablocie na I piętrze w gmachu fizyki, był profesor Włodzimierz Żuk. Był on również twórcą lubelskiej szkoły spektrometrii mas, kontynuowanej przez dwa pokolenia pracowników Instytutu Fizyki, np. profesorów Bogdana Adamczyka i Stanisława Hałasa. Systematyczne badania izotopów stabilnych (tlenu, węgla, wodoru i siarki) prowadzi dziś samodzielna Pracownia Spektrometrii Mas kierowana przez prof. S. Hałasa. Tutaj też wcielono w życie pomysł, który powstał w 1990 r. podczas konferencji w Lasocinie, zorganizowania pierwszego "warsztatu izotopowego".

Otwarcie warsztatu nastąpiło w środę, 20 maja 1992. Był to jeden z pierwszych słonecznych dni tego roku. Pomieszczenia pałacyku Lubelskiego Towarzystwa Naukowego wypełnione były uczestnikami, których udało się szczęśliwie przywieźć na czas z Hotelu Studenta Zaocznego. W sesji wzięło udział 40 uczestników, w tym 15 obcokrajowców. Wśród nich "tytani" spektrometrii mas, profesorowie: Howard Roy Krouse z Calgary (Kanada) wraz z trojgiem uczniów, Joachim Pilot z Freibergu (Niemcy), Jose Pezdic z Ljubljany (Słowenia), a także dr Masao Minagawa z Tokio (Japonia). Reprezentowane były również Węgry, Czecho-Słowacja, Ukraina no i oczywiście Polska (w tym ośrodki:

Kraków, Gliwice, Warszawa, Poznań, Wrocław, Sopot i Lublin).

Otwierając sesję dr M.O. Jędrysek w kilku słowach nawiązał do lubelskiej tradycji spektrometrii mas oraz życzył wszystkim uczestnikom owocnych obrad. Półgodzinny występ chóru UMCS, który uświetnił rozpoczęcie warsztatu, uczestnicy przyjęli burzącymi oklaskami. Wreszcie jako pierwszy mówca głos zabrał prof. H.R. Krouse, wprowadzając uczestników w historycznie ujęte zagadnienie spektrometrii mas izotopów stabilnych. Kończąc zauważył, iż woli uczestniczyć w warsztacie a nie w konferencji, ponieważ uczestnicy konferencji mają zawsze gotowe odpowiedzi na wszystkie pytania. Tymczasem warsztat daje możliwość swobodnej dyskusji, kształtowania idei i wspólnego rozwiązywania problemów. Po następnych dwóch wykładach uczestnicy zjedli jedyny wspólny w czasie trwania sympozjum obiad, po czym gości zawieziono do Muzeum w Kozłowie. Zwiedzanie, wspólne zdjęcie, piękny park. W trakcie zwiedzania prof. Cz. Harańczyk z UJ zachwycony wykonanymi z serpentynitu kominkami w komnatach pałacowych wdał się w dyskusję z dr. M. Jędrykiem co do pochodzenia serpentynitów. Stało się na tym, że trzeba odłupać kawałek i przebadać izotopowo.

Po powrocie do Lublina odbyło się spotkanie założycielskie Sekcji Izotopowej Polskiego Towarzystwa Mineralogicznego (PTM). Akces członkowski zgłosiła większość uczestników warsztatu, wysokość składek ustalono na pięć dolarów rocznie. Tak zakończył się pierwszy dzień obrad.

W czwartek wygłoszono 14 wykładów. Niektóre tematy to: węgiel ^{14}C z awarii w Czarnobylu, badania węglanów w gorących źródłach Gór Skalistych, datowanie osadów ołowiem ^{210}Pb , procesy diagenetyczne w osadach morskich, paleoceanografia i paleogeologia, badania grafitów Masywu Czeskiego, siarka w środowisku, datowanie pojedynczych cyrkonów. W utrzymaniu przytomności umysłu pomagała mocna kawa, której "poszło" ponad 2 kg. Uczestnicy chętnie brali udział w dyskusji, niekiedy bardzo ożywionej. W kilku wypadkach efektem dyskusji będzie przeprowadzenie nowych badań lub weryfikacja wniosków. W ten sposób warsztat spełnił swoją rolę. Ostatnie dwa wykłady tego dnia (prof. H.R. Krouse i prof. J. Pilot) odbyły się w ramach specjalnej sesji Oddziału Lubelskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Należy nadmienić, że to Oddział Lubelski PTF wraz z Lubelskim Towarzystwem Naukowym był organizatorem warsztatu izotopowego.

Obradom towarzyszyła ekspozycja 10 plakatów przedstawiających wyniki prac uczestników.

Ostatniego dnia (12 referatów) mówiono m.in. o analizie radonu ^{222}Rn w wodzie, CO_2 w glebie, atmosferze i torfowiskach, węgla i azocie w organizmach żywych, badaniach izotopowych wrostków płynnych w minerałach. Ostatni wykład nt. stabilizacji temperaturowej układów laboratoryjnych dla potrzeb spektrometrii mas i badań izotopowych wygłosił prof. Stanisław Hałas. Następnie uczestnicy pożegnali się wzajemnie po kilka razy, aby potem zwiedzić Pracownię Spektrometrii Mas i pożegnać się raz jeszcze. Pytanie, które najczęściej zadawali organizatorom podczas ostatniego dnia warsztatu brzmiało: "Kiedy odbędzie się Isotope workshop H?"

Na zebraniu Sekcji Izotopowej PTM ustalono, że następny warsztat odbędzie się na jesieni 1993 we Wrocławiu, potem jesienią 1995 w Budapeszcie. Być może za 4-5 lat wróci do Lublina.

Tomasz Durakiewicz

Institut Fizyki UMCS
Lublin

RECENZJE

A.K. Wróblewski, J.A. Zakrzewski: *Wstęp do fizyki*, t.2, cz.I, PWN, Warszawa 1989, s. 356.

Książka Wróblewskiego i Zakrzewskiego *Wstęp do fizyki* jest podręcznikiem akademickim, przeznaczonym, w intencji Autorów, dla studentów pierwszego i drugiego roku uniwersyteckich studiów fizyki. Z uwagi na obszerność zawartego materiału i wyczerpujące potraktowanie wielu problemów, książka ta wykracza poza ramy zwykłego podręcznika i może być adresowana do szerokiego grona osób, które z racji swego zawodu lub studiów stykają się z fizyką lub jej zastosowaniami.

Autorzy są profesorami Uniwersytetu Warszawskiego. Ich książka jest podsumowaniem wieloletnich doświadczeń w nauczaniu "podstaw fizyki". Zawarty materiał, objętościowo, znacznie przekracza możliwości wyłożenia w normalnym, 4-o semestralnym kursie. Dzięki temu, pozwala on wykładowcy na treściową modyfikację wykładu w kolejnych latach, co jak wiadomo, znacznie uatrakcyjnia życie wykładowcy i studenta.

Książka napisana jest na kilku poziomach, o różnym stopniu dostępności, które się przenikają i biegną równolegle. Oprócz zasadniczego toku wykładu, w książkę wpleciono krótszy tekst podsumowujący, bez szczegółowych uzasadnień, poruszone w nim zagadnienia. W kilku miejscach podręcznika niektóre zagadnienia potraktowano szczegółowo, na poziomie odpowiadającym raczej monografii. Obszerne przypisy poświęcono omówieniu niektórych, ważnych dla podręcznika problemów matematycznych i trudniejszym wyprowadzeniom formuł.

Reprezentowane przez Autorów spojrzenie na fizykę jest bardzo nowoczesne i całościowe. Widać to doskonale w przesłanej mi do recenzji części pierwszej drugiego tomu podręcznika. Jest on poświęcony opisowi ośrodków ciągłych oraz oddziaływaniom grawitacyjnym. Te dwa działy nieprzypadkowo znalazły się w jednym tomie. Jeden i drugi wymagają wprowadzenia pól gęstości, prędkości, sił, napięć, potencjału i związanych z tym wielkości, jak gradient, dywergencja i rotacja. Autorzy konsekwentnie stosują tensory do operowania tymi polami. Na podkreślenie zasługuje eleganckie i przystępne wprowadzenie tensorów symetrycznych i antysymetrycznych, geometrycznego przedstawienia tensora symetrycznego i jego zagadnienia własnego. Omawiając własności pola grawitacyjnego, otaczającego niepunktową masę, Autorzy wprowadzają rozwinięcie potencjału na szereg multipoli. Opis polowy jest użyty do przedstawienia elementów hydromechaniki, elastomechaniki, opisu pola grawitacyjnego, oraz do wprowadzenia elementów ogólnej teorii względności. Ten sam formalizm znajdzie zastosowanie w drugiej części tomu drugiego, do opisu pola ładunków w spoczynku, pola prądów stałych oraz pól wolnozmiennych w czasie. Wprawdzie tom drugi zajmuje się fizyką klasyczną, lecz Autorzy w wielu miejscach przypominają czytelnikowi, że wszystkie opisywane zjawiska są wynikiem elementarnych oddziaływań, zachodzących pomiędzy elementarnymi składnikami materii, które to zjawiska rządzą się prawami mechaniki kwantowej. Takie potraktowanie przedmiotu, bez podziału na tradycyjne działy, ma wykazać uniwersalność i jedność fizyki, która opisuje świat stosując uniwersalne prawa przyrody i wychodząc z elementarnych oddziaływań.

Osobom interesującym się astronomią i mechaniką teoretyczną warto polecić rozdział poświęcony zagadnieniu dwóch i trzech ciał. W przystępny, a jednocześnie matematycznie konsystentny sposób przedstawiono w nim prawa Keplera i problemy wyznaczania parametrów orbit dwóch ciał, problem obliczania efemeryd, metody perturbacyjne dla trzech ciał i działania przyptywowe.

Z tego co napisałem nie należy wnioskować, że recenzowana książka jest podręcznikiem fizyki teoretycznej. Autorzy dużo miejsca poświęcają opisowi faktów i metod doświadczalnych. W szczególności, obszernie potraktowano metody wyznaczania stałej grawitacji oraz problem jej niezmienności, jak również eksperymentalną weryfikację zasad równoważności Newtona i Galileusza. **Jak piszą Autorzy**, należy pokazać czytelnikowi, że wiedza fizyczna opiera się na doświadczeniu i nawet tak "klasyczne" problemy są nadal, współcześnie, przedmiotem badań.

Z obowiązku recenzenta podaję listę nielicznych usterek i niezręczności, które zauważyłem i które, być może, warto by poprawić:

- s. 19, dolne zdjęcie: pokazany lodowiec, zwłaszcza jego "ogon" reprezentuje ruch lodu, a nie śnieg;
- s. 25, wzór I.8: niezręcznością jest pisać $|\text{grad}\varphi| = \partial\varphi/\partial s$ jeśli na poprzedniej stronie było $|\text{grad}\varphi| = \partial\varphi/\partial s / \cos \alpha$;
- s. 65⁸, operator \mathbf{T} ma odwrócony daszek;
- s. 70: Czy nie warto pokazać, jako przykładu, choć jednego rysunku kwadryki tensorowej?
- s. 74₁₆, Czy zamiast I.4.2 nie powinno być I.5.2 ?
- s. 80: na rysunku brak jest symbolu $d\mathbf{r}'$.
- s. 107, dolny rysunek: symbol h powinien być przesunięty do góry;
- s. 109–111: dla zgodności z tekstem dolny rysunek na s. 111 winien wyprzedzać poprzednie trzy rysunki ze stron 109–111;
- s. 123₈, chyba $\sigma_x = F/S$, a nie F/s ;
- s. 124₁₄, zamiast $y - y_0 = 1$ winno być chyba $y - y_0 = l$;
- s. 174: na rysunku odcinek $R + r$ powinien kończyć się w punkcie P ;
- s. 227: na górnym rysunku brak punktu L_2 , na środkowym punktu L_3 .
- s. 228: na rysunku warto zaznaczyć, które kontury oznaczono kolejno C_1, C_2, C_3 ;
- s. 232⁷, gdzie podano, że jedynym znanym wyjątkiem jest układ Pluton-Charon ?
- s. 260⁵, powinno być: zaś — $\mathbf{a} = \omega^2 \mathbf{r}_\perp$;
- s. 268: na rysunku B nie wygląda na walec.

Propozycje ewentualnych zmian lub uzupełnień:

Rysunek na str.15 nie jest chyba potrzebny (nie wiąże się z tekstem).

Czy rozdziału poświęconego hydromechanice nie warto uzupełnić paragrafem opisującym wiry?

Rozdział II.3.3 zyskałby, gdyby obszerniej skomentowano związek pomiędzy warunkami początkowymi dla trzeciego ciała, ewolucją powierzchni Hilla i punktami libracji.

Autorzy konsekwentnie stosują układ jednostek SI, za co im chwała. Ale mierzenie niskich ciśnień gazu (np. w przestrzeni kosmicznej) w N/m^2 jest przesadą, bo kto widział tak wycechowane próżniomierze? Tor jest, *n.b.*, legalnie dopuszczalną jednostką.

Uwagi dotyczące strony wydawniczej i redakcyjnej:

Układ graficzny tekstu jest przejrzysty i dobrze pomyślany, a liczba pomyłek zecer-
skich minimalna. Dużo do życzenia pozostawiają natomiast zdjęcia i rysunki. Zdjęcia są na ogół mało czytelne, a na rysunkach bardzo często składowa czerwona rysunku jest źle skorelowana ze składową czarną.

Uwagi końcowe:

Książka *Wstęp do fizyki* Andrzeja K. Wróblewskiego i Janusza A. Zakrzewskiego jest doskonałym podręcznikiem akademickim dla pierwszych lat studiów fizyki oraz dla szerokiego grona innych czytelników. Oryginalność, nowoczesność oraz wysoki poziom i szeroki zakres zawartego materiału stawiają ten podręcznik na równi z najlepszymi podręcznikami na rynku światowym, jak np. *Wykłady z fizyki* Feynmana, czy tzw. *Kurs Berkeleyowski*. W szczególności, recenzowana tutaj część pierwsza, tomu drugiego *Wstępu do fizyki* jest wyjątkowa, zarówno pod względem doboru materiału jak i sposobu jego przedstawienia. Książka powinna się doczekać dalszych wydań i powinna być koniecznie przełożona na język angielski.

Kazimierz Grotowski

Instytut Fizyki UJ

Kraków

K R O N I K A

XXXII Zjazd Fizyków Polskich

XXXII Zjazd Fizyków Polskich odbędzie się w dniach 20 — 23 września 1993 w Krakowie. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego jest prof. Andrzej Kisiel, a Komitetowi Naukowemu przewodniczy prof. Kazimierz Grołowski — obaj z Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Poza wykładami plenarnymi, przedstawiającymi ostatnie osiągnięcia w różnych dziedzinach fizyki, przewidziana jest sesja dydaktyczna. Organizatorzy zachęcają również wszystkie Oddziały PTF do przedstawienia na plakatach swojej działalności i działalności fizyków na swoim terenie. W czasie Zjazdu firmy produkujące przyrządy fizyczne oraz firmy wydawnicze będą wystawiać swoje wyroby.

Jak zwykle, w czasie Zjazdu odbędzie się Walne Zebranie delegatów oddziałów PTF.

B. W.

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dn. 7 kwietnia 1992:

Jan Baszyński (Inst. Fizyki Molekularnej PAN, Poznań), Wojciech Gawlik (Uniw. Jagielloński), Stanisław Kazimierz Hoffmann (Inst. Fizyki Molekularnej PAN, Poznań) Edward Hojan (Uniw. Adama Mickiewicza, Poznań), Roman Hołyński (Inst. Fizyki Jądrowej, Kraków), Zbigniew Jacyna-Onyszkiewicz (Uniw. Adama Mickiewicza, Poznań), Jacek Kossut (Inst. Fizyki PAN, Warszawa), Adam Patkowski (Uniw. Adama Mickiewicza, Poznań), Juliusz Karol Skonieczny (Akad. Techniczno-Rolnicza, Bydgoszcz), Jerzy Warczewski (Uniw. Śląski, Katowice).

Dnia 28 kwietnia 1992 tytuły profesorskie otrzymali:

Robert Alicki (Uniw. Gdański), Krzysztof Ernst (Uniw. Warszawski), Bogusław Kamys (Uniw. Jagielloński), Stanisław Waldemar Tatur (Centrum Astronomiczne PAN, Warszawa), Stefan Wapłak (Inst. Fizyki Molekularnej PAN, Poznań).

Dnia 20 maja 1992 tytuły profesorskie otrzymali:

Henryk Figiel (Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków), Stanisław Hałas (Uniw. Marii Curie-Skłodowskiej, Lublin), Mieczysław Franciszek Pazdur (Polit. Śląska, Gliwice), Jakub Rembieniński (Uniw. Łódzki), Sławomir Stanisław Sterliński (Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej, Warszawa), Jerzy Szwed (Uniw. Jagielloński).

Biul. KBN 3 '92

B. W.

Nowy prezes PAA

Prezesem Państwowej Agencji Atomistyki został Jerzy Niewodniczański, profesor Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie i wiceprezes Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

EPS

Obecnie w zarządach oddziałów i grup międzyoddziałowych Europejskiego Towarzystwa Fizycznego są następujący polscy fizycy:

Józef Spałek (Uniw. Warszawski) — Komitet Koordynacji Wschód-Zachód, Jerzy Dembczyński (Polit. Poznańska) — Oddział Fizyki Atomowej i Molekularnej, Sekcja Spektroskopii Atomowej (EGAS), Lutosław Wolniewicz (UMK) — Oddział Fizyki Atomowej i Molekularnej, Sekcja Zderzeń Elektronowych i Atomowych,

Włodzimierz Kołos (Uniw. Warszawski) — Oddział Fizyki Atomowej i Molekularnej, Sekcja Fizyki Molekularnej,
 Marian Surma (UAM) — zarząd Oddziału Materii Skondensowanej,
 Jerzy Janik (IFJ, Kraków) — Oddział Materii Skondensowanej, Sekcja Płynów,
 Andrzej Białas — Oddział Fizyki Wysokich Energii i Cząstek,
 Adam Kujawski (IF PAN) - Oddział Elektroniki Kwantowej i Optyki,
 Ludwik Kostro (Uniw. Gdański) - Międzyoddziałowa Grupa Historii Fizyki.

Europhys. News 23,
 No 7 (1992)

B. W.

ICO

Międzynarodowa Komisja Optyki (International Commission for Optics — ICO) dla usprawnienia swego działania powołała kilka stałych komitetów. Do Komitetu Planowania Długofalowego, którego zadaniem jest przygotowywanie propozycji nowych działań ICO, wszedł prof. Adam Kujawski (Polit. Warszawska i IF PAN).

ICO powstała w 1947 r. i jest komisją afiliowaną przez Międzynarodową Unię Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP). Obecnie do ICO należy 36 terytoriów (ze względu na częste obecnie zmiany polityczne ICO woli raczej używać pojęcia "terytorium" niż "państwo"). W poszczególnych krajach działają terytorialne komitety ICO. Przez ponad 30 lat polskiemu komitetowi terytorialnemu przewodniczył prof. Tadeusz Skaliński. Obecnie przewodniczącym jest prof. Krzysztof Ernst (IFD UW), a sekretarzem prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow (Inst. Geofizyki UW).

ICO Newslett. No 12
 (1992)

B. W.

Nowe władze EOS

Od powołania do życia w marcu 1991 Europejskie Towarzystwo Optyczne (European Optical Society — EOS) było kierowane przez tymczasowy zarząd. Pierw-

sze korespondencyjne wybory nowego zarządu odbyły się w kwietniu 1992. Wybrano następujące osoby: Mario Bertolotti i Giancarlo Righini (Włochy); Patrick Bozec, Jean Bulabois, Christian Imbert i Michel Papuchon (Francja); Rene Dandliker (Szwajcaria); Hedzer A. Ferwerda (Holandia); Jacob Stamnes (Norwegia) oraz Hans Tiziani i Hermann Walter (Niemcy). Na wniosek narodowych towarzystw optycznych stowarzyszonych z EOS powołano również komitet doradczy w składzie: Katarzyna Chałasińska-Macukow (Polska), Vera Russo (Włochy), Klaus Biedermann (Szwecja), Patrick Bozec (Francja), Lars Lading (Dania), Karl Lenhard (Niemcy), Andre Monfils (Belgia), Javier Santamaria (Hiszpania), Olivierio D.D. Soares (Portugalia) oraz Pavel Tomanek (Czecho-Słowacja).

W dniu 17 września 1992 na terenie Uniwersytetu Technicznego w Berlinie odbyło się pierwsze walne zebranie EOS. Zgodnie z procedurą wyborczą zarząd został uzupełniony o trzy osoby z komitetu doradczego: Katarzynę Chałasińską-Macukow, Klauza Biedermann i Javiera Santamarię oraz jednego przedstawiciela komisji przemysłowej — Bernda Wilhelmi (Niemcy). Zarząd ukonstytuował się następująco: przewodniczący — Hermann Walter, wiceprzewodniczący — Patrick Bozec, przyszyły przewodniczący — Rene Dandliker, sekretarz — Giancarlo Righini, skarbnik — Christian Imbert. Komisją przemysłową kieruje Bernd Wilhelmi. Komisję koordynującą organizację konferencji optycznych w Europie prowadzą Hedzer A. Ferwerda i Jean Bulabois.

Z ogłoszonego sprawozdania z działalności Towarzystwa w pierwszym roku jego istnienia wynika, że ma ono 428 członków indywidualnych (w tym 8 z Polski), 8 członków wspierających (corporate members) oraz 15 organizacji stowarzyszonych (learned societies). Wśród tych ostatnich są trzy polskie: Polskie Towarzystwo Fizyczne - Sekcja Optyki, Pol-

ski Komitet Optoelektroniki oraz Sekcja Optyki Stowarzyszenia Inżynierów Mechaników Polskich. Europejskie Towarzystwo Optyczne wydaje dwa czasopisma: *Pure and Applied Optics* (którego redaktorem naczelnym jest M. Bertolotti) i *Quantum Optics* (którego redaktorem naczelnym jest E.R. Pike). Towarzystwo zamierza wspierać finansowo 25 konferencji w latach 1992–94. Wśród tych konferencji jest organizowane przez prof. Jana Nowaka z Politechniki Wrocławskiej międzynarodowe kolokwium na temat niekonwencjonalnych, optycznych elementów obrazujących. Planuje się też organizację corocznych wystaw przemysłu optycznego "Optotec". Najbliższa wystawa, ograniczona do producentów niemieckich, odbędzie się we Frankfurcie nad Menem w 1992 r. Następne będą już ogólnoeuropejskie. W dalszym ciągu EOS tworzy wraz ze SPIE (The International Society for Optic Engineering) wspólne przedsięwzięcie (joint venture), które nazywa się Europto i jest nastawione na organizację wspólnych konferencji, koordynację badań i promocję produktów przemysłu optycznego.

Udział Sekcji Optyki PTF w pracach EOS pociąga za sobą obowiązek płacenia składek. Organizacja stowarzyszona zobowiązana jest płacić 1 ECU rocznie za jednego swojego członka, lecz nie więcej niż 1200 ECU. Obecny statut PTF stanowi, że "członek zwyczajny PTF ma prawo do działania w sekcjach PTF zgodnie z posiadaną specjalnością czy zainteresowaniem" (rozdz. III, par. 13, pkt. 1d). Jednakże, nie narzuca wymogu rejestrowania się w danej sekcji. Powyższa sytuacja prawna pozwala nam podawać szacunkową liczbę członków Sekcji Optyki PTF, ograniczoną tylko do jej aktywnych członków.

Tomasz Szoplik

Węgry w CERN-ie

Węgry zostały przyjęte do CERN-u 1 lipca 1992 jako osiemnaste państwo członkowskie. Jest to już trzecie państwo z dawnego bloku wschodniego (po Polsce i Czecho-Słowacji).

Europhys. News 23,
No 7 (1992)

Uhonorowanie polskiego optyka

Międzynarodowe Towarzystwo Inżynierii Optycznej — SPIE nadało godność "fellow" Maksymilianowi Plucie, profesorowi w Instytucie Optyki Stosowanej (dawniej: Centralne Laboratorium Optyki) w Warszawie. Profesor Pluta jest szeroko znanym specjalistą w dziedzinie mikroskopii optycznej i optyki dyfrakcyjnej.

SPIE PI Chapter Bull.
No 8 (1992)

B. W.

Medal Wignera

W Salamance, na odbywającym się co 2 lata międzynarodowym Kolokwium Metod Teoriogrupowych w Fizyce, zostały wręczone Medale Wignera Juliusowi Weissowi (Uniwersytet w Monachium i Instytut Maxa Plancka w Monachium) i Brunonowi Zumino (Uniwersytet Kalifornijski w Berkeley) za ich wybitne prace nad supersymetrią (symetrie bozon-fermion).

Medal Wignera, ustanowiony w 1978 r., jest przyznawany za wyróżniające się osiągnięcia w dziedzinie teorii grup i zastosowań symetrii w fizyce.

Phys. Bl. 48, No 9
(1992)

B. W.

Nagroda Naukowa Carla Zeissa

Nagrodę Naukową Carla Zeissa za rok 1992 otrzymali Yoshihisa Yamamoto i Ahmed H. Zewail.

Yamamoto został uhonorowany "za badania (zarówno podstawowe jak i prowadzące do zastosowań) procesu promieniowania w mikrorezonatorach i wzbudzania

światła nieklasycznego”. Jest on szefem laboratorium badań podstawowych firmy Nippon Telegraph and Telephone Corporation (NTT). Udało mu się wytworzyć światło laserowe z szumami poniżej naturalnej granicy szumów. Pracuje też nad wytwarzaniem nieklasycznego światła za pomocą diod półprzewodnikowych. Ma znaczne osiągnięcia w dziedzinie pomiarów kwantowych z możliwie małymi zakłóceniami. Jego wielką zasługą jest to, że wychodząc z problemów jakie stawiają badania stosowane poczynił nowe, istotne odkrycia w dziedzinie badań podstawowych.

Zeweil jest profesorem chemii fizycznej w Caltech w Pasadenie. Stosując nowoczesną metodę wiązek molekularnych i ultrakrótkie impulsy laserowe zbadał przebieg reakcji chemicznych w pojedynczych cząsteczkach z najwyższą czasową i przestrzenną zdolnością rozdzielczą. Stosując podwójne femtosekundowe impulsy laserowe badał jak powstają i jak rozrywają się wiązania chemiczne — pierwszy impuls wzbudza reakcję, drugi analizuje produkt reakcji. Dzięki temu mógł bezpośrednio obserwować kinetykę reakcji chemicznych.

Zeiss Inform. 1, No 1
(1992)

B. W.

Wykładowca EPS w Polsce

Od pewnego czasu Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) zaprasza kogoś z wybitnych fizyków do odwiedzenia kilku krajów europejskich z cyklem wykładów ze swojej specjalności. W 1992 r. tzw. wykładowcą EPS jest Herbert Walther, profesor Uniwersytetu w Monachium i dyrektor Instytutu Maxa Plancka Optyki Kwantowej w Garching. Walther odwiedził również Polskę i w Warszawie miał wykłady na temat doświadczeń laserowych i zjawisk kwantowych w oddziaływaniach atom-promieniowanie. Jego bardziej ogólny, wprowadzający wykład będziemy mogli niedługo opublikować w *Postępiech Fizyki*.

B. W.

Pięćdziesięciolecie pierwszego reaktora jądrowego

Dnia 2 grudnia 1992 upływa 50 lat od uzyskania pierwszej samopodtrzymującej się kontrolowanej reakcji rozszczepienia jądrowego w makroskali. Dokonał tego w Chicago zespół kierowany przez Fermiego. W tym pierwszym reaktorze, zbudowanym z uranu jako substancji rozszczepialnej i grafitu jako moderatora, udało się osiągnąć dodatni bilans swobodnych neutronów, których produkcja przewyższała straty. Umożliwiło to zastosowanie rozszczepienia jądrowego zarówno do celów wojennych jak i jako źródła energii do celów pokojowych. Reaktor stał się również ważnym narzędziem badań naukowych.

Dzień 2 grudnia 1942 można uważać za przełomowy i za początek nowej ery historii fizyki.

B. W.

Indywidualne studia międzywydziałowe w Uniwersytecie Warszawskim

Na Uniwersytecie Warszawskim wprowadzono w r. akad. 1992/93 nową formę studiów: Indywidualne Studia Matematyczno-Przyrodnicze (MISMaP). Udział w nich biorą wydziały: Biologii; Chemii; Fizyki; Geografii i Studiów Regionalnych; Geologii; Matematyki, Informatyki i Mechaniki; Psychologii. Chętnych na te studia zgłosiło się ok. 300 osób, a po testowym egzaminie wstępnym zostało przyjętych ok. 30. Są one formalnie studentami wszystkich wyżej wymienionych wydziałów jednocześnie. Każdy wybiera sobie opiekuna reprezentującego najbliższy swoim zainteresowaniom kierunek i z nim ustala swój indywidualny program studiów, wybrany z przedmiotów prowadzonych na tych wydziałach.

Wobec wielkiego zainteresowania tego typu studiami Uniwersytet Warszawski planuje przyjąć w r. akad. 1993/4 na I rok MISMaP już ok. 100 osób.

W przygotowaniu jest informator o MISMaP, będzie on gotowy w styczniu 1993. Zainteresowani mogą przesyłać zgłoszenia na adres: kierownik MISMaP, prof. dr hab. Andrzej Hennel, Instytut Fizyki Doświadczalnej UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel. 628-30-31 w. 136.

B. W.

Wewnątrz atomu

W dniu 17 sierpnia 1992 otwarto w Warszawie wystawę pt. "Wewnątrz atomu", zorganizowaną przez CERN, Państwową Agencję Atomistyki oraz Muzeum Techniki w Warszawie. Celem wystawy było przedstawienie organizacji, zakresu badań naukowych i wyposażenia CERN-u, olbrzymiego laboratorium, które należy dziś do czołowych ośrodków badawczych fizyki cząstek elementarnych.

W deklaracji założycielskiej CERN-u z 1953 r. napisano: "Organizacja będzie realizowała współpracę wśród europejskich państw w dziedzinie fizyki jądrowej o charakterze badań podstawowych i naukowych oraz tematyce związanej z tymi badaniami. Organizacja nie ma związku z zastosowaniami militarnymi i rezultaty prac będą publikowane i powszechnie dostępne. Organizacja badań będzie miała charakter badań uniwersyteckich z ciągłym przepływem naukowców, aby uniknąć stagnacji. Dzięki temu większa liczba naukowców będzie mogła uczestniczyć w badaniach."

Wśród członków założycieli były następujące państwa: Belgia, Dania, Francja, Grecja, Holandia, Jugosławia, Norwegia, RFN, Szwajcaria, Szwecja i Wielka Brytania. Obecnie członkami CERN-u są jeszcze: Austria, Czecho-Słowacja, Finlandia, Hiszpania, Polska (od 1991), Portugalia i Węgry.

Badanie najdrobniejszych składników materii stanowi jeden z najważniejszych frontów badań fizyki, inny — to badania ogromnych obszarów przestrzeni kosmicznej. Choć te dwie dziedziny badań, jedna zajmująca się tym co najmniejsze, druga — tym co największe, wydają się bardzo odległe, to zrozumienie mikroskopowej struktury materii pomaga również wyjaśnić problemy astrofizyki oraz zagadki powstania Wszechświata. Wyprodukowanie i badanie cząstek elementarnych wymaga użycia akceleratorów dostarczających wiązek wysokoenergetycznych cząstek. W CERN-ie działa 28 GeV-owy Synchrotron Protonowy (PS), 450 GeV-owy Super Synchrotron Protonowy (SPS), Niskoenergetyczny Pierścień Antyprotonowy (LEAR) oraz 50 GeV-owy akcelerator wiązek przeciwbieżnych elektron-pozyton (LEP). Właśnie LEP jest największym tego rodzaju urządzeniem na świecie i zostanie przebudowany w celu zderzania wiązek cząstek energii blisko 100 GeV w układzie laboratoryjnym. W przyszłości CERN planuje zbudowanie akceleratora przeciwbieżnych wiązek proton-proton o energii 8000 GeV w układzie środka masy (LHC). Będą do tego użyte magnesy nadprzewodnikowe zainstalowane na istniejącym pierścieniu LEP-u. Tunel tego akceleratora ma obwód 27 km i został zbudowany dziesiątki metrów pod ziemią.

Oprócz grupy fizyków pracujących bezpośrednio z tymi urządzeniami jest też grupa teoretyków, wielki dział naukowo-techniczny zajmujący się projektami i budową nowych urządzeń, biblioteka, centrum obliczeniowe. W pracach biorą udział naukowcy z całego świata. Obecnie CERN zatrudnia 3200 stałych pracowników, z których jedną trzecią stanowią fizycy i inżynierowie. Budżet tej organizacji w 1992 r. wynosi 700 mln USD. Niezwykle wysokie wymagania stawiane nowoczesnej fizycznej aparaturze badawczej są czynnikiem pobudzającym powstawanie nowych rozwiązań w dziedzinie techniki i nowych technologii.

Chciałbym jeszcze podkreślić coś, co może nie jest widoczne z eksponatów wystawy, ale co jest również niezwykle istotne. Każdy z nas, kto pracował w CERN-ie, zdawał sobie sprawę z wyjątkowej sytuacji w jakiej się znajdował, ze szczególnej atmosfery pracy. Co zatem wpływało na tę atmosferę? Czy to, że zajmowano się w komfortowych warunkach problemami będącymi na froncie ówczesnej wiedzy fizycznej? Myślę, że nie tylko. Tę szczególną atmosferę pracy stwarzali ludzie, którzy byli symbolem współczesnej fizyki. Żeby to potwierdzić, podam, że tę atmosferę tworzyli w początkowym okresie CERN-u często przebywający tam fizycy tej miary co Niels Bohr, Heisenberg, Cockcroft, Francis Perrin, Scherrer, Weisskopf. Mieć możliwość uczestniczenia w seminariach i pracach, w których także uczestniczyli ci fizycy, to było coś niepowtarzalnego i wielkiego. Semina, w których oni brali udział, nie kończyły się na sali. Przeciągały się potem na nieformalne spotkania czy dyskusje, np. przy kawie po obiedzie, gdzie wokół stolika z Wielkim Fizykiem tworzyły się kręgi młodych pracowników przysłuchujących się dalszym rozmowom i dyskusjom. Ta atmosfera podtrzymywana jest do dziś. W ciągu krótkiego czasu wytworzyła się w CERN-ie atmosfera międzynarodowej współpracy fizyków, łamiącej granice i łączącej nas wszystkich we wspólnej pasjonującej pracy, kontaktach międzyludzkich, nigdy nie zapomnianych przyjaźniach.

Pierwsze kontakty polskie z CERN-em zaczęły się w 1958 r. Współpracę tę zainicjował prof. Andrzej Soltan, potem wielkie zasługi na tym polu położyli profesorowie Marian Danysz i Marian Mięso-wicz. Współpraca ta wiązała się z wielkimi programami badawczymi CERN-u i kolejno oddawanymi do eksploatacji wielkimi akceleratorami, które stwarzały nowe możliwości badawcze. Obecnie polscy fizycy z Krakowa i Warszawy biorą udział w doświadczeniach wykorzystujących de-

tektor DELPHI do badania wysokoenergetycznych zderzeń elektronów z pozytonami. Niektóre elementy tego detektora zostały zbudowane w polskich laboratoriach. Polscy fizycy biorą też udział w doświadczeniach wykorzystujących miony o wysokich energiach do badania wewnętrznej struktury cząstek, oraz ciężkie jony w celu wytworzenia nowej formy materii — plazmy kwarkowo-gluonowej. Polscy naukowcy uczestniczą aktywnie w pracach teoretycznych oraz w przygotowaniach badań na przyszłym gigantycznym akceleratorze protonów.

Należą się słuszne podziękowania panu drowi Tadeuszowi Dobrowolskiemu z PAA, panu dyrektorowi Muzeum Techniki Jerzemu Jasiukowi i dyrekcji CERN-u za organizację tej wystawy.

Włodzimierz Zych

XXIII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

XXIII Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna odbyła się w Helsinkach w Finlandii w dniach 5—13 lipca 1992. Wzięło w niej udział 38 państw: Australia, Austria, Belgia, Bułgaria, Chiny, Chorwacja, Cypr, Czechosłowacja, Estonia, Finlandia, Grecja, Hiszpania, Holandia, Iran, Islandia, Kanada, Kolumbia, Korea Południowa, Kuba, Kuwejt, Litwa, Norwegia, Polska, RFN, Rosja, Rumunia, Singapur, Słowenia, Surinam, Stany Zjednoczone, Szwecja, Tajlandia, Turcja, Ukraina, Węgry, Wielka Brytania, Wietnam i Włochy.

Obecni byli również: obserwator z Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, a zarazem opiekun delegacji szwedzkiej, dr Lars Gislén i obserwator z Meksyku (kraj ten zamierza w przyszłości włączyć się w czynne życie olimpijskie).

Zgodnie z regulaminem każdy kraj uczestniczący w zawodach mógł przysłać pięciu zawodników (zawodniczek) oraz dwóch

opiekunów. Polskę reprezentowali zwycięzcy XLI Olimpiady Fizycznej, którzy w zawodach krajowych zajęli miejsca od I do V:

1. Jacek Pliszka (Łomża), klasa IV
2. Marek Czajkowski (Szczecin), klasa I
3. Jacek Wojdeł (Łódź), klasa IV
4. Konrad Banaszek (Gdynia), klasa IV
5. Jacek Kasprzak (Warszawa), klasa IV.

Opiekunami naszej delegacji byli członkowie Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej: dr Waldemar Gorzkowski (Sekretarz Międzynarodowych Olimpiad Fizycznych) — kierownik delegacji oraz dr Włodzimierz Ungier — opiekun pedagogiczny.

W omawianej olimpiadzie liczba uczestników była znacznie większa niż do tej pory. Było to przede wszystkim wynikiem przemian politycznych w Europie, które ostatnio miały miejsce. W wyniku rozpadu Związku Radzieckiego i Jugosławii powstał szereg nowych państw, które rozpoczęły samodzielne życie na arenie międzynarodowej. Rozwój ilościowy Międzynarodowych Olimpiad Fizycznych jest niewątpliwie zjawiskiem pozytywnym, chociaż zbyt szybki wzrost liczby krajów uczestniczących w zawodach sprawia organizatorom niemałe trudności.

W tym roku trudności organizatorów były szczególnie duże, gdyż w tym samym czasie, co zawody, zorganizowano w Helsinkach nie oczekiwane wcześniej spotkanie krajów KBWE. W rezultacie organizatorzy mieli duże problemy z zakwaterowaniem zawodników i ich opiekunów.

W wyniku znanych trudności finansowych oświata Komitet Główny postanowił wystąpić do kilku fundacji o dofinansowanie przygotowań i wyjazdu naszej drużyny do Finlandii. Chcielibyśmy tu podziękować Fundacji Stefana Batorego i Krajowemu Funduszowi na Rzecz Dzieci za istotne wsparcie finansowe, którego instytucje te nam udzieliły. Niemałą też dla nas pomocą było udzielenie specjalnej ulgi przez fińskie linie lotnicze FINNAIR.

Przed zawodami Komitet Główny orga-

nizował tygodniowy obóz przygotowawczy dla pięciu zawodników i dwóch rezerwowych. Część doświadczalna obozu odbywała się na I Pracowni Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Natomiast zajęcia teoretyczne odbywały się w Instytucie Fizyki PAN. W czasie zawodów w Helsinkach uczniowie otrzymali do rozwiązania trzy zadania teoretyczne (jednego dnia) oraz dwa zadania doświadczalne (dwa dni później). Na rozwiązanie zadań każdego dnia uczniowie mieli po pięć godzin.

Warto podkreślić, że zadania konkursowe pod względem tematycznym były naprawdę bardzo dobre. Niestety, treści zadań były bardzo niedbale przygotowane. Niedopracowane były nawet pierwowzory angielskie. A już wyjątkowo niestarannie przygotowano tłumaczenia tekstów zadań na inne języki przewidziane przez Statut MOF (rosyjski, niemiecki i francuski). Dość powiedzieć, że w jednym z zadań w języku rosyjskim brakowało całych fragmentów treści. Poza tym w tłumaczeniach były poważne błędy merytoryczne. Np. w rosyjskim tekście jednego z zadań doświadczalnych polecono zawodnikom wyznaczyć współczynnik odbicia zamiast stałej sieci. Niestarannie były też przygotowane rozwiązania wzorcowe. Nic więc dziwnego, że Komisja Międzynarodowa straciła niezwykle dużo czasu na dopracowanie treści zadań. Tłumaczenie na języki narodowe zaczęło się bardzo późno i niektóre delegacje skończyły swą pracę dopiero rano, tuż przed zawodami. Niedociągnięcia te znacznie obniżyły ogólne dodatnie wrażenie o organizacji zawodów. Całe szczęście, że wspomniane niedociągnięcia udało się w końcu zbiorowym wysiłkiem całej Komisji Międzynarodowej jakoś tam wyeliminować.

Rozwiązania, jak zwykle, były sprawdzane przez organizatorów zawodów z pomocą własnych tłumaczy. Praca ta została wykonana niezbyt dobrze. Reklamacji było bardzo dużo. Wiązały się one nie tylko z różnego rodzaju subtelnosciami językowymi. Odnosiło się wrażenie, że niektóre

prace nie zostały w ogóle przeczytane przez kogoś rozumiejącego język osoby piszącej rozwiązanie. Wydaje się jednak, że wszystkie wątpliwości udało się w końcu wyjaśnić w czasie uzgadniania ocen z zespołami sprawdzającymi rozwiązania zadań. Niestarannie wystawione pierwsze oceny pozostawiają jednak pewien niedosyt: jeżeli ktoś dostał za dużo (a tak bywało), to zapewne opiekun delegacji nie "wojował" o obniżenie oceny, starając się raczej ją podwyższyć w tych podpunktach, gdzie była ona zaniżona. Krótko mówiąc niestaranne sprawdzanie zadań pozwala przypuszczać, że końcowe oceny są obciążone większym niż zwykle błędem.

Mimo opisanych poprzednio trudności zawodnicy nasi wypadli dobrze. Zdobyli oni dwa medale srebrne (Jacek Pliszka i Konrad Banaszek) oraz dwa wyróżnienia (Marek Czajkowski i Jacek Kasprzak). Wynik ten mniej więcej pokrywa się z wynikiem osiągniętym przez nas w roku ubiegłym, chociaż niewątpliwie mógł być lepszy, gdyż do złotych medali zabrakło: Pliszce — 1 punktu, a Banaszekowi — 1,5 punkta. Warto tu powiedzieć, że każdego roku tracimy punkty za to samo: za brak wykończenia rozwiązań polegający na opuszczeniu odpowiedzi na niektóre z pytań, luki w rozumowaniu, niezrozumienie tekstu wynikające z jego niestarannego przeczytania itp. Wszystko to jest bez wątpienia skutkiem braku odpowiedniej rutyny. Od finalistów krajowej Olimpiady Fizycznej nie raz słyszymy, że "u nich w szkole w ogóle nie robi się zadań" (o doświadczeniu to już lepiej nie pytać — szkół pozwalających uczniom wykonywać samodzielnie eksperymenty jest niezwykle mało). Wprawdzie ze wspomnianymi negatywnymi zjawiskami staramy się walczyć na obozie przygotowawczym, ale obóz trwa tylko tydzień i nie jesteśmy w stanie zmienić przyzwyczajęń wyniesionych z kilkuletniej nauki w szkole. Najlepszy wynik (44 punkty na 50 możliwych) osiągnął Chen Han z Chin, zdobywając tym samym ty-

tuł absolutnego zwycięzcy XXIII Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej. Zgodnie z regulaminem w tym roku przyznano 13 pierwszych nagród (złote medale), 20 drugich nagród (srebrne medale), 24 trzecie nagrody (brązowe medale) i 35 wyróżnień. Ponadto przyznano kilka nagród specjalnych: za najlepszy wynik łączny, za najlepsze wykonanie zadań doświadczalnych, za najoryginalniejsze i najbardziej twórcze matematycznie rozwiązanie zadań teoretycznych, za najciekawszy układ doświadczalny użyty przy pomiarach i sposób wyznaczenia mierzonych wielkości oraz za najbardziej zrównoważone wyniki w teorii i doświadczeniu (nagroda EPS). Nagrody specjalne dostali też: najmłodszy uczestnik zawodów, wszystkie cztery uczennice biorące udział w zawodach oraz wszyscy zawodnicy kubańscy (za najbardziej skomplikowaną drogą do Helseinek).

Klasyfikacji drużynowej na zawodach MOF nie prowadzi się. Statut mówi, że zawody są konkursem indywidualnym i nie precyzuje sposobu określania wyniku drużynowego. Niemniej jednak nie ulega wątpliwości, że w tym roku — podobnie jak przed rokiem — najlepszą była drużyna chińska, której wszyscy zawodnicy zdobyli złote medale. O dwa złote medale mniej miała drużyna rosyjska. Jeżeli chodzi o ocenę występu naszej drużyny, to można powiedzieć, że niezależnie od sposobu liczenia wyniku zespołowego zespół nasz zajmuje pozycję sporo powyżej średniej.

Zgodnie z poprawką wprowadzoną do Statutu dwa lata temu, dyplomy pamiątkowe otrzymali też nauczyciele zawodników. W przypadku dziny polskiej są to (w kolejności wymienionych na początku uczniów):

1. mgr Wanda Jankowska
2. mgr Tomasz Lisowski
3. mgr Stefania Łakomicka
4. mgr Krystyna Sadłowska
5. mgr Barbara Zygmunt.

Jak zazwyczaj, przy okazji zawodów Komisja Międzynarodowa rozpatrywała sze-

reg spraw organizacyjnych. Przyjęto poprawkę do Statutu mówiącą, że wyników zawodników, którzy nie zdobyli ani medalu ani wyróżnienia, nie publikuje się. Celem tej poprawki było zmniejszenie napięcia psychicznego u zawodników (niektórzy groźbę porażki i możliwość podania jej do publicznej wiadomości bardzo silnie przeżywają), a także przynajmniej częściowe pozbawienie osób lubiących robić statystyki drużynowe materiału do takiej działalności. Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna jest konkursem indywidualnym a wszelkie statystyki zespołowe podważają tę zasadę tym bardziej, że wynik drużyny zależy od sposobu liczenia, który każdy "miłośnik kolektywu" wybiera sobie według własnego, korzystnego dla siebie "wizjonu". Ponadto w krajach wielonarodowych słabsze wyniki niektórych zawodników mogą stanowić pretekst do rozgrywek narodowościowych w czasie formowania drużyny olimpijskiej.

Rozpatrywano też kwestię liczby: języków, które powinny być używane w czasie zebrań Komisji Międzynarodowej (były: angielski i rosyjski); języków, w których mają być przygotowane oryginały tekstów zadań (były: angielski, rosyjski, niemiecki i francuski); i języków, w których mają być przygotowane standardowe rozwiązania zadań (były: angielski, rosyjski, niemiecki i francuski). Sformułowano prowizoryczną propozycję, zgodnie z którą jedynym językiem obowiązującym członków Komisji Międzynarodowej będzie angielski: wszystkie zebrania będą odbywały się tylko w języku angielskim; tylko w tym języku będą podawane rozwiązania wzorcowe; tematy zadań muszą być przygotowane po angielsku z tym, że organizatorzy mają prawo przygotować je dodatkowo i w innych wersjach językowych. Propozycja ta ma być dopracowana przez Sekretarza MOF (niżej podpisanego) i poddana w przyszłym roku pod głosowanie. Warto tu zwrócić uwagę, że zmiany powyższe w żadnym stopniu nie dotyczą zawodników,

którzy zawsze dostają tematy zadań w języku ojczystym (tłumaczeniem zajmują się opiekunowie drużyn).

Ostatnią ważniejszą sprawą, która była przedmiotem obrad był problem obcokrajowców: czy uczeń może reprezentować jakiś kraj mając inne obywatelstwo niż obywatelstwo tego kraju? Precedensy takie były w przeszłości, a nawet i w tym roku: w drużynie angielskiej był Japończyk (z japońskim paszportem), a w drużynie amerykańskiej Polak (z polskim paszportem; dodajmy tu, że uczeń ten zdobył złoty medal). Mimo dość długiej dyskusji niczego w tej sprawie nie postanowiono. Powszechne było przekonanie, że w podobnych przypadkach każdy kraj powinien sam podjąć decyzję. Przy okazji oczywiście nie obyło się bez żartów na temat wzrostu prestiżu MOF, gdyby podobnie jak w sporcie doszło do "podkupowania" zawodników z innych krajów.

Następna Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna odbędzie się w Williamburgu w stanie Virginia w Stanach Zjednoczonych w dniach 10–18 lipca 1993 r.

Waldemar Gorzkowski

Nature liczy po amerykańsku

Słowo "miliard" oznacza w słownictwie europejskim (polskim, francuskim, niemieckim) liczbę 10^9 . Liczbę tę Anglicy nazywają "thousand millions" a Amerykanie "billion". Natomiast liczba 10^{12} to europejski "bilion", angielski "billion" i amerykański "thousand billions". W publikacjach anglojęzycznych prowadzi to nieraz do nieporozumień, a także błędów w tłumaczeniach (gdym tłumacz nie zdaje sobie sprawy czy autor liczy po angielsku czy po amerykańsku).

Angielskie czasopismo *Nature* ogłosiło, że teraz liczbę 10^9 będzie nazywać "billion", tak jak Amerykanie, aby uniknąć niepotrzebnych niejasności.

Nature 358 No 6381
(1992)

B.W.

Soczewka dla neutronów

Już w 1986 r. rosyjski fizyk M.A. Kumakow wystąpił z pomysłem ogniskowania wiązki neutronów na zasadzie analogicznej jak w teleskopie rentgenowskim, tj. przez wykorzystanie wielokrotnego odbicia. Ostatnio Kumakow wraz ze swoimi współpracownikami zbudował w Instytucie Kurczatowa w Moskwie soczewkę dla neutronów składającą się z wiązki pustych wewnątrz włókien o zwążającym się przekroju. Ponieważ kąt krytyczny odbicia neutronów zależy od długości fali de Broglie'a, więc ogniskowaniu podlegają tylko neutrony o pewnej określonej energii. Za pomocą takiej soczewki udało się skupić kwazirównoległą wiązkę neutronów ($\lambda = 2.4 \text{ \AA}$) do ogniska o średnicy 1 mm na odległości ogniskowej 104 mm. Odpowiada to ponad sześciokrotnemu wzmocnieniu gęstości strumienia neutronów. Celem dalszych prac będzie zmniejszenie ogniska do 30 μ i uzyskanie w ten sposób wzmocnienia ok. 1000 razy. Dałoby to możliwości badań materiałów z bardzo dużą przestrzenną zdolnością rozdzielczą.

Nature 357, 390 (1992)

B. W.

Czy ktoś nas czyta ?

M. David Mermin w jednym ze swoich felietonów w *Physics Today* na temat konieczności wprowadzania nowych systemów publikacji prac naukowych tak pisze:

"Nauka polegała może kiedyś na odkrywaniu prawdy i udostępnianiu jej innym. Dziś jednak stoimy przed problemem chyba równie trudnym: jak zrobić, żeby ktokolwiek to zauważył. Co miesiąc pojawiają się całe góry nowych prac, większość z nich znika niezauważona."

Rozważając argumenty za i przeciw ogłaszaniu wyników w formie biuletynów rozprowadzanych przez pocztę elektroniczną mówi:

"... obecny system nie znika, gdyż stale wierzymy, że jest splendorem gdy nasze

słowa znajdują się na wydrukowanych stronicach. Trudno to zrozumieć biorąc pod uwagę, że większości tych drukowanych stronic nikt nie czyta, ale może autorowi wystarcza gdy sam zobaczy wykończony produkt swego działania — to taki rodzaj papyro-narcyzmu."

Niewątpliwie zbliżamy się do rewolucji systemu publikowania.

Phys. Today 45, No 4

B. W.

(1992)

F. Perrin (1901 – 1992)

Dnia 4 lipca 1992 zmarł Francis Perrin, francuski fizyk jądrowy, syn wielkiego fizyka Jeana Perrina.

Najistotniejsze prace Francisca Perrina powstawały w latach trzydziestych. W 1932 r. wspólnie z Pierrem Augerem wysunął pewne sugestie co do składu jądra atomowego. Na słynnej Konferencji Solvayowskiej w 1933 r. wystąpił z ideą emisji pozytonów z jądra. Również skierował uwagę współczesnych na nowoczesne ujęcie procesu rozpadu β .

W 1946 r. został profesorem Collège de France. W latach 1951–70 był Wysokim Komisarzem francuskiej Komisji Energii Atomowej. Miał znaczny udział w powstawaniu CERN-u, był w 1952 r. wiceprzewodniczącym prowizorycznej Rady tej organizacji, a w latach 1955–70 delegatem Francji do Rady CERN-u. Od 1953 był członkiem paryskiej Akademii Nauk.

CERN Courier 32, No

B. W.

7 (1992)

Marta Sołtanowa (1909 – 1992)

Dnia 10 sierpnia 1992 zmarła w Warszawie mgr Marta Sołtanowa, wdowa po prof. Andrzeju Sołtanie.

Marta z Kowalewskich Sołtanowa studiowała fizykę na Uniwersytecie Warszawskim. Pracę magisterską na temat rozproszenia ramanowskiego wykonała pod kierunkiem prof. Stefana Pieńkowskiego. Po

wojnie była adiunktem Zakładu Fizyki Doświadczalnej UW i prowadziła ćwiczenia dla studentów w I pracowni fizycznej. Później pracowała w Instytucie Badań Jądrowych w grupie prof. Mariana Danysza.

Była czynnym członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego i w latach 1947–50 członkiem zarządu Oddziału Warszawskiego PTF.

KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, nazwa, instytucje organizujące, nazwisko osoby, która może udzielić bliższych informacji, Z — termin nadsyłania zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidziane wydanie materiałów, U — liczba uczestników, język (jeśli inny niż polski).

1993

15 – 28 lutego 1993, Karpacz

XXIX Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej: Fizyka Fononów. Inst. Fizyki Teoret. Uniw. Wrocław. Prof. T. Paszkiewicz, IFT UW, pl. Maksa Borną 1, 50–205 Wrocław, fax: 20 14 67, e-mail: TAPASZ@PLWRTU11.
Z: 30.1.93, P, U: 100, ang.

22 - 23 maja 1993, Ustroń-Jaszowiec

II International Introductory Course on Physics of Semiconductors. Fundacja "Pro Physica". Dr Perła Kacman, Inst. Fizyki PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel:(022)436861, fax: (022)430926, e-mail: PERLA@PLEARN
Z 15.3.93, U:50 (studenci z Czech, Litwy, Polski, Słowacji, Ukrainy, Węgier). ang.

24 - 28 maja 1993, Ustroń-Jaszowiec

XXII International School on Physics of Semiconducting Compounds. ZWC "Unipress" PAN, Inst. Fizyki PAN, Wydział Fizyki UW. Dr Andrzej Suchocki, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel:(022)436861, fax: (022)430926, e-mail: SU-CHY@PLANIF61.Bitnet
Z, A 15. 3. 93, P., U: 200, ang.

24 - 28 maja 1993, Kazimierz Dolny

XVI Międzynarodowa Warszawska Konferencja Cząstek Elementarnych. Inst. Fizyki Teoretycznej i Inst. Fizyki Doświadczalnej UW oraz Inst. Problemów Jądrowych. Dr Z. Ajduk, IFT UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel: 628 30 31 w. 226, e-mail: AJDUK@FUW.EDU.PL.
P, U: 100, ang.

24 - 28 maja 1993, Warszawa

Diffractionometry. SPIE-Polish Chapter. Prof. M. Pluta, CLO, Markowska 18, 03-742 Warszawa, tel. 18 44 05, fax 133 265

18 — 28 sierpnia 1993, Piaski

23rd Mazurian Lakes Summer School on Nuclear Physics. Inst. Problemów Jądrowych, Uniw. Warszawski, Państw. Agencja Energii Atomowej. Prof. Z. Sujkowski, IPJ, 05-400 Świerk, tel. 79 86 27, e-mail: sujkowski@plearn.bitnet
P, U:150, ang.

14 - 17 września 1993, Rydzyna

Non-Conventional Optical Imaging Elements. Inst. Fizyki Politechniki Wrocławskiej. Doc. Jerzy Nowak, IF PWr, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tlx: 712559 pwr pl lub 712254 pwr pl, fax: (071) 223664, e-mail: ADAM@PLWRTU11.

P, ang.

20–23 września 1993, Kraków

XXXII Zjazd Fizyków Polskich. Oddział Krakowski PTF.

1994

maj 1994, Warszawa

4th Int. Symposium on Systems with Fast Ionic Transport. Inst. Fizyki Politechniki Warszawskiej. Prof. W. Jakubowski, IF PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel. 49 98 31, tlx 81 33 07 pw.

16 – 20 maja 1994, Warszawa

Interferometry'94. SPIE-Polish Chapter. Prof. M. Pluta, CLO, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa.

NOWE KSIĄŻKI

- Halina Abramowicz, *Jak analizować wyniki pomiarów*, PWN, Warszawa 1992, s. 120.
- Edward Fraś, *Krystalizacja metali i stopów*, PWN, Warszawa 1992, s. 315.
- B. Hilczer, J. Małecki, *Elektrety i piezopolimery*, wyd. II zmienione, PWN, Warszawa 1992, s. 429.
- Zbigniew Kęcki, *Podstawy spektroskopii molekularnej*, wyd. III rozszerzone, PWN, Warszawa 1992, s. 336.
- Jerzy Konarski, *Teoretyczne podstawy spektroskopii molekularnej*, PWN, Warszawa 1991, s. 340.
- Jerzy Malczewski, Maciej Piekarski, *Modele procesów transportu masy, pędu i energii*, PWN, Warszawa 1992, s. 246.
- Wojciech Myszka, Ewaryst Rafajłowicz, *Latex, podręcznik użytkownika*, Wydawnictwo PLJ, Warszawa 1992, s. 207.
- Jan Petykiewicz, *Wave Optics*, PWN - Warszawa i Kluwer Academic Publishers - Boston 1992, s. 448, cena 110.000 zł
- Piotr Pierański, *Fraktale - od geometrii do sztuki*, Ośrodek Wydawnictw Naukowych, Poznań 1992, s. 86 + n.l. 7 ilustracji.
- Marya Skłodowska-Curie, *Badanie ciał promieniotwórczych*, wydanie krytyczne w 125. rocznicę urodzin Uczonej z przedmową, komentarzami i posłowiem Józefa Hurwica, PAN Wydział I, Komitet Historii Nauki i Techniki, Warszawa 1992, s. XXXI + 61+ < 18 >, cena 33.000 zł.
- G. L. Squires, *Praktyczna fizyka*, z angielskiego tłum. Włodzimierz Komar, PWN, Warszawa 1992, s. 245.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

WARUNKI PRENUMERATY

1. Wpłaty na prenumeratę są przyjmowane na okresy półroczne.
2. Cena prenumeraty krajowej na I-VI 1992 r. wynosi 36 000 zł. Prenumerata ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej.
3. Wpłaty na prenumeratę przyjmują:
 - na teren kraju — jednostki kolportażowe "Ruch" i urzędy pocztowe właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora
 - na zagranicę — Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Konto PBK, XIII Oddział Warszawa, Poland, 370044-1195-139-11
4. Dostawa zamówionej prasy następuje:
 - przez jednostki kolportażowe "Ruch" — w sposób uzgodniony z zamawiającym,
 - przez urzędy pocztowe — pocztą zwykłą na wskazany adres, w ramach opłaconej prenumeraty z wyjątkiem zlecenia dostawy na zagranicę pocztą lotniczą do odbiorcy zagranicznego, której koszt w pełni pokrywa prenumerator.
5. Terminy przyjmowania prenumeraty na kraj i zagranicę 20 stycznia — na I półrocze, do 20 maja na II półrocze.

PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF na cały rok otrzymują 20% niżki.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Zakład Kolportażu Prasy i Wydawnictw, 00-958 Warszawa, Poland. Our banker: Państwowy Bank Kredytowy, XIII Oddział Warszawa, Poland, 370044-1195-139-11.

SPIS TREŚCI

W.J. Świątecki — Porządek, chaos i dynamika jąder	507
J. Gil — Pulsary a relatywistyczne teorie grawitacji	521
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
R. Męclewski, S. Mróz, K. Wojciechowski, A. Szaynok — Profesor Jan Nikliborc — twórca Wrocławskiej Szkoły Fizyki Powierzchni Ciała Stałego	549
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
G. Marx — Jak długo trwa jedna sekunda?	565
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	575
RECENZJE	581
KRONIKA	585

CONTENTS

W.J. Świątecki — Order, chaos and nuclear dynamics	507
J. Gil — Pulsars and relativistic gravitation theories	521
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
R. Męclewski, S. Mróz, K. Wojciechowski, A. Szaynok — Professor Nikliborc — founder of the Wrocław School of Solid State Surface Physics (In memoriam)	549
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
G. Marx — How long does one second last?	565
MEETINGS AND CONFERENCES	575
REVIEWS	581
CHRONICLE	585