

PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 47
ZESZYT 3
1996

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes:	Prof. dr HENRYK SZYMCZAK
Wiceprezesa:	Prof. dr STANISŁAW K. HOFFMANN Prof. dr JÓZEF SZUDY
Sekretarz Generalny:	Prof. dr IRENEUSZ STRZAŁKOWSKI
Skarbnik:	Dr EDMUND WESOŁOWSKI
Członkowie Zarządu:	Prof. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS Mgr WANDA DOBORZYŃSKA-GŁAZEK Prof. dr JERZY NIEWODNICZAŃSKI Prof. dr TADEUSZ REWAJ Mgr KRZYSZTOF STOCKI Dr EDMUND ŚNIADEK

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*
Dr hab. MAREK KORDOS – *Delta*
Prof. dr ANDRZEJ JAMIOŁKOWSKI – *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Prof. dr ANDRZEJ MAZIEWSKI (Białystok)	Prof. dr MARIA GILLER (Łódź)
Prof. dr BRONISŁAW GRZEGORZEWSKI (Bydgoszcz)	Dr STANISŁAW CHABIK (Opole)
Dr JERZY J. WYSŁOCKI (Częstochowa)	Prof. dr ANDRZEJ WIĘCKOWSKI (Poznań)
Dr hab. LEON MURAWSKI (Gdańsk)	<i>vacat</i> (Rzeszów)
Prof. dr ZYGMUNT KLESZCZEWSKI (Gliwice)	Prof. dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)
Prof. dr JERZY WARCZEWSKI (Katowice)	Prof. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)
Dr MAREK PAJEK (Kielce)	Prof. dr ANDRZEJ BIELSKI (Toruń)
Prof. dr WOJCIECH GAWLIK (Kraków)	Prof. dr BRONISŁAW ORŁOWSKI (Warszawa)
Prof. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)	Prof. dr ZYGMUNT GALASIEWICZ (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 Warszawa, ul. Hoża 69
tel./fax 621 26 68
adres elektroniczny: ptf@fuw.edu.pl

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 47, ZESZYT 3
1996

Zeszyt dofinansowany
przez Komitet Badań Naukowych

Wydano pod patronatem
Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego

Warszawa 1996

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji: Krzysztof Burzyński, Tomasz Dietl, Mirosław Łukaszewski,
Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji: ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa
adres elektroniczny: postepy@fuw.edu.pl

Korespondenci Oddziałów PTF:

Dr Maciej Horowski (Białystok)
Dr Wanda Ciurzyńska (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Dr Janusz Frąckowiak (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Jacek Bieroń (Kraków)
Mgr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Prof. dr Leszek Wojtczak (Łódź)
Prof. dr Andrzej Graja (Poznań)
Mgr Danuta Ficek (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)
Dr hab. Bernard Jancewicz (Wrocław)

Ludwik Dobrzyński

*Filia Uniwersytetu Warszawskiego w Białymstoku
Białystok*

Wnioskowanie bayesowskie i metoda maksymalnej entropii w naukach przyrodniczych

**Bayesian reasoning and the maximum entropy method
in natural sciences**

Abstract: Maximum entropy method and its applications are reviewed. The text can be treated as an introduction to what is nowadays a very important methodology of data handling.

1. Wnioskowanie bayesowskie

„Decyzja była mądra, choćby doprowadziła do straszliwych konsekwencji, jeśli zespół danych, jakie posiadaliśmy wskazywał, że była to decyzja najlepsza z możliwych; podobnie, decyzja była głupia, nawet jeśli doprowadziła do najszcześniejszych wyników, jeśli było rzeczą nierozsądną ich oczekiwanie.”

(Herodot, ok. 500 r. p.n.e.)

Jedną z podstawowych chęci, którymi rządzi się tzw. „mądry człowiek” jest podejmowanie decyzji optymalnych, biorących pod uwagę wszystkie znane i istotne dla sprawy okoliczności, a nie zawierających założeń, które wymagają posiadania innych informacji niż te, które w istocie się posiada. Aby jednak tego dokonać, należy w jakiś sposób opisać prawdopodobieństwo pojawienia się pewnych zdarzeń i ich konsekwencji, co oznacza, że należy wprowadzić pewne liczby określające prawdopodobieństwa tych zdarzeń. Nie jest to jednak trywialny problem, co można zauważyć na najprostszym przykładzie zagadnienia typu: wyznaczenie prawdopodobieństwa wyrzucenia dwóch „orłów” w czterech

rzutach monetą. Wykonanie takich obliczeń wymaga, aby na początku mieć podstawy do stwierdzenia, że np. wyrzucenie „orła” ma prawdopodobieństwo $1/2$ w każdym rzucie. Jednakże, na jakiej to podstawie opieramy to przekonanie? A jeśli jest ono podważane, to w jaki sposób je obronić? Jak widać, musimy wypracować sobie sposób tworzenia pewnych założeń wstępnych. Postać zasady formalnej nadał temu zagadnieniu Johann Bernoulli w 1713 r. Zasada ta, niefortunnie (ze względów psychologicznych) nazwana „zasadą niewystarczającego powodu” (principle of insufficient reason), została później nazwana przez Keynesa (1921) „zasadą neutralności” (principle of indifference), a w istocie rzeczy chodzi tu jedynie o pewną zasadę zgodności w rozumowaniu.

Istotę zasady Bernoulliego można opisać następująco:

- (1) stwierdzamy, że przypisanie prawdopodobieństw zdarzeniom jest sposobem opisanego pewnego stanu wiedzy;
- (2) jeśli posiadana wiedza nie dostarcza powodu, aby uznać propozycję A_1 ani mniej ani bardziej prawdopodobną od propozycji A_2 , wówczas jedynym uczciwym sposobem na opis naszego stanu wiedzy jest przypisanie obu propozycjom równych prawdopodobieństw, tj. $p_1 = p_2$. Każde inne postępowanie byłoby niepoprawne, jako że przez zwykłą zamianę wskaźników 1 i 2 generowalibyśmy nowy problem, w którym przy tym samym stanie wiedzy, przypisywalibyśmy zdarzeniom różne prawdopodobieństwa;
- (3) rozszerzając to rozumowanie otrzymujemy regułę

$$p(A) = M/N, \quad (1.1)$$

gdzie M – liczba przypadków odpowiadających A , a N – całkowita liczba równie możliwych przypadków.

Reguła ta stała się podstawową definicją prawdopodobieństwa na następne 150 lat. Jej zasadniczą wadą jest jednak fakt, iż tylko w wymyślonych przez nas samych grach losowych znamy wszystkie prawdopodobieństwa. W życiu nie znamy „wszystkich równie możliwych przypadków”, z czego Bernoulli zdawał sobie doskonale sprawę. Dlatego też sądził, że jeśli nie możemy obliczyć prawdopodobieństw na podstawie wzoru $p = M/N$, to czasem możemy je jednak oszacować postępując odwrotnie, tj. obserwując częstość występowania zdarzeń w wielu przypadkach (losowaniach). I tak, jeśli w danym eksperymencie możemy przypisać sukcesowi pewne prawdopodobieństwo p , takie samo w każdym kolejnym powtórzeniu eksperymentu, to jak pokazał Bernoulli, prawdopodobieństwo m sukcesów w n eksperymentach opisane jest rozkładem dwumianowym

$$P(m|n, p) = \binom{n}{m} p^m (1-p)^{n-m}. \quad (1.2)$$

Bernoulli pokazał dalej, że gdy n zmierza do nieskończoności, częstości $f = m/n$ sukcesów zmierzają do prawdopodobieństwa p w tym sensie, że dla wszystkich $\epsilon > 0$

$$P(p - \epsilon < f < p + \epsilon | p, n) \rightarrow 1. \quad (1.3)$$

Bernoulli jednak nie pokazał, jak duże musi być n , aby uzyskać wynik z zadaną dokładnością. Odpowiedź znalazł dopiero Laplace, który pokazał, że gdy n rośnie, f można rozpatrywać jako zmienną ciągłą i wówczas prawdopodobieństwo, że $f < M/N < f + df$, zmierza do rozkładu gaussowskiego:

$$P(df | n, p) \propto [n/2\pi(1-p)]^{1/2} \exp[-n(f-p)^2/2p(1-p)] df. \quad (1.4)$$

Powyższe twierdzenie graniczne zależy w zasadniczy sposób od założenia o niezależności kolejnych prób (eksperymentów). Jakakolwiek korelacja pomiędzy dwiema próbami spowoduje, że wynik (1.4) nie będzie słuszny. Podkreślmy, że wyniki (1.1)–(1.4) dotyczą sytuacji, w której stan wiedzy pozwala na określenie obu liczb: N i M . Natomiast to, nad czym Bernoulli się głowił, dotyczyło faktu, iż populacja przypadków, N , nie tylko nie jest znana, ale wręcz jej istnienie jest przedmiotem spekulacji.

Dotykamy w ten sposób problemu inwersji. Na przykład rozkład dwumianowy (1.2) mówi nam o prawdopodobieństwie m jeśli znamy (M, N, n) . Czy możemy zagadnienie odwrócić i znaleźć wzór na M jeśli będziemy znali (m, N, n) ? Jest to problem prawdopodobieństw odwrotnych. W przypadku rozkładu dwumianowego odpowiedzi dostarczył Thomas Bayes (1763), który stwierdził, że jeśli mamy dane (m, n) , to prawdopodobieństwo, że stosunek M/N leży w przedziale $p < M/N < p + dp$ wynosi

$$P(dp | m, n) = [(n+1)!/m!(n-m)!] p^m (1-p)^{n-m} dp. \quad (1.5)$$

Rozkład ten nazywamy dziś rozkładem beta. Na przykład jeśli w $n = 1000$ próbach mamy $m = 667$ sukcesów, na tej podstawie możemy powiedzieć, iż z prawdopodobieństwem 99% p leży w przedziale (0.667 ± 0.038) . Dla dużych wartości n (1.5) dąży do (1.4) z zamianą f na p .

Prawdopodobieństwa odwrotne opisał Laplace w 1774 r. w znacznie ogólniejszy sposób. Niech E oznacza pewne obserwowane zdarzenie, a $\{C_1 \dots C_N\}$ będzie zbiorem jego możliwych przyczyn. Przypuśćmy, że znaleźliśmy, na podstawie pewnego modelu, „rozkład próbkujący” (sampling distribution) lub „bezpośrednie” prawdopodobieństwa wystąpienia każdego zdarzenia, tj. $P(E|C_i)$, $i = 1, \dots, N$. Wówczas, zgodnie z Laplacedem, przyczyny wystąpienia obserwowanego zdarzenia E opisane są prawdopodobieństwami proporcjonalnymi do $P(E|C_i)$. A więc, jeśli

mamy jednorodny rozkład początkowych (apriorycznych) prawdopodobieństw, to prawdopodobieństwa aposterioryczne przyczyn C_i wynoszą

$$P(C_i|E) = \left[\sum_{j=1}^N P(E|C_j) \right]^{-1} P(E|C_i). \quad (1.6)$$

Wyrażenie to stanowi istotne uogólnienie wyników Bernoulliego i Bayesa, (1.2) i (1.5). Jeśli zdarzenie E polega na znalezieniu m sukcesów w n próbach, a przyczyny C_i odpowiadają możliwym wartościom M w modelu Bernoulliego, wówczas $P(E|C_i)$ jest rozkładem dwumianowym (1.2), a w granicy N dążącego do nieskończoności (1.6) przechodzi w wynik Bayesa (1.5).

W dalszym ciągu Laplace uogólnił (1.6) zauważając, że jeśli początkowo zdarzenia C_i nie są równie prawdopodobne, ale znane są z pewnymi apriorycznymi prawdopodobieństwami $P(C_i|I)$, gdzie I jest naszą aprioryczną informacją, wówczas wyrazy w (1.6) powinny występować z wagami $P(C_i|I)$, tj.

$$P(C_i|E, I) = P(E|C_i)P(C_i|I) / \sum_j P(E|C_j)P(C_j|I). \quad (1.7)$$

Ten wynik Laplace'a nosi w literaturze nazwę „twierdzenia Bayesa”. Chociaż sam Laplace otrzymał ten wynik na drodze bardziej intuicyjnej niż poprawnej matematycznie, wiemy dziś, że wynik ten jest całkowicie poprawny i stanowi jedyne rozwiązanie problemu odwrotnego.

Zauważmy istotną własność zależności (1.7). Reprezentuje ona mianowicie „uczenie się przez doświadczenie”: aprioryczne prawdopodobieństwo $P(C|I)$ zmienia się na aposterioryczne $P(C|E, I)$ w wyniku otrzymania kolejnego świadectwa E . Ten sposób myślenia odrzuca jednakże koncepcję, iż prawdopodobieństwo oznacza tylko „częstość występowania zdarzeń w niezależnych eksperymentach”, opiera się natomiast na idei, iż prawdopodobieństwo jest w istocie pewnym stanem wiedzy. Po co utożsamiać dobrze sprecyzowane znaczenie „częstości” z „prawdopodobieństwem”? Zarówno Bernoulli, jak i Laplace jednoznacznie różniali te dwa pojęcia.

Podsumujmy: znając zasady gry losowej możemy, posługując się logiką dedukcyjną, obliczyć szanse wygrania (np. wyrzucenia 3 „orłów” w 5 rzutach). Natomiast problem typu: co możemy powiedzieć o monecie, jeśli w pięciu rzutach wyrzuciliśmy trzy razy „orły”? jest problemem odwrotnym i wymaga rozumowania indukcyjnego. Posługując się tym rozumowaniem chcemy na podstawie obserwacji wyników gry losowej odgadnąć reguły tej gry, podobnie jak przez rozpraszanie protonów na jądrach

chcemy określić prawo rządzące tym rozpraszaniem. Jak wszystkie problemy w logice indukcyjnej, tak i ten nie ma ścisłej odpowiedzi. Możemy mieć tylko nadzieję na podanie odpowiedzi „najlepszej”, opartej na obserwacji i na każdej innej apriorycznej informacji, jakie są w naszym posiadaniu. Włączenie takiej informacji do zwykłego rachunku prawdopodobieństwa, opartego o koncepcję prawdopodobieństwa jako pewnej częstości występowania zdarzeń, jest w zasadzie niemożliwe. Z drugiej strony, postępując w ten sposób zastrzegamy sobie prawo do zrewidowania naszego stanowiska w miarę otrzymywania nowych informacji. W gruncie rzeczy jest to zmatematyzowaniem zacytowanego na wstępie rozumowania Herodota. Twierdzenie Laplace'a-Bayesa stanowi pomost pomiędzy logiką indukcyjną, którą chcemy się posługiwać, a logiką dedukcyjną, której reguły użycia dobrze znamy.

Prawdziwy przełom w posługiwaniu się twierdzeniem Bayesa nastąpił w 1946 r., kiedy R.T. Cox, korzystając z wcześniejszych prac Sir Harolda Jeffreysa (1939), postawił otwarcie pytanie, czy można skonstruować spójny zespół reguł, które pozwalałyby na posługiwanie się rozumowaniem indukcyjnym, a nie dedukcyjnym. Aby to zrobić, należy skwantyfikować w jakiś sposób stopnie wiarygodności, zgodne z naszymi wyobrażeniami i wiedzą, stopnie te nazwać właśnie „prawdopodobieństwami” i następnie podać podstawowe reguły operowania nimi.

Przypuśćmy, że mamy pewien zestaw możliwych zdarzeń. Na przykład: (a) jutro będzie padał śnieg; (b) przyczyną śmierci Stalina było otrucie; (c) prawdopodobieństwo, że Ala ma kota jest dwukrotnie mniejsze niż to, że Ala ma psa. Najmniejszym do wyobrażenia żądaniem, aby ustawić naszą względną wiarę w powyższe stwierdzenia w jakiś spójny sposób, jest ustawienie ich wg relacji przechodności, tj. jeśli wierzymy w wydarzenie (a) bardziej niż w wydarzenie (b), a w wydarzenie (b) bardziej niż w wydarzenie (c), to obowiązkowo musimy bardziej wierzyć w wydarzenie (a) niż w wydarzenie (c). Cox dodał dwie reguły, gwarantujące logiczne, spójne rozumowanie:

- (1) Jeśli określiliśmy nasz stopień wiary w zdarzenie A , a następnie w zdarzenie B pod warunkiem, że zaszło zdarzenie A , zdefiniowaliśmy w pośredni sposób na ile wierzymy, iż oba zdarzenia A i B mogą zachodzić jednocześnie (oba zdarzenia są „prawdziwe”);
- (2) Jeśli określiliśmy, jak bardzo wierzymy, iż A jest prawdziwe, wówczas w pośredni sposób określiliśmy również, jak bardzo wierzymy w to, że A jest fałszywe.

Jeśli oznaczyć różne propozycje (zdarzenia) przez A, B, \dots oraz $AB \equiv$ „zarówno A jak i B prawdziwe”, $\bar{A} \equiv$ „ A jest fałszywe”, $p(A|B) \equiv$ prawdopodobieństwo, że A jest prawdziwe pod warunkiem, że B jest prawdziwe, to spójne reguły Coxa sprowadzają się do stwierdzenia, iż przyjęte wstępnie liczby opisujące sto-

pień naszej wiary w wydarzenia transformują się w inne, dodatnie i rzeczywiste liczby, które podlegają znanym nam regułom na iloczyn i sumę prawdopodobieństw

$$p(AB|I) = p(A|BI)p(B|I) , \quad (1.8)$$

$$p(A|I) + p(\bar{A}|I) = 1 , \quad (1.9)$$

gdzie I oznacza pewną informację wstępną. Na przykład, hipotezę „będzie padało” opieramy na informacji wstępnej, że się ściemniło w środku dnia. Twierdzenie Bayesa, które możemy zapisać w postaci

$$P(A|B, I) = P(B|A, I)P(A|I)/P(B|I) , \quad (1.10)$$

stanowi jeden z wniosków wynikających z powyższych reguł rachunku prawdopodobieństwa.

Jak pokazał Cox, naruszenie tych reguł musi prowadzić do braku spójności, tj. dwie różne metody obliczeń będą dawały różne wyniki. Równania (1.8) i (1.9) są jednakże podstawowymi równaniami w rachunku prawdopodobieństwa. Cox dowiódł więc, iż każda metoda wnioskowania, w której wiarygodność mierzona jest pewnymi liczbami rzeczywistymi jest albo równoważna laplace'owskiej, albo niespójna.

Zilustrujemy ponownie na przykładzie rzutu monetą dlaczego twierdzenie Bayesa ma takie znaczenie. Wyobraźmy sobie, że na n rzutów otrzymaliśmy r „orłów”. Czy nasza moneta jest dobra w tym sensie, że prawdopodobieństwo wyrzucenia „orła” jest takie samo jak wyrzucenia „reszki”? Niech więc prawdopodobieństwo wyrzucenia „orła” będzie H , przy czym $H = 0$ oznacza, iż moneta ma z obu stron „reszkę”, a $H = 1$, iż ma z obu stron „orła”. Wszystkie wartości pośrednie opisują pewne stopnie sfałszowania monety, chyba że $H = 1/2$. Aby odpowiedzieć na postawione pytanie, musimy określić naszą wiarę, że dla danego zestawu danych wartość H znajduje się w pewnym przedziale pomiędzy h i $h+dh$, gdzie h może przyjmować wartości pomiędzy 0 i 1. Korzystając z rozkładu prawdopodobieństwa dla H możemy napisać, iż

$$\lim_{dh \rightarrow 0} P(h \leq H \leq h + dh | \{\text{dane}\}) = P(H | \{\text{dane}\}) dh . \quad (1.11)$$

Tak więc $P(H | \{\text{dane}\})$, aposterioryczny rozkład prawdopodobieństwa (ściślej – gęstości prawdopodobieństwa), ma opisywać stan naszej wiedzy o fałszywości monety, wynikły z otrzymanych danych doświadczalnych. Wartość h , dla której prawdopodobieństwo to osiąga maksimum jest najlepszą estymatą wielkości H , a szerokość rozkładu wokół maksimum opisuje nam stopień pewności tej estymaty.

Gdy rozkład jest wąski, mamy dużą pewność co do prawidłowości naszej oceny. Gdy jest szeroki, nie jesteśmy jej zbyt pewni.

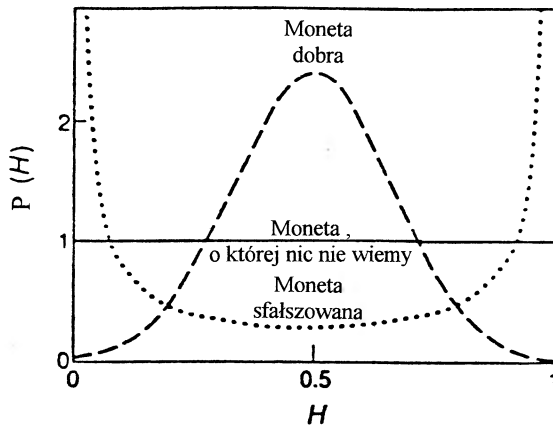
Aby wyznaczyć $P(H|\{\text{dane}\})$ powinniśmy skorzystać z twierdzenia Bayesa

$$P(H|\{\text{dane}\}) \propto P(\{\text{dane}\}|H)P(H), \quad (1.12)$$

które wiąże prawdopodobieństwo aposterioryczne z dwoma innymi rozkładami prawdopodobieństwa. Jeden z nich można „obliczyć” na podstawie naszych danych, a drugi należy „zgodnąć”.

Rozkład prawdopodobieństwa $P(H = h)$, lub po prostu $P(H)$, zdefiniowany dla $0 \leq h \leq 1$ reprezentuje stan naszej wiedzy o wartości H przed eksperymentem. Z tego względu nazywany jest rozkładem apriorycznego prawdopodobieństwa. Jeśli w naszym przykładzie z rzutem monetą nic nie wiemy o tej monecie, rozkład taki będzie jednorodny: $P(H) = \text{const} = 1$ dla wszystkich wartości h pomiędzy 0 i 1, co wskazuje, że *a priori* wszystkie wartości H są równie prawdopodobne. Jeśli jednak mamy już wcześniej informację, np. z innego eksperymentu, będzie ona zawarta w niejednorodnym rozkładzie apriorycznym $P(H)$. (Tak naprawdę, to wykorzystujemy twierdzenie Bayesa w postaci $P(H|\{\text{dane}\}, I) \propto P(\{\text{dane}\}|H, I)P(H|I)$, gdzie I oznacza wszelkie informacje jakie posiadamy lub poczynione założenia.) I tak, w przypadku rzutu monetą możemy założyć bądź całkowitą nieznaną monety, co da nam jednorodny rozkład $P(H|I)$, albo np. rozkład, z którego wynika, że nasza moneta ma wybite z obu stron albo „orły” albo „reszki”, wreszcie możemy przyjąć, iż najprawdopodobniej moneta jest dobra, choć brak pewności odzwierciedlimy w przyjęciu pewnej szerokości rozkładu wokół wartości $H = 0.5$ (patrz rys. 1). Mając wyspecyfikowane rozkłady aprioryczne, zobaczymy jak będzie wyglądało wnioskowanie bayesowskie przy wykorzystaniu wyników eksperymentu z rzutami monetą.

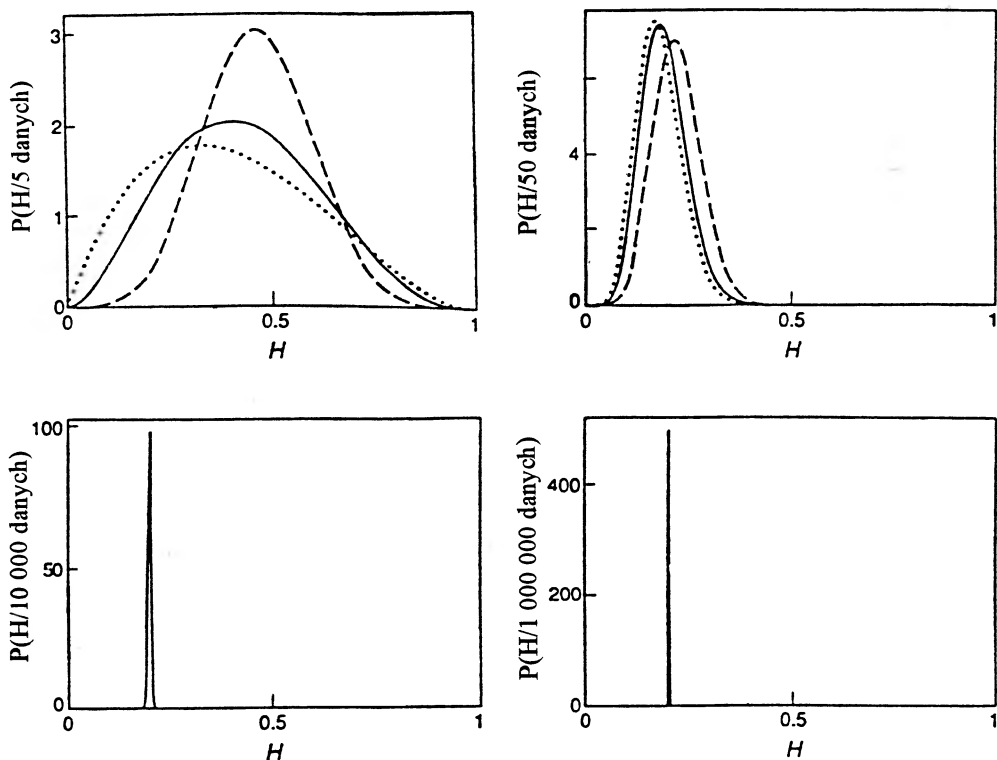
Rozkład prawdopodobieństwa $P(\{\text{dane}\}|H)$ można obliczyć, gdyż wymaga on posłużenia się logiką dedukcyjną i nosi on nazwę funkcji wiarygodności (likelihood function), która mówi nam jakie jest prawdopodobieństwo otrzymania naszego zestawu danych przy zadanej wartości H . W przypadku rzutu monetą jest to po prostu rozkład dwumianowy, o którym mówiliśmy wyżej. Mnożąc go przez $P(H)$ otrzymujemy aposterioryczny rozkład prawdopodobieństwa $P(H|\{\text{dane}\})$. Symulacja tego typu postępowania pokazana jest na rys. 2. W tym celu generujemy rzuty monetą używając generatora liczb losowych. W naszym konkretnym przypadku przyjęliśmy, że moneta opisana jest przez $H = 0.2$. Jak wynika z rysunku, w miarę zwiększania liczby rzutów otrzymywany aposterioryczny rozkład prawdopodobieństwa coraz bardziej przekonuje nas, iż właściwa dla monety wartość H wynosi 0.2 (szerokość rozkładu wokół $H = 0.2$ systematycznie maleje), a nasz pierwotny stan wiedzy staje się coraz mniej istotny.



Rys. 1. Trzy aprioryczne rozkłady prawdopodobieństwa wielkości H opisującej stopień „uprzedzenia” monety. $H = 0.5$ oznacza brak uprzedzenia, tj. takie samo prawdopodobieństwo wyrzucenia awersu jak i rewersu.

Podkreślmy jeszcze raz, iż ten sposób postępowania jest naturalnym procesem uczenia się przez doświadczenie. Aprioryczny rozkład prawdopodobieństwa opisuje stan naszej wiedzy przed eksperymentem, naszą wiedzę lub niewiedzę o „hipotezie” H („modelu”). Ten stan wiedzy ulega modyfikacji przez funkcję wiarygodności $P(\{\text{dane}\} | \text{„hipoteza”}, I)$, która opisuje stan naszej wiedzy o „hipotezie” po otrzymaniu nowych danych. Końcowy wniosek zaś, dotyczący interesującej nas wielkości, zależy nie tylko od wyniku tego eksperymentu, ale też i od tego, co wiedzieliśmy, albo założyliśmy *a priori*! Jeśli dane są dokładne i czułe na mierzoną wielkość, rozkład opisany funkcją wiarygodności będzie ostry i będzie dominował w rozkładzie aposteriorycznym. Bez względu na początkowy stan naszej wiedzy będzie on dawał nam ten sam wniosek. Jeśli jednak dane nie są ściśle, wówczas rozkład aposterioryczny będzie w zasadniczym stopniu zależał od naszej początkowej wiedzy, a wniosek końcowy nie będzie wiele odbiegał od tego, co wiedzieliśmy przed eksperymentem.

Podobnie jak drugie prawo Newtona w mechanice, twierdzenie Bayesa jest podstawowe w teorii logicznego i spójnego wnioskowania indukcyjnego. Różne znane nam sprawdziany statystyczne wynikają z tego twierdzenia w niemal naturalny sposób w zależności od przyjętych założeń dotyczących: (i) informacji wstępnej I , która może nawet określić, co rozumiemy przez „hipotezę”, (ii) apriorycznego rozkładu prawdopodobieństwa $P(\{\text{„hipoteza”}\} | I)$, (iii) natury doświadczenia opisanej poprzez funkcję wiarygodności $P(\{\text{dane}\} | \text{„hipoteza”}, I)$.



Rys. 2. Rozwój prawdopodobieństw aposteriorycznych w miarę gromadzenia danych dla monety o $H = 0.2$ i prawdopodobieństwach apriorycznych z rys. 1.

2. Marginalizacja

Inną konsekwencją praw składania i mnożenia prawdopodobieństw, (1.8) i (1.9), jest możliwość tzw. marginalizacji, tj. obliczenia prawdopodobieństwa wystąpienia zdarzenia A bez względu na wystąpienie zdarzeń B , co zapisujemy w postaci

$$p(A|I) = \int P(AB|I)dB. \quad (2.1)$$

Wynik takiego całkowania po parametrach zbędnych (nuisance parameters) nazywany jest marginalnym prawdopodobieństwem aposteriorycznym. Choć całkowanie to może wydawać się na pierwszy rzut oka nieco dziwne, wynika ono w gruncie rzeczy bezpośrednio z reguły sumowania (1.9): prawdopodobieństwo, że zajdzie jedno z wzajemnie wykluczających się zdarzeń jest sumą ich prawdopodobieństw. Załóżmy np., że B jest zmienną dyskretną przyjmującą wartości

$\{B_1, \dots, B_n\}$. Przypuśćmy dalej, że w momencie wykonywania pomiarów otrzymano tylko jedną z tych wartości, ale nie wiemy którą. Posługując się znakiem sumy na oznaczenie operacji logicznej „lub” możemy napisać

$$\begin{aligned} P(A, B_1 + \sum_{i=2}^n B_i | D, I) &= \\ &= P(A, B_1 | D, I) + P(A, \sum_{i=2}^n B_i | D, I) \left[1 - P(A, B_1 | \sum_{i=2}^n B_i, D, I) \right], \end{aligned} \quad (2.2)$$

gdzie literą A oznaczyliśmy interesujące nas zdarzenie (parametr), a literą D oznaczyliśmy zestaw otrzymanych w doświadczeniu danych. Ponieważ jednak założyliśmy, że tylko jedna z wartości $\{B\}$ została otrzymana, ostatni wyraz w nawiasie kwadratowym musi być równy zero. Mamy więc

$$P(A, B_1 + \sum_{i=2}^n B_i | D, I) = P(A, B_1 | D, I) + P(A, \sum_{i=2}^n B_i | D, I). \quad (2.3)$$

Wielokrotne powtórzenie tej operacji prowadzi do prostego związku

$$P(A, \sum_{i=1}^n B_i | D, I) = \sum_{i=1}^n P(A, B_i | D, I). \quad (2.4)$$

Gdy zmienna B jest zmienną ciągłą, powyższa suma przechodzi w całkę

$$P(A | D, I) = \int P(A, B | D, I) dB. \quad (2.5)$$

Wyrażenie z lewej strony tego równania nazywamy gęstością marginalnego prawdopodobieństwa aposteriorycznego wielkości A . Wyrażenie to uwzględnia wszelkie możliwe wartości B , bez względu na to, które z nich mogą być istotne dla danego doświadczenia.

Wykorzystanie możliwości marginalizacji prześledzimy na przykładzie eksperymentu, w którym chcemy zweryfikować hipotezę H , iż mierzony szereg czasowy, np. zmiana liczby plam na Słońcu w funkcji czasu, zawiera zmianę periodyczną z częstością ω . Nasz model będzie miał postać

$$f(t) = B_1 \cos(\omega t) + B_2 \sin(\omega t). \quad (2.6)$$

Same wyniki, otrzymane w dyskretnych chwilach czasu t_i oznaczymy przez d_i . Chęć opisanie ich modelem (2.6) oznacza, iż zakładamy, że

$$d_i = f(t_i) + e_i, \quad (1 \leq i \leq N), \quad (2.7)$$

gdzie liczby e_i oznaczają szum (błędy pomiarowe), co do którego założymy, że jest przypadkowy („biały”) i opisany wariancją σ . Nawiązując do naszych wcześniejszych rozważań, przestrzeń hipotez (modeli) oznacza wprowadzanie różnych funkcji $f(t)$.

Jak wiemy, funkcja wiarygodności opisująca zgodność modelu z wynikami jest

$$L \propto \sigma^{-N} \exp\left(-\frac{1}{2}\chi^2\right) = \sigma^{-N} \exp\left\{-\frac{1}{2\sigma^2} \sum_{i=1}^N [d_i - f(t_i)]^2\right\}. \quad (2.8)$$

W jaki sposób dojść do statystyki χ^2 jeszcze powiemy przy innej okazji. Dla naszego konkretnego modelu możemy napisać teraz, iż

$$L(B_1, B_2, \omega, \sigma) \propto \sigma^{-N} \exp(-NQ/2\sigma^2). \quad (2.9)$$

Przyjmując, iż średnia wartość d_i równa jest zeru, mamy

$$Q \equiv \overline{d^2} - 2[B_1 R(\omega) + B_2 I(\omega)]/N + (B_1^2 + B_2^2)/2, \quad (2.10)$$

$$R(\omega) = \sum_{i=1}^N d_i \cos(\omega t_i), \quad (2.11)$$

$$I(\omega) = \sum_{i=1}^N d_i \sin(\omega t_i), \quad (2.12)$$

$$\overline{d^2} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N d_i^2. \quad (2.13)$$

Aby otrzymać powyższe wyrażenia uprościliśmy człon kwadratowy

$$\sum_{i=1}^N f(t_i)^2 = B_1^2 \sum_{i=1}^N \cos^2(\omega t_i) + B_2^2 \sum_{i=1}^N \sin^2(\omega t_i) + 2B_1 B_2 \sum_{i=1}^N \cos(\omega t_i) \sin(\omega t_i).$$

Człon ten dla dużych N (jeśli tylko ωt_N nie jest znacznie mniejsze od jedności) wynosi w przybliżeniu $N(B_1^2 + B_2^2)/2$, gdyż pierwsza i druga suma w granicy dużych N dąży do $N/2$, trzecia zaś jest znacznie mniejsza od $N/2$, a jeśli uznamy, iż w naszym zdyskretyzowanym przypadku funkcje sinus i cosinus są ortogonalne względem siebie, będzie wręcz równa zeru.

Zauważmy, że w zasadzie parametr σ – wariancja szumu – może być dla nas parametrem nieznanym. Eliminując nieistotne parametry amplitud, tj. całkując naszą funkcję wiarygodności po całej przestrzeni B_1 i B_2 (oznacza to tyle, że nie wiedząc nic o wartościach tych parametrów założyliśmy, że każda z tych wielkości

jest równie wiarygodna, tak więc aposterioryczne prawdopodobieństwo jest z dokładnością do czynnika równe (2.9)), otrzymamy łączną wiarygodność ze względu na parametry ω i σ

$$L(\omega, \sigma) \propto \sigma^{-N+2} \exp \left\{ -N \left[\overline{d^2} - 2C(\omega)/N \right] / 2\sigma^2 \right\}. \quad (2.14)$$

Funkcja $C(\omega)$ znana jest pod nazwą periodogramu Schustera (albo częścię widma mocy (power spectrum))

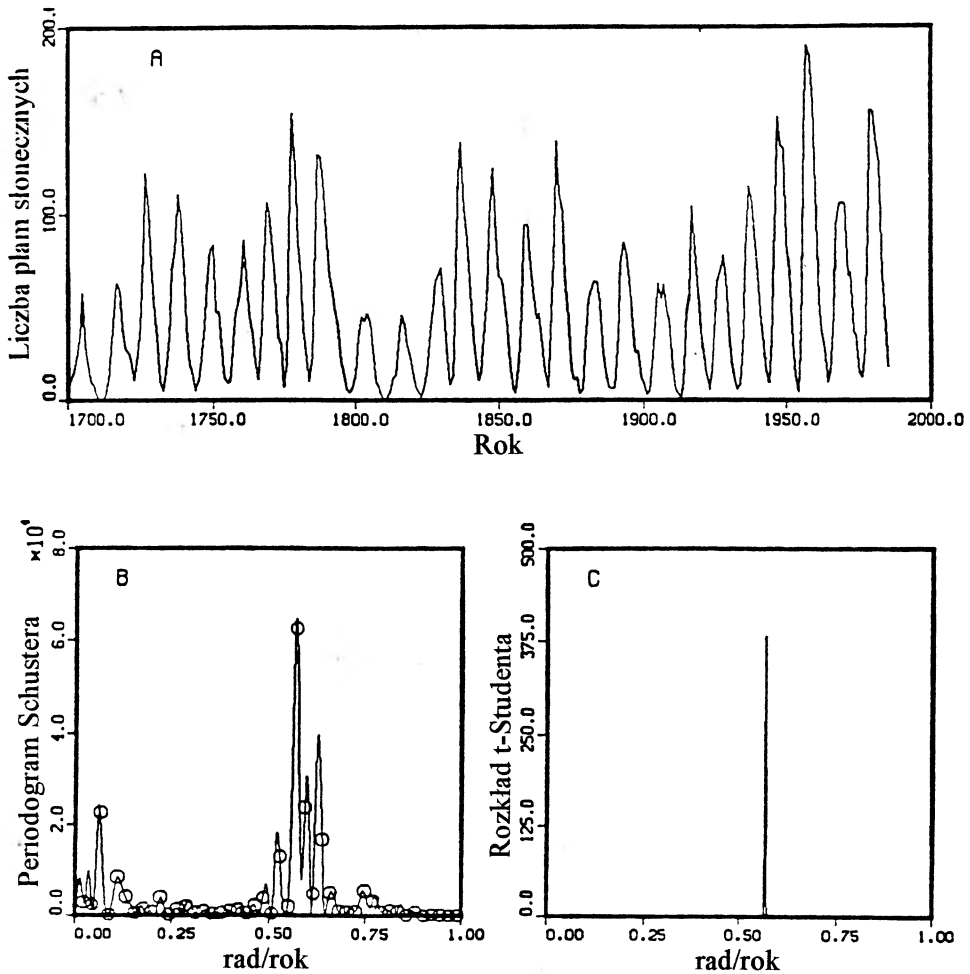
$$C(\omega) = [R(\omega)^2 + I(\omega)^2]/N = \frac{1}{N} \left| \sum_{j=1}^N d_j e^{i\omega t_j} \right|^2. \quad (2.15)$$

Jeśli znamy wielkość σ , powyższe wyrażenie wyznacza aposterioryczne prawdopodobieństwo, iż obserwowany szereg czasowy zawiera tylko jedną częstotliwość harmoniczną, a maksimum tego prawdopodobieństwa podaje wartość najlepszej estymaty tej częstotliwości. Jeśli jednak nie znamy wartości σ , należy procedurę marginalizacji wykonać w stosunku do tego parametru, i wówczas nasze aposterioryczne prawdopodobieństwo przyjmuje postać rozkładu t Studenta

$$P(\omega|D, I) \propto \left[1 - \frac{2C(\omega)}{\overline{d^2}} \right]^{(2-N)/2}. \quad (2.16)$$

Z powyższych rozważań wypływają natychmiast dwa ważne wnioski. Pierwszy mówi dlaczego w przypadku zaszumionych danych transformata fourierowska (widmo mocy) wykazuje maksimum przy odpowiedniej częstotliwości: jest ona po prostu bezpośrednio związana z prawdopodobieństwem wystąpienia pojedynczej częstotliwości harmonicznego, zaś maksimum periodogramu oznacza „najlepszą” estymatę częstotliwości, którą możemy wyznaczyć, gdy nie mamy żadnych dodatkowych o niej informacji. Jednak, aby widmo mocy dawało prawidłowy wynik, muszą być spełnione następujące warunki: 1) liczba N danych musi być wystarczająco duża, 2) dane nie mogą zawierać składowej stałej, 3) dane nie mogą zawierać składowej o niskiej częstotliwości, 4) dane mogą zawierać tylko jedną częstotliwość, 5) częstotliwość ta musi być stacjonarna, tj. jej amplituda i faza muszą być wielkościami stałymi, 6) szum musi być szumem „białym”. Jeśli którykolwiek z tych warunków jest naruszony, prosta transformata Fouriera może prowadzić do błędnych wyników, i to nie dlatego, że sama transformata jest błędna, ale że daje odpowiedź na błędnie postawione pytanie: taka transformata interpretuje dane w ramach modelu pojedynczej częstotliwości!

Ilustracją problemów związanych z interpretacją „fourierowską” i „bayesowską” szeregu czasowego może być rys. 3, który przedstawia zgromadzone przez



Rys. 3. (A) Względna liczba plam na Słońcu obserwowana od roku 1700; (B) Periodyczność zmian wykazywana poprzez „widmo mocy”; (C) Periodyczność „wizualizowana” przez analizę bayesowską.

Wolfa dane dotyczące liczby plam na Słońcu, obserwowanych od 1700 r. i interpretację tych wyników przy wykorzystaniu periodogramu Schustera i rozkładu t Studenta. Jak można zauważyć, w obu przypadkach otrzymujemy wyraźne wskazanie na okresowość 11 lat, jednakże w przypadku rozkładu Studenta widać, iż nie tylko częstotści inne niż odpowiadająca 11-tu latom są o wiele rzędów wielkości mniej prawdopodobne, ale także i dokładność wyznaczenia okresu, mierzona szerokością odpowiedniego maksimum, jest bez porównania lepsza. Ta ostatnia cecha wynika z faktu, iż o ile zdolność rozdzielcza periodogramu Schustera za-

leży tylko od liczby N , w przypadku rozkładu t Studenta jego szerokość zależy w znaczący sposób także od stosunku sygnału do szumu, co, intuicyjnie, istotnie powinno zachodzić.

3. Wybór modelu

Opisane wyżej własności analizy bayesowskiej stwarzają możliwość obiektywnego, tj. skwantyfikowanego opisu słuszności modelu. Wyobraźmy sobie mianowicie, że panowie A i B mają teorie wyjaśniające te same dane doświadczalne. Teoria B różni się od teorii A tym, że posiada jakiś parametr dopasowania λ . Którą z tych dwóch teorii wybierzemy w świetle danych doświadczalnych D ?

Jest rzeczą oczywistą, że aby odpowiedzieć na powyższe pytanie należy w pierw obliczyć prawdopodobieństwa słuszności każdej z tych teorii oddzielnie, a następnie obliczyć wartość stosunku tych prawdopodobieństw. Zrozumiałe, że jeśli $P(A|D)/P(B|D)$ jest znacznie większe od jedności, wybierzemy teorię A . Jeśli wartość ta będzie znacznie mniejsza od jedności – teorię B , a jeśli stosunek prawdopodobieństw będzie bliski jedności powiemy, że obie teorie są w świetle uzyskanych wyników równie prawdopodobne. Korzystając teraz z twierdzenia Bayesa możemy napisać

$$\frac{P(A|D)}{P(B|D)} = \frac{P(A)}{P(B)} \frac{P(D|A)}{P(D|B)}. \quad (3.1)$$

Teoria prawdopodobieństwa mówi więc, że aby odpowiedzieć na postawione wyżej pytanie należy nie tylko popatrzeć na wyniki doświadczenia, ale także i nasze wstępne preferencje dotyczące obu modeli (opuściliśmy symbol I we wszystkich powyższych prawdopodobieństwach). W szczególności możemy ich nie mieć i wtedy stosunek $P(A)/P(B) = 1$. Jeśli teraz popatrzymy na pozostałe wyrazy po prawej stronie równania (3.1), zauważymy, że o ile w przypadku bezparametrycznej teorii A napisanie wyrażenia na prawdopodobieństwo $P(D|A)$ nie powinno nastęrczać poważniejszych trudności, w przypadku teorii pana B nie jest to takie proste.

Aby rozwiązać powyższy dylemat posłużymy się procedurą marginalizacji, wprowadzoną w poprzednim paragrafie. Możemy mianowicie napisać, iż

$$P(D|B) = \int P(D, \lambda|B) d\lambda = \int P(D|\lambda, B) P(\lambda|B) d\lambda. \quad (3.2)$$

Jak widać, całość sprowadziła się do scałkowania funkcji wiarygodności $P(D|\lambda, B)$ po przestrzeni możliwych wartości parametru λ .

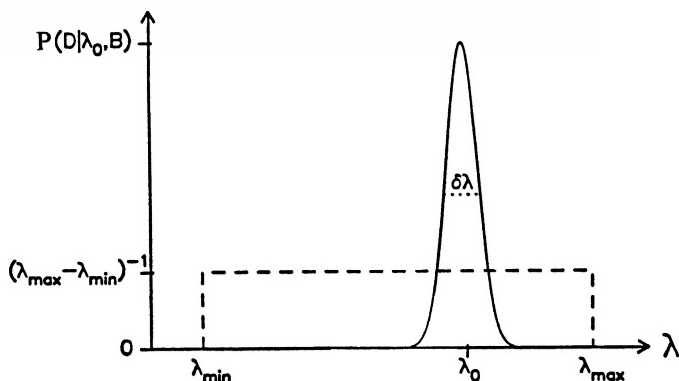
Aby móc dalej prowadzić rachunki analityczne załóżmy, że pan B może powiedzieć jedynie, że parametr λ musi mieścić się pomiędzy λ_{\min} a λ_{\max} , a aprioryczne prawdopodobieństwo każdej wielkości z tego przedziału jest takie samo. Załóżmy też, że w ramach teorii B wartość parametru λ została oszacowana na $\lambda_0 \pm \delta\lambda$, co zostało zilustrowane na rys. 4. Całka w równaniu (3.2) wynosi wówczas

$$P(D|B) = \frac{1}{(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})} \int P(D|\lambda, B) d\lambda \approx \frac{P(D|\lambda_0, B) \delta\lambda}{(\lambda_{\max} - \lambda_{\min})}. \quad (3.3)$$

Wstawiając to wyrażenie do równania (3.1) mamy

$$\frac{P(A|D)}{P(B|D)} = \frac{P(A)}{P(B)} \frac{P(D|A)}{P(D|\lambda_0, B)} \frac{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}}{\delta\lambda}. \quad (3.4)$$

Odpowiedź na postawione przez nas pytanie sprowadza się więc do oceny trzech czynników: naszych wstępnych preferencji, stosunku funkcji wiarygodności, który niemal z reguły będzie faworyzował teorię z dopasowywanym parametrem oraz ważnego czynnika trzeciego, który można nazwać „czynnikiem Ockhama”, który kompensuje tendencję drugiego czynnika do faworyzowania bardziej złożonych teorii. Czynniki Ockhama osłabia wartość teorii właśnie ze względu na wprowadzenie dodatkowych parametrów. Osłabienie to jest tym większe im mniejszy ułamek przedziału dopuszczonego do rozważań okazuje się istotny w świetle danych doświadczalnych. Łatwo zobaczyć, że rozszerzenie zakresu λ do $\pm\infty$ prowadziłyby do absurdu. Absurd ten wynika z faktu, że naszego problemu nie można rozpatrywać w oderwaniu od rzeczywistości, a ta nam zawsze podpowiada skończone granice interesującej nas wielkości, jak np. amplituda czy częstota.



Rys. 4. Schematyczny rozkład prawdopodobieństwa apriorycznego i funkcji wiarygodności dla parametru λ w teorii pana B .

Rozpatrzmy dla ilustracji konkretny problem znalezienia liczby linii w obserwowanym widmie. Niech liczba ta będzie N , a każda z linii niech będzie scharakteryzowana amplitudą A_i oraz częstością ω_i . W świetle tego, co powiedzieliśmy wyżej o procedurze marginalizacji, łączna funkcja gęstości prawdopodobieństwa otrzymania danych D przy N liniach wynosi

$$P(D|N) = \int \int \dots \int P(D, \{A_i, \omega_i\}|N) d^N A_i d^N \omega_i . \quad (3.5)$$

Pisząc dalej

$$P(D, \{A_i, \omega_i\}|N) = P(D|\{A_i, \omega_i\}, N)P(\{A_i, \omega_i\}|N) , \quad (3.6)$$

widzimy, że pierwszy z czynników po prawej stronie możemy wyrazić przez zwykłe wyrażenie na funkcję wiarygodności, tj. $\exp(-\chi^2/2)$, natomiast co do drugiego możemy założyć, iż

$$\omega_{\min} \leq \omega_i \leq \omega_{\max} , \quad 0 \leq A_i \leq A_{\max}$$

oraz

$$A_1 + A_2 + \dots + A_N \leq A_{\max} , \quad (3.7)$$

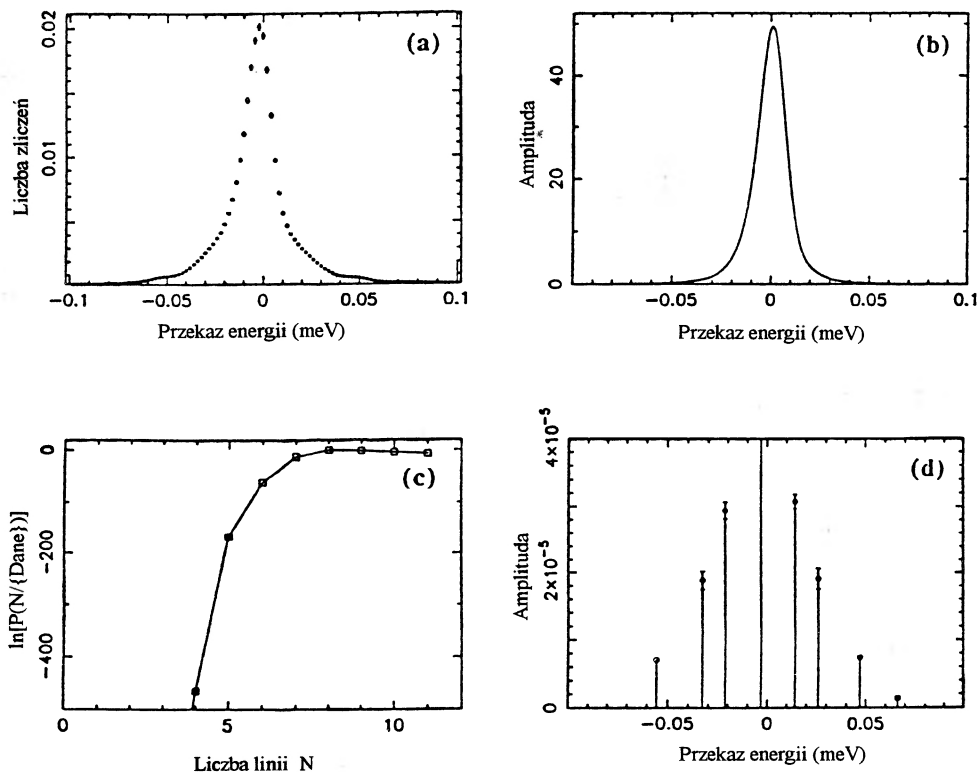
gdzie A_{\max} jest natężeniem całkowym pod widmem. Odpowiednia funkcja prawdopodobieństwa jest więc jednorodna wewnątrz powyższych przedziałów i zero poza nimi. Oczywiście można kwestionować słuszność wyboru jednorodnego rozkładu prawdopodobieństwa, jednakże oprócz oczywistej zalety, że pozwala on nam na łatwe przeprowadzenie dalszych rachunków, jego postać będzie miała niezbyt wielkie znaczenie jeśli tylko jakość wyników będzie odpowiednio dobra dla wyznaczenia w końcu tylko jednego parametru N .

Składając wszystkie wyrazy i zakładając, że wartość χ^2 można rozłożyć wokół wartości χ_{\min}^2 zatrzymując tylko kwadratowy wyraz w rozwinięciu Taylora, otrzymamy ostatecznie

$$P(N|D) = \text{const} \frac{N!}{[(\omega_{\max} - \omega_{\min})A_{\max}]^N} \frac{(4\pi)^N e^{-\chi_{\min}^2/2}}{[\det(\nabla\nabla\chi^2)]^{1/2}} . \quad (3.8)$$

Dla zilustrowania działania metody posłużymy się wynikami doświadczenia neutronowego dla lutetu. Na rysunku 5 pokazano wyniki uzyskane na spektrometrze IRIS o rozdzielczości ok. $15 \mu\text{eV}$. Analiza tych wyników wskazała, iż najbardziej wiarygodną liczbą linii jest 8. Ich położenie i amplitudy z zaznaczonymi granicami błędu pokazane są na rys. 5d. W kolejnym doświadczeniu poprawiono zdolność

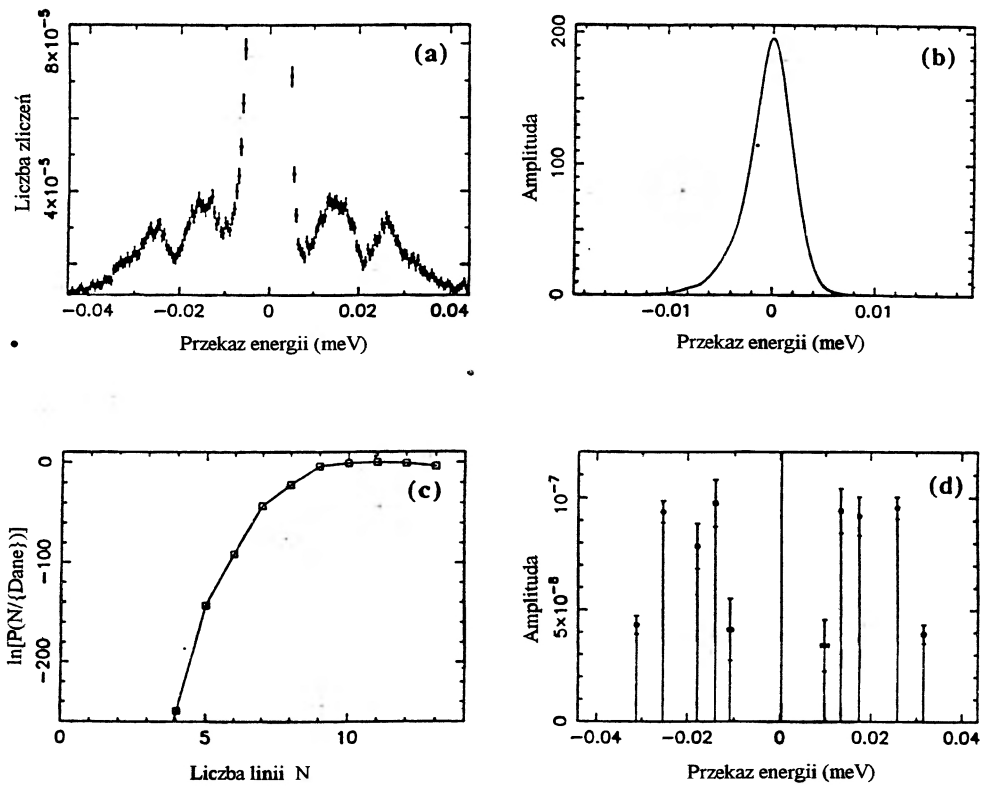
rozdzielczą trzykrotnie, co potwierdziło słuszność hipotezy, że linii jest istotnie znacznie więcej niż można to było ocenić gołym okiem z wyników poprzednich (rys. 6). Tym razem jednak stwierdzono, że najbardziej prawdopodobna liczba linii wynosi 11. Kolejne poprawienie warunków doświadczalnych (tym razem skorzystano ze spektrometru IN10 w ILL-Grenoble o rozdzielczości ok. $1.5 \mu\text{eV}$) – rys. 7 – pokazało, że rzeczywista struktura widma może być jeszcze bardziej złożona.



Rys. 5. (a) Widmo doświadczalne otrzymane przy zdolności rozdzielczej około $15 \mu\text{eV}$; (b) funkcja zdolności rozdzielczej; (c) logarytm prawdopodobieństwa a posteriori, że w widmie znajduje się N linii; (d) najlepsza estymata położenia i amplitud optymalnej liczby linii.

4. Trochę o teorii eksperymentu

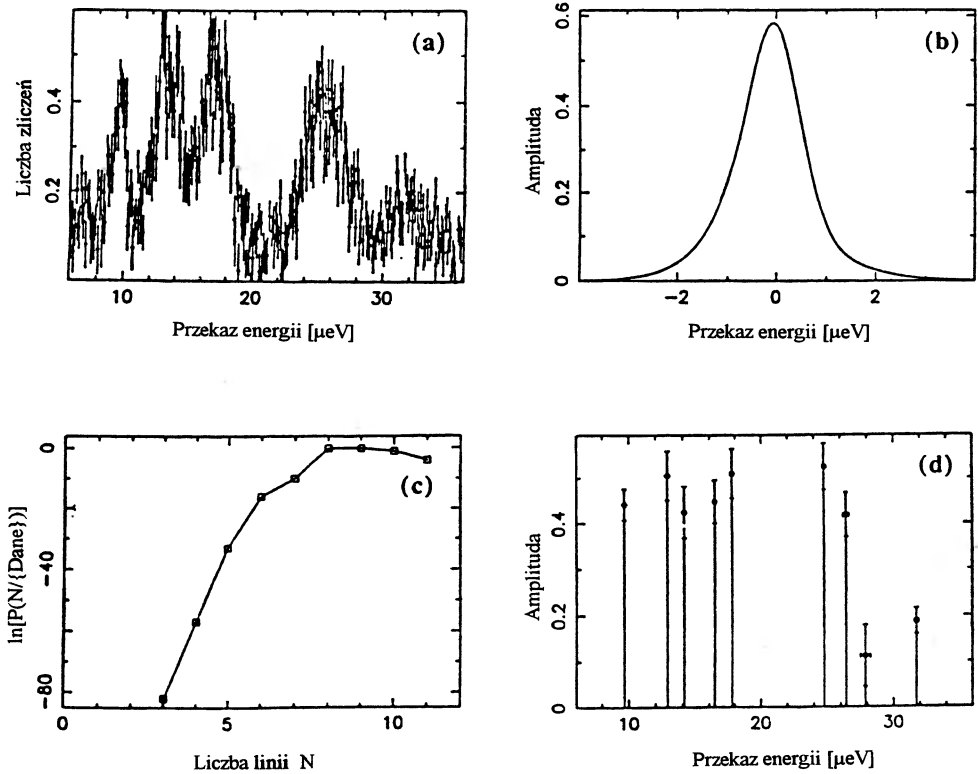
W najogólniejszym przypadku dokonujemy w doświadczeniu K obserwacji jednej lub więcej wielkości, otrzymując w ten sposób zespół danych $\{d_i\}$, gdzie



Rys. 6. (a) Widmo doświadczalne otrzymane przy zdolności rozdzielczej około $5 \mu\text{eV}$; (b) funkcja zdolności rozdzielczej; (c) logarytm prawdopodobieństwa a posteriori, że w widmie znajduje się N linii; (d) najlepsza estymata położenia i amplitud optymalnej liczby linii.

$i = 1, \dots, K$. Wartość K jest zawsze skończona, a dane są z reguły dyskretne (jeśli nie są, możemy je takimi uczynić). Z tak wykonanego doświadczenia chcemy otrzymać N liczb, które będą wnioskami z eksperymentu, przy czym N może być zarówno małe, jak i nieskończone. Łatwo zauważyć, że mamy cztery przypadki, które należy rozpatrzyć oddzielnie:

- $N < K$, np. chcemy wyznaczyć wartość oporu elektrycznego przez wielokrotny jego pomiar dla danej próbki. Otrzymywane za każdym razem wartości mogą być różne i w związku z tym można dane uznawać w jakimś sensie za niespójne;
- $N > K$. Problem ten nie ma jednego rozwiązania: istnieje wiele wniosków będących spójnymi z eksperymentem;
- $N = K$. Według matematyków istnieje tylko jedno rozwiązanie problemu;
- $N = \infty$. Problem nie do rozwiązania.



Rys. 7. (a) Widmo doświadczalne otrzymane przy zdolności rozdzielczej około $1.5 \mu\text{eV}$; (b) funkcja zdolności rozdzielczej; (c) logarytm prawdopodobieństwa aposteriorycznego, że w widmie znajduje się N linii; (d) najlepsza estymata położeń i amplitud optymalnej liczby linii.

Przyjrzyjmy się tym czterem możliwościom. Przypadek pierwszy, $N < K$, właściwie już omówiliśmy przy okazji dyskusji nad wyborem modelu. Pokazaliśmy w szczególności, że nasza wstępna informacja staje się mało znacząca w miarę przybywania danych, gdyż z początkowo szerokiego rozkładu funkcja wiarygodności tworzy rozkład aposterioryczny o szerokości narzuconej przez tę właśnie funkcję. Jeśli jest ona gaussowska, to otrzymanie K wartości oporu R_k , gdy jego wartość znajduje się w przedziale $R, R + dR$, będzie proporcjonalne do

$$\prod_{k=1}^K \exp \left\{ -(R_k - R)^2 / 2\sigma^2 \right\}, \quad (4.1)$$

skąd łatwo wywnioskować, że najbardziej wiarygodna wartość R jest średnią arytmetyczną wyników pomiarów. W tym przypadku średnia i maksimum są identyczne. Jeżeli jednak funkcja wiarygodności jest inna, tj. niegaussowska, nasze

rozumowanie nie zmienia się, choć możemy łatwo otrzymać wynik, w którym maksimum prawdopodobieństwa i wartość średnia nie będą sobie odpowiadały.

Podkreślmy jeszcze raz, że jeśli dane są dobre, o wyniku decyduje funkcja wiarygodności, wstępna informacja zaś ma małe znaczenie. Jeżeli jednak dane są kiepskie, uzyskany wynik końcowy będzie silnie zależał od naszych wstępnych założeń, czy uprzedzeń.

Rozpatrzmy teraz przypadek $N > K$, kiedy to mamy zbyt mało danych i konwencjonalne podejście statystyczne staje się mało użyteczne. W takiej sytuacji dwoma klasycznymi podejściami są: dopasowanie modelu oraz wprowadzenie sztucznie skonstruowanych dodatkowych danych, które uzupełnią nasze pomiary do sytuacji $N = K$.

W pierwszym z podejść dopasowujemy z reguły gładką funkcję do obserwacji, która w ogólnym przypadku może wcale nie wiązać się z taką gładką funkcją. W ten sposób jednakże zawężamy naszą przestrzeń wniosków do wyznaczenia pewnej liczby parametrów N , tym razem mniejszej od K . Jeśli wiemy, że model jest dobry, nasze postępowanie jest najzupełniej naturalne. Jeśli jednak nie jesteśmy tego pewni, uzyskane zgodności oznaczają wybór jednego z nieskończenie wielu możliwych przypadków i nawet nie wiemy wtedy, czy wybrany model jest typowy dla obserwowanego zjawiska. Trudność interpretacyjna polega więc na stwierdzeniu, która z cech rozwiązania wynika niechybnie z danych, która zaś z modelu. Dopasowywanie modelu, choć łatwe i bardzo często spotykane, jest więc procedurą niebezpieczną.

W drugim podejściu mamy do czynienia z jeszcze bardziej wątpliwym procederem, nie różniącym się wiele od wprowadzenia zmian w danych, które się nam nie podobają. Typowym przykładem jest tu transformata Fouriera z eksperymentalnej przestrzeni k do przestrzeni r . W procedurze tej napotykamy trzy trudności: (1) pomiary przeprowadzane są w granicach skończonych wartości k_{\max} ; (2) ponieważ przestrzeń k jest próbkowana, często brakuje części pomiarów wewnątrz przedziału k_{\max} ; (3) ze względu na zdolność rozdzielczą eksperymentu obserwowane wielkości są w istocie średnimi po pewnej przestrzeni k . Z reguły pierwszy punkt przysparza najwięcej trudności. Dość częstym założeniem, stosowanym przez eksperymentatorów, jest, że składowe fourierowskie, które nie zostały zmierzone, mają wartości zerowe. Założenie to owocuje w postaci oscylacji w transformacie. Aby się ich pozbyć musimy w sztuczny sposób zredukować zdolność rozdzielczą, pogarszając w ten sposób dobre dane, a to nie najlepiej świadczy o metodzie.

Wreszcie, gdy $N = K$, wówczas zgodnie z matematyką możemy spodziewać się jednego rozwiązania. Jednakże w takich przypadkach okazuje się często, że wyniki rozwiązań są niestabilne. Problem ten występuje przy dekonwolucji, od-

wróceni transformaty Laplace'a itp. Niestabilność pojawia się wtedy, gdy wiele danych niesie w sobie w zasadzie tę samą informację. Jeśli np. na podstawie dwóch pomiarów mogę przewidzieć z dobrą dokładnością wynik trzeciego pomiaru, oznacza to, że efektywna liczba pomiarów była mniejsza niż rzeczywista, co sprawia, że problem $N = K$ przeradza się w problem $N > K$ i kwestię uwzględniania błędów doświadczalnych. Ten właśnie przypadek w ujęciu bayesowskim prowadzi do metody maksymalnej entropii, którą omówimy w następnym rozdziale.

5. Metoda maksymalnej entropii

Wprawdzie podkreślaliśmy wyżej wagę, jaką należy przywiązywać do prawdopodobieństw apriorycznych, gdyż te pojawiają się bezpośrednio w twierdzeniu Bayesa, twierdzenie to jednakże nie mówi nam, w jaki sposób znaleźć te prawdopodobieństwa. I choć problem wydaje się otwarty, nie należy rozumieć, że mamy tu miejsce na subiektywność, gdyż dwie osoby posiadające tę samą informację powinny posługiwać się tą samą postacią prawdopodobieństwa apriorycznego. Zgodnie z E.T. Jaynesem, aby wypracować poprawną postać tego prawdopodobieństwa należy skorzystać z tzw. metody maksymalnej entropii, w której w charakterze warunków informacyjnych znajdują się „warunki sprawdzalne” (testable constraints), tj. takie, które dają się zapisać przez interesującą nas funkcję rozkładu prawdopodobieństwa. Na przykład średnia i wariancja pewnej wielkości stanowią warunki sprawdzalne, gdyż można je zapisać jako pierwszy i drugi moment rozkładu prawdopodobieństwa wystąpienia tej wielkości.

Metoda maksymalnej entropii jest metodą analizy danych pozwalającą na wyprowadzanie wniosków dotyczących rozkładów dodatnich i addytywnych. Na przykład przekrój czynny σ na rozpraszanie cząstek jest takim rozkładem. Jest on dodatni, gdyż wielkość $\sigma d\Omega dE$ jest proporcjonalna do liczby cząstek rozpraszanych w kąt bryłowy pomiędzy Ω a $\Omega + d\Omega$ i przedział energii pomiędzy E i $E + dE$. Jest on także dodatni, gdyż liczba cząstek rozpraszanych w pewną przestrzeń $\Delta\Omega\Delta E$ równa jest sumie cząstek rozpraszanych w dowolnie małe części $d\Omega dE$, na które możemy naszą przestrzeń podzielić. Innymi przykładami rozkładów dodatnich i addytywnych są funkcje rozkładu prawdopodobieństw, funkcje jasności źródeł astronomicznych obserwowanych w pasmie częstości radiowych, przestrzenny rozkład gęstości ładunku i namagnesowania w kryształach, rozkład natężenia światła rozpraszanego niespójnie na różnych obiektach widocznych na obrazie (dla kontrastu – amplituda światła rozpraszanego niespójnie jest dodatnia, ale nie addytywna; amplituda rozpraszania neutronów termicznych na jądrach może być w szczególnych wypadkach ujemna). Problem do rozwiązania wygląda więc następująco: posiadając informację I , że interesująca

nas wielkość scharakteryzowana jest rozkładem f dodatnim i addytywnym, w jaki sposób powinniśmy skonstruować aprioryczny rozkład prawdopodobieństwa $P(f|I)$?

Jako przykład rozpatrzmy zagadnienie przypisania apriorycznego prawdopodobieństwa, iż długość pewnej cząsteczki wynosi L , o której to długości nie wiemy nic przed wykonaniem pomiaru. Jeśli istotnie nic o tej długości nie wiemy, wówczas powinno być bez znaczenia, czy długość tę będziemy mierzyć w milimetrach czy metrach, calach czy angstromach. Aby wyrazić naszą kompletną nieznaną wielkości L stwierdzamy więc, że poszukiwany rozkład prawdopodobieństwa powinien być niezmienniczy ze względu na zmianę skali (jednostek długości), co oznacza, iż $P(L)dL = P(\beta L)d(\beta L)$ dla wszystkich $\beta \geq 0$. Warunek ten prowadzi natychmiast do proporcjonalności $P(L)$ do $1/L$, lub jednorodnej gęstości prawdopodobieństwa dla logarytmu długości L , tj. $P(\log L) = \text{const}$.

Istnieje cały szereg argumentów wywodzących się z warunków konsystencji logicznej, teorii informacji i kodowania, czy kombinatoryki, które prowadzą do wniosku, że właściwy rozkład prawdopodobieństwa ma dość szczególną postać, a mianowicie

$$P(f|I, \alpha, m) \propto \exp[\alpha S(f, m)] . \quad (5.1)$$

W ramach informacji wstępnej I wiemy tylko, iż f jest dodatnie i addytywne. Wielkość S jest tzw. uogólnioną entropią informacyjną Shannona-Jaynesa:

$$S(f, m) = \int \{f(x) - m(x) - f(x) \log[f(x)/m(x)]\} dx . \quad (5.2)$$

O współczynniku α powiemy nieco dalej, a teraz zajmijmy się funkcją $m(x)$ występującą w powyższym równaniu. Funkcja ta, działająca w przestrzeni, w której opisujemy rozkład, jest tzw. miarą Lebesgue'a wielkości x i, jak widać, w przypadku, gdy nie posiadamy żadnych informacji o rozkładzie $f(x)$, tj. gdy aposterioryczne prawdopodobieństwo równe jest apriorycznemu, maksymalizacja tego ostatniego, (3.1), oznacza maksymalizację entropii S , a więc przyjęcie, iż $f(x) = m(x)$. Z tego względu funkcję $m(x)$ nazywa się czasem „default model”, tj. modelem, który trzeba zaakceptować jeśli dane nie wskazują na słuszność innego. Model ten reprezentuje więc początkowy stan naszej wiedzy lub niewiedzy o rozkładzie f .

Jeśli wiemy, iż $f(x)$ jest funkcją znormalizowaną o ustalonej wartości całki $\int f(x)dx$ i gdy $m(x) = \text{const}$, postać entropii (5.2) upraszcza się do

$$S(f) = - \int f(x) \log[f(x)] dx , \quad (5.3)$$

postaci typowej dla entropii pojawiającej się w mechanice statystycznej.

Jak już mówiliśmy, inną ważną dla nas funkcją jest funkcja wiarygodności $P(\{\text{dane}\}|f, I)$, zawierająca informację o wykonanym eksperymencie. Jeśli dane są niezależne (wynik jednego pomiaru nie zależy od drugiego), a pojawiający się w nich szum ma rozkład gaussowski, funkcja wiarygodności przyjmuje postać

$$P(\{\text{dane}\}|f, I) \propto \exp(-\chi^2/2), \quad (5.4)$$

gdzie

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N (d_k - f_k)^2 / \sigma_k^2. \quad (5.5)$$

W powyższym równaniu d_k oznacza zbiór danych, f_k zbiór wielkości rozkładu próbnego, którym chcemy opisać te dane, a σ_k wielkość szumu odpowiadającego k -tej danej. Zwyczajowe dopasowywanie modelu do obserwacji polega na maksymalizowaniu funkcji wiarygodności, tj. minimalizowaniu funkcji χ^2 . Oznacza to *implicite*, że przyjmujemy jednorodny rozkład prawdopodobieństwa dla rozkładu apriorycznego, tak że rozkład aposterioryczny jest proporcjonalny do funkcji wiarygodności.

Zgodnie z twierdzeniem Bayesa, aposterioryczny rozkład prawdopodobieństwa powinien mieć jednak postać

$$P(f|\{\text{dane}\}, I, \alpha, m) \propto \exp(\alpha S - \frac{1}{2}\chi^2). \quad (5.6)$$

Aby zatem otrzymać najlepszą estymatę rozkładu $f(x)$ należy zmaksymalizować prawdopodobieństwo (5.6), a więc i wyrażenie $\alpha S - \frac{1}{2}\chi^2$, co możemy zinterpretować jako maksymalizację entropii informacyjnej z narzuconym warunkiem co do pewnej wartości wielkości χ^2 ; początkowo nieznaną wielkość α ma więc charakter mnożnika Lagrange'a. Stąd też wywodzi się nazwa metody maksymalnej entropii. Wielkość mnożnika Lagrange'a dobieramy na ogół tak, aby wartość χ^2 była równa liczbie danych, tj. wartości oczekiwanej χ^2 . Nie jest to jednak wybór jednoznaczny i można rozpatrywać również inne wartości tego mnożnika.

Procedura, w której poszukuje się najlepszej estymaty metodą maksymalizowania pewnej funkcji nosi nazwę regularyzacji. Przykładem takiej funkcji regularyzacyjnej jest entropia Shannona-Jaynesa, ale można też myśleć i o innych funkcjach regularyzacyjnych. Dla pokazania preferencji entropii (5.5) i zilustrowania istoty uzyskiwanych w ten sposób wyników posłużymy się standardowymi już przykładami tzw. „problemu kangurów” i „drużyny małp-malarzy”.

5.1. Problem kangurów

Problem ten stanowi przykład posiadania informacji ścisłej, ale niedostatecznej. Zagadnienie sformułowane jest w następujący sposób: na podstawie informacji, iż $1/3$ populacji kangurów jest zielonooka, oraz że $1/3$ populacji jest leworęczna, podać najbardziej prawdopodobną proporcję kangurów zielonookich i leworęcznych. W pierwszej chwili mamy pokusę odpowiedzieć, że połączenie tych cech powinno dotyczyć $1/9$ populacji kangurów, jednakże chwila zastanowienia pokaże natomiast, że mając tylko powyższe informacje nie jesteśmy w stanie podać prawidłowej odpowiedzi. Możemy jedynie określić zbiór dopuszczalnych rozwiązań (feasible set). Zbiór ten można przedstawić w postaci tabelki 2×2 :

oczy	leworęczność	
	prawda	fałsz
zielone	$f_1 = x$	$f_2 = \frac{1}{3} - x$
inne	$f_3 = \frac{1}{3} - x$	$f_4 = \frac{1}{3} + x$

Gdy nie mamy żadnej dodatkowej informacji, każda wartość $x \leq 1/3$ jest równie dobra i odpowiada ściśle posiadanej informacji. Trzy z nieskończonej liczby możliwych rozwiązań przedstawione są poniżej:

$$\begin{array}{ccc}
 A & B & C \\
 \left(\begin{array}{cc} \frac{1}{9} & \frac{2}{9} \\ \frac{2}{9} & \frac{4}{9} \end{array} \right) & \left(\begin{array}{cc} \frac{1}{3} & 0 \\ 0 & \frac{2}{3} \end{array} \right) & \left(\begin{array}{cc} 0 & \frac{1}{3} \\ \frac{1}{3} & \frac{1}{3} \end{array} \right)
 \end{array}$$

Łatwo zauważyć, że rozwiązanie B wprowadza maksymalnie pozytywną korelację cech: kangur zielonooki jest automatycznie leworęczny. Z kolei rozwiązanie C zawiera maksymalnie negatywną korelację cech: jeśli kangur ma zielone oczy, to nie może być leworęczny. Zarówno jeden wariant, jak i drugi może się zdarzyć, jeśli kod genetyczny kangurów wprowadza właśnie takie korelacje. Jeśli jednak o kodzie nic nie wiemy, to intuicyjnie powinniśmy preferować rozwiązanie, które nie zawiera żadnych korelacji obu cech, a jedynym takim rozwiązaniem jest rozwiązanie A .

Zobaczmy teraz, dla jakiej funkcji regularyzacyjnej otrzymamy rozwiązanie A . Poniżej przedstawione są wyniki, które uzyskuje się przy wybranych *ad hoc* czterech funkcjach regularyzacyjnych:

Funkcja	x	Korelacja
$-\sum f_j \log f_j$	1/9	brak
$-\sum f_j^2$	1/12	ujemna
$\sum \log f_j$	0.13013	dodatnia
$\sum f_j^{1/2}$	0.12176	dodatnia

Jak widać, maksymalizowanie entropii prowadzi do wyniku A i można pokazać, że jest to j e d y n a funkcja regularyzacyjna, która produkuje wynik nie wprowadzający korelacji pomiędzy cechami, a więc nie implikująca posiadania informacji, której nie mamy.

Kontynuując „problem kangurów”, przyjmijmy teraz, że populacja jest w 50% zielonooka, a w 40% leworęczna. Konstruując tabele podobne do pokazanych wyżej dla przypadku (1/3,1/3) rozpatrzmy możliwe sytuacje dotyczące 10 kangurów i liczby sposobów, na które te sytuacje mogą powstać:

Sytuacja	Liczba sposobów
$\begin{pmatrix} 0 & 5 \\ 4 & 1 \end{pmatrix}$	$\frac{10!}{5! 4! 1!} = 1260$
$\begin{pmatrix} 1 & 4 \\ 3 & 2 \end{pmatrix}$	$\frac{10!}{4! 3! 2! 1!} = 12600$
$\begin{pmatrix} 2 & 3 \\ 2 & 3 \end{pmatrix}$	$\frac{10!}{3! 3! 2! 2!} = 25200$
$\begin{pmatrix} 3 & 2 \\ 1 & 4 \end{pmatrix}$	$\frac{10!}{4! 3! 2! 1!} = 12600$
$\begin{pmatrix} 4 & 1 \\ 0 & 5 \end{pmatrix}$	$\frac{10!}{5! 4! 1!} = 1260$

Ogólnie, liczba możliwych kombinacji „rozrzucenia” liczb N_1, N_2, \dots, N_M po M komórkach jest

$$W = \frac{N!}{N_1! N_2! \dots N_M!} . \quad (5.7)$$

Stosując wzór Stirlinga do powyższego równania możemy napisać (dla odpowiednio dużych wartości N_i)

$$W = \frac{(N)^N}{(N_1)^{N_1} (N_2)^{N_2} \dots (N_M)^{N_M}} = \frac{1}{(p_1)^{N_1} (p_2)^{N_2} \dots (p_M)^{N_M}} , \quad (5.8)$$

gdzie

$$p_i = N_i / N .$$

Rozkład maksymalizujący W maksymalizuje również logarytm tej wielkości, logarytm ten zaś wynosi

$$\log W = NS , \quad (5.9a)$$

gdzie

$$S = - \sum_i p_i \log(p_i) . \quad (5.9b)$$

Choć matematyczny dowód na wyjątkowość entropii informacyjnej jako funkcji regularyzującej można przeprowadzić przy pewnych stosunkowo prostych założeniach, nie oznacza to wcale, że dla najlepszej obróbki obrazu musimy korzystać wyłącznie z tej metody. Często inne metody dają obraz porównywalnej jakości. Oznacza to jednak tylko tyle, że dane są na tyle dobre, iż aprioryczny rozkład prawdopodobieństwa jest stosunkowo mało istotny.

5.2. Drużyna małp–malarzy

W wypadku genów możemy w istocie powiedzieć więcej niż powiedzieliśmy wyżej, gdyż np. wiemy, iż dwa geny kontrolujące leworęczność i kolor oczu, rozrzucone pomiędzy osiem chromosomów, mają siedem razy większą szansę wyładowania na różnych chromosomach niż na tym samym. Aby przekonać się, iż rozwiązanie uzyskiwane metodą maksymalnej entropii jest maksymalnie „niezobowiązujące” w stosunku do informacji, której nie posiadamy, wyobraźmy sobie dużą drużynę małp, które tworzą obrazy poprzez rzucanie koloryzujących piłeczek na ekran z naniesioną prostokątną siatką. Po pewnej chwili ekran jest usuwany, a na jego miejsce pojawia się nowy. Procedura ta powtarzana jest wielokrotnie i w jej wyniku małpy tworzą bardzo wiele różnych obrazów, a także wiele ich kopii. Jeśli teraz chcemy wybrać obraz, który jest najbardziej zbliżony do obrazu przedmiotu, o którym posiadamy odpowiednie dane, możemy śmiało odrzucić większość z wyprodukowanych przez małpy obrazów i pozostawić tylko te,

które nie są sprzeczne z naszą wiedzą o przedmiocie. Ten zespół obrazów będzie stanowił nasz zbiór dopuszczalnych rozwiązań. Jeśli teraz chcielibyśmy dokonać jakiegokolwiek dalszej selekcji obrazów i wybrać jeden, który „najlepiej” odpowiadałby przedmiotowi, wybór najczęściej generowanego przez mały obraz byłby całkiem rozsądny, gdyż mały nic nie wiedząc o przedmiocie nie miały też żadnych uprzedzeń w produkowaniu obrazu. Tak więc wybór obrazu produkowanego najczęściej jest najmniej zobowiązujący, a jednocześnie jest on zgodny z posiadaną informacją. Z kolei tak wybrany rozkład jest rozwiązaniem z maksymalną entropią, gdyż entropia jest po prostu logarytmem liczby sposobów, na które można wygenerować dany obraz; największa liczba takich samych kopii oznacza więc też największą entropię.

5.3. Komentarz o entropii jako mierze zawartości informacyjnej

Posługiwanie się pojęciem entropii informacyjnej wiąże się z pierwszymi pracami Shannona (1948), który pokazał, że entropia ta stanowi unikatową miarę zawartości informacyjnej. Słowa te w języku teorii informacji znaczą trochę coś innego niż podpowiada nam intuicja oparta na słownictwie codziennym. O entropii lepiej jest myśleć jako o mierze niepewności, niż o mierze informacji, gdyż właśnie niepewność jest bardziej zbliżona do braku porządku, który ma charakteryzować entropia. Układ, którego entropia jest duża, cechuje duży stopień nieporządku, a więc jego opis wymaga pełniejszej informacji i właśnie w tym znaczeniu entropia jest miarą informacji.

5.4. Maksymalna entropia a funkcja wiarygodności

Pokażemy tu w jaki sposób korzystając z zasady maksymalnej entropii można otrzymać funkcję wiarygodności (3.4), a więc aprioryczne prawdopodobieństwo pojawienia się odpowiedniego poziomu szumu „białego”. Niech więc $P(e|I)$ oznacza prawdopodobieństwo, że przy posiadanej informacji wstępnej I , szum ma poziom e . Mówiąc o szumie zakładamy oczywiście, iż jeden ze sprawdzalnych warunków, a mianowicie wartość średnia szumu (lub pierwszy moment odpowiedniego rozkładu prawdopodobieństwa) jest równy zeru. Przyjmijmy, że drugi moment tego rozkładu (wariancja) jest znana i wynosi σ . Mamy więc znaleźć rozkład, który spełnia trzy warunki:

$$\int P(e|I)de = 1, \quad (5.10a)$$

$$\int eP(e|I)de = 0 \quad (5.10b)$$

i

$$\int e^2 P(e|I) de = \sigma^2 . \quad (5.10c)$$

Posługując się metodą mnożników Lagrange'a otrzymujemy następujący funkcjonal entropii:

$$- \int P(e|I) \log P(e|I) de - \lambda \int e^2 P(e|I) de - \mu \int P(e|I) de , \quad (5.11)$$

gdzie λ i μ są mnożnikami Lagrange'a. Maksymalizując (5.11) otrzymamy

$$P(e|\lambda, I) = (\lambda/\pi)^{1/2} \exp(-\lambda e^2) . \quad (5.12)$$

Ze względu na warunek (5.10c) $\lambda = 1/2\sigma^2$ i otrzymujemy ostatecznie

$$P(e|\sigma, I) = \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \exp(-e^2/2\sigma^2) . \quad (5.13)$$

Jest to rozkład gaussowski, który stanowi najmniej informatywny rozkład apriorycznego prawdopodobieństwa dla szumu ze znanym drugim momentem rozkładu. Przez najmniejszą informatywność rozumiemy tu, że jeśli którekolwiek z poczynionych założeń byłoby inne, przy tej samej wartości σ nowy rozkład gęstości prawdopodobieństwa byłby mniej rozciągnięty, tj. dokładność naszej estymaty byłaby odpowiednio większa.

Mając aprioryczne prawdopodobieństwo szumu (5.13) możemy łatwo rozszerzyć rozumowanie na przypadek N pomiarów, w których wartości szumu wynoszą e_i , $i = 1, \dots, N$. Jeśli na przykład będziemy mierzyli liczbę cząstek, to dla n_i zmierzonych cząstek szum e_i będzie wynosił $n_i^{1/2}$ (pominiemy tu kwestię, iż jest to związane ze statystyką Poissona a nie Gaussa; dla odpowiednio dużych wartości liczby zliczeń nie ma to wielkiego znaczenia). Korzystając teraz z reguły mnożenia prawdopodobieństw możemy otrzymać łączne prawdopodobieństwo otrzymania zbioru wartości $\{e_1, \dots, e_N\}$. Zakładając niezależność e_i , tj. sytuację, w której $P(e_i|e_j, \sigma, I) = P(e_i|\sigma, I)$, mamy

$$P(e_1, \dots, e_N|\sigma, N) \propto \prod_{i=1}^N \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \exp(-e_i^2/2\sigma^2) . \quad (5.14)$$

Warto zauważyć, że otrzymanie rozkładu gaussowskiego dla prawdopodobieństwa nie oznacza tu istnienia przypadkowego procesu gaussowskiego. Rozkład ten odzwierciedla głównie naszą wiedzę o wartości e określoną jedynie przez pierwszy i drugi moment rozkładu prawdopodobieństwa $P(e|\sigma, I)$.

W przypadku modelu obserwowanego zjawiska, różnica pomiędzy wielkościami zmierzonymi d_i , a modelowymi f_i , musi wynikać z obecności szumu. Prawdopodobieństwo otrzymania danych $D = \{d_1, \dots, d_N\}$ przy określonych parametrach $\{B_i, \omega_i, \dots\}$ modelu opisane jest zatem funkcją wiarygodności

$$P(D|\{B_i, \omega_i, \dots\}, \sigma) = \prod_{j=1}^N \frac{1}{(2\pi\sigma^2)^{1/2}} \exp \left[-\frac{1}{2\sigma^2} (d_j - f_j)^2 \right], \quad (5.15)$$

prowadzącą bezpośrednio do statystyki χ^2 .

5.5. Ogólne cechy rozwiązań

Na podstawie powyższych rozważań możemy oczekiwać, iż wynik działania algorytmu maksymalnej entropii będzie następujący:

- A. Otrzymywane mapy (rozkłady) będą dodatnio określone;
- B. Rozwiązanie będzie najbardziej jednorodne spośród rozwiązań spójnych z danymi doświadczalnymi. Możemy przekonać się o tym posługując się ponownie przykładem „drużyny małp-malarzy”. Wyobraźmy sobie, że małpy rzucają kule do trzech sąsiednich pojemników. Za każdym razem liczba kul w każdym z pojemników będzie inna. Niech teraz nasz przyrząd będzie czuły nie tyle na poszczególne pojemniki, ile na całkowity strumień „cząstek” w trzech pojemnikach. Maksymalizacja entropii będzie wówczas prowadzona pod warunkiem otrzymania właściwego χ^2 , a więc strumienia cząstek w trzech pojemnikach, natomiast zawartość każdego pojemnika będzie oceniana ze względu na entropię, a to oznacza, że podział strumienia na trzy pojemniki będzie równy: małpy najczęściej będą produkowały właśnie taki podział;
- C. Każde odchylenie od rozkładu jednorodnego musi więc mieć swoje odniesienie do eksperymentu;
- D. W problemie niestabilnym ($N = K$) otrzymuje się powtarzalne rozwiązania jednorodne bez zasadniczego dla tych zagadnień problemu dodawania się błędów pomiarowych;
- E. Ze względu na nacisk na jednorodność map, wartości maksimów są zaniżane, a głębokości dolin zawyżane. Nie jest to jednak wadą metody, gdyż uwaga ta ma sens tylko wtedy, gdy widmo jest nam znane. Możemy wtedy jednak przeprowadzić procedurę dopasowywania amplitud i uzyskać właściwe wysokości i głębokości. Metoda maksymalnej entropii pozwala na otrzymanie rozkładów bez ich uprzedniej znajomości.

6. Algorytm maksymalnej entropii w praktycznym działaniu

6.1. Problem dekonwolucji danych spektroskopowych

W większości przypadków mierzone widmo $d(t)$ jest splotem widma rzeczywistego $f(t)$ z funkcją zdolności rozdzielczej $R(t, t')$, która mówi o tym, w jaki sposób ulega rozmyciu każdy punkt widma rzeczywistego:

$$d(t) = \int_0^{\infty} R(t, t') f(t') dt' . \quad (6.1)$$

Pomijając problem szumów, wyniki d możemy zdyskretyzować, przedstawiając je w postaci:

$$d_i = \sum_k R_{ik} f_k . \quad (6.2)$$

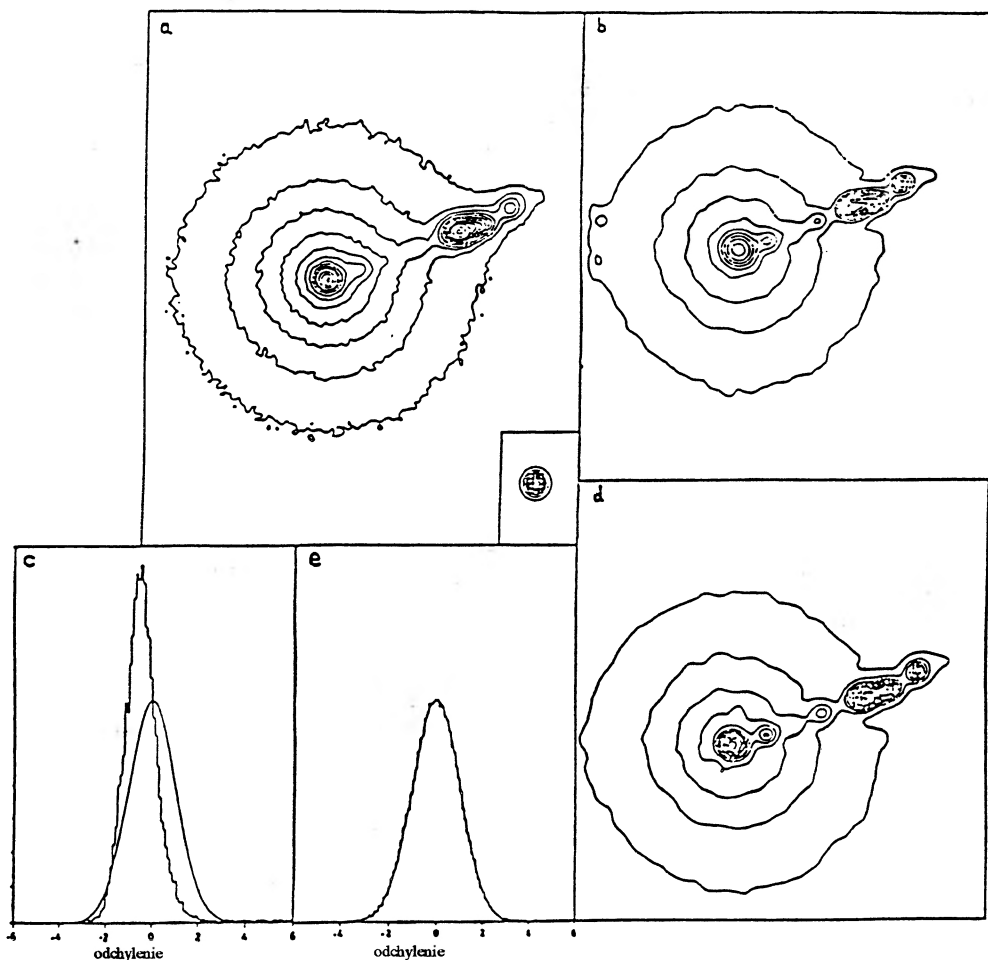
Na ogół $R_{ik} = R_{i-k}$. Przykładami mogą tu służyć widma rozpraszania neutronów na ciele stałym, tomografia, w której otrzymywany obraz jest funkcją dwóch zmiennych r, θ :

$$F(r, \theta) = \iint f(x, y) \delta(x \cos \theta + y \sin \theta - r) dx dy , \quad (6.3)$$

czy obrazy otrzymywane w radiospektroskopii nieba:

$$F(u, v) = \iint f(x, y) e^{iux+ivy} dx dy . \quad (6.4)$$

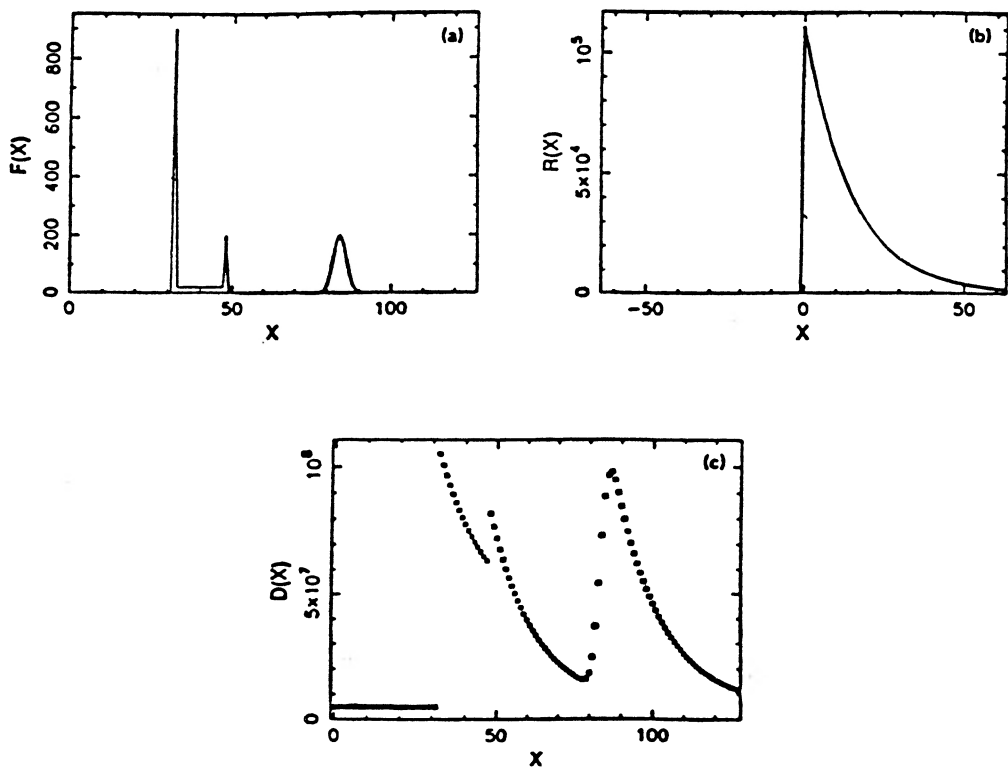
Na rysunku 8a przedstawiona jest fotografia galaktyki M87 wraz z funkcją rozmycia, wynikającą z apertury przyrządu. Widmo zawiera dość dużo szumu i na podstawie jego bezpośredniej obserwacji możemy wydzielić dwa centra jaśniejsze oraz wskazać możliwość istnienia trzeciego. Rekonstrukcja obrazu metodą maksymalnej entropii według schematu opisanego wyżej przedstawiona jest na rys. 8b. Słabo widoczne centrum jasności pojawia się teraz w dość jednoznaczny sposób, widać też, iż w pobliżu źródła centralnego znajduje się jeszcze jakieś dodatkowe źródło. Użycie metody maksymalnej entropii w zasadniczy sposób zniwelowało wielkość szumów. Otrzymany obraz byłby całkowicie do przyjęcia, gdyby nie fakt, iż rozkład odchyień zrekonstruowanego obrazu od bezpośrednio zmierzonego nie jest gaussowski, co widać na rys. 8c. Można więc podejrzewać, iż dodatkowe szczegóły widoczne na rys. 8b są związane z nieprawidłowością rozkładu tych odchyień. Dlatego też sprawdzono tu możliwość posłużenia się inną niż χ^2 statystyką, a mianowicie tzw. statystyką E^2 , która narzuca odpowiedni



Rys. 8. (a) Fotografia galaktyki M87 wraz z funkcją rozmycia (w prawym dolnym rogu pokazano aparaturowe rozmycie punktu świecącego); (b) jej rekonstrukcja metodą maksymalnej entropii; (c) rozkład odchyłeń spodziewany (symetryczny wokół zera) i otrzymany; (d) rekonstrukcja przy posługiwaniu się statystyką E^2 ; (e) rozkład odchyłeń dla przypadku (d).

rozkład odchyłeń. Rekonstrukcja jasności galaktyki M87, otrzymana przez wykorzystanie statystyki E^2 , pokazana jest na rys. 8d, a rozkład odchyłeń na rys. 8e. Jak widać, podstawowe szczegóły widoczne na rys. 8b uległy wzmocnieniu. Posługując się lepszym przyrządem pokazano, iż rzeczywiście wszystkie dodatkowe źródła światła znajdują się w obserwowanej galaktyce.

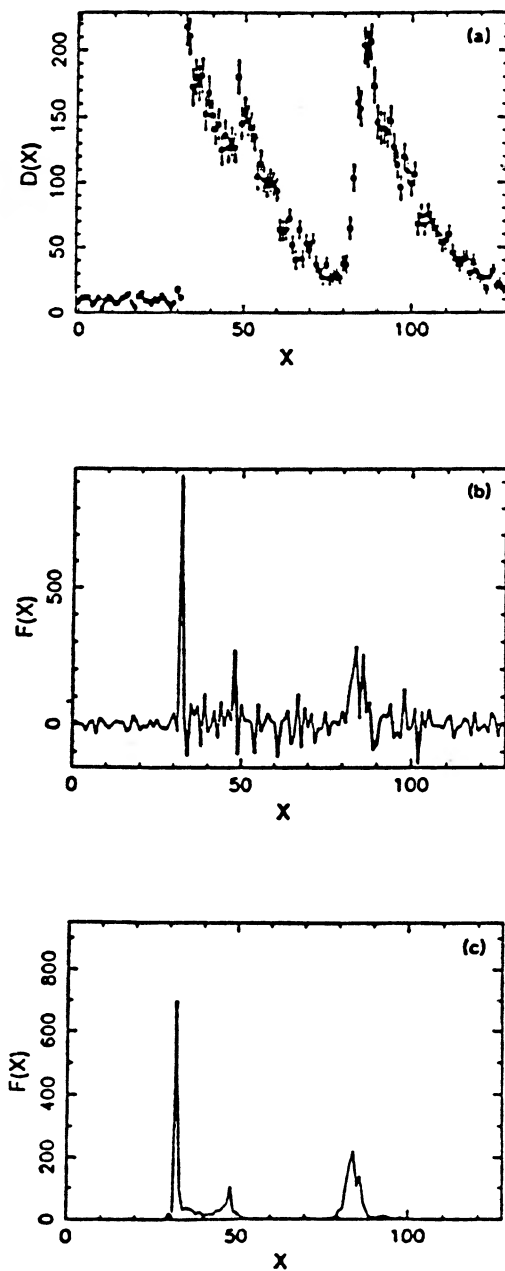
Na rysunkach 9–11 przedstawiony jest wynik symulacji pewnego widma (rys. 9a) splecionego z funkcją zdolności rozdzielczej posiadającą ostrą krawędź



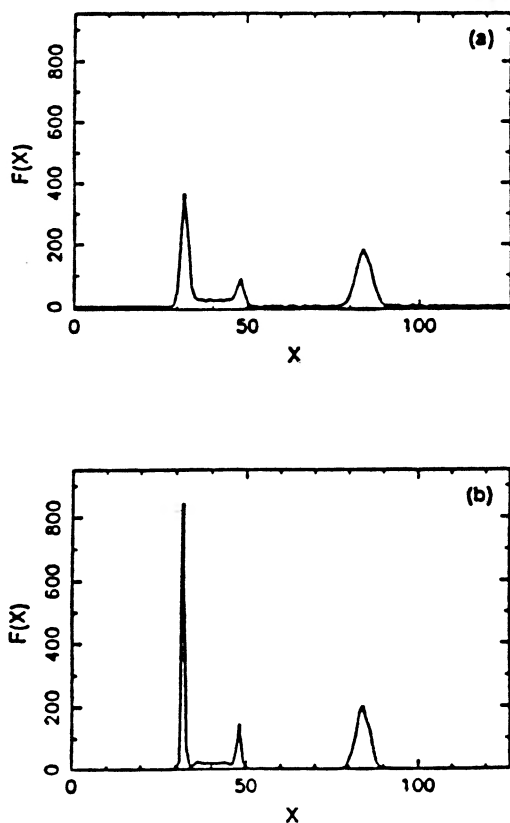
Rys. 9. Symulowane widmo $F(x)$ (a) splecione z funkcją zdolności rozdzielczej $R(x)$ (b) ma przy dobrej statystyce postać $D(x)$ (c).

(rys. 9b). Na wynik splecenia narzucony jest szum. Tak spreparowane widmo analizuje się z dobrą (rys. 9c) i słabą (rys. 10a) statystyką. Zastosowanie metody bezpośredniej analizy fourierowskiej z odpowiednim filtrowaniem pozwala na pewne odtworzenie widma przy dobrej statystyce (rys. 11a), i bardzo kiepskie odtworzenie przy statystyce słabej (rys. 10b). Metoda maksymalnej entropii w obu przypadkach sprawuje się bez porównania lepiej.

Rysunek 12 przedstawia różnorodne zastosowania: do odczytu numeru tablicy rejestracyjnej jadącego samochodu, do odtworzenia obrazu pozostałości supernowej, Kasjopei A, tomograficznego obrazu czaszki, wreszcie widma magnetycznego rezonansu jądrowego. W ostatnim przypadku widać szczególnie wyraźnie, jak bardzo szum ulega zdławieniu. Na rysunku 13 przedstawiony jest bardzo szczególnie efekt odtwarzania fotografii kobiety na podstawie niepełnych danych: z pełnego obrazu usuwano w przypadkowy sposób 50, 95 i 99% informacji. Jak widać, zasad-



Rys. 10. Widmo z rys. 9a dla słabej statystyki (a); wyniki analizy fourierowskiej (b) oraz wykonanej metodą maksymalnej entropii (c).



Rys. 11. Wyniki analizy widma przedstawionego na rys. 9c: (a) analiza fourierowska, (b) analiza metodą maksymalnej entropii.

nicze kontury twarzy kobiety dało się odtworzyć nawet przy posiadaniu zaledwie 5% informacji.

Ostatnim przykładem w tym paragrafie będzie problem odtworzenia parametrów dużych cząsteczek pewnych soli w roztworze wodnym. Wyniki rozpraszania niskokątowego neutronów termicznych na roztworach o różnym stężeniu cząsteczek pokazane są na rys. 14a. Zakładając, że podstawowy kształt cząsteczki jest cylindrem o pewnym promieniu podstawy R i wysokości H , na rys. 14b pokazano zrekonstruowany metodą maksymalnej entropii najbardziej wiarygodny rozkład rozmiarów tych cząstek i tworzenie się ich kompleksów przy małych stężeniach roztworu.

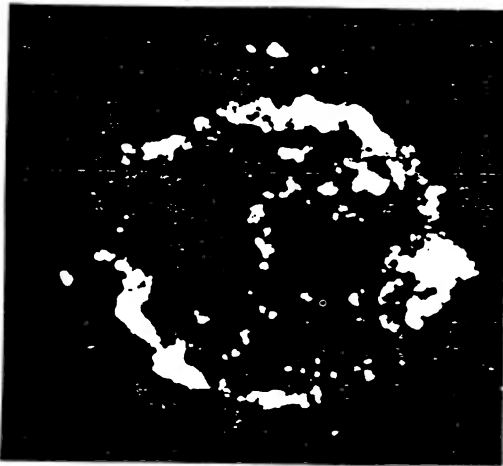
Niewiarygodna moc metody wydaje się podejrzana i powoduje, iż wielu eksperymentatorów powiada, że „wierzę tylko w te maksima, które widzę”. Na rysunku 15 pokazane jest zmierzone widmo pewnej substancji organicznej. W wid-



Tomografia rentgenowska czaszki ludzkiej



Odtworzenie tablicy rejestracyjnej jadącego samochodu



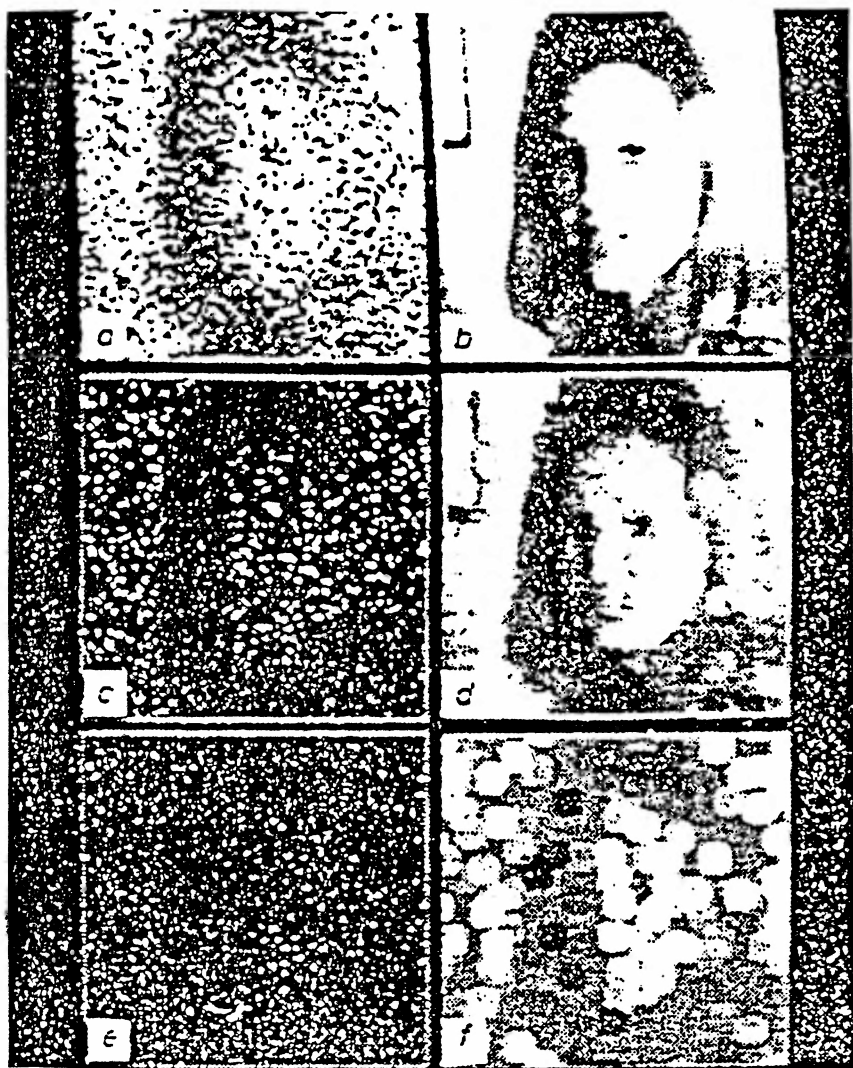
Obraz emisji częstotliwości radiowych (5GHz) z pozostałości z supernowej Kasjopea A



Porównanie konwencjonalnej rekonstrukcji fourierowskiej z rekonstrukcją Max.Ent. (dół) w widmie jądrowego rezonansu magnetycznego

Rys. 12. Przykłady wykorzystania metody maksymalnej entropii w analizie obrazów i widm.

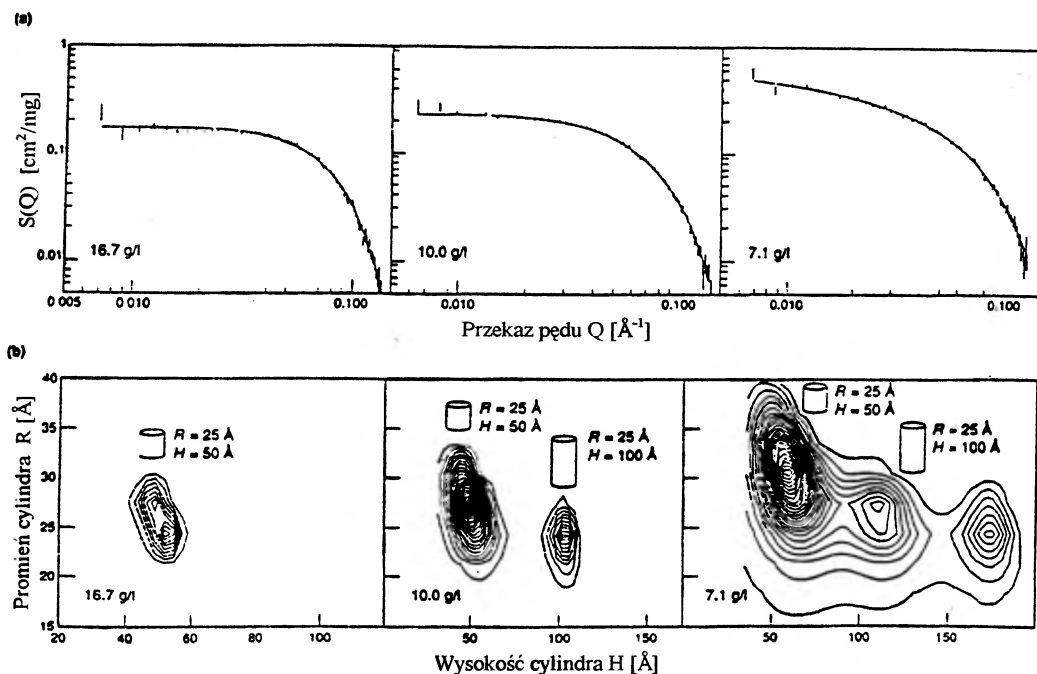
mie występuje wyraźnie przynajmniej siedem maksimum. Analiza danych pokazuje jednak, że w badanym układzie mamy nie więcej niż cztery charakterystyczne częstotliwości wzbudzeń! Tak więc metoda maksymalnej entropii generuje najmniej złożoną strukturę widma, która jest zgodna z posiadanymi danymi.



Rys. 13. Odtworzenie portretu, z którego usunięto w przypadkowy sposób odpowiednio 50%, 95% i 99% informacji.

6.2. Przestrzenny rozkład gęstości ładunku, namagnesowania i materii jądrowej w kryształach

Zastosowanie metody maksymalnej entropii do badania przestrzennych rozkładów ładunku stanowi ogólnie biorąc trudny problem, gdyż informacja o tym rozkładzie pochodzi z natężenia J_{hkl} promieni Röntgena rozpraszanych na interesującym nas kryształach. Natężenie to jest proporcjonalne do kwadratu bez-



Rys. 14. Analiza rozkładów rozmiarów cząsteczek cylindrycznych w roztworach wodnych o różnej koncentracji cząsteczek: (a) bezpośrednie pomiary neutronowe – rozkłady przekrojów czynnych na rozpraszanie $S(Q)$ w funkcji przekazu pędu Q , (b) otrzymane z powyższych danych rozkłady promieni R i wysokości H cząsteczek o (założonym) kształcie cylindra.

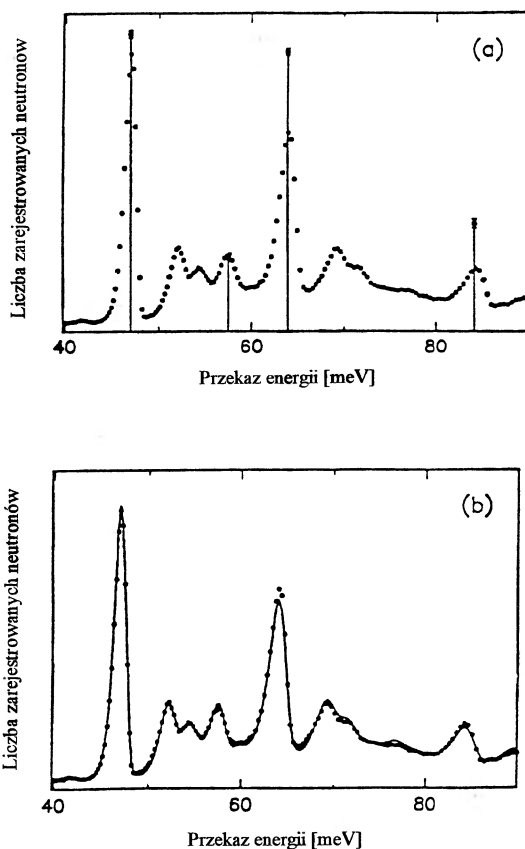
względnej wartości tzw. czynnika strukturalnego F_{hkl} , który zdefiniowany jest jako transformata Fouriera rozkładu gęstości ładunku w komórce elementarnej kryształu:

$$F_{hkl} = \int \rho(x, y, z) e^{2\pi i(hx + ky + lz)} dx dy dz . \quad (6.5)$$

W powyższej definicji (h, k, l) są tzw. wskaźnikami Millera układu płaszczyzn krystalicznych, na których następuje rozpraszanie. Jak powiedzieliśmy

$$J_{hkl} \propto |F_{hkl}|^2 . \quad (6.6)$$

Aby ze zmierzonych natężeń otrzymać rozkład gęstości $\rho(x, y, z)$, musimy znać wartości czynników strukturalnych, podczas gdy sam eksperyment dostarcza nam tylko ich wartości bezwzględnych. Inaczej mówiąc, brakuje nam informacji o fazach czynników strukturalnych, a jak ważna to informacja niech za przykład posłuży rys. 16. Górna jego część przedstawia dwie fotografie, które poddano analizie fourierowskiej. Dolna część zawiera te same fotografie, ale z zamienionymi



Rys. 15. Choć w widmie (a) obserwuje się co najmniej 7 linii, jest ich naprawdę tylko 4; (b) rekonstrukcja widma złożonego z 4 linii.

amplitudami. Fazy obrazów zachowano. Jak widać, w fazie kryje się zasadnicza część informacji o kształcie obiektów.

Dla uproszczenia pominiemy jednak tę trudność, która wywoływała i wywołuje wciąż sporo dyskusji wśród krystalografów. Przyjmijmy, że mamy skądinąd informację o fazach, co oznacza, że otrzymanie funkcji gęstości rozkładu ładunku $\rho(x, y, z)$ może nastąpić przez wykonanie odwrotnej transformaty Fouriera. W praktyce zadanie to, choć wykonalne jeśli dysponujemy kompletem czynników strukturalnych, niesie dwie trudności. Pierwsza to fakt, że nie zawsze jesteśmy w stanie zmierzyć wszystkie czynniki strukturalne, druga zaś polega na tym, że słowo „wszystkie” należy traktować szczególnie, gdyż zakres liczb (hkl) jest zawsze ograniczony przez warunki doświadczenia. Szereg fourierowski, który musimy zsumować dla otrzymania funkcji ρ jest z konieczności obcięty na jakimś



Rys. 16. Po dokonaniu analizy fourierowskiej fotografii (a) i (b) sporządzono fotografię (c) mającą fazy fotografii (a) i amplitudy fotografii (b). Fotografia (d) ma fazy fotografii (b) i amplitudy fotografii (a).

wyrazie, a to wprowadza błędy do transformaty, a więc i do otrzymywanej w ten sposób wielkości $\rho(x, y, z)$.

Aby wybrnąć z kłopotów, polegających na niekompletności danych i na szumach wynikłych z obcięcia szeregu fourierowskiego, spróbujemy posłużyć się metodą maksymalnej entropii. Możemy to zrobić, gdyż gęstość ładunku jest wszędzie dodatnia i niewątpliwie addytywna. Możemy zatem poszukiwać rozkładu gęstości prawdopodobieństwa znalezienia elementarnego ładunku elektrycznego w danym punkcie przestrzeni i zapisać entropię informacyjną w postaci

$$S = - \sum_{\mathbf{r}} p(\mathbf{r}) \ln[\rho(\mathbf{r})/\rho_0(\mathbf{r})], \quad (6.7)$$

gdzie

$$p(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r}) / \sum \rho(\mathbf{r}), \quad (6.8)$$

a $\rho_0(\mathbf{r})$ jest początkową (aprioryczną) gęstością elektronów w punkcie \mathbf{r} (dokładniej – w odpowiednim obszarze scentrowanym w \mathbf{r}). W ogólnym przypadku mamy pewną grupę refleksów (hkl), których fazy znamy, i pewną inną, której fazy nie znamy. Jeśli refleksów tych jest odpowiednio N_1 i N_2 , to odpowiedniki χ^2 w obu grupach wynoszą

$$C_1 = (1/N_1) \sum |F_{\text{cal}}(\mathbf{k}) - F_{\text{obs}}(\mathbf{k})|^2 / \sigma^2(\mathbf{k}), \quad (6.9)$$

$$C_2 = (1/N_2) \sum ||F_{\text{cal}}(\mathbf{k})| - |F_{\text{obs}}(\mathbf{k})||^2 / \sigma^2(\mathbf{k}), \quad (6.10)$$

gdzie $\mathbf{k} = (h, k, l)$. Maksymalizowany funkcjonal ma więc postać

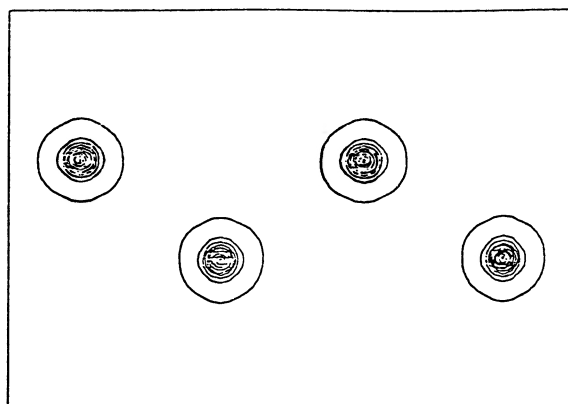
$$Q(\lambda_1, \lambda_2) = - \sum p(\mathbf{r}) \ln[\rho(\mathbf{r})/\rho_0(\mathbf{r})] - (\lambda_1/2)C_1 - (\lambda_2/2)C_2, \quad (6.11)$$

gdzie λ_1 i λ_2 są mnożnikami Lagrange'a.

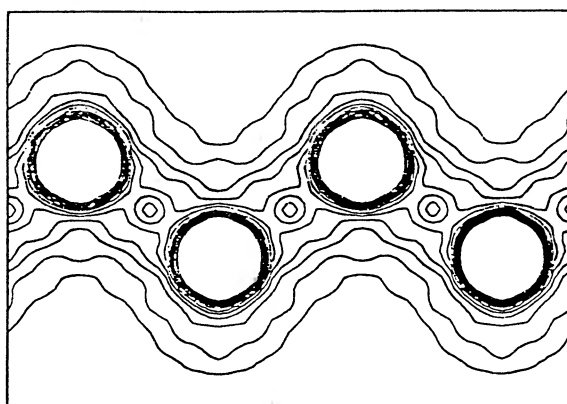
Wynik dla krzemu, w postaci odpowiedniej mapy rozkładu gęstości ładunku w płaszczyźnie (110), przedstawia rys. 17. Dla porównania, rys. 18 pokazuje wynik obróbki fourierowskiej tych samych wyników. Bardzo wysoki poziom szumów widoczny jest szczególnie wyraźnie w obszarach o niskiej gęstości ładunku (dolne części obu rysunków). Jednocześnie rysunek 17 pokazuje wyraźne zgrupowanie ładunku wzdłuż wiązania, typową cechę wiązania kowalencyjnego. Podobny wynik można uzyskać metodą maksymalnej entropii dla rozkładu gęstości elektronów w berylu (rys. 19). Widać że gęstość ładunku w berylu jest podwyższona w obszarze luk tetraedrycznych.

Zastosowanie metody maksymalnej entropii do uzyskania rozkładu przestrzennego namagnesowania z magnetycznych czynników strukturalnych, zdefiniowanych równaniem (4.5), w którym w miejsce gęstości ładunku należy wstawić funkcję gęstości namagnesowania, nie jest takie zupełnie oczywiste. Przyczyna jest trywialna: namagnesowanie może przyjmować w różnych miejscach komórki elementarnej różny znak, przypadek struktury antyferromagnetycznej jest tu szczególnie wymowny. Zgodnie jednak z podstawowym założeniem metody, badane rozkłady muszą być dodatnie. Z tego względu posługujemy się z reguły pewnym trickiem matematycznym, polegającym na tym, że rozpatrujemy dwa dodatnio określone rozkłady $\rho_+(\mathbf{r})$ i $\rho_-(\mathbf{r})$, przy czym rozkład namagnesowania określony jest przez różnicę $\rho_M(\mathbf{r}) = \rho_+(\mathbf{r}) - \rho_-(\mathbf{r})$. Dzieląc komórkę elementarną na M części i numerując je literą i możemy teraz wprowadzić namagnesowania

$$m_i \equiv \rho_+(\mathbf{r}_i), \quad m_{i+M} \equiv \rho_-(\mathbf{r}_i), \quad (6.12)$$



(a)



(b)

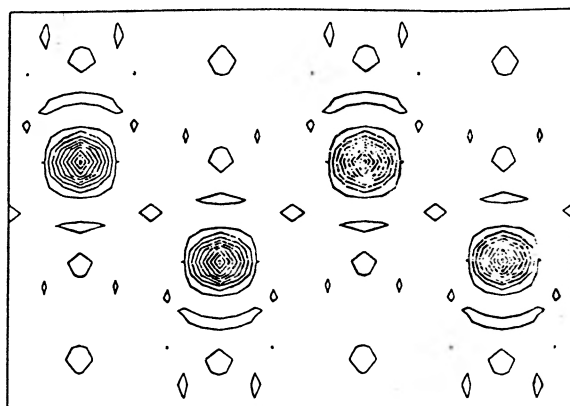
Rys. 17. Rozkład gęstości ładunku w płaszczyźnie (110) krzemu. W górnej części rysunku przedstawiony jest obszar dużej gęstości, od 1.5 do $201.5 \text{ e}/\text{\AA}^3$, w dolnej zaś obszar od zera do $1.5 \text{ e}/\text{\AA}^3$.

oraz znormalizowane prawdopodobieństwa

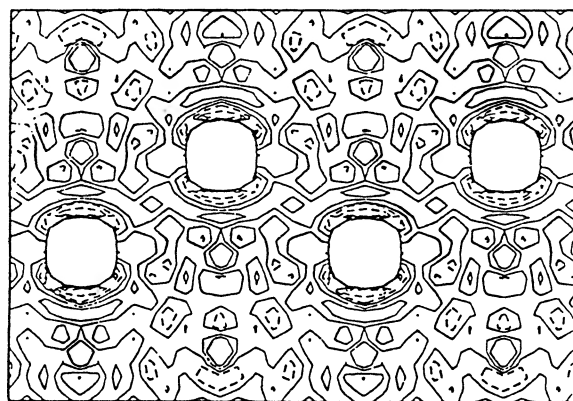
$$p_i = m_i / \sum_{j=1}^{2M} m_j, \quad (6.13)$$

dla których entropię możemy zdefiniować przez podane już wcześniej wyrażenie Shannona-Jaynesa.

Przykładem wykorzystania tego typu algorytmu dla rozkładu namagnesowania w nadprzewodniku wysokotemperaturowym $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ w temperaturze



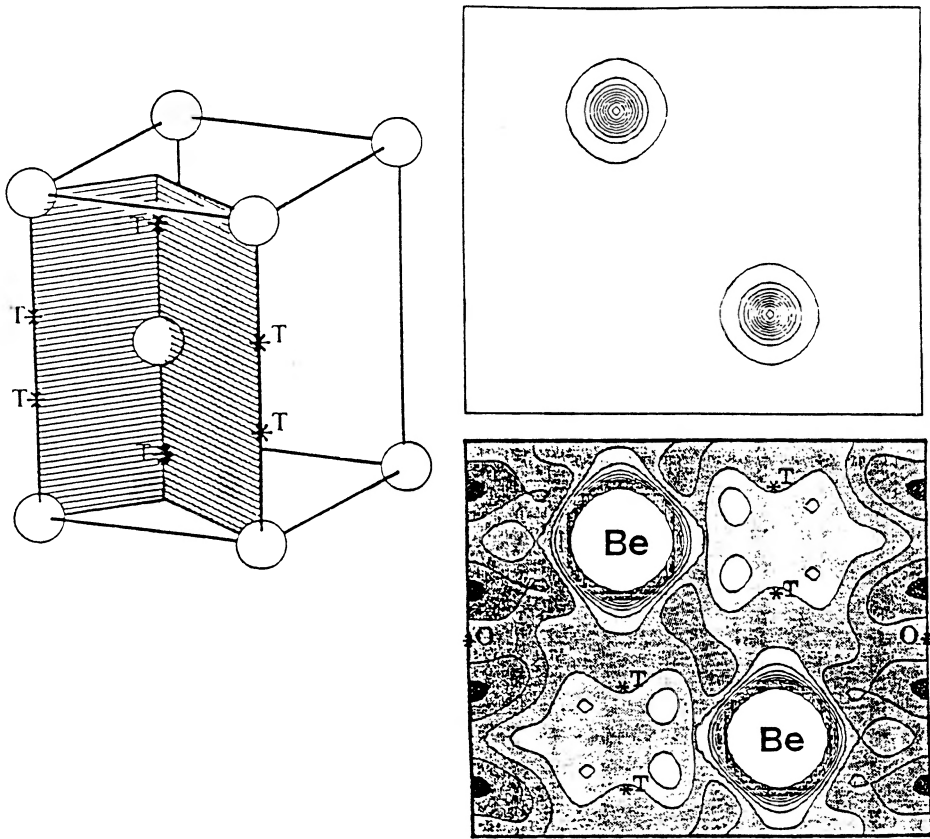
(a)



(b)

Rys. 18. Rozkład gęstości ładunku w płaszczyźnie (110) krzemu przy zastosowaniu fourierowskiej analizy danych. W dolnej części widać obszar ujemnej, a więc niefizycznej gęstości.

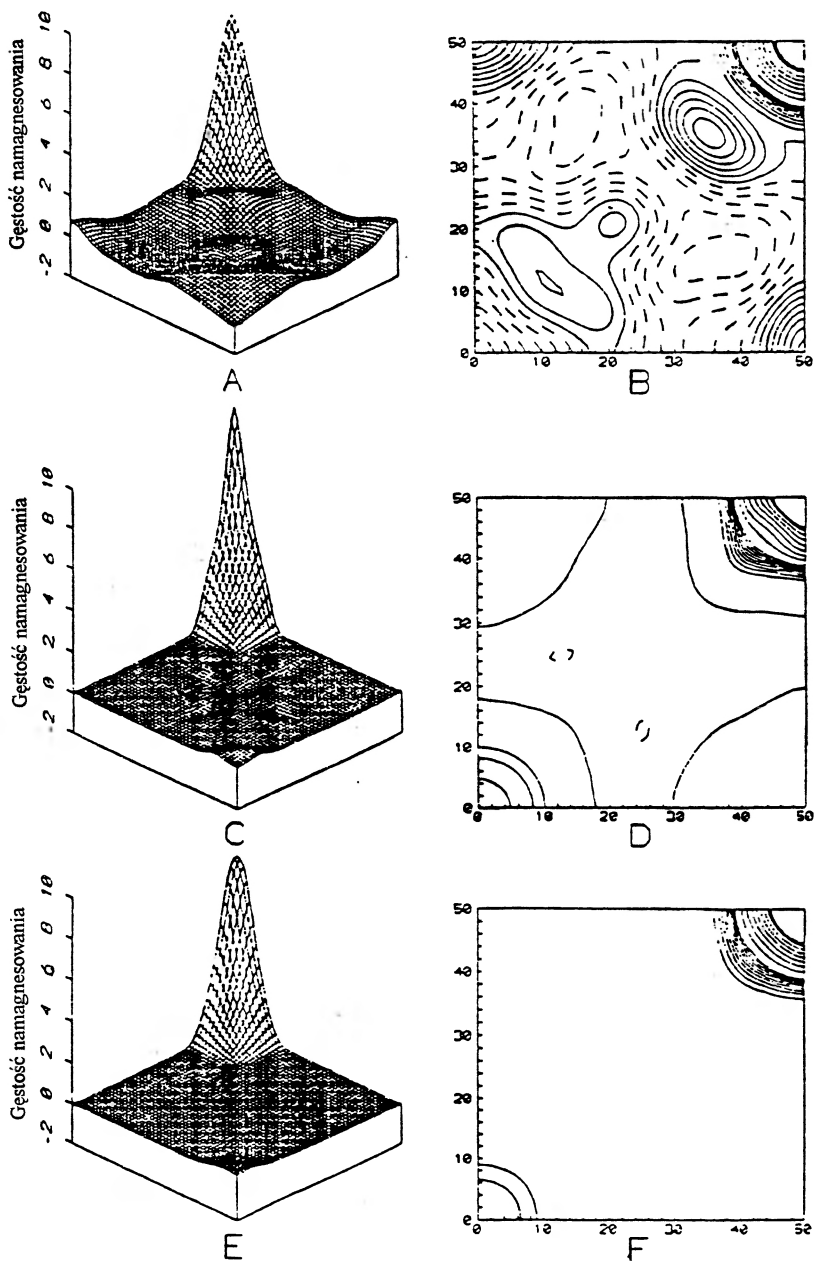
$T = 1.7$ K i polu magnetycznym $H = 5$ T jest wynik z rys. 20, który przedstawia składową namagnesowania w kierunku osi c . Dane eksperymentalne nie były tu zbyt bogate, gdyż zmierzono zaledwie 21 refleksów. Widać, że zastosowanie inwersji fourierowskiej (części A i B rys. 20) wprowadza kolosalny szum wynikły z obcięcia szeregu Fouriera. Na trójwymiarowych obrazach, górny róg odpowiada wkładowi pochodzącemu od holmu, podczas gdy dolny od dwóch nierównoważnych położenia miedzi [Cu(1), Cu(2)] i tlenu O(1). Trzy pozostałe położenia tlenu wnoszą wkład do rogów bocznych. Dwie rekonstrukcje, wykonane metodą maksymalnej entropii, pokazują wyraźnie, że te tlenu nie wnoszą wkładu w namagne-



Rys. 19. Rozkład gęstości ładunku w płaszczyźnie (110) berylu: u góry – obszar gęstości od 1.0 do 50.0 $e/\text{Å}^3$; u dołu – obszar gęstości od zera do 1.0 $e/\text{Å}^3$.

sowanie, natomiast zdecydowanie występuje taki wkład w projekcji Cu(1), Cu(2) i O(1).

Ten sam algorytm można wykorzystać do rekonstrukcji rozkładu gęstości materii jądrowej, gdyż amplitudy rozpraszania jądrowego neutronów mogą być zarówno dodatnie, jak i ujemne. Sam pomysł zbadania takiego rozkładu może wydawać się karkołomny, jednakże istnienie drgań w kryształach powoduje, że jądro nie jest postrzegane jako punkt, ale jako pewien rozmyty obiekt, którego rozmycie jest związane z amplitudą drgań. Oczywiście, kształt rozkładu powinien być wtedy zależny od symetrii drgań i jego analiza powinna wnieść istotne informacje o harmoniczności, jak i anharmoniczności drgań. Ponieważ analiza ta dopiero się rozwija, nie podajemy konkretnego przykładu, choć już one istnieją.



Rys. 20. Rzut na płaszczyznę bazową przestrzennego rozkładu namagnesowania w $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. (A,B): analiza fourierowska; (C,D): analiza metodą maksymalnej entropii z możliwością wystąpienia ujemnego namagnesowania; (E,F) to samo dla rozkładu ściśle dodatniego.

6.3. Analiza wielokanałowa

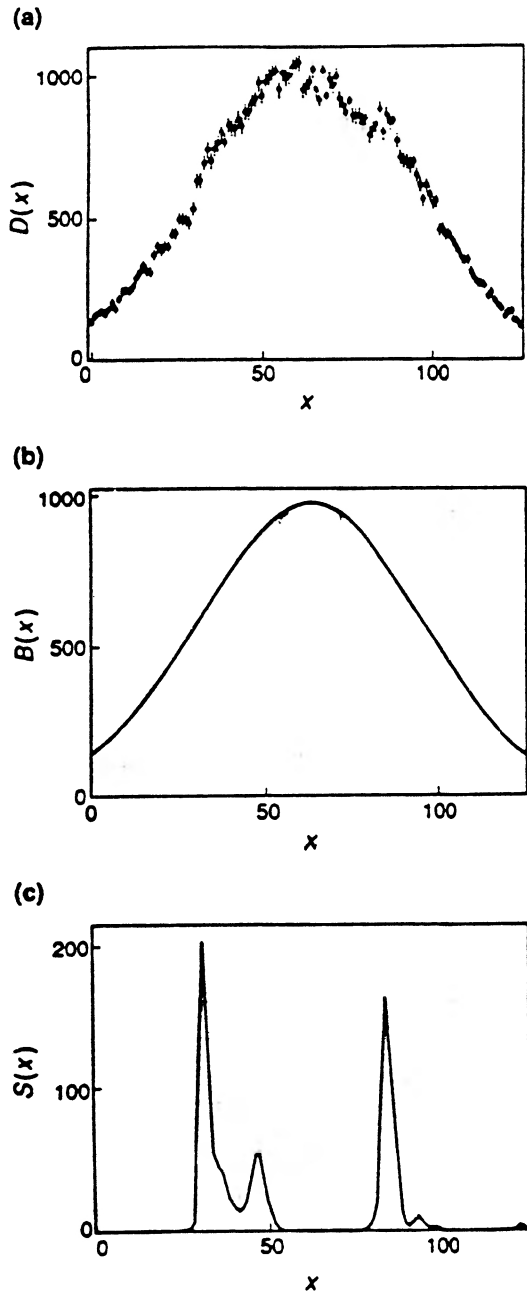
We wspomnianym wyżej przykładzie materii jądrowej, rozkład jej gęstości jest z reguły skoncentrowany wokół pozycji jądra w sieci. Dlatego też, nawet gdy w sieci występują jądra o amplitudach rozpraszania różnych znaków, rozkłady ich gęstości są wyraźnie rozdzielone. Pozwala to na przeprowadzenie analizy w nieco odmienny sposób, a mianowicie przez zdefiniowanie dwóch rozkładów, każdy odpowiadający jednemu ze znaków amplitud: $\rho_+(\mathbf{r})$ i $\rho_-(\mathbf{r})$ oraz prawdopodobieństw $p_+(\mathbf{r}) = \rho_+(\mathbf{r}) / \sum \rho_+(\mathbf{r})$ i $p_-(\mathbf{r}) = \rho_-(\mathbf{r}) / \sum \rho_-(\mathbf{r})$. Podobnie jak poprzednio, mierzone czynniki strukturalne są transformatami Fouriera rozkładu gęstości $\rho_N(\mathbf{r}) = \rho_+(\mathbf{r}) - \rho_-(\mathbf{r})$. Dla każdego z tych rozkładów możemy wprowadzić teraz entropię informacyjną i maksymalizować funkcjonal

$$-\sum p_+(\mathbf{r}) \ln[p_+(\mathbf{r})] - \sum p_-(\mathbf{r}) \ln[p_-(\mathbf{r})] - \lambda \chi^2[\rho_N(\mathbf{r})], \quad (6.14)$$

tj. żądać, aby powyższy funkcjonal miał maksimum dla rozkładów obu znaków. W (6.14) χ^2 oznacza konwencjonalną funkcję opisującą zgodność obserwowanych czynników strukturalnych ze zrekonstruowanymi.

Zauważmy, że funkcjonal (6.14) moglibyśmy łatwo uogólnić przez wprowadzenie zamiast jednego mnożnika Lagrange'a λ – dwóch takich mnożników, wprowadzając zarazem pewną względną wagę dla obu rodzajów entropii. W ten sposób otrzymujemy algorytm, który nosi nazwę dwukanałowego, a łatwo wyobrazić sobie jego dalsze uogólnienia na przypadek analizy wielokanałowej. Dla kompletności materiału posłużymy się tu wynikiem analizy dwukanałowej dla nieco innego problemu niż krystalograficzny. W tym celu spleciemy widmo przedstawione na rys. 9a z funkcją zdolności rozdzielczej (rys. 9b) i narzucimy na ten wynik szum gaussowski oraz pewne duże tło. Wynik tej procedury przedstawiony jest na rys. 21a.

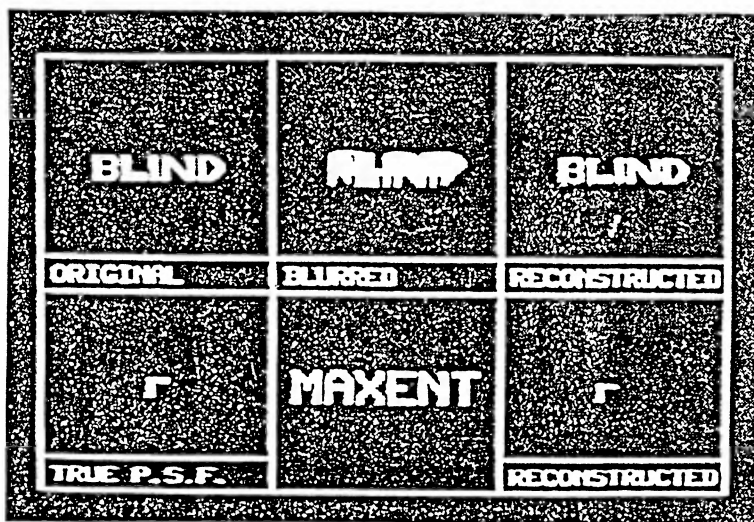
Gołym okiem trudno się tu dopatrzeć śladu widma wyjściowego. Spróbujmy teraz odtworzyć n a r a z nie jedno ale oba widma: wyjściowe oraz tło. Kanał tła może mieć z założenia tylko szeroki rozkład, podczas gdy drugi może mieć dowolne widmo, którego szczegóły można zobaczyć przy zadanej zdolności rozdzielczej układu. Nasz problem ustawimy teraz w ten sposób, że „koszt entropowy” dodania ostrego szczegółu do kanału o szerokim rozkładzie widma będzie bardzo mały względem analogicznego kosztu dla drugiego kanału. Przez koszt entropowy rozumiemy tu zmniejszenie entropii w stosunku do modelu apriorycznego, dla którego entropia jest maksymalna i każde jej zmniejszenie musi mieć podstawę w eksperymencie (poprzez człon χ^2). Powodując, że koszt entropowy jest mały w kanale dla szerokiego rozkładu powodujemy jednocześnie, że widmo opisane szerokim rozkładem pojawi się właśnie w tym kanale. I odwrotnie, gdy



Rys. 21. Przykład zastosowania dwukanałowej analizy do symulowanego widma z rys. 9a (a). W części (b) i (c) pokazany jest wynik odpowiednio dla kanału tła i dla widma.

widmo zawiera ostre szczegóły, pojawią się one w kanale dla złożonego rozkładu. Wynik rekonstrukcji tła i właściwego widma przedstawiony jest na rys. 21b i c, i nie ulega wątpliwości, że jest to wynik bardzo przekonujący.

Za szczególnie spektakularny wynik należy uznać zastosowanie takiej dwukanałowej analizy do analizy obrazu. W tym celu słowo „BLIND” przedstawione w lewym górnym rogu rys. 22 rozmyto przez nałożenie apertury przedstawionej w lewym dolnym rogu. Wynik takiego złożenia (spłecenia) przedstawiony jest w górnej środkowej części, natomiast jednoczesna dekonwolucja ze względu na „widmo” i zdolność rozdzielczą przedstawione są w prawych częściach rysunku.



Rys. 22. Wynik analizy dwukanałowej ze względu na „widmo” (słowo BLIND w górnym rzędzie) i zdolność rozdzielczą (rzęd dolny).

Mam nadzieję, że ten ostatni przykład, jak i wszystkie poprzednie, przekonały czytelnika do wagi bayesowskiej analizy danych i wynikającej z tej analizy metody maksymalnej entropii. Zwróćmy uwagę, że skuteczność tej metody opiera się w znacznym stopniu na fakcie, iż interpretuje ona eksperyment bezpośrednio, tj. wychodząc z interesującej nas przestrzeni map (rozwiązań problemu), sprawdza zgodność danej mapy z wynikiem doświadczenia przy pełnym uwzględnieniu błędów doświadczalnych. W żadnym wypadku nie dokonuje ona procedury odwrotnej, tj. przejścia od doświadczenia do przestrzeni map. Operator takiego przejścia może nie być jednoznacznie określony, albo może i wcale nie istnieć, a jeśli dodamy możliwą niekompletność danych, widać, że tego rodzaju próby niosą niebezpieczeństwa, których skutecznie unika metoda maksymalnej entropii.

pii. Z całą pewnością metoda ta, jak niemal wszystkie, ma swoje ograniczenia, jednak jej ogromna skuteczność zademonstrowana w wielu już przypadkach każe wierzyć, że stosujący ją nie powiedzieli jeszcze ostatniego słowa.

Chciałbym serdecznie podziękować p. Bogdanowi Prusowi i mgrowi Robertowi Chrenowiczowi za pomoc techniczną w przygotowaniu niniejszej pracy, która była finansowana ze środków KBN, granty nr 2P03B03610 i 2P03B06108.

Literatura

- [1] E.T. Jaynes, „Where do we stand on Maximum Entropy?“, w: *Papers on Probability, Statistics and Statistical Physics*, red. R.D. Rosenkrantz (D. Reidel Publishing Co., 1983), s. 210.
- [2] D.S. Sivia, *Bayesian Inductive Inference, Maximum Entropy and Neutron Scattering* (Los Alamos Science, 1990), s. 180.
- [3] D.S. Sivia, W.I.F. David, K.S. Knight, S.F. Gull, *Physica D* **66**, 234 (1993).
- [4] G.L. Bretthorst, *Bayesian Spectrum Analysis and Parameter Estimation* (Springer-Verlag, Berlin 1988).
- [5] D.S. Sivia, J. Carlile, *J. Chem. Phys.* **96**, 170 (1992).
- [6] C.E. Shannon, *Bell System Technical Journal* **27**, 379, 623 (1948).
- [7] M. Sakata, M. Sato, *Acta Cryst. A* **46**, 263 (1990).
- [8] M. Takata, Y. Kubota, M. Sakata, *Z. Naturforsch.* **48a**, 75 (1993).
- [9] R.J. Papoular, B. Gillon, *Inst. Phys. Conf. Ser.*, nr 107 (1990), s. 101.
- [10] *Maximum Entropy in Action*, red. B. Buck, V.A. Macaulay (Clarendon Press, 1991).
- [11] R.J. Papoular, B. Gillon, *Europhys. Lett.* **13**, 429 (1990).
- [12] J. Skilling, *IEE Proceedings* **131**, 646 (1984).

RÓŻNE

Granty KBN z fizyki – VIII i IX konkurs

Grants in physics of the State Research Committee

Poniżej przedstawiamy listę projektów badawczych (grantów) z fizyki finansowanych przez Komitet Badań Naukowych począwszy od stycznia 1995 r. (VIII konkurs) i od czerwca 1995 r. (IX konkurs). Ogólną informację o grantach KBN-u i wynikach I konkursu przedstawiliśmy w *Postęпах Fizyki* 44, 131 (1993), a wyniki kolejnych konkursów są podane w *Postęпах Fizyki* 45, 59 (1994), 45, 365 (1994) oraz 46, 55 (1995). Wiele aktualnych informacji o działalności KBN-u zawiera także artykuł A.Z. Hrynkiewicza, *Postępy Fizyki* 46, 259 (1995).

Lista projektów została opracowana przy współpracy Pani Bożeny Makowieckiej-Królak z Sekcji Fizyki KBN.

Redakcja

VIII konkurs

Kierownik projektu Tytuł projektu	liczba wykonawców; czas (w miesiącach); koszt (w zł)
--------------------------------------	--

**METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POŁA,
FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA**

prof. A. Oleś (IF UJ) Fazy uporządkowane, wzbudzenia elementarne i kwazicząstki w układach silnie skorelowanych	6	36	90 000
prof. A. Staruszkiewicz (IF UJ) Badanie układów grawitacyjnych i asymptotycznego pola elektromagnetycznego	4	36	72 600
prof. T. Paszkiewicz (IFT UW r) Dyfuzyjne rozchodzenie się wiązek fononów w anizotropowych ośrodkach krystalicznych	4	18	55 000
prof. A. Sukiennicki (IF PW) Chaos deterministyczny w wybranych przestrzennie rozciągniętych układach dynamicznych	2	24	40 000

dr R. Owczarek (IPPT PAN)	3	24	30 000
Geometria różnorodności grupowych i jednorodnych w opisie cieczy kwantowych i niskowymiarowych przewodników organicznych			
prof. A. Fuliński (IF UJ)	2	12	22 800
Procesy stochastyczne generowane przez szum niemarkowski			
mgr J. Dziarmaga (IF UJ)	1	12	5000
Worteksy w fizyce ciała stałego i fizyce cząstek elementarnych			
mgr A. Miranowicz (IF UAM)	2	12	5000
Analiza własności kwantowych pól optycznych w skończonej wymiarowej przestrzeni Hilberta			
mgr K. Piątek (IF UAM)	1	12	5000
Badanie kwantowych własności dwumodowych stanów pola			

FIZYKA POŚREDNICH I WYSOKICH ENERGII

dr hab. K. Doroba (IFD UW)	6	36	250 000
Wybrane stany hadronowe produkowane w oddziaływaniach e^+e^- przy najwyższych energiach			
prof. W. Czyż (IF UJ)	9	36	240 000
Hadronizacja partonów i ewolucja plazmy kwarkowo-gluonowej			
prof. S. Pokorski (IFT UW)	7	24	170 000
Badania teoretyczne rozszerzeń modelu standardowego			
prof. M. Zrałek (IF UŚI)	9	36	151 200
Poszukiwanie niestandardowej fizyki w rozpraszaniu e^+e^-			
prof. L. Turko (IFT UW _r)	4	36	83 000
Zjawiska krytyczne w materii hadronowej			
dr J. Smyrski (IF UJ)	6	24	80 000
Badanie przyprogowej produkcji pionów w zderzeniach p+p i p+d			
prof. E. Skrzypczak (IFD UW)	10	12	76 000
Badanie zderzeń najcięższych jąder przy energii 160 GeV/nukleon, poszukiwanie plazmy kwarkowo-gluonowej; eksperyment NA49 w CERN			
doc. L. Leśniak (IFJ)	6	36	75 000
Teoretyczne badania budowy hadronów i ich wzajemnych oddziaływań w powiązaniu z doświadczalnym programem akceleratorów europejskich i amerykańskich			
doc. J. Figiel (IFJ)	4	24	48 000
Hadronizacja i funkcje struktury w oddziaływaniach mion-nukleon i mion-jądro			
prof. J. Zakrzewski (IFD UW)	4	24	35 000
Projekt HERA – Eksperymenty H1/ZEUS: kalorymetr uzupełniający BAC i ściana VETO			
prof. K. Rybicki (IFJ)	7	24	33 900
Projekt HERA – Eksperymenty H1/ZEUS. H1: Rozbudowa aparatury			
prof. D. Kisielewska (WFiTJ AGH)	7	24	30 000
Projekt HERA – Eksperymenty H1/ZEUS. Analiza fizyczna i system gazowy kalorymetru uzupełniającego BAC			
prof. A. Eskreys (IFJ)	9	24	30 000
HERA – Eksperymenty H1/ZEUS. Eksperyment ZEUS – analiza fizyczna i monitor świetlności			

dr hab. J. Ciborowski (IFD UW) Projekt HERA – Eksperymenty H1/ZEUS: Analiza danych	6	24	29 800
dr hab. J. Ciborowski (IFD UW) Analiza produkcji mezonów ρ_0 w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym e p przy energii 300 GeV w środku masy (eksperyment ZEUS przy akceleratorze HERA) (promotorski)	1	24	14 400
dr hab. J. Ciborowski (IFD UW) Produkcja bozonów pośredniczących W i Z w oddziaływaniach e p przy energii 300 GeV w środku masy (eksperyment ZEUS przy akceleratorze HERA) (promotorski)	1	24	14 400
dr K. Charchuła (IFD UW) Analiza fenomenologiczna rozkładów partonów w protonie przy małych x_{Bj} w Herze	1	15	7000
prof. M. Turała (IFJ) Silicon tracker and vertex detector for ATLAS experiment on LHC	1	15	6800
mgr E. Mroczko (IFJ) Analiza zachowania Lipatowa dla rozpraszania głęboko nieelastycznego w obszarze małych wartości parametru x_{Bj} Bjorkena poprzez badanie dżetów do przodu	1	12	5000
dr hab. W. Dąbrowski (WFiTJ AGH) Optymalizacja odczytu krzemowych detektorów paskowych (promotorski)	1	9	5000
dr hab. W. Dąbrowski (WFiTJ AGH) Wpływ uszkodzeń radiacyjnych na parametry i działanie paskowych detektorów krzemowych	1	12	5000
mgr K. Stepaniak (IFD UW) Badanie ekskluzywnej produkcji par kaonów i pionów w oddziaływaniach foton-foton	1	12	5000
prof. K. Rybicki (IFJ) Some decays of charmed baryon Λ_c^+ (promotorski)	1	9	3200

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

dr hab. J. Kownacki (ŚLCJ UW) Fizyka stanów wzbudzonych jąder o wysokich i średnich spinach populowanych aż do quasi-continuum w sąsiedztwie „proton drip line”	15	36	310 000
prof. Z. Szymański (IFT UW) Badanie mikroskopowej struktury jąder atomowych metodami pola średniego oraz w modelach ściśle rozwiązywalnych	11	36	310 000
dr hab. T. Czosnyka (ŚLCJ UW) Badanie struktury jąder atomowych przy pomocy niskoenergetycznych wiązek ciężkich jonów	9	24	190 000
prof. J. Styczeń (IFJ) Kolektywne własności stanów jądrowych z obszarów jąder sferycznych: Ca, Ni i Pb	8	36	174 000
dr hab. Z. Szeffiński (IFD UW) Badanie emisji neutronów jako źródła informacji o przebiegu procesów po zderzeniu ciężkich jonów	10	24	100 000
prof. A. Sobiczewski (IPJ) Własności jąder radioaktywnych	4	36	78 600

prof. W. Zipper (UŚI)	4	24	50 000
Deformacja jąder w potencjałowym modelu fuzji ciężkich jonów			
dr inż. D. Burak (IPPT PAN)	1	12	11 400
Czasoprzestrzenna dynamika rezonatora pierścieniowego wypełnionego elementem o indukowanej absorpcji z dyfuzją			
prof. J. Styczeń (IFJ)	1	24	10 000
Badanie stanów wysokospinowych w jądrach ^{45}Sc , ^{45}Ti i ^{43}Ca (promotorski)			
dr K. Zuber (IFJ)	1	12	6700
Badanie superdeformacji w jądrach atomowych			
prof. R. Broda (IFJ)	1	12	5000
Heavy ion deep-inelastic collisions studied by discrete gamma ray spectroscopy (promotorski)			
mgr S. Osuch (IFD UW)	1	12	5000
Pomiary korelacji polaryzacji fotonów anihilacyjnych – test nierówności Bella			

FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA, OPTYKA, AKUSTYKA

dr hab. Z. Kisiel (IF PAN)	5	36	200 000
Fourierowska spektroskopia mikrofalowa			
dr hab. W. Gadomski (WCh UW)	3	24	150 000
Badanie i kontrola niestabilności optycznych w układach laserowych			
dr inż. L. Jaroszewicz (WAT)	8	30	140 000
Teoretyczno-eksperymentalne badania polarymetrów światłowodowych			
dr K. Kolwas (IF PAN)	7	36	120 000
Rezonansowe oddziaływanie światła laserowego z dużymi klasterami metali alkalicznych			
dr T. Stacewicz (IFD UW)	3	24	70 000
Badanie emisji stożkowej i skolimowanej indukowanej w parach sodu promieniowaniem laserowym dostrojonym do przejścia 3S–4P			
prof. R. Tanaś (IF UAM)	8	24	49 999
Badanie ewolucji stanów kwantowych pola w nieliniowych procesach optycznych			
prof. J. Karwowski (IF UMK)	1	36	39 800
SGA i jego zastosowania (II)			
prof. A. Kujawski (IF PW)	6	12	33 300
Badania koherencji i stopnia polaryzacji światła w światłowodach optycznych			
prof. L. Wolniewicz (IF UMK)	2	24	32 000
Własności spektroskopowe molekularnego wodoru			
doc. M. Kuś (CFT PAN)	2	12	28 500
Chaotyczne aspekty oddziaływań atomów wodoru z promieniowaniem mikrofalowym			
dr M. Karpierz (IF PW)	4	12	22 200
Solitony sprzężone w ośrodkach z nieliniowością optyczną drugiego rzędu			
dr M. Bylicki (IF UMK)	2	36	22 000
Atomy w silnym polu magnetycznym			

mgr inż. D. Jakubczyk (IF PAN)	1	12	5000
Badanie roli zjawisk dyfuzji w procesie tworzenia agregatów sodowych indukowanych laserem			

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

dr hab. M. Ciepłak (IF PAN)	7	36	300 000
Transport elektronowy w cienkich warstwach nadprzewodników wysokotemperaturowych			
dr E. Żukowski (KF UW Białystok)	10	36	170 000
Badanie rozkładu gęstości prądów elektronów w metalach i stopach			
dr M. Borowiec (IF PAN)	9	36	160 000
Uporządkowanie magnetyczne i elastyczne w układach niskosymetrycznych			
doc. T. Skośkiewicz (IF PAN)	10	24	160 000
Badania SQUID-owe własności magnetycznych nadprzewodników i półprzewodników warstwowych oraz ich nanostruktur			
prof. A. Szytuła (IF UJ)	11	36	160 000
Własności magnetyczne i struktura elektronowa związków międzymetalicznych ziem rzadkich i wysokotemperaturowych nadprzewodników			
prof. M. Jałochowski (IF UMCS)	4	24	120 000
Quasi-jednowymiarowe struktury metaliczne			
prof. M. Kopcewicz (ITME)	8	36	100 000
Badanie procesu amorfizacji struktur wielowarstwowych metal-metal w wyniku działania wiązek jonów o niskiej, średniej i wysokiej energii			
prof. L. Kowalewski (IF UAM)	6	36	81 600
Badanie konwencjonalnych i niekonwencjonalnych nadprzewodników w kwantującym polu magnetycznym oraz układów f-elektronowych silnie skorelowanych			
prof. H. Puzkarski (IF UAM)	5	36	80 000
Badanie własności stanów międzypowierzchniowych w magnetycznych wielowarstwach i supersieciach			
prof. E. Zipper (IF UŚI)	5	36	75 300
Uporządkowanie magnetyczne w układach mezoskopowych			
mgr P. Klamut (INTiBS PAN)	5	24	60 000
Oddziaływania magnetyczne w materiałach pokrewnych do elektronowych nadprzewodników wysokotemperaturowych typu 2-1-4			
dr E. Talik (IF UAM)	7	35	60 000
Otrzymywanie i własności monokryształów R_3T , gdzie R – ziemia rzadka, T – metal przejściowy 3d, 4d, 5d			
prof. J. Stankowski (IFM PAN)	1	24	15 000
Mikrofalowa detekcja efektu pułapkowania strumienia magnetycznego w nadprzewodnikach (promotorski)			
dr hab. J. Pszczoła (WFiTJ AGH)	5	24	9100
Oddziaływania nadsubtelne w związkach podstawianych ziemia rzadka – metal przejściowy (promotorski)			
dr hab. A. Maziewski (KF UW Białystok)	1	12	5000
Dynamika magnesowania cienkich warstw magnetycznych w polach magnetycznych o różnych konfiguracjach (promotorski)			

prof. A. Maksymowicz (WFITJ AGH) Obliczenia modelowe magnetostrykcji w stopach metali 3d	1	12	4800
mgr I. Jankowska-Sumara (IFiI WSP Kraków) Badanie rozpraszania ramanowskiego w antyferroelektrycznym PbHfO_3 czystym oraz domieszkowanym jonami Ti	1	12	3000

KRYSZTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY, CIECZE

prof. B. Hilczer (IFM PAN) Dielektryczna i piroelektryczna odpowiedź polarnych polimerów i układów wielofazowych	8	24	162 000
prof. S. Hoffmann (IFM PAN) Mechanizmy elektronowej relaksacji spinowej w monokryształach i ich związek z dynamiką molekularną i dynamicznym efektem Jahna-Tellera badane metodą elektronowego echa spinowego	7	24	120 000
prof. J. Mościcki (IF UJ) Steric effects in the formation and molecular dynamics of liquid crystals	5	36	100 000
dr hab. M. Śliwińska-Bartkowiak (IF UAM) Modyfikacja efektu krytycznego w mieszaninach ciekłych, uwięzionych w matrycach porowatych	4	36	100 000
prof. M. Łabowski (IA UAM) Badanie właściwości fizyko-chemicznych olejów oraz cieczy magnetycznych w polu elektrycznym i magnetycznym metodami spektroskopii ultradźwiękowej	4	24	85 000
prof. Z. Pająk (IF UAM) Przemiany fazowe w kryształach molekularno-jonowych	4	36	80 000
dr hab. J. Wąsicki (IF UAM) Wpływ ciśnienia hydrostatycznego na bariery energetyczne w kryształach	5	36	71 800
dr J. Tritt-Goc (IFM PAN) Badanie stanu podstawowego i wzbudzonego wybranych monokryształów soli kwasu nitropruskiego metodą impulsowej spektroskopii NMR	4	24	63 000

PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

prof. R. Gałązka (IF PAN) Nowy model oddziaływań wymiennych w półmagnetycznych półprzewodnikach IV-VI z jonami ziem rzadkich	6	36	173 300
doc. Z. Wilamowski (IF PAN) Magnetyzm dwuwymiarowych struktur półprzewodnik-antyferromagnetyk	10	36	160 000
dr K. Balcerek (INTiBS PAN) Wybrane problemy zjawisk transportu ciepła i ładunku elektrycznego w pobliżu przejścia fazowego metal-izolator	10	36	120 000
dr hab. T. Wosiński (IF PAN) Tunelowanie rezonansowe z udziałem fononów w heterostrukturach ze związków półprzewodnikowych $\text{A}_{\text{II}}\text{B}_{\text{VI}}$ oraz $\text{A}_{\text{III}}\text{B}_{\text{V}}$	6	28	100 000
prof. K. Łukaszewicz (INTiBS PAN) Zbadanie struktury i wyjaśnienie mechanizmu przemian fazowych w półprzewodnikach ferroelektrycznych typu Sb_2S_3 i SbSj	3	36	85 000

prof. B. Westwański (IF UŚI)	2	24	21 900
Teoretyczny opis skalowania w ferroelektrykach TGS i DTGSe z symetrycznym i niesymetrycznym punktem krytycznym			
doc. W. Trzeciakowski (CBW PAN)	2	24	15 000
Wpływ deformacji na widma optyczne półprzewodników studni kwantowych (promotorski)			
mgr A. Kurpiewski (IFD UW)	1	12	3000
Własności elektryczne i optyczne niestechiometrycznego GaAs otrzymanego przez implantację jonami arsenu			

EKOLOGIA, BIOFIZYKA, FIZYKA MEDYCZNA

dr W. Kwiatek (IFJ)	6	12	33 300
Korekcja efektu zmian matrycy pod wpływem wiązki protonów			
mgr P. Grochowski (IFD UW)	1	12	5000
Konstrukcja przybliżonych modeli pozwalających na efektywne rozwiązywanie równań Schrödingera w klasyczno-kwantowej dynamice molekularnej			
mgr S. Kwieciński (IFJ)	1	12	5000
Szybka metoda obrazowania FLASH – zastosowanie w mikroskopii magnetycznego rezonansu jądrowego			
mgr G. Bakalarski (IFD UW)	1	9	3200
Badanie struktury elektronowej i zjawiska izomerii protonowej hydroksycytozyny i jej wybranych pochodnych metodą funkcjonału gęstości (DFT)			

INNE

prof. K. Wierzbanowski (WFiTJ AGH)	1	18	12 400
Rozwinięcie nieniszczącej metody wyznaczania tekstur krystalograficznych w różnych warstwach próbki (promotorski)			
mgr S. Jagielski (WFiTJ AGH)	1	18	5000
Badanie własności detektora promieniowania przejścia w zastosowaniu do identyfikacji elektronów			

IX konkurs

Kierownik projektu	liczba wykonawców; czas (w miesiącach); koszt (w zł)
Tytuł projektu	

**METODY MATEMATYCZNE, TEORIA POŁA,
FIZYKA STATYSTYCZNA, ASTROFIZYKA**

doc. J. Wosiek (II UJ)	7	36	150 000
Własności krytyczne dyskretnej teorii pól kwantowych i kwantowej grawitacji			

dr hab. W. Majewski (IFTiA UG)	7	36	126 000
Nieprzemienne układy dynamiczne. Konstrukcja stochastycznych dynamik, analiza własności ergodycznych, obliczenia numeryczne			
prof. A. Sym (IFT UW)	7	36	120 000
Układy zupełnie całkowalne: geometria i dynamika			
dr hab. J. Żebrowski (IF PW)	5	27	75 900
Dynamika nieliniowych układów niestacjonarnych			
dr R. Marcinek (IF UJ)	2	24	55 000
Dynamika klasyczna wysoko wzbudzonych układów trójcząsteczkowych			
dr hab. J. Maćkowiak (IF UMK)	2	24	32 500
Badanie własności równowagowych i zjawisk transportu w modelach s-d Kondo metodą zaburzenia ich zredukowanych hamiltonianów			
dr hab. J. Hołyst (IF PW)	2	24	24 000
Kontrola chaosu deterministycznego w układach z dyskretną dynamiką			
dr hab. T. Kopeć (INTiBS PAN)	1	25	15 800
Kwantowe przejścia fazowe w silnie skorelowanych układach bozono- wych i fermionowych z nieporządkiem			
dr hab. S. Mrówczyński (IPJ)	1	24	11 500
Nierównowagowe układy relatywistycznych pól kwantowych			
dr hab. J. Łuczka (IF UŚI)	3	12	9900
Transport indukowany nierównowagowymi fluktuacjami			
mgr A. Korociński (IFT UW)	1	12	5000
Hamiltonian fali kapilarnych oraz efektywny potencjał powierzchni roz- działu faz			

FIZYKA POŚREDNICH I WYSOKICH ENERGII

prof. R. Holyński (IFJ)	11	36	180 000
Wielorodna produkcja cząstek i fragmentacja jąder w oddziaływaniach przy wysokich energiach			
dr W. Wolter (IFJ)	7	36	150 000
Badania promieniowania kosmicznego w zakresie energii 10^{12} – 10^{15} eV w eksperymencie JACEE			
dr hab. B. Grządkowski (IFT UW)	3	36	66 000
Poszukiwanie przejawów nowej fizyki w oddziaływaniach kwarków t i b			
dr hab. M. Krawczyk (IFT UW)	5	24	57 000
Badanie struktury fotonu w zderzeniach $e p$ i $e^+ e^-$			
prof. J. Szwed (II UJ)	3	36	45 000
Struktura bozonów W i Z oraz jej konsekwencje teoretyczne			
dr J. Pawełczyk (IFT UW)	2	24	37 000
Badanie teorii strun niekrytycznych i jej zastosowań w QCD			
dr hab. M. Różańska (IFJ)	7	12	30 300
Udział w eksperymencie BELLE, badającym oddziaływania $e^+ e^-$ w obszarze rezonansu $\Gamma(4s)$			
mgr R. Kamiński (IFJ)	1	12	6800
Relatywistyczny opis oddziaływań hadronów w kanałach $\pi\pi$ i $K\bar{K}$ w różnych stanach spinowych i izospinowych			

FIZYKA JĄDROWA I FIZYKA PLAZMY

prof. A. Budzanowski (IFJ) Badanie multifragmentacji na wiązkach relatywistycznych lekkich jonów	12	24	170 000
prof. R. Kulesa (IF UJ) Badanie struktury jąder przy pomocy relatywistycznych i radioaktywnych wiązek ciężkich jonów	10	34	108 000
dr A. Maj (IFJ) Struktura wysoko wzbudzonych jąder atomowych badana przy pomocy gigantycznych rezonansów	11	24	95 000
dr J. Woźniak (WFiTJ AGH) Rozpraszanie atomów mionowych w ośrodkach wodorowych i kataliza mionowa reakcji syntezy jądrowej	6	24	75 000
dr hab. W. Kamiński (IF UMCS) Struktura jądra atomowego w podwójnym rozpadzie beta bez emisji neutrin	3	36	74 500
dr R. Zagórski (IFPiLM) Teoretyczne badania wpływu zanieczyszczeń oraz cząstek wysokoenergetycznych na parametry pracy termojądrowych toroidalnych pułapek magnetycznych	6	24	65 000
prof. B. Pomorska (IF UMCS) Średnie promienie kwadratowe jąder atomowych	6	36	63 000
prof. W. Waluś (IF UJ) Badanie własności gęstej i gorącej materii jądrowej poprzez procesy produkcji mezonów w zderzeniach ciężkich jonów	7	36	60 000
prof. S. Szpikowski (IF UMCS) Supersymetria unitarna, ortosymplektyczna oraz zdeformowane algebry Liego (algebry kwantowe) w fizyce jądrowej	3	36	42 800
dr A. Wieloch (IF UJ) Synteza superciężkich elementów przy użyciu radioaktywnych wiązek	4	24	35 000
dr W. Broniowski (IFJ) Symetria chiralna w materii jądrowej	2	24	24 000
prof. Z. Sujkowski (IPJ) Badanie procesów wielokrotnej jonizacji z wykorzystaniem spektrometrów dyfrakcyjnych wysokiej rozdzielczości	2	18	15 000
prof. Z. Sujkowski (IPJ) Struktura jąder atomowych z okolic podwójnie magicznych ^{56}Ni i ^{100}Sn oraz mechanizmy populacji i deekscytacji stanów o wysokich spinach	2	18	15 000
mgr P. Magierski (IF PW) Badanie korelacji heksadekapolowych w jądrach superzdeformowanych	1	12	7 000
dr P. Bożek (IFJ) Opis podprogowej produkcji mezonów i fotonów w zderzeniach ciężkich jonów	1	12	5 000

FIZYKA ATOMOWA I MOLEKULARNA, OPTYKA, AKUSTYKA

prof. W. Froncisz (IBM UJ) Badanie relaksacji i wolnych ruchów znaczników spinowych metodami spektroskopii przejść wielokwantowych EPR	7	36	207 000
---	---	----	---------

prof. A. Bączyński (IF UMK) Własności spektroskopowe ośrodków aktywnych cieczowych laserów barwnikowych	7	28	134 000
dr L. Sirko (IF PAN) Chaos w eksperymentalnie symulowanych bilardach kwantowych	6	36	126 000
dr hab. S. Chwirot (IF UMK) Doświadczalne badania metodą koincydencji elektron-foton procesów wzbudzania atomów Ca i Cd przez nieelastyczne zderzenia z elektronami	4	36	110 000
dr hab. C. Radzewicz (WF UW) Nieliniowe oddziaływanie femtosekundowych impulsów światła z ośrodkami w fazie skondensowanej	6	24	80 000
prof. J. Mostowski (IF PAN) Kwantowa optyka atomowa	5	24	55 000
prof. K. Rzążewski (CFT PAN) Oddziaływanie atomów z silnymi polami elektromagnetycznymi	4	24	53 000
dr M. Polasik (WCh UMK) Badanie wielokrotnej jonizacji w procesach zderzeniowych poprzez analizę teoretyczną widm rentgenowskich	1	36	46 000
mgr Ł. Dutkiewicz (IF UJ) Dynamika cząstek podczas ewolucji stanów wzbudzonych w gazach ze-stalonych i jej wpływ na proces rozpylania	2	12	28 500
prof. I. Białyński-Birula (CFT PAN) Trojańskie paczki falowe elektronów w atomach i molekułach	2	16	14 000
dr hab. M. Pajek (IF WSP Kielce) Badanie procesów rekombinacji jonów z elektronami swobodnymi w pierścieniach akumulacyjnych	1	10	11 500
prof. K. Rzążewski (CFT PAN) Kwantowe własności mikromasera, pomiar kwantowy i nierówność Bella	2	12	7500

METALE, MAGNETYKI, NADPRZEWODNIKI

dr R. Żuberek (IF PAN) Badanie oddziaływań wymiennych i magnetosprężystych w supersieciach magnetycznych	14	36	220 000
dr A. Wiśniewski (IF PAN) Określenie czynników determinujących dynamikę wortexów w homologicznej serii nadprzewodników $\text{HgBa}_2\text{Ca}_{n-1}\text{Cu}_n\text{O}_{2n+2+n}$ ($n=1,2,3,\dots$) oraz $\text{YBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$	8	30	190 000
prof. J. Auleytner (IF PAN) Badania efektów całkowitego zewnętrznego odbicia i wzmocnienia rentgenowskiej fali stojącej oraz ich wykorzystanie do badań struktury międzypowierzchni i warstw przypowierzchniowych ciał stałych	8	36	170 000
prof. R. Micnas (IF UAM) Nadprzewodnictwo, uporządkowania ładunkowe i magnetyczne oraz własności stanu normalnego wąskopasmowych układów elektronowych	18	24	129 700
prof. A. Kołodziejczyk (WFITJ AGH) Właściwości elektronowe i stan mieszany wysokotemperaturowych nadprzewodników	7	30	121 900

dr hab. J. Stanek (IF UJ) Mikroanaliza oddziaływań powierzchni granicznych w ciałach stałych	9	36	95 500
prof. J. Klamut (INTiBS PAN) Wpływ zmiany gęstości nośników na głębokość wnikania pola magnetycznego w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych	10	24	85 000
dr C. Kapusta (WFiTJ AGH) Badanie związków ziem rzadkich z metalami 3d metodą magnetycznego dichroizmu promieniowania X	6	20	80 000
prof. J. Zieliński (IF UŚI) Silne korelacje i symetria parametru porządku w nadprzewodnikach wysokotemperaturowych	6	18	43 000
dr hab. A. Kiejna (IFD UWŕ) Obliczenia równowagowej struktury atomowej i elektronowej powierzchni metali	2	21	30 000
dr hab. J. Korecki (WFiTJ AGH) Wpływ czynników strukturalnych na własności magnetyczne w ultracienkich warstwach Fe na Ru(0001)	2	24	15 000
dr hab. A. Maziewski (KF UW Białystok) Magnetyczna anizotropia i przejścia fazowe związane z reorientacją magnetyzacji w warstwach granatów domieszkowanych kobaltem (promotorski)	2	30	15 000
dr T. Krzysztoń (INTiBS PAN) Współistnienie antyferromagnetyzmu i nadprzewodnictwa – opis teoretyczny stanu mieszanego w nadprzewodnikach klasycznych i wysokotemperaturowych	1	18	13 800
dr hab. B. Mróz (IF UAM) Własności cieplne wybranych kryształów ferroelastycznych (promotorski)	2	12	4970

KRYSZTAŁY MOLEKULARNE I POLIMERY, CIECZE

prof. J. Jadżyn (IFM PAN) Liniowa i nieliniowa spektroskopia dielektryczna materiałów ciekłokrystalicznych	6	36	207 000
dr Z. Lalowicz (IFJ) Badanie dynamiki rotacyjnej jonów amonowych metodą magnetycznego rezonansu jądrowego w celu określenia struktury krystalicznej i przejść fazowych	9	24	160 000
dr hab. J. Godlewski (KFM PG) Fotoprzewodnictwo wybranych kryształów i warstw molekularnych	5	36	126 000
prof. J. Małecki (IFM PAN) Asocjacja molekularna i struktura kompleksów wybranych roztworów alkoholi oraz polarnych, mezogennych molekuł	4	36	115 000
dr hab. Z. Tylczyński (IF UAM) Własności cieplne kryształów ferroelastycznych w niskich temperaturach	3	27	34 500
doc. S. Wróbel (IF UJ) Badania procesów kolektywnych w fazie paraelektrycznej i w fazach ferroelektrycznych 4'-[(S)-2 propoksypropoksy] fenilo 4-(4-decyloksy) benzoesanu (w skrócie PPPhDB) oraz jego mieszanin	2	24	15 000

dr hab. W. Alexiewicz (IF UAM) Badanie nieliniowej polaryzacji elektrycznej cieczy w zmiennych polach elektrycznych (promotorski)	2	12	5000
dr J. Kubicki (IF UAM) Badanie dynamiki molekularnej kwasu trójmetylooctowego w fazie plastykowej i ciekłej metodą rozpraszania światła	1	12	4992

PÓŁPRZEWODNIKI I IZOLATORY

doc. A. Suchocki (IF PAN) Badania nieliniowych zjawisk optycznych w CdMnTe	13	36	180 000
doc. W. Trzeciakowski (CBW PAN) Wpływ deformacji dwuosiowej na ekscytyny i fotony w półprzewodnikowych studniach kwantowych i supersieciach	6	12	52 000
dr S. Krukowski (CBW PAN) Wyznaczenie podstawowych własności fizycznych azotku indu	10	18	49 000
dr hab. T. Lewowski (IFD UW _r) Badanie procesu tworzenia się bariery potencjału na kontakcie dwu kryształów o wiązaniu jonowym (NaCl/LiBr, KF/LiBr, CaF ₂ /LiBr)	6	18	26 520
dr hab. W. Nakwaski (IF PŁ) Modelowanie transportu nośników w półprzewodnikowych laserach z pionową wnęką rezonansową o emisji powierzchniowej, przy uwzględnieniu nierównomiernego rozkładu temperatury wewnątrz struktury (promotorski)	2	24	15 000
dr hab. E. Sobczak (IF PAN) Badanie struktury elektronowej azotku krzemu metodą izochromat (promotorski)	4	24	15 000
prof. inż. A. Turos (IPJ) Badanie warstw krystalicznych związków półprzewodnikowych metodą kanałowania jonów (promotorski)	2	12	15 000
dr hab. A. Twardowski (IFD UW) Oddziaływanie wymienne w półprzewodniku półmagnetycznym Zn _{1-x} Cr _x Te _n (promotorski)	2	12	8000
dr hab. J. Dec (IF UŚI) Termooptyczno-polaryzacyjne badania przemian fazowych w kryształach typu KSc(MoO ₄) ₂ z niewspółmierną modulacją strukturalną	4	12	5000

EKOLOGIA, BIOFIZYKA, FIZYKA MEDYCZNA

prof. J. Blicharski (IF UJ) Badanie dynamiki molekularnej układów biologicznych i modelowych metodami spektroskopii MRJ	8	36	200 000
prof. M. Kurzyński (IF UAM) Dynamika białek – model dyfuzji na sieciach fraktalnych	4	18	40 000
mgr A. Krzyżak (IFJ) Rozwój szybkich metod obrazowania MR wykorzystujących zjawisko echa gradientowego	1	12	6000

Mirosław Łukaszewski

Instytut Fizyki PAN

i

Szkoła Nauk Ścisłych

Warszawa

Czasopisma fizyczne w sieci

Physics journals on line

Abstract: Scientific journals are becoming available in an electronic form (on line) on World Wide Web servers. Main features of this new information service and basic information on how to use it are described.

Upadkiem drukowanych na papierze czasopism naukowych w wyniku nieuchronnej elektronizacji środków przekazywania informacji straszy się wydawców tych czasopism (i ich czytelników) od dawna. Czasopisma jednak istnieją i dla większości fizyków są ciągle podstawowym źródłem informacji o nowych pracach naukowych, głównie dlatego, że dobre czasopisma zapewniają wstępną selekcję informacji dzięki rzetelnemu recenzowaniu nadsyłanych prac.

Nie oznacza to jednak, że nic się nie zmienia. Jesteśmy właśnie świadkami bardzo istotnych zmian w sposobie dystrybucji czasopism naukowych – wiele z nich staje się dostępnych w sieci (*on line*). Jest to z jednej strony wynik świadomości wydawców, że muszą zacząć działać w środowisku sieciowym, które stało się codziennym otoczeniem naukowców, z drugiej strony – wynik rozwoju środków technicznych, które to umożliwiają. Chodzi tu przede wszystkim o *World Wide Web* (Sieć światowa, Sieć na cały świat (?)) – system przedstawienia materiału tekstowego w jednolitym formacie (tzw. hipertekst: HTML – Hypertext Markup Language) z możliwością włączania do dokumentu materiału graficznego. (Podobnie jak wiele innych podstawowych elementów oprogramowania sieciowego, WWW powstał w środowisku fizyki cząstek – patrz notatka w Kronice o nagrodzie dla twórców WWW.) Dzięki temu możliwe jest udostępnianie w sieci całych artykułów – wraz z rysunkami, wzorami matematycznymi, tabelami itp.

Mirosław Łukaszewski

Instytut Fizyki PAN

i

Szkoła Nauk Ścisłych

Warszawa

Czasopisma fizyczne w sieci

Physics journals on line

Abstract: Scientific journals are becoming available in an electronic form (on line) on World Wide Web servers. Main features of this new information service and basic information on how to use it are described.

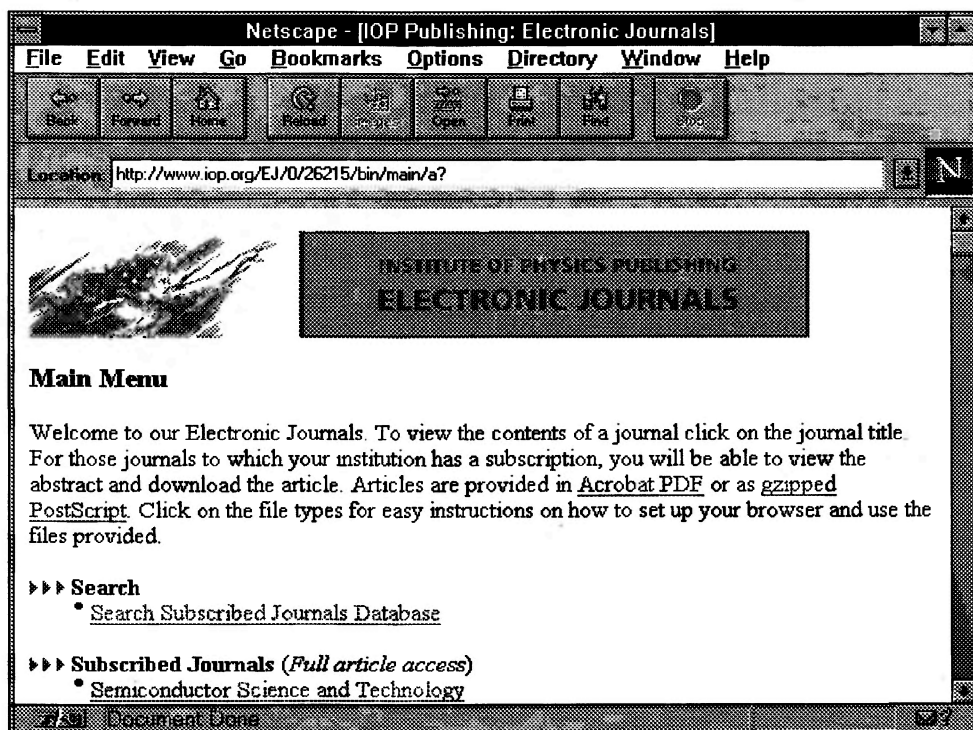
Upadkiem drukowanych na papierze czasopism naukowych w wyniku nieuchronnej elektronizacji środków przekazywania informacji straszy się wydawców tych czasopism (i ich czytelników) od dawna. Czasopisma jednak istnieją i dla większości fizyków są ciągle podstawowym źródłem informacji o nowych pracach naukowych, głównie dlatego, że dobre czasopisma zapewniają wstępną selekcję informacji dzięki rzetelnemu recenzowaniu nadsyłanych prac.

Nie oznacza to jednak, że nic się nie zmienia. Jesteśmy właśnie świadkami bardzo istotnych zmian w sposobie dystrybucji czasopism naukowych – wiele z nich staje się dostępnych w sieci (*on line*). Jest to z jednej strony wynik świadomości wydawców, że muszą zacząć działać w środowisku sieciowym, które stało się codziennym otoczeniem naukowców, z drugiej strony – wynik rozwoju środków technicznych, które to umożliwiają. Chodzi tu przede wszystkim o *World Wide Web* (Sieć światowa, Sieć na cały świat (?)) – system przedstawienia materiału tekstowego w jednolitym formacie (tzw. hipertekst: HTML – Hypertext Markup Language) z możliwością włączania do dokumentu materiału graficznego. (Podobnie jak wiele innych podstawowych elementów oprogramowania sieciowego, WWW powstał w środowisku fizyki cząstek – patrz notatka w Kronice o nagrodzie dla twórców WWW.) Dzięki temu możliwe jest udostępnianie w sieci całych artykułów – wraz z rysunkami, wzorami matematycznymi, tabelami itp.

Od mniej więcej dwóch lat trwają eksperymenty z czasopismami w sieci, a od początku br. w pełni dostępne jest kilka z nich. Wydawnictwo brytyjskiego Institute of Physics – IOP Publishing – od tego roku udostępnia w sieci 31 czasopism, z serią *Journal of Physics* na czele, a Les Editions de Physique – wydawnictwo Francuskiego Towarzystwa Fizycznego – serię *Journal de Physique*, a także *Annales de Physique* oraz *Europhysics Letters*. Z czasopism amerykańskich w całości dostępne są dwa: *Physical Review Letters* i *Applied Physics Letters*. Inne czasopisma dostępne są jedynie częściowo – np. *Astrophysical Journal* oferuje tylko dział listów, a *Nuclear Physics* – tylko czysto tekstowe wersje artykułów.

Nie wszystko jest oczywiście dla wszystkich, bowiem okazuje się, wbrew powszechnym przypuszczeniom, że wydawanie czasopisma naukowego z użyciem najnowszych technik komputerowych – łącznie z przesyłaniem manuskryptów i całej korespondencji pocztą elektroniczną – nie jest tańsze niż metody tradycyjne. Dla wszystkich są spisy treści, także czasopism, które nie są jeszcze dostępne w całości, jak np. *The Physical Review*. Całe artykuły są tylko dla prenumeratorów. Czasopisma amerykańskie (*PRL* i *APL*) można zaprenumerować w trzech wariantach: na papierze, w sieci lub jedno i drugie. Prenumerata wersji papierowej i wersji elektronicznej kosztuje mniej więcej tyle samo, prenumerata łączna – niewiele więcej niż każda z osobna. Brytyjczycy wybrali inne rozwiązanie – wersja elektroniczna jest za darmo dla każdego użytkownika w placówce (instytucie, wydziale, ...), która prenumeruje wersję papierową odpowiedniego czasopisma. Wystarczy zarejestrować u wydawcy węzeł internetowy placówki i z każdego komputera tego węzła jest dostęp do pełnych tekstów artykułów. Podobny system obowiązuje w przypadku czasopism wydawanych przez Editions de Physique.

Pełne teksty nie są tak całkiem *on line*. Łączymy się z węzłem wydawcy (co oczywiście wymaga dostępu do Internetu i posiadania programu do odczytu hipertekstu – „Mosaic” lub „Netscape”; są też programy pozwalające na jedynie tekstowy dostęp do WWW), przeglądamy spisy treści, a jeśli któryś z artykułów chcemy mieć w całości, to ściągamy go do siebie i już u siebie czytamy i oglądamy. Jak? Tu wydawcy poszli dwiema różnymi drogami. Artykuły w czasopismach Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego i Amerykańskiego Instytutu Fizycznego (tzn. *PRL* i *APL*) ogląda się przy użyciu specjalnego programu graficznego o nazwie „Guidon”, który dostarczany jest prenumeratom. Wydawcy brytyjscy i francuscy (a także The University of Chicago Press, wydawca *Astrophysical Journal*, jeden z pionierów w dziedzinie czasopism elektronicznych) postanowili wykorzystać wyłącznie oprogramowanie ogólnie dostępne. Artykuły w ich czasopismach są oferowane w wersji PostScript-owej lub w formacie PDF firmy Adobe. W tym ostatnim przypadku potrzebna jest odpowiednia przeglądarka, z których jedna, o nazwie „Acrobat”, jest ogólnie dostępna.



Tak to mniej więcej wygląda: początek strony czasopism elektronicznych IOP Publishing.

Jaki jest pożytek z czasopism w sieci? Po pierwsze, są one dostępne nieco wcześniej niż ich wersje papierowe (o kilka tygodni). Po drugie, co chyba ważniejsze, możliwe jest korzystanie z różnych usług typowych dla baz danych – wyszukiwanie artykułów wg różnych kryteriów, tworzenie profili użytkownika, prosty dostęp do odnośników literaturowych itp. Wydawcy zapowiadają, że zakres tych usług dodatkowych będzie stale powiększany.

Wszystko to jest bardzo wygodne, jeśli dysponuje się dostatecznie szybkimi łączami sieciowymi. Z tym jest często kłopot, bo gwałtownemu przyrostowi liczby użytkowników sieci Internet nie towarzyszy dostateczny rozwój infrastruktury sieciowej i sieci coraz bardziej „zatykają się”, chyba nie tylko w Polsce. Pójście do biblioteki i zrobienie kserokopii artykułu trwa więc często krócej niż uzyskanie go drogą sieciową. Jeśli jednak jesteśmy bardzo zainteresowani bardzo nowym artykułem, którego nie ma jeszcze w bibliotece, to możliwość skorzystania z wersji elektronicznej jest bardzo cenna.

Konkurencją dla czasopism są elektroniczne biblioteki prac, z których największe mieszczą się w Los Alamos National Laboratory oraz na Uniwersytecie Stanforda. Nazywa się je także bibliotekami „e-printów” (może po polsku wygodniej: elprintów?), gdyż spełniają one tę samą rolę, co kiedyś preprinty, tzn. stanowią system wstępnego obiegu informacji funkcjonujący od dawna w niektórych dziedzinach, przede wszystkim w fizyce cząstek. W tym przypadku nie ma selekcji prac – każdy umieszcza tam swoje wyniki na własną odpowiedzialność. System ten działa dobrze w przypadku środowisk względnie zamkniętych, gdy można liczyć na mechanizmy „cenzury” na poziomie laboratorium i „autocenzury” autorów doniesień.

Choć między wydawcami czasopism i menedżerami baz elprintów istnieje silna konkurencja, to wydaje się, że i jedni i drudzy są potrzebni. Dla jednych odbiorców bardzo ważna jest wstępna selekcja informacji, i ci sięgają przede wszystkim po czasopisma, dla innych kluczowa jest szybkość dostępu do informacji o postępie prac, i ci korzystają z baz elprintów. Zresztą i ci ostatni końcowe wyniki prac publikują w „prawdziwych”, papierowych czasopismach. Może więc kiedyś obie formy obiegu informacji zleją się w jakiś nowy system, który pozwoli zadowolić wszystkich użytkowników?

Na koniec – dla ciekawych – kilka adresów:

<http://www.iop.org> (seria *Journal of Physics* i inne czasopisma IOP Publishing);

<http://www.ed-phys.fr> (*Journal de Physique, Annales de Physique, Europhysics Letters*);

<http://aps.org> (*Physical Review Letters*);

<http://www.aip.org> (*Applied Physics Letters*);

<http://www.aas.org> (*Astrophysical Journal*);

<http://www.elsevier.nl> (*Nuclear Physics A i B*);

<http://xxx.lanl.gov> (biblioteka elprintów w Los Alamos);

<http://www-spines.slac.stanford.edu> (biblioteka elprintów w SLAC-u);

<http://info.ifpan.edu.pl> (*Acta Physica Polonica A*).

Postępy Fizyki nie są jeszcze dostępne w sieci, ale wcześniej czy później, kto wie...?

Literatura

- [1] P.B. Boyce, H. Dalterio, „Electronic Publishing of Scientific Journals”, *Phys. Today*, January 1996, s. 42.
- [2] M. Durrani, „Terminal future for paper journals?”, *Phys. World*, February 1996, s. 7.

WSPOMNIENIA – ROCZNICE

Andrzej Budzanowski, Urszula Woźnicka

*Institut Fizyki Jądrowej
im. H. Niewodniczańskiego
Kraków*

Jan Andrzej Czubek (1935 – 1995)

Abstract: Professor Jan Andrzej Czubek died on December 19, 1995 in Kraków, Poland, after a long and remarkable fight which earned our admiration and respect. In the course of his incurable disease he showed us how to face one's destiny with courage and dignity. Right until the very end he regularly visited and worked at his two laboratories, one at the Henryk Niewodniczański Institute of Nuclear Physics and the other at the Faculty of Physics and Nuclear Techniques of the University of Mining and Metallurgy (AGH). Polish science has suffered a great loss. Professor Czubek was not only an outstanding scientist of international reputation but also a man of great integrity, honesty and reliability. We shall remember him as a leader, as a friend, professional colleague and expert, as an extraordinarily gifted and hard working scientist, but, above all, as a man of great personal courage and integrity.

Dnia 19 grudnia 1995 r. zmarł Jan Andrzej Czubek, geofizyk jądrowy, profesor w Instytucie Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego. Nauka polska utraciła wybitnego uczonego, wspaniałego człowieka.

Jan Andrzej Czubek urodził się 20 października 1935 r. w Katowicach. Jego ojciec, inż. Stanisław Czubek, ukończył Wydział Chemii na Politechnice Lwowskiej; początkowo pozostał na Uczelni pracując jako asystent, po czym wraz z innymi inżynierami został oddelegowany na Śląsk do tworzenia polskiego przemysłu chemicznego. Pracował jako szef laboratorium analitycznego w Zakładach Che-

micznych Azoty w Chorzowie. Po perturbacjach wojennych (ucieczka ze Śląska, konieczność podjęcia pracy w Fabryce Nawozów Sztucznych w Mościcach), w momencie wyzwolenia Śląska został powołany z powrotem do Azotów.

Jego syn Jan, ukończywszy z odznaczeniem Liceum Ogólnokształcące w Gliwicach w 1952 r. miał prawo wstępu bez egzaminu na dowolną wyższą uczelnię w Polsce. Wybrał studia geologiczne na Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, zmieniając po pierwszym roku studiów kierunek na geofizykę poszukiwawczą na tym samym Wydziale.

Jeszcze przed ukończeniem studiów, w 1954 r. Jan Czubek podjął pracę u prof. Mariana Mięśowicza w Katedrze Fizyki II AGH. W kolejnych latach był tam zastępcą asystenta, a od 1957 r., już jako magister inżynier geologii, asystentem. W lutym 1962 r. przeszedł jako starszy asystent do Zakładu VI IBJ, Oddz. Krakowski, gdzie po uzyskaniu doktoratu został adiunktem, a w 1968 r. po uzyskaniu habilitacji – docentem.

Stopień naukowy doktora nauk technicznych nadała mu w 1962 r. Rada Naukowa Instytutu Badań Jądrowych na podstawie rozprawy doktorskiej pt. „Piściowa interpretacja pomiarów naturalnego promieniowania gamma w metodach geofizyki jądrowej”, a stopień doktora habilitowanego nauk technicznych w zakresie geofizyki poszukiwawczej uzyskał w 1967 r. na podstawie oceny ogólnego dorobku naukowego i przedłożonej rozprawy habilitacyjnej pt. „Fizyczne możliwości profilowania gamma-gamma”. Stopień ten nadała mu Rada Wydziału Geologiczno-Poszukiwawczego AGH w Krakowie. Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk technicznych został mu nadany przez Radę Państwa w 1974 r., a tytuł profesora zwyczajnego w 1989 r.

Od 1 stycznia 1970, w związku z likwidacją Oddziału Krakowskiego Zakładu VI IBJ, został służbowo przeniesiony do Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, gdzie nieprzerwanie, aż do 1993 r. był kierownikiem Zakładu Zastosowań Fizyki Jądrowej. W Zakładzie tym, przemianowanym później na Zakład Fizyki Środowiska i Transportu Promieniowania, pracował do końca życia.

Konsekwentnym kierunkiem działań i prac naukowych Czubka była geofizyka jądrowa. Pracując pod kierunkiem prof. Leopolda Jurkiewicza, wraz z B. Dziunikowskim, J. Krzukiem, J. Niewodniczańskim, T. Owiakiem, K. Przewłockim i A. Zuberem opublikował swą pierwszą pracę przedstawioną w 1958 r. na II Konferencji Genewskiej. Dotyczyła ona profilowania jądrowego odwiertów w złożach soli potasowych. Była to praca zespołowa, której wynikiem było opracowanie kompleksowej dokumentacji złóż soli potasowych wysadu solnego w Kłodawie, wraz z wykonaniem odpowiedniej aparatury pomiarowej oraz przeprowadzeniem całego szeregu pomiarów odwiertowych. W owym czasie (połowa lat 50-tych) były to pionierskie prace w tej dziedzinie w skali światowej. Wspomniana publikacja



Jan Andrzej Czubek (maj 1994 r.)

ma wyjątkową cechę: nie ma w niej ani jednego odwołania do literatury. To był okres powstawania geofizyki jądrowej.

Jan Czubek pozostał wierny geofizyce jądrowej przez całe życie, osiągając bardzo szybko znakomity poziom naukowy i status naukowca o światowym uznaniu. Jego prace nad metodami geofizyki wiertniczej obejmują przede wszystkim zagadnienia fizyki pomiaru naturalnej promieniotwórczości skał, pomiaru rozproszonego promieniowania gamma lub X oraz badanie transportu neutronów w skałach wraz z towarzyszącym im promieniowaniem gamma z rozproseń nieelastycznych.

Na początku lat 60-tych były to prace pionierskie w tej dziedzinie, które zarówno pozwoliły na rozwiązywanie wielu zagadnień praktycznych, jak i dały podwaliny pod współczesne metody ilościowej interpretacji profilowań gamma. Prace te są obecnie często cytowane i doczekały się przedruków w obcych wydawnictwach monograficznych.

W metodach, których zasady fizyczne oparte są na rozpraszaniu kwantów gamma lub neutronów, ważnym zagadnieniem jest prawidłowe zdefiniowanie, obliczenie lub wyznaczenie eksperymentalne tzw. całkowych parametrów jądrowych skał: ekwiwalentnej liczby atomowej, długości i czasu spowalniania neutronów, długości dyfuzji i czasu życia neutronów termicznych. Tym zagadnieniom poświęcił Czubek wiele swoich prac. Znaczącym jego osiągnięciem jest oryginalny pomysł eksperymentalnego wyznaczania przekroju czynnego absorpcji neutronów

termicznych na małych próbkach skał. Metoda została szczegółowo opracowana w zespole kierowanym przez niego w IFJ i jest znana i cytowana w literaturze jako „metoda Czubka”.

Opracowywanie podstaw fizycznych metod jądrowych jest zawsze stymulowane konkretnymi potrzebami ze strony geologii złóż oraz poszukiwaniem użytecznych surowców. Takim problemem stało się w latach 60-tych znalezienie metody pozwalającej wykryć obecność uranu w skałach wprost, a nie poprzez produkty jego rozpadu (wynika to ze specyfiki danego ośrodka geologicznego, w którym istnieje możliwość zaburzenia równowagi promieniotwórczej). Ta działalność naukowa podjęta przez Czubka w 1966 r. zaowocowała powstaniem nowych metod pomiarowych. Należy do nich selektywna metoda naturalnej promieniotwórczości polegająca na określaniu zawartości uranu przez pomiar własności absorpcji fotoelektrycznej skał oraz metoda detekcji natychmiastowych lub opóźnionych neutronów rozszczepieniowych z ^{235}U lub ^{238}U obserwowanych w skałach naświetlanych impulsowym strumieniem neutronów o energii 14 MeV z generatora neutronów. Ta ostatnia metoda opublikowana przez prof. Czubka w początkach lat 70-tych znalazła obecnie na świecie szerokie zastosowanie jako tzw. metoda PFN (Prompt Fission Neutron) oraz DFN (Delayed Fission Neutron). W zagranicznych opracowaniach tych metod, prace prof. Czubka są zawsze cytowane jako źródłowe, pionierskie w tej dziedzinie.

Szczególne uwagę poświęcił Czubek teorii profilowania neutronami. Szereg prac w tej dziedzinie zostało przez niego opublikowanych w najpoważniejszych czasopismach naukowych. Prace te od strony teoretycznej dotyczą wyznaczenia strumienia neutronów, pochodzącego od punktowego źródła neutronów prędkich, w dwugrupowym przybliżeniu dyfuzyjnym, w ośrodku dwuwarstwowym reprezentującym odwiert i otaczającą go skałę. Prace te mają wiele zastosowań praktycznych. Należy tu podkreślić, że stało się to dzięki podziwu godnemu uporowi i cierpliwości Profesora we wprowadzaniu swoich osiągnięć naukowych do rzeczywistości, a nie tylko formalnego zastosowania w przedsiębiorstwach geofizycznych w Polsce. Takim sukcesem było zbudowanie pod jego naukowym kierownictwem ośrodka do kalibracji sond neutronowych w Bazie Geofizyki w Zielonej Górze oraz sukcesywne wprowadzanie opracowanej przez niego półempirycznej metody kalibracji sond neutronowych. Podstawy teoretyczne tej metody to właśnie wspomniane wyżej rozwiązania dla strumieni neutronów w ośrodku sonda – odwiert – skała.

Nad kolejnymi rozwiązaniami teoretycznymi dla pola neutronów w układzie o następnym stopniu komplikacji (zagadnienie trójwarstwowe uwzględniające tzw. warstwę pośrednią pomiędzy odwiertem a czystą skałą) prof. Czubek pracował dosłownie do ostatnich dni swojego życia.

Jan Czubek cieszył się zasłużonym międzynarodowym autorytetem znakomitego i rzetelnego naukowca. Był powoływany przez Międzynarodową Agencję Energii Atomowej w Wiedniu, Program Rozwoju Narodów Zjednoczonych (UNDP) w Nowym Jorku, Organizację Badań Naukowych i Przemysłowych Wspólnoty Brytyjskiej (CSIRO) w Australii, Towarzystwo Geologiczne w Szwecji do prowadzenia wykładów i szkolenia kadr z zakresu geofizyki jądrowej w Afganistanie, Islandii, na Madagaskarze, w Australii, Indiach, Korei Północnej, Szwecji i Jugosławii. Był zapraszany do współpracy, na konferencje i konsultacje do Argentyny, Stanów Zjednoczonych, Kanady, Węgier, byłych NRD i ZSRR.

Profesor Czubek, zawsze przyjaźnie nastawiony do innych ludzi, łatwo nawiązywał kontakty naukowe na całym świecie. Przez jego dom przewijali się Amerykanie, Francuzi, Rosjanie, Anglicy, zawsze serdecznie podejmowani przez Profesora i jego rodzinę. Pani Profesorowa w okresie „kartkowym” wyczarowywała zrazy z kaszą gryczaną („bo przecież tego nigdzie nie mają”).

Spotkania te rozwijały się w osobiste zażyłości i przyjaźni. Dzięki takim osobistym kontaktom prof. Czubek zgromadził obszerną bibliotekę reprintów zawierającą (bez przesady) prawie wszystkie prace opublikowane na świecie z zakresu geofizyki jądrowej. Z biblioteki tej, pieczołowicie skatalogowanej, korzystają pracownicy instytutów i przedsiębiorstw z całej Polski.

Profesor Czubek prowadził wykłady z geofizyki jądrowej dla studentów Akademii Górniczo-Hutniczej; wykształcił 15 roczników geofizyków, którzy pracując w przemyśle lub instytutach naukowych stawali się jego współpracownikami w różnych przedsięwzięciach praktycznych i naukowych. Część z nich doktoryzowała się pod jego kierunkiem, dla innych był recenzentem prac doktorskich i habilitacyjnych. Do dziś zachował się notesik Profesora z ocenami, jakie wystawiał swoim studentom. I jest tam ręką Profesora zapisane, iż jeden z polskich książąt u Czubka stał bardzo kiepsko i przeniósł się wkrótce na geografę ...

Profesor Czubek był wielokrotnie powoływany do rad naukowych różnych instytutów, był członkiem Rady Naukowej Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Począwszy od 1972 r. był członkiem Komitetu Geofizyki PAN. Od 1973 r. był członkiem Society of Professional Well Log Analysts (USA), należał do Polskiego Towarzystwa Przyjaciół Nauk o Ziemi, Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Polskiego Towarzystwa Geologicznego. Od 1975 r. był redaktorem *Acta Geophysica Polonica*, jak również czasopisma *Uranium* (Elsevier, Amsterdam) oraz *Nuclear Geophysics* (Pergamon Press, Oxford).

Odszedł od nas człowiek niezależnego charakteru, niezwyklego intelektu i hartu ducha, prawy i szlachetny. Profesor, wybitny autorytet, twórca własnej szkoły naukowej. Jego śmierć jest niepowetowaną stratą dla nauki, wszystkich jego uczniów i współpracowników w Polsce i rozproszonych po całym świecie.

Jan Łopuszański

*Institut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski
Wrocław*

Moje wspomnienia o niektórych fizyках wrocławskich z pierwszych lat po wojnie*

My recollections of Wrocław physicists in the first years after the war

Przyjechałem do Wrocławia w lipcu 1945 r. Zgliszcza i ruiny Wrocławia były jeszcze świeże. Pewne dzielnice częściowo jeszcze zaminowane. W południowej i zachodniej części miasta wybuchały pożary.

Miałem listy polecające do rektora Kulczyńskiego. Przypominam sobie, że jeden z tych listów był od prof. Dezyderego Szymkiewicza, botanika ze Lwowa. Uniwersytet był oazą polskości w niemieckim jeszcze Wrocławiu. Rektor Kulczyński rezydował wtedy w gmachu obecnej biblioteki uniwersyteckiej przy ul. Szajnochy. Ulica ta wtedy oficjalnie nazywała się jeszcze Rossmarkt. Nie było mi trudno dotrzeć do rektora. Nie znana mi przedtem pani, na którą natknąłem się w gmachu biblioteki – czy też rektoratu – i której przedstawiłem moją sprawę, zajęła się mną bardzo życzliwie. Nie pytając o moje dokumenty zaprowadziła mnie do pokoju rektora. Gdy przechodziłem przez sekretariat, zobaczyłem przez otwarte drzwi w sąsiednim pokoju posagową, piękną ale smutną twarz rektora Kulczyńskiego siedzącego za stołem. Obraz ten wrył mi się jakoś w pamięć. Rektor przyjął mnie też bardzo życzliwie. Wśród osób, które były w pokoju rektora, był starszy pan, świetnie i nienagannie ubrany – co wówczas należało do rzadkości – i o bardzo dystyngowanej i ujmującej aparycji. Przemierzał on pokój tam i z powrotem. Gdy usłyszał moje nazwisko zainteresował się mną: spytał czy jestem synem pani Janiny Łopuszańskiej. To mogłem potwierdzić ponad wszelką wątpliwość. Z miejsca

*Wykład wygłoszony podczas XXXIII Zjazdu Fizyków Polskich we Wrocławiu we wrześniu 1995 r. (przyp. Red.).

bardzo serdecznie i zdecydowanie zajął się mną, tak że rektor Kulczyński mógł spokojnie zapomnieć o mnie. Ten pan to był profesor Stanisław Loria, ówczesny prorektor Uniwersytetu Wrocławskiego.

Profesor Loria zatrudnił mnie jako wolontariusza w załączku Zakładu Fizyki, który mieścił się w obecnej szkole ogólnokształcącej przy ulicy Parkowej. Uniwersytecki gmach fizyki przy kościele Św. Krzyża uległ zupełnemu zniszczeniu podczas działań wojennych. Wówczas na gmach obecnej szkoły ogólnokształcącej mówiło się Mariamagdalenen-Gymnasium przy Park-Str. Używano wtedy oficjalnie nazw niemieckich, gdyż nie nadano jeszcze ulicom nazw polskich. Prowadziło to czasem do żenujących sytuacji, np. niedaleko od zakładu fizyki biegły ulice Mickiewicza i Wróblewskiego – które wtedy nazywały się – Adolf-Hitler-Str. i Horst-Wessel-Str. Trudno było posługiwać się oficjalnie tymi nazwami, a więc mówiło się Ahastrasse i Hawestrasse. Ahastrasse nosiła wcześniej nazwę ulicy Fryderyka Eberta, pierwszego prezydenta demokratycznych Niemiec w roku 1919. Niestety, ówczesni ojcowie miasta zapomnieli o Ebercie, chociaż nie zapomnieli o niemieckich działaczach komunistycznych jak Marks, Engels, Róża Luksemburg, Liebknecht czy Klara Zetkin. Nadano tej ulicy imię Mickiewicza, równocześnie prawie niszcząc w niedalekim Parku Szczytnickim pomnik Fryderyka Schillera. Beethoven, który miał pecha urodzić się w Bonn, musiał ustąpić Karłowiczowi. Ale również Mozart został pozbawiony ulicy, chociaż urodził się w arcybiskupstwie salzburskim, a więc ani w Niemczech ani też w Austrii. Widocznie ówczesni ojcowie miasta nie lubili biskupów. Na szczęście czasy się zmieniły i obecni ojcowie miasta nie tylko odbudowali pomnik Schillera, ale nazwali plac przed Instytutem Fizyki Uniwersytetu placem Maxa Borna.

Tą pierwszą placówką fizyki kierował właśnie prof. Loria. Nie otrzymałem, jako wolontariusz, pensji, ale byłem bardzo dumny z mojego stanowiska. Było coś charakterystycznego w tym jak prof. Loria mi pomógł. Był z jednej strony bardzo serdeczny i uczynny, ale z drugiej strony ostrożny, aby popierając mnie nie przekroczyć granicy przyzwoitości. Nie miałem wykształcenia fachowego i dlatego uznał, że mogę być tylko wolontariuszem, a nie pracownikiem z pensją; to było zarezerwowane dla ludzi ze stażem zawodowym. Poza prof. Lorią przypominam sobie z Polaków dra Gorzelanego, chemika, który miał kierownicze stanowisko w Mariamagdalenen-Gymnasium. Potem spotkałem tam obecnego prof. Romana Stanisława Ingardena, który był wtedy asystentem prof. Lorii. Poza tymi Polakami było tam zatrudnionych bardzo dużo Niemców. Sekretarką prof. Lorii była pani Liselotte Gluche o polskim nazwisku (Głuchy) ale nie mówiąca po polsku, która była zacieklą antyfaszystką i entuzjastką Polski i Związku Radzieckiego. Z przykrością muszę stwierdzić, że jej entuzjazm malał wykładniczo z upływem czasu. Armia niemieckich robotników remontowo-budowlanych kie-

rował też Niemiec, inż. Lösel, którego żona miała polskie imię Wanda, z domu Grzyb, i mówiła pięknie po polsku. Ta armia robotników miała za zadanie zabezpieczenie lub odbudowę obiektów uniwersyteckich położonych około Mariamagdalenen-Gymnasium. Prace posuwały się w żółwym tempie. Bez końca kryto dachówką dach Ośrodka Wychowania Fizycznego przy obecnej ul. Ciołka (Witelona). Komórkę dla krowy przy obserwatorium astronomicznym budowano tak długo, że krowa ukończenia prac nie doczekała i zdechła. Za to w cudowny zaiste i tajemniczy sposób polepszał się stan willi i mieszkań niektórych notabli uniwersyteckich i nie tylko uniwersyteckich. Muszę jednak wyraźnie podkreślić, że do tych notabli, wykorzystujących dla celów prywatnych robotników niemieckich, nie należał prof. Loria. Był człowiekiem bardzo uczciwym.

Profesor Loria mieszkał przy ul. Kochanowskiego w willi skromnej w porównaniu z innymi zajętymi przez pionierów. Za czasów niemieckich mieszkał tam profesor politechniki Ludwik Bergmann, fizyk, znany specjalista od naddźwięków. Profesora Lorie dość rzadko widywałem. Jako profesor i prorektor był bardzo zajęty i rzadko przychodził do Mariamagdalenen-Gymnasium. Mimo wielu zajęć i kłopotów zawsze znajdował chwilę czasu dla mnie. Parę razy odwiedzaliśmy państwa Loriów z moją matką. Pan Loria był bardzo dobrym mężem, to było widać! Była to jego druga żona. Pierwsza żona – pediatra – umarła przed wojną. Z tego pierwszego związku małżeńskiego miał córkę. Córka została po powstaniu warszawskim wywieziona do Niemiec i stamtąd dostała się do Anglii, a potem do Kanady. Po raz drugi wyszła za mąż za Anglika czy też Kanadyjczyka. Druga żona profesora Lorii była wdową po ziemianinie Słomnickim. Profesor Loria był Polakiem żydowskiego pochodzenia i w czasie okupacji ukrywał się w majątku należącym chyba do krewnych swej drugiej żony, czy też do krewnych jej pierwszego męża. Nie mieli dzieci, ale mimo tego bardzo się kochali i zgodnie żyli. W przeciwieństwie do jego żony, okres okupacji pozostawił tragiczne blizny w psychice profesora Lorii. Po wojnie był on już niemłodym człowiekiem, po sześćdziesiątce.

Z jednej strony widać było, że jest to prawdziwy obywatel świata! Władał biegle językami angielskim, niemieckim, francuskim. Znał dobrze wiele krajów starego i nowego świata. Był znawcą literatury. Cytował z pamięci pokaźne ustępy z poematów poetów polskich i nie tylko polskich. W domu państwa Loriów gromadziła się raz lub dwa razy na miesiąc na wieczorach towarzysko-naukowych elita intelektualna i naukowa ówczesnego polskiego Wrocławia. Bywali tam ze znanych mi osób państwo Stefkowie, Kulczyńscy, Steinhaurowie, Trzebiatowscy, pani Tuskiewiczowa i wielu innych. Spotkania te odegrały bardzo ważną rolę w rozwoju kulturalnym Polonii wrocławskiej. Profesor Loria był żarliwym zwolennikiem postępu, interesowały go wszelkie nowe prądy i idee, był na nie otwarty. Jak dobrze ujęła to pani Trzebiatowska: nie było to jednak zainteresowanie czło-

wieka nowoczesnego, ale raczej wyznawcy scjentyzmu w stylu *fin de siècle'u*. To nastawienie nie znajdowało wtedy mego zrozumienia. Teraz po latach jest ono mi bliskie, gdyż mój stosunek do eksplozji komputeryzacji jest podobny.

Z drugiej strony przejścia wojenne dawały o sobie znać. Widać to było zwłaszcza, gdy prowadził wykład. Jego notatki przepadły. Musiał wszystko odtwarzać na nowo. I widać było, że nie przychodzi mu to łatwo, nie czuł się pewnie zwłaszcza gdy wykładał teorię, brakowało mu wprawy. Jak długo pisał na tablicy wzory i starał się je wytłumaczyć, brakowało mu swobody i pewności siebie. Dopiero, gdy zaczynał opowiadać anegdotyczne zdarzenia z fizyki lub własnych naukowych przeżyć z licznych podróży po świecie, wychodził przed katedrę, wracała swoboda i swada. Najchętniej opowiadał o swoich przeżyciach z rocznego chyba pobytu w Pasadenie przed wojną. Profesor Loria jako młody człowiek był asystentem Pringsheima czy też Lummera w niemieckim wtedy Wrocławiu. Kolegował tam z Maxem Bornem, który wspomina go wraz z Ladenburgiem w swych pamiętnikach *My life*.

Jako adept fizyki nie miałem zbyt lekkiego życia z prof. Lorią. Wyraźnie niechętnie odnosił się do moich teoretycznych upodobań i skandalicznych niedoświadczalnych. Bardzo mnie lubił i chciał koniecznie zmienić moje upodobania. Popępiał przy tym ten sam błąd jaki popełniają rodzice wobec swoich dzieci, chcąc je przekonać do rzeczy, które oni – rodzice – uważają za godne zainteresowania, nie biorąc pod uwagę odmienności psychiki i upodobań swoich dzieci; chcą je uszczęśliwić na siłę. Nawet na końcowym egzaminie z fizyki doświadczalnej, który zdawałem u profesora Lorii, starał się on przybliżyć mi urzekający, cudowny świat doświadczenia.

Profesor Loria doznał zwłaszcza w latach późniejszych we Wrocławiu wielu przykrości. Dla mnie – podówczas studenta i początkującego pracownika administracyjnego (bibliotekarza) i naukowego – tło konfliktów nie było jasne. Sprawy te pozostały dla mnie do dziś niejasne i żenujące; pozostały wspomnienie nieprzyjemne i przygnębiające. Żywiłem dla profesora Lorii wiele szczerzej sympatii i wiele szacunku; nie ulega wątpliwości, że był człowiekiem o szerokich horyzontach, o wysokiej kulturze i błyskotliwej inteligencji, prawdziwym obywatelem świata.

Z Wrocławia przeniósł się profesor Loria do Poznania. Umarł w Anglii.

Gwoli ścisłości – nie miałem zbyt lekkiego życia na fizyce nie tylko z profesorem Lorią ale również z innymi fizykami doświadczalnymi. A oni ze mną. Panie Wesołowska i Fulińska załamywały ręce. Wyjątek stanowił może prof. Jan Nikliborc, który miał pewną słabość do fizyki teoretycznej, której byłem zagorzałym adeptem. Brat prof. Nikliborca, Władysław, przedwcześnie zmarły znany matematyk lwowski, członek PAU, zajmował się m.in. zagadnieniami zbliżonymi do

fizyki teoretycznej. W pierwszych latach po wojnie wykładowcami naszymi byli fizycy Roman S. Ingarden, Stanisław Loria, Henryk Niewodniczański, Jan Nikliborc, Szczepan Szczeniowski, później Jan Wesołowski, fizykomatematycy Stefan Drobot i Witold Wolibner, fizykochemik Kazimierz Gumiński, chemik Włodzimierz Trzebiatowski oraz matematycy Bronisław Knaster, Edward Marczewski, Jerzy Słupecki, Hugo Steinhaus i Władysław Ślebodziński (wykładał też mechanikę teoretyczną), astronom Eugeniusz Rybka. Profesorowie Niewodniczański i Szczeniowski dojeżdżali na wykłady. Wykłady odbywały się na Politechnice. Pamiętam, że w okresie jesieni i wczesnej zimy 1945 r. w oknach sal wykładowych nie było szyb i pomieszczenia były nie ogrzewane. Wyjątek stanowiło obserwatorium astronomiczne, gdzie było ciepło. Z tego też powodu niewiele skorzystałem z wykładów prof. Rybki, gdyż prawie zawsze siedząc w miłym cieple zasypiałem odprężony snem sprawiedliwego.

Słuchaliśmy większości tych wykładów z młodszymi o rok słuchaczami, wśród których byli Arkadiusz Jaśkiewicz, Bronisław Rozenfeld i Zbigniew Sidorski, którzy później byli profesorami na Uniwersytecie Wrocławskim. Wszyscy niestety nie żyją. Żyją natomiast we Wrocławiu nasi koledzy Stanisław Przestalski, Władysław Skóra i Tadeusz Zakrzewski. Przypominam też sobie Waclawa Czystka, Annę Dunin-Borkowską, Bohdana Jakimowskiego, Jana Kubikowskiego, Przemysława Rybkę, Mieczysława Soboniaka, Krystynę Szałkównę, którzy albo już nie żyją, albo też rozproszyli się po świecie.

Z fizyków teoretycznych we Wrocławiu był tylko wspomniany wcześniej Roman S. Ingarden¹, który był też moim bezpośrednim administracyjnym i naukowym szefem. Był on ode mnie starszy aż o trzy lata; zrobił magisterium u prof. Jana Weysenhoffa w Krakowie; doktoryzował się w Warszawie u prof. Wojciecha Rubinowicza.



Zygmunt Galasiewicz (z lewej) i autor artykułu
(koniec 1949 r. lub początek 1950 r.).

¹ Patrz obszerny wywiad z prof. Ingardenem, *Postępy Fizyki* **46**, 357 (1995) (przyp. Red.).

Pan Ingarden przeniósł się do Torunia w roku 1966, już jako profesor. Pracowaliśmy więc razem ok. 20 lat. Gdy powołano mnie na zastępcę asystenta, a potem na asystenta, pan Ingarden mianował mnie bibliotekarzem biblioteki Zakładu Fizyki na Politechnice; biblioteka podlegała panu Ingardenowi. W roku 1948 przyjechał z Krakowa Zygmunt Galasiewicz, student fizyki i też adept fizyki teoretycznej, obecnie profesor na naszym Uniwersytecie. Od tej chwili obaj zajmowaliśmy się biblioteką. Ku pokrzepieniu serc młodych ludzi, na których brak zaangażowania społecznego sypią się gromy, przytoczę następującą historyjkę. Aby mieć więcej wolnego czasu wywieszaliśmy w poniedziałki, środy i piątki kartkę na drzwiach biblioteki informującą, że jest ona otwarta we wtorki, czwartki i soboty, natomiast we wtorki, czwartki, soboty... Ten wynalazek funkcjonował, niestety, niezbyt długo, aż do chwili gdy pan Ingarden zrobił nam piekielną awanturę. Jak się przekonałem, tę myśl uniwersytecką wdrożono już w gospodarce społecznej w PRL-u.

Pan Ingarden pochodził ze Lwowa, był synem znanego filozofa, Romana Ingardena, fenomenologa, ucznia Edmunda Husserla. Wybitna indywidualność ojca wywarła duże piętno na synu, nie tyle na jego światopoglądzie co sposobie bycia. Pan Ingarden był i jest typowym molem książkowym, erudytą nie tylko w dziedzinie fizyki i filozofii. Gdziekolwiek przebywał przez dłuższy czas – obrastał księgami. Nie wyobrażam go sobie idącego ulicą bez ciężkiej teczki wyładowanej książkami. Mimo tego, że czasami robił on nam awantury, zresztą zazwyczaj uzasadnione, jako szef i kolega był bardzo bezpośredni, uczynny i serdeczny. Opiekował się mną i angażował się w moje sprawy naukowe bardziej niż tego można oczekiwać od rzetelnego opiekuna. Jemu zawdzięczam edukację w fizyce teoretycznej. Uczyl nas i uczyl się sam. Był znakomitym specjalistą od optyki. Toteż w moich latach studenckich umiałem optykę lepiej niż inne działy fizyki. Ale pod koniec studiów zająłem się, za namową pana Ingardena, fizyką statystyczną. Pod jego kierunkiem zrobiłem pracę magisterską i doktorską, chociaż doktorat robiłem na Uniwersytecie Jagiellońskim; było to spowodowane tym, że pan Ingarden nie mógł być moim promotorem gdyż nie był jeszcze wtedy docentem; a poza tym uczelnia nasza nie miała uprawnień nadawania stopni doktorskich.

Mimo że lata powojenne były dla mojej Matki i dla mnie bardzo trudne i nieraz było głodno i chłodno, to jednak były to lata dla mnie szczęśliwe, lata romantycznego wprost upojenia nauką – nauką zabronioną mi w czasie wojny, okres *Sturm-und-Drang*, młodzieńczego uniesienia i wiary, że życie jest silniejsze od śmierci.

W tym wspomnieniu podparłem swoją pamięć rozmowami z paniami Bogusławą Trzebiatowską i Janiną Tuszkiewiczową, które obecnie już nie żyją.

DYDAKTYKA FIZYKI

Izabela Sosnowska

*Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa*

Europejski Program Wymiany Studentów Fizyki

European Mobility Scheme for Physics Students

Abstract: European Mobility Scheme for Physics Students, a program proposed and coordinated by the European Physical Society, is shortly described.

1. Wstęp

Europejskie Towarzystwo Fizyczne (EPS) trzy lata temu rozpoczęło intensywną akcję związaną z organizacją systemu wymiany studentów fizyki różnych uczelni europejskich. Program ten obejmuje studentów wydziałów różnych uczelni, które mają prawo nadawania stopni i tytułów naukowych w dziedzinie fizyki. Uczestniczą w nim studenci uniwersytetów, politechnik i wyższych szkół pedagogicznych. Program nazwano Europejskim Programem Wymiany Studentów Fizyki (European Mobility Scheme for Physics Students – EMSPS). Europejskie Towarzystwo Fizyczne jest jego koordynatorem, a powołany specjalny komitet organizuje i nadzoruje wymianę studentów. Pierwszym przewodniczącym tego komitetu został prof. E. Heer z Uniwersytetu Genewskiego. Komitet opracował konwencję zawierającą zasady i tryb postępowania dotyczące wymiany studentów. Do komitetu weszli tzw. koordynatorzy regionalni, zwykle jeden przedstawiciel dla dwóch lub trzech krajów; w obecnej kadencji jestem koordynatorem

regionalnym dla Czech, Polski i Słowacji. Ponadto w skład komitetu wchodzi przedstawiciel EPS-u. Obecnie komitetowi przewodniczy, po odejściu na emeryturę E. Heera, prof. Heimo Latal z Uniwersytetu w Grazu. Zdecydowano, że Europejski Program Wymiany Studentów Fizyki będzie umożliwiał studentom fizyki studia przez jeden lub dwa semestry w uczelniach europejskich. Zapoznanie studentów z zagranicznymi uczelniami oraz uzupełnianie wiedzy w rzadko uprawianych dziedzinach jest głównym, lecz nie jedynym, zadaniem tego programu. Równie ważne jest poznanie innych uniwersytetów, innych systemów kształcenia, a także słuchanie wykładów w językach obcych.

Uczelnia przystępująca do programu EMSPS musi spełniać określone konwencją warunki, m.in. kształcić studentów fizyki oraz mieć uprawnienia do nadawania stopni i tytułów naukowych w dziedzinie fizyki. Rektorzy szkół wyższych akceptują konwencję podpisując deklarację przystąpienia uczelni do EMSPS. Deklaracja ta zawiera m.in. zobowiązanie szkoły wyższej do przyjmowania na studia studentów z uczelni krajów objętych programem EMSPS bez pobierania od nich opłat za studia. Jak to wynika z konwencji, studenci biorący udział w wymianie nie opłacają czesnego w uczelni ich przyjmującej. Jest to szczególnie ważne dla studentów polskich, bowiem opłaty te są w niektórych krajach dość wysokie. Obecnie w programie EMSPS uczestniczą 174 uczelnie z 34 krajów.

2. Udział polskich uczelni w programie EMSPS

Rektor każdej polskiej uczelni wyznaczył, na wniosek dziekana wydziału, osobę odpowiedzialną za wymianę studentów. Nazwisko tej osoby zostało zgłoszone do komitetu EMSPS razem z deklaracją o przystąpieniu uczelni do programu. Z Polski zgłosiło swój udział w programie EMSPS 12 następujących uczelni (w nawiasach podaję nazwiska lokalnych koordynatorów EMSPS): Akademia Górniczo-Hutnicza w Krakowie (doc. dr hab. Andrzej Lenda), Uniwersytet Jagielloński (dr hab. Michał Prasałowicz), Uniwersytet Łódzki (prof. Jakub Rembieliński), Uniwersytet im. Adama Mickiewicza w Poznaniu (prof. Wojciech Nawrocik), Uniwersytet im. Mikołaja Kopernika w Toruniu (doc. dr hab. Andrzej Raczyński), Uniwersytet Śląski (dr hab. Krystian Roleder), Uniwersytet Warszawski (prof. Izabela Sosnowska), Uniwersytet Wrocławski (dr hab. Adam Kiejna), Politechnika Śląska (dr Bogusława Adamowicz), Politechnika Warszawska (doc. dr hab. Alfred Zagórski), Politechnika Wrocławska (dr Marek Zajac), Wyższa Szkoła Pedagogiczna w Słupsku (prof. Henryk Wrembel).

Program EMSPS rozpoczął działalność w roku akad. 1993/94. Wówczas 110 studentów fizyki z całej Europy studiowało w uczelniach zagranicznych. Wśród nich była jedna studentka z Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach, studiująca na

wdziale fizyki Uniwersytetu w Genewie. Udział polskich uczelni w roku akad. 1993/94 był raczej symboliczny, bowiem Polska nie posiadała na tę wymianę żadnych funduszy.

Wymiana studentów w obrębie krajów Unii Europejskiej była w tym okresie sponsorowana przez program ERASMUS. Program ten jednak nie przewiduje sponsorowania krajów Europy Środkowej. Jediną drogą uzyskania podstawowych funduszy dla polskich studentów było otrzymanie grantu w ramach programu TEMPUS. Grant taki uzyskano na trzy lata akademickie. Ponadto otrzymaliśmy dwa stypendia od rządu szwedzkiego oraz dwie osoby uzyskały granty EPS sponsorowane przez Fundację Sorosa. Po uzyskaniu tych grantów w roku akad. 1994/95 dwudziestu polskich studentów fizyki mogło studiować na uczelniach zagranicznych. W roku akad. 1995/96 otrzymaliśmy ponadto granty w Norwegii i Finlandii oraz przystąpiliśmy do programu CEEPUS umożliwiającego studia w Austrii. W bieżącym roku akad. na studia zagraniczne do krajów Unii Europejskiej wyjadą w sumie 43 osoby, 38 osób będzie sponsorowanych przez program TEMPUS. Jak widać, podstawowe fundusze pochodzą z programu TEMPUS. Program ten jest niezwykle istotny dla polskich studentów, bowiem stypendia pokrywają całkowicie koszt ich studiów w uczelniach krajów Wspólnoty Europejskiej. Nowy program SOCRATES, który przewidziany jest dla całej Europy (obecnie jedynie



Studenci Politechniki Warszawskiej, którzy w ramach EMSPS otrzymali stypendia programu TEMPUS na studia w Niemczech i Wielkiej Brytanii, oraz ich koordynator. Od lewej: Artur Ruszczyński, Dorota Cichocka, doc. Alfred Zagórski oraz Marcin Małys.

dla krajów Unii Europejskiej), wymaga wkładu finansowego macierzystej uczelni w koszty studiów studenta za granicą. Decyzja o wysyłaniu studentów będzie oddana w ręce uczelni, a nie poszczególnych wydziałów. Być może w ramach programu SOCRATES będzie miejsce dla takich inicjatyw jak EMSPS, ale obecnie nie zapadły jeszcze ostateczne decyzje.

3. Uczestnictwo studentów w programie EMSPS

W programie tym mogą uczestniczyć studenci uczelni biorących udział w programie EMSPS, którzy uzyskali bardzo dobre wyniki w nauce, znają język kraju, w którym zamierzają studiować, oraz potrafią merytorycznie uzasadnić wybór proponowanej uczelni. Kwalifikację przeprowadza się w każdej z polskich uczelni niezależnie. Wyjazd każdego ze studentów jest uzgadniany pomiędzy opiekunem w macierzystej uczelni i opiekunem w uczelni przyjmującej studenta. Uzgodnienie to dotyczy terminu odbywania studiów, czasu ich trwania oraz programu studiów. Podczas pobytu studenta za granicą obowiązują go odpowiednie zaliczenia i egzaminy. Ponadto wyjazd studenta nie powinien spowodować wydłużenia okresu studiów na jego uczelni macierzystej. Programem wymiany objęci są również studenci studiów doktoranckich.

4. Wybór uczelni, w której mają odbywać się studia

Uczelnie uczestniczące w programie wymiany opracowały informacje o swoich możliwościach, programach nauczania, a także o warunkach jakie oferują studentom z innych krajów. W ramach programu EMSPS jest opracowywana komputerowa baza danych zawierająca opis uczelni uczestniczących w programie. Baza ta znajduje się obecnie na Uniwersytecie w Manchesterze. Dostęp do bazy może mieć każdy student zainteresowany programem. Informacje o sposobie skorzystania z bazy danych oraz adres komputerowy bazy posiada osoba odpowiedzialna za wymianę studentów w każdej uczelni, tzw. koordynator lokalny.

5. Uzyskanie stypendium na studia w ramach EMSPS

Po wybraniu przez studenta uczelni zagranicznej, uzgodnieniu z bezpośrednim opiekunem programu studiów i czasu ich trwania, student wypełnia ankietę, tzw. *student file* (odpowiedni formularz znajduje się również w bazie danych), i propozycja ta jest zgłaszana do koordynatora. Koordynator programu przesyła takie zgłoszenie do koordynatora wybranej uczelni oraz do Europejskiego Towarzystwa Fizycznego, informując o wszczętej procedurze. Można wybrać dwie

uczelnie, a EPS uzgadnia propozycję z koordynatorem. Uzgodnienie merytoryczne jest podstawą do wystąpienia o jedno z możliwych stypendiów. Decyzja o tym, jak zostaną one rozdzielone, należy do uczelni. Dla kandydatów na wyjazdy w ramach programu TEMPUS przewiduje się uzupełniające kursy doskonalenia języków obcych.

6. Studia Fizyki dla Europy Przyszłości

W kwietniu 1995 r. odbyła się w Gandawie konferencja „Physics Studies for Tomorrow’s Europe”. Konferencja ta została zorganizowana pod patronatem Komisji Unii Europejskiej. Dyrektorem konferencji był prof. Hendrik Ferdinande. Współorganizatorami były: Uniwersytet w Gandawie i Europejskie Towarzystwo Fizyczne. Konferencja miała na celu przedstawienie stanu prowadzonych przez kraje Unii Europejskiej prac dotyczących ujednoczenia procesu kształcenia studentów w tych krajach. Dyskutowano wprowadzenie jednolitego systemu ocen wyników nauczania, tzw. kredytów. Zwrócono również uwagę na konieczność objęcia programami wymiany również nauczycieli, w tym nauczycieli szkół średnich. Specjalny grant umożliwił uczestnictwo w tej konferencji koordynatorom EMSPS z 12 polskich uczelni, oraz prof. I. Strzałkowskiemu, sekretarzowi generalnemu PTF. Na konferencję tę regionalni koordynatorzy EMSPS przygotowali informację o studiach fizyki w ich krajach. Polski raport został przygotowany przeze mnie. W przygotowaniu materiałów do tego raportu udział wzięli dziekani wydziałów fizyki uczelni polskich, a cała akcja zbierania informacji była kierowana z ramienia PTF przez prof. I. Strzałkowskiego. Na konferencji tej wiele dyskutowano na temat przyszłości takich inicjatyw jak EMSPS.

Nowy system finansowania przedsięwzięć wymiany studentów, prowadzony w ramach programu SOCRATES, przewiduje duże zmiany w zasadach finansowania. Na razie jednak program ten nie obejmuje krajów Europy Środkowej.

Zainicjowana przez prof. Ferdinande’a akcja utworzenia sieci tematycznej w ramach programu SOCRATES, związanej bezpośrednio z kształceniem w dziedzinie fizyki, tzw. EUPEN, rozpoczęła się w 1995 r.

Informacje na temat programu EMSPS można uzyskać u mnie: tel. i fax (022) 6287252, adres elektroniczny izabela@fuw.edu.pl.

RECENZJE

H.-O. Peitgen, H. Jürgens, D. Saupe: **Granice chaosu. Fraktale**
 przekład: K. Pietruska-Pałuba, K. Winkowska-Nowak
 Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1995, s. 543

Geometria fraktalna i teoria chaosu rozwinęły się w latach osiemdziesiątych. Prawie od razu zdobyły one dużą popularność, co wiązało się z gwałtownym upowszechnieniem komputerów. Te nowe dziedziny badań spowodowały rewolucję w wielu naukach: od matematyki i fizyki poprzez astronomię, geologię, biologię, medycynę do ekonomii, a nawet sztuki. Na Zachodzie opublikowano już dziesiątki książek poświęconych fraktalom i chaosowi. Niektóre (np. *The Beauty of Fractals* H.-O. Peitgena i P.H. Richtera) sprzedano w dziesiątkach tysięcy egzemplarzy. Powstały nawet specjalne czasopisma naukowe publikujące artykuły o chaosie i fraktalach, jak np. *Chaos and Bifurcations, Fractals*. Również literatura dostępna w języku polskim omawiająca te nowe zagadnienia liczy już kilka pozycji [1-5]. Teraz przybyła kolejna książka: pierwszy tom dzieła H.-O. Peitgena, H. Jürgensa i D. Saupego *Fractals for the classroom*, czyli w wolnym tłumaczeniu *Fraktale dla szkół*, które jednak tłumaczkę zmieniły na poważniej brzmiące *Granice chaosu. Fraktale*.

Gwoli ścisłości należy powiedzieć, że najpierw wydano opasłą (prawie 1000 stron) książkę H.-O. Peitgena, H. Jürgensa i D. Saupego *Chaos and Fractals. New Frontiers of Science* [6]. Rok później ta sama książka ukazała się w dwóch tomach pod zmienionym tytułem *Fractals for the classroom*. Trudno było mi znaleźć jakieś istotne różnice między tymi dwiema książkami poza tym, że do pierwszej z nich wstęp napisał jeden z twórców teorii chaosu Mitchell Feigenbaum, a autorem przedmowy do tej drugiej jest Benoit Mandelbrot, „ojciec” fraktali i autor pierwszych książek [7] na ich temat.

Jak piszą we wstępie sami Autorzy, ich książka to nie jest „zwykły podręcznik, ale nie jest to również książka popularnonaukowa”. Podzielał ten pogląd. Może to, że publikacje o fraktalach są tak często uważane za książki popularnonaukowe (i są masowo kupowane przez szerokie rzesze czytelników) związane jest z tym, że do zrozumienia czym one są wystarcza wiedza matematyczna na poziomie szkoły średniej. Nie trzeba, jak w przypadku mechaniki kwantowej czy tym bardziej teorii pola, znać bardzo zaawansowanych metod – trzeba tylko wiedzieć, co to są ciągi, liczby zespolone i macierze, oraz umieć posługiwać się komputerem (znać jakiś język programowania), aby można było samodzielnie rozpocząć zwiedzanie świata fraktali.

Pierwszy, właśnie recenzowany tom książki składa się z siedmiu rozdziałów oraz dodatku omawiającego metody fraktalnej kompresji obrazów, napisanego przez Yuvala Fischera. Na końcu każdego rozdziału znajduje się program w języku BASIC ilustrujący omawiane zagadnienia. Autorzy starali się, aby czytelnik mógł zmieniać parametry albo

część programu i aktywnie eksperymentować przy komputerze. Cały tekst podzielony jest na dwie, przeplatające się części: zwykłą czcionką podano podstawowy materiał, natomiast szczegóły matematyczne i dowody oddzielono poziomymi liniami i złożono czcionką bezszeryfową. W pierwszym rozdziale, omawiającym iterowanie, wprowadzono analogię z kserografem pozwalającym zmniejszać obrazy. Idea takiej redukującej kopiarki jest później wielokrotnie wykorzystywana w tekście. Widać tutaj troskę Autorów o to, aby za pomocą analogii ułatwić początkującemu czytelnikowi zrozumienie abstrakcyjnych pojęć matematycznych. Bardzo dużo jest w książce anegdot i ciekawych dygresji historycznych, ilustrowanych starymi rycinami. Niewątpliwie takie pomieszanie trudniejszego materiału z biografiami wielkich matematyków czy też omówieniem niektórych faktów czysto matematycznych, nie związanych bezpośrednio z fraktalami czy chaosem, powoduje, iż czytanie staje się przyjemniejsze i czytelnik mniej się męczy. Przykładem jest historia zmagania się kilku pokoleń matematyków z pojęciem wymiaru (s. 152–60) czy też paragraf poświęcony liczbie π (s. 208–26). W tym ostatnim przypadku Autorzy zacerpnęli część materiału z książki P. Beckmanna [8] (s. 215), która została swojego czasu druzgocąco skrytykowana za dużą liczbę błędnych informacji [9]. Wymiar fraktalny, podstawowa wielkość charakteryzująca fraktale, zostaje zdefiniowany dopiero w rozdziale czwartym, po dokonanych w drugim rozdziale obszernym (80 stron – najdłuższy rozdział pierwszego tomu) przeglądzie fraktali klasycznych oraz rozdziale trzecim poświęconym samopodobieństwu. Autorzy postanowili zdefiniować fraktale w sposób dosyć abstrakcyjny, korzystając z operatora Hutchinsona i twierdzenia Banacha o punkcie stałym dla odwzorowań zbliżających. Mowa jest o tym w rozdziale trzecim i piątym; ten ostatni rozdział przedstawia oprócz tego odkrytą przez M. Barnsleya metodę generowania fraktali opartą na układzie funkcji iterowanych (ang. Iterated Function System) i ich zastosowaniu do kodowania obrazów. W rozdziale szóstym wprowadzono algorytmy losowe. Dążenie Autorów do tego, aby ich książka była samowystarczalna i czytelnik nie musiał zaglądać gdzie indziej po potrzebne fakty znajduje w tym rozdziale ilustrację w postaci osobnego paragrafu poświęconego tylko metodom generowania liczb losowych. W rozdziale siódmym kontynuowana jest dyskusja zagadnień związanych z fraktalami losowymi, takich jak dyfuzyjne zlepianie się cząstek (ang. Diffusion-Limited Aggregation, w skrócie DLA) i perkolacje. Takie właśnie modele znajdują praktyczne zastosowania w innych naukach, gdyż to właśnie fraktale losowe, a nie deterministyczne, przypominają kształty spotykane w przyrodzie. W książce umieszczono 289 ilustracji, co według mojej oceny stanowi około 1/3 objętości tekstu. Dlatego, mimo że pierwszy tom liczy ponad 500 stron, daje się go przeczytać w ciągu kilku godzin. Ktoś kiedyś powiedział, że jeden rysunek zastępuje 1000 słów opisu i recenzowana książka stanowi dobitny tego przykład.

Nowa dziedzina badań posługuje się nowymi pojęciami i terminami. Oczywiście nie ukształtowała się jeszcze polska terminologia i dlatego tłumaczkki miały zapewne w niejednym miejscu trudności ze znalezieniem polskiego odpowiednika dla jakiegoś angielskiego słowa. Tak się jakoś stało, że kluczowe słowo *f r a k t a l* zostało kiedyś (przez kogo po raz pierwszy?) użyte bezpośrednio w takiej samej formie, jak po angielsku, podczas gdy po polsku powinno się mówić *f r a k t a ł y*, analogicznie do słów funkcjonały, minerały, chorały itd. Ale na to nie ma rady i w języku polskim zostaną już chyba na zawsze fraktale. Ogólnie uważam, że książka jest bardzo dobrze przetłumaczona na język polski, jednak znalazłem kilka usterek, z których najpoważniejsze teraz wyliczę:

68₆: zamiast „znaczyło by” powinno być „znaczyłoby”;

86²⁰: angielskie „finite accuracy arithmetic” przetłumaczono jako „arytmetykę stałoprzecinkową” zamiast zmiennoprzecinkową, gdyż to ona właśnie ma skończoną dokładność, ponieważ wykonywana jest na liczbach rzeczywistych z ruchomą (zmienną) kropką dziesiętną;

186¹⁵: po słowie „odpowiedniego” brakuje słowa „sformułowania”, które występowało w oryginale;

360¹⁴: występujący w oryginale „travelling salesman problem” został przetłumaczony jako „problem obwoźnego sprzedawcy”, chociaż w literaturze informatycznej jest on nazywany problemem komiwojażera;

383⁶: zamiast $z_k = (a_k, b_k)$ powinno być $z_k = (x_k, y_k)$;

s. 416 i następne: w angielskim oryginale wprowadzono słowo „attractorlet” na oznaczenie małego atraktora. Tłumaczki na przemian używają określenia „atraktorletka” albo (bez drugiego „r”) „atraktoletka” – ja używałbym raczej w tym miejscu zdrobnienia „atraktorek”, choć brzmi to może nieco niepoważnie;

417_g: zamiast „... nasyceniu barwy; wartości $Q_{i,j}$ leżącej...” powinno być „... nasyceniu barwy o wartości $Q_{i,j}$ leżącej...”;

444₆: występujące w oryginale ... p_1 to p_4 ... zapisano w polskim przekładzie niezbyt fortunnie jako $p_1 - p_4$, co sugeruje odejmowanie, zamiast ... p_1 do p_4 ...;

481: w podpisie pod rys. 7.23 należy zamienić miejscami występujące w nawiasach zwroty „dolna krzywa” i „górną krzywa”;

522: w podpisie pod rys. D.11 w przedostatnim nawiasie zamiast „2910 kwadratów” powinno być „2910 prostokątów”, natomiast na końcu zamiast „(2954 kwadratów)” powinno być „(2954 trójkątów)”.

Na s. 120 brakuje znajdującego się w oryginale historycznego przypisu o Lwowie. Czyżby ta cenzura była spowodowana znajdującym się tam zdaniem: „In 1939 Lvov was annexed by Soviets as a result of the Hitler-Stalin Pact...”?

We wszystkich tekstach programów zmienne łańcuchowe umieszczono w cudzysłowie stosowanym w polskiej interpunkcji – część otwierająca na dole, zamykająca na górze, np. INPUT „Wprowadz poziom:” poziom (s. 376) – podczas gdy we wszystkich znanych mi językach programowania zmienną łańcuchową umieszcza się w cudzysłowie złożonym z obu części na górze.

Cytowana na s. 220 książka C. Sagana *Contact* miała polskie tłumaczenie [10].

Cenne są w wielu miejscach krótkie uwagi w nawiasach pochodzące od tłumaczek i dodatkowo wyjaśniające zawiłości matematyczne. Autorki przekładu spolszczają w odpowiednich miejscach oznaczenia, np. zamiast L i R używają liter L i P na oznaczenie lewej i prawej strony, a w innych miejscach podają w nawiasach terminy oryginalne. Na dłuższą dyskusję zasługuje sprawa tłumaczenia na język polski słowa „cluster”. W tekstach z fizyki statystycznej zwrot „cluster expansion” od dawna tłumaczono jako „rozwiniecie gronowe”. I tak samo w omawianej książce słowo „cluster” jest tłumaczone jako „grono” na oznaczenie figury fraktalnej powstającej w wyniku dyfuzyjnego zlepiania się cząstek (ang. DLA). Od wielu lat zajmuję się tą właśnie dziedziną i w swoich wykładach i artykułach popularnych [11] „DLA cluster” określam jako „zlepek”. Tłumaczki również dostrzegły, że „cluster” w niektórych sytuacjach można przetłumaczyć inaczej

niż „grono”, np. na s. 458₂ „percolation cluster” tłumaczą jako „skupisko perkolacji”, co jest wg mnie udaną propozycją. Występujące dużo częściej w drugim tomie „basins of attraction” proponuję tłumaczyć jako „dorzecza przyciągania” albo „dorzecza atraktorów”, a nie „baseny przyciągania”, jak na s. 12. Także do przetłumaczenia terminu „curdling” jako „ścinanie” (s. 301) można by mieć pewne zastrzeżenia, np. P. Pierański w swojej książce [1] na s. 22 proponuje używać „zsiadanie się”, co lepiej oddaje znaczenie fizyczne kryjącego się pod tym terminem procesu.

W polskim wydaniu nie zrezygnowano z wkładki z kolorowymi ilustracjami, całość jest bardzo starannie wydana w twardej oprawie z atrakcyjną, przyciągającą uwagę okładką. Dodatkowo postarano się nawet o jednoczesne wydanie kasyety wideo *Fraktale. Animacje, eksperymenty, wywiady*.

Mimo że w języku polskim ukazało się już kilka książek o fraktalach i chaosie, ta nowa pozycja była potrzebna, gdyż poprzednie ze względu na małą objętość omawiały tylko niektóre zagadnienia. Podsumowując stwierdzam, że książkę można polecić zarówno uczniowi szkoły średniej, jak i pracownikowi naukowemu.

Marek Wolf

Instytut Fizyki Teoretycznej UWr
Wrocław

Literatura

- [1] P. Pierański, *Fraktale. Od geometrii do sztuki* (OWN, Poznań 1992).
- [2] H.G. Schuster, *Chaos deterministyczny. Wprowadzenie* (PWN, Warszawa 1993).
- [3] J. Kudrewicz, *Fraktale i chaos* (WNT, Warszawa 1993).
- [4] I. Stewart, *Czy Bóg gra w kości? Nowa matematyka chaosu* (PWN, Warszawa 1994).
- [5] J. Robbins, *Fraktale* (Wibet 2, Warszawa 1994).
- [6] H.-O. Peitgen, H. Jürgens, D. Saupe, *Chaos and Fractals. New Frontiers of Science* (Springer-Verlag, New York, Heidelberg 1991).
- [7] B.B. Mandelbrot, *Les objets fractales* (Flammarion, Paris 1975); w 1982 roku opublikowano zmienione wydanie tej książki zatytułowane *The Fractal Geometry of Nature* (W.H. Freeman and Co., San Francisco 1982).
- [8] P. Beckmann, *A history of Pi* (The Golem Press, Boulder 1971).
- [9] H.W. Gould, *Mathematics of Computation* **28**, 325 (1974).
- [10] C. Sagan, *Kontakt*, tłum. M. Bończak (Express Book, Bydgoszcz 1991).
- [11] M. Wolf, „Moda na fraktale”, *Computerworld*, z. 7(37) (1992), s. 14; „Fraktale, komputery i muzyka”, w: *Systemy, symetrie, ewolucja*, t. VI (Leopoldinum, Wrocław 1995), s. 125.

K R O N I K A

Posiedzenie Rady EPS

W dniach 21 – 23 marca 1996 r. odbyło się w Lizbonie doroczne posiedzenie Rady Europejskiego Towarzystwa Fizycznego. W posiedzeniu uczestniczyło ok. 60 delegatów reprezentujących 20 narodowych towarzystw fizycznych (na 36 zrzeszonych w EPS), indywidualnych członków EPS oraz struktury merytoryczne EPS (Oddziały, Sekcje, Grupy Międzyoddziałowe i Komitety Działania). Polskę reprezentował członek Rady – delegat PTF, piszący te słowa. Porządek obrad, którym przewodniczył prezes EPS, prof. H. Schopper, zawierał aż 21 punktów.

Jak zwykle ważnym punktem były wybory nowego prezesa EPS, którym został ponownie H. Schopper, oraz członków Komitetu Wykonawczego. Nowymi członkami zostali: S.N. Bagayew (Nowosybirsk) w miejsce zmarłego I.F. Schegolewa oraz D. Weaire (Dublin) jako prezes-elekt w miejsce kończącego kadencję N. Kroo. Przyjęto 122 nowych członków indywidualnych EPS, w tym jednego z Polski. Wybrano nowych członków honorowych EPS: S. Edwardsa (W. Brytania), E. Heera (Szwajcaria) i Hendrika de Waarda (Holandia).

Istotnym punktem obrad była informacja, uzupełniona szeroką dyskusją, o przeniesieniu sekretariatu EPS z Genewy do Miluzy w Alzacji (Francja). Ze względu na wysokie koszty funkcjonowania sekretariatu w Szwajcarii i wyrażane sugestie przeznaczania jak największych środków finansowych na działalność merytoryczną, znalezienie innego miejsca na siedzibę EPS zo-

stało zlecone Komitetowi Wykonawczemu na poprzednim posiedzeniu Rady w Bad Honnef. Przewiduje się uruchomienie sekretariatu w Miluzie, jako miejscu najbardziej atrakcyjnym spośród zgłoszonych ofert, z dniem 1 stycznia 1997 r.

W trakcie obrad zaakceptowano zmiany Statutu związane z planowanym przeniesieniem siedziby sekretariatu (Art. 1) i z ustaleniem maksymalnego czasu pełnienia obowiązków prezesa EPS na 2 lata (Art. 21) oraz zmianę punktu 35 Regulaminu dotyczącą określenia wysokości jednostki składki członkowskiej w ECU (dotychczas 14.5 SFr), co jest także związane ze zmianą siedziby sekretariatu EPS. Zarówno propozycja Komitetu Wykonawczego utrzymania wysokości jednostki (przy aktualnej stopie przeliczeniowej wynosiłaby ona 9.76 ECU) jak i propozycja przedstawiciela Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego obniżenia tej jednostki do wysokości 8.80 ECU nie uzyskały wystarczającego poparcia. Nowa wartość jednostki składki w ECU ma być określona przez Komitet Wykonawczy do 1 stycznia 1997 r.

Z wielkim zadowoleniem zostało przyjęte sprawozdanie finansowe za 1995 r. oraz propozycja budżetu na rok 1996 przedstawione przez skarbnika J. Lewisa. Po raz pierwszy od wielu lat bilans wykazał dochód przekraczający zakumulowany przez lata deficyt.

Niezwykle ważną i interesującą była część posiedzenia, w trakcie której prezes H. Schopper przedstawił Radzie do dyskusji Strategiczny Plan Działania EPS na

najbliższe lata. Plan ten, wynikający z analizy obecnej sytuacji fizyki w szybko zmieniającym się politycznie i ekonomicznie świecie, stanowi pierwszą globalną próbę określenia w ramach działalności EPS priorytetowych zadań, których realizacja wzmocniłaby nadwątlony ostatnio prestiż fizyki. Zostały one ujęte w czterech punktach.

1. Problemy zawodowe fizyki – polepszenie relacji między fizykami akademickimi i fizykami zatrudnionymi w przemyśle, ściślejsze związki między badaniami podstawowymi i zastosowaniami (technologie), lepsza współpraca i wymiana informacji między fizykami pracującymi w „wielkiej nauce” (megascience) i „małej nauce” (small science), promowanie działalności interdyscyplinarnej (np. fizyka medyczna, biofizyka, fizyka ekologiczna), zacieśnienie kontaktów EPS z innymi europejskimi organizacjami naukowymi, promowanie tytułu EurPhys.

2. Troska o nową generację fizyków – przyciąganie do fizyki najzdolniejszych młodych ludzi, dbałość o właściwą edukację, ciągłe doskonalenie metod kształcenia w dziedzinie fizyki oraz prowadzenie statystyki zatrudnienia i banku informacji o rynku pracy dla fizyków w skali europejskiej.

3. Współpraca Wschód–Zachód – zaktywizowanie dotychczasowych działań w tym zakresie, wprowadzanie nowych form działalności, uwzględniających zmieniające się warunki ekonomiczne i polityczne.

4. Kształtowanie opinii publicznej w aspekcie roli fizyki we współczesnym świecie – szeroka i właściwa promocja oraz popularyzacja osiągnięć fizyki przez środki masowego przekazu z wykorzystaniem mediów elektronicznych, oddziaływanie EPS na rządy krajów europejskich i władze Unii Europejskiej (tworzenie lobby).

Po szerokiej dyskusji, w której wyrażono ogólną akceptację przedstawionych koncepcji, zobowiązano Komitet Wykonawczy do opracowania ostatecznej formy Strategicznego Planu Działania EPS. Według sugestii zawartych w założeniach Planu jego realizacja ma się opierać na nowych formach działania EPS, wymagających znacznie większej niż do tej pory aktywności międzynarodowej towarzystw narodowych. Prowadzenie określonych działań ma być powierzane towarzystwom narodowym (z uwzględnieniem ich specyfiki i doświadczeń), które byłyby w zakresie tych działań wspierane finansowo przez EPS (tzw. działania kontraktowe).

W siedemnastym punkcie porządku obrad, powołując się właśnie na koncepcję działań kontraktowych delegacja Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego (DPG) zaproponowała aby administrowanie europejskim programem wymiany studentów fizyki (EMSPS) powierzyć Polskiemu Towarzystwu Fizycznemu. Delegat PTF w krótkim wystąpieniu stwierdził, że jest to ambitne i pociągające wyzwanie dla polskiego towarzystwa. Jego realizacja wymaga dużego wysiłku ale przy wsparciu i pomocy EPS i DPG zadanie to mogłoby być przez PTF podjęte. Spotkało się to z powszechną akceptacją członków Rady. Zgodnie z sugestią prezesa H. Schoppera, delegat PTF przeprowadził wstępne rozmowy z przewodniczącym Komitetu EMSPS, prof. H. Latalem i sekretarzem EPS G. Thomasem. Uzgodniono, że robocze rozmowy na temat organizacji biura EMSPS w Polsce odbędą się w maju br. w Krakowie przy okazji posiedzenia w ramach projektu TEMPUS związanego z wymianą studentów. Nie ulega wątpliwości, że powierzenie PTF tego zadania jest dowodem uznania dla naszego towarzystwa oraz wysokiej oceny realizacji programu EMSPS przez

stronę polską (koordynator prof. I. Sosnowska).

W dalszej części obrad, z interesującą propozycją wystąpił przewodniczący Komitetu Działania Fizyka i Społeczeństwo, prof. R. Dekeyser. Zaproponował, zgodnie z koncepcją zwiększenia aktywności narodowych towarzystw, wzmocnienie działalności Komitetu poprzez utworzenie grup (komisji) Fizyka i Społeczeństwo w towarzystwach narodowych, które delegowałyby swoich przedstawicieli do Grupy EPS Fizyka i Społeczeństwo, w którą zostałyby przekształcony dotychczas istniejący Komitet.

Z innych interesujących spraw poruszonych w czasie obrad, poza sprawozdaniami wszystkich Oddziałów, Grup Międzyoddziałowych i Komitetów Działania EPS, należy odnotować:

- informację o zmianie w wydawaniu *Europhysics News* wynikającej ze ściślejszej współpracy z wydawnictwem Springer Verlag,
- informację o utworzeniu europejskiej sieci zajmującej się edukacją w dziedzinie fizyki, EUPEN (zgłosiło się do niej już 80 instytucji i organizacji z krajów Europy Zachodniej i 20 z krajów Europy Środkowej i Wschodniej, w tym PTF),
- informację o zaakceptowaniu przez Komitet Monitorujący podać 24 kandydatów (głównie z Niemiec i Wielkiej Brytanii) ubiegających się o tytuł EurPhys,
- informację o utworzeniu przy EPS Zespołu Koordynatorów WWW (z ramienia PTF został zgłoszony prof. J. Zagrodziński z IF PAN),
- informację o programie Generalnej Konferencji EPS-10 „Trends in Physics” mającej się odbyć w dniach 9-13 września br. w Sewilli. Wynika z niego, że będzie to wielkie i ważne wydarzenie w środowisku fizyków europejskich.

Na zakończenie ustalono, że następne posiedzenie Rady EPS odbędzie się 21-23 lub 27-28 marca 1997 r. w Amsterdamie lub w Miluzie.

Ireneusz Strzałkowski

Nominacje profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych, nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej, otrzymali w dniu 20 lutego 1996 r.: Janusz Adamowski (AGH, Kraków), Jan Godlewski (PG, Gdańsk), Bogdan Kuchta (PW, Wrocław), Marek Kutschera (IFJ, Kraków), Barbara Gabriela Pomorska (UMCS, Lublin), Edward Jerzy Śpiewła (PL, Lublin), Jakub Zakrzewski (UJ, Kraków); w dniu 2 kwietnia 1996 r. tytuł otrzymali: Andrzej Gózdź (UMCS, Lublin) i Zbigniew Majka (UJ, Kraków).

Rzeczpospolita, nr 43 i 79 (1996)

Nagroda ICO

Nagrodę Międzynarodowej Komisji Optyki (ICO) za rok 1995 otrzymał Tony Frederick Heinz za owocny wkład w rozwój i zastosowania spektroskopowych metod analizy powierzchni i międzypowierzchni. Nagrodę swoją przyznaje ICO osobom, które przed ukończeniem czterdziestu lat dokonały znaczącego wkładu w rozwój optyki.

T.F. Heinz (ur. 1956 r.) kształcił się na Uniwersytecie Stanforda i Uniwersytecie Kalifornijskim w Berkeley. Pracował w laboratoriach badawczych firmy IBM, obecnie jest profesorem Uniwersytetu Columbia w Nowym Jorku. Odegrał decydującą rolę w rozwoju nowej dziedziny spektroskopii laserowej: badań powierzchni i międzypowierzchni z wykorzystaniem zjawisk nieliniowych i widm rozdzielonych w czasie.

ICO Newslett., styczeń 1996

B. W.

Medal Maxa Plancka

Niemieckie Towarzystwo Fizyczne przyznało Medal Maxa Plancka za 1996 r. Ludwigowi Faddiejewowi (ur. 1934 r.), profesorowi Uniwersytetu Petersburskiego za jego znaczący wkład w badania wielu problemów fizyki kwantowej, w szczególności za wkład do rozwoju teorii z cechowaniem. Prace Faddiejewa niejednokrotnie stały się zaczątkiem dalszych badań innych fizyków i skutkiem tego wpłynęły na rozwój tych teorii. Z inicjatywy Faddiejewa Instytut Leonharda Eulera w Petersburgu rozwinął się w międzynarodowe centrum badawcze.

Phys. Bl. 52, nr 2 (1996)

B. W.

Medal Maxa Borna dla Mlynka

Medal Maxa Borna za 1996 r. otrzymał Jürgen Mlynek (ur. 1951 r.), profesor Uniwersytetu w Konstancji, za wybitny wkład do optyki atomowej, w szczególności za doświadczenia nad interferencją atomów i zastosowaniem mikrostruktur dyfrakcyjnych do tworzenia soczewek, dzielników wiązki i zwierciadeł dla fal atomowych. Medal Maxa Borna przyznaje na przemian w kolejnych latach brytyjski Instytut Fizyki fizykowi niemieckiemu i Niemieckie Towarzystwo Fizyczne fizykowi brytyjskiemu.

W 1991 r. Mlynek wraz ze swoimi współpracownikami wykazał interferencję atomów w doświadczeniu Younga z dwiema szczelinami. Ten wynik otworzył drogę „optyce atomowej” pozwalającej na manipulowanie atomami przez ich ogniskowanie, tworzenie soczewek Fresnela, dzielenie wiązki, czyli operacje analogiczne jak w optyce konwencjonalnej.

Przypomnijmy, że bardzo ciekawy artykuł O. Carnala i J. Mlynka „Optyka fal atomowych z użyciem struktur dyfrakcyj-

nych” ukazał się w *Postęпах Fizyki* 45, zeszyt 5 (1994).

Phys. World 9, nr 2 (1996)

B. W.

Jubileusz Instytutu Fizyki Jądrowej

W dniach 12 – 14 października 1995 r. Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego w Krakowie obchodził czterdziestolecie istnienia. Został on powołany do życia 4 czerwca 1955 r. jako krakowska filia Instytutu Badań Jądrowych. Dnia 20 lipca 1960 r. filia ta przekształciła się w niezależny Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie, któremu w 1988 r. nadano imię Henryka Niewodniczańskiego – twórcy tej placówki.

Uroczystości rozpoczęły się mszą świętą odprawioną przez kardynała Franciszka Macharskiego w kościele parafialnym w Bronowicach, podczas której odczytano list od papieża Jana Pawła II z gratulacjami i błogosławieństwem.

Sesję naukową w IFJ otworzył dyrektor, prof. Andrzej Budzanowski, powitaniem zaproszonych gości, którzy bardzo licznie przybyli do Instytutu z całej Polski, następnie odczytał listy gratulacyjne: od premiera rządu Rzeczypospolitej Polskiej Józefa Oleksego, wicepremiera i przewodniczącego Komitetu Badań Naukowych Aleksandra Łuczaka oraz od kilku przedstawicieli współpracujących z Instytutem placówek naukowych. Sesji naukowej przewodniczył prof. Jerzy Janik. W wypełnionej po brzegi auli wygłoszono 6 referatów naukowych połączonych z obszerną i interesującą dyskusją. (Jeden z tych referatów, prof. A. Hryniewiczza, ukazał się w zeszycie 2 (1996) *Postępów Fizyki*, a drugi, prof. R. Brody, ukaże się w jednym z zeszytów najbliższych – przyp. Red.)

Wieczór w Filharmonii Krakowskiej miał charakter bardziej rodzinny: wśród

gości znaleźli się dawni i obecni pracownicy. Jako konferansjer wystąpił dyrektor Instytutu, prof. Andrzej Budzanowski. Powstanie i pierwsze lata Instytutu wspominali profesorowie: Adam Strzałkowski, Andrzej Hryniewicz, Jacek Hennel, Jerzy Bartke i Jerzy Janik. Następnie głosu udzielono dostojnym gościom, którzy składali gratulacje i życzenia dalszego rozwoju Instytutu. W imieniu prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej prezes Państwowej Agencji Atomistyki, prof. Jerzy Niewodniczański, udekorował prof. Andrzeja Hryniewicza Krzyżem Komandorskim z Gwiazdą Orderu Odrodzenia Polski. Jest to najwyższe odznaczenie państwowe za działalność pokojową. Z rąk dyrektora 11 osób pracujących w Instytucie otrzymało pamiątkowe albumy. Wieczór zakończył się lampką wina i koncertem Grzegorza Turnaua, który każdą piosenkę poprzedzał adresowaną do fizyków dedykacją.

W krakowskim Instytucie odbyło się również uroczyste wyjazdowe posiedzenie Rady ds. Atomistyki, które prowadził przewodniczący Rady prof. Andrzej Hryniewicz. Zebrani wyrazili uznanie dla działalności naukowej Instytutu.

W trzecim dniu jubileuszu Instytut otworzył swoje laboratoria dla zwiedzających. Przybyło ponad 1300 osób, przeważnie młodzież. Swoją obecnością zaszczylił nas prezydent miasta Krakowa Józef Lasota. Obecni mieli okazję wpisać się do książki pamiątkowej Instytutu. Uroczystości były opisywane w środkach masowego przekazu. Ukazało się kilkanaście artykułów w prasie, radio i telewizja informowały też o tym w wiadomościach oraz wywiadach i reportażach. Wszyscy z dużym uznaniem wypowiadali się o działalności Instytutu i organizacji uroczystości.

Małgorzata Nowina Konopka

IX Wykład im. Aleksandra Jabłońskiego

Profesor Józef Smak, dyrektor Centrum Astronomicznego PAN im. Mikołaja Kopernika w Warszawie, wygłosił 29 lutego 1996 r. w Instytucie Fizyki UMK referat pt. „Astrofizyczne testy teorii fizycznych”. Był to już dziewiąty, doroczny wykład im. Aleksandra Jabłońskiego. Poprzednie wygłosili: Andrzej Trautman (1988), Andrzej Hryniewicz (1989), Łukasz A. Turcki (1990), Roman S. Ingarden (1991), Janusz Zakrzewski (1992), Andrzej Białas (1993), Włodzimierz Kołos (1994) i Kacper Zalewski (1995). Tegoroczny wykład był pierwszym, w tej serii, wykładem astronoma.

Na wstępie prof. Smak zwrócił uwagę na wszechstronne, istotne i bardzo płodne związki pomiędzy fizyką i astronomią. Z jednej strony, astronomia w bardzo szerokim zakresie wykorzystuje teorie, metody i techniki opracowane przez fizyków, z drugiej natomiast, badania astronomiczne dostarczają nowych informacji i pozwalają na przeprowadzenie testów teorii fizycznych w warunkach niemożliwych do zrealizowania na Ziemi. Między innymi astrofizyczne badania dotyczące reakcji termojądrowych zachodzących we wnętrzach gwiazd pozwalają z coraz większą dokładnością badać przekroje czynne i tzw. rezonanse. Szczególnie istotny wkład astrofizyka wniosła do weryfikacji ogólnej teorii względności, dzięki odkryciu niezwykle gęstych obiektów obdarzonych dużym polem grawitacyjnym (gwiazdy neutronowe i czarne dziury), a także wykazujących niespotykane na Ziemi silne pola magnetyczne (pulsary, występujące także w układach podwójnych). Dla tego typu obiektów efekty relatywistyczne stają się czynnikiem dominującym, co umożliwia wykonanie w krótkim czasie niezwykle subtelných testów konsekwencji ogólnej teorii względ-

ności, związanych z zakrzywieniem czasoprzestrzeni oraz emisją fal grawitacyjnych. Innym efektem relatywistycznym, z powodzeniem obserwowanym i wykorzystywanym przez astrofizyków, jest tzw. mikrosczewkowanie grawitacyjne, którego badanie zapoczątkował polski astrofizyk, prof. Bohdan Paczyński.

Wszechświat jest zupełnie wyjątkowym laboratorium fizycznym i bez rozwoju badań fizycznych nasza wiedza o nim nie byłaby kompletna, stwierdził w swoim pięknym wykładzie prof. Smak.

Józefina Turło

Fundacja noblisty

Mario Molina (MIT), który otrzymał w 1995 r. Nagrodę Nobla z chemii wspólnie z P. Crutzenem i F. Sherwoodem (patrz Kronika 1/96) za prace wykazujące, że chemikalia wytwarzane przez ludzi niszczą warstwę ozonową atmosfery, ofiarował 200 000 USD, tj. 2/3 swojej nagrody, na założenie funduszu dla kształcenia specjalistów ochrony środowiska w krajach rozwijających się. Ma on nadzieję, że stanie się to zaczątkiem większego funduszu dla absolwentów uniwersytetów, doktorantów i pracowników naukowych. „W krajach rozwijających się jest zbyt mało naukowców zaangażowanych w usiłowania ochrony środowiska”, powiedział Molina.

Science 379, nr 6568 (1996)

B. W.

Będzie Nagroda Naukowa im. Aleksandra Jabłońskiego

Amerykańska firma Spectronics Inc., mająca swoją siedzibę w Baltimore (stan Maryland, USA) znana jest na rynku międzynarodowym jako producent aparatury pomiarowej do analiz spektroskopowych i fluorescencyjnych na użytek fizyków, chemików a także farmaceutów. Firma ta

specjalizuje się przede wszystkim w produkcji spektrofotometrów i spektrofluorometrów. Wybitnym znawcą zjawisk fluorescencji był profesor Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Aleksander Jabłoński (1898 – 1980), który zdobył międzynarodową sławę jako twórca modelu tłumaczącego podstawowe cechy zjawisk znanych pod nazwą fluorescencji, fosforescencji i fluorescencji długotrwałej. Już w 1935 r. Jabłoński, pracujący wówczas na Uniwersytecie Warszawskim, zaproponował powszechnie przyjęty dziś schemat poziomów energetycznych cząsteczki luminezującej, znany pod nazwą schematu Jabłońskiego (patrz np. artykuł M. Kashy, *PF* 39, 131 (1988)). Przeglądając wydane w ciągu ostatnich lat podręczniki z dziedziny fotofizyki i fotochemii można się przekonać, że wszystkie one rozpoczynają się od omówienia schematu Jabłońskiego.

Chcąc uczcić pamięć Aleksandra Jabłońskiego firma Spectronics Inc., w uznaniu jego wielkich zasług dla fotofizyki i fotochemii, ustanowiła niedawno nagrodę o nazwie: Nagroda Jabłońskiego (The Jabłoński Prize), która będzie przyznawana corocznie, na przemian za podstawowe lub stosowane prace z dziedziny luminescencji, spektroskopii fluorescencyjnej i fotofizyki. Nagrodę tę będzie przyznawać Komitet Redakcyjny czasopisma *Journal of Fluorescence* wydawanego na Uniwersytecie stanu Maryland. Polskim przedstawicielem w tym Komitecie jest prof. Zbigniew R. Grabowski (Instytut Chemii Fizycznej PAN, Warszawa). Po raz pierwszy nagroda zostanie przyznana w 1997 r.

W 1998 r. przypada setna rocznica urodzin prof. Jabłońskiego. Z tej okazji Instytut Fizyki UMK (noszący nazwę Instytutu Aleksandra Jabłońskiego) zamierza zorganizować międzynarodową konferencję poświęconą luminescencji i fotofizyce mo-

lekularnej. Obowiązki przewodniczącego Komitetu Organizacyjnego tej konferencji przyjął dziekan Wydziału Fizyki i Astronomii UMK, prof. Józef S. Kwiatkowski. Z uzyskanej od niego informacji dowiadujemy się, że po raz drugi Nagroda Jabłońskiego zostanie przyznana w 1998 r. właśnie podczas konferencji w Toruniu.

Józefina Turło

Stypendia krajowe FNP dla najlepszych młodych

Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej (FNP), niezależna instytucja pozarządowa, utworzona w 1991 r. w celu wspierania polskiej nauki, przyznaje różnego rodzaju subwencje, zgodnie z corocznie ustalonym programem. Środki finansowe pochodzą z jednorazowego nadania FNP funduszu założycielskiego wysokości 950 mld (starych) złotych, stanowiących część likwidowanego wówczas Funduszu Rozwoju Nauki i Techniki. Dochody FNP uzyskiwane są głównie z operacji finansowych. W ciągu pięciu lat gospodarowania posiadanym majątkiem Fundacja uzyskała dochody, które pozwoliły wesprzeć naukę środkami w wysokości ponad 90 mln (nowych) złotych. Subwencje przyznawane są wyłącznie drogą konkursów, zgodnie z dewizą FNP: „wsparcie otrzymują tylko najlepsi, by mogli stać się jeszcze lepszymi”.

Jedną z form wspierania nauki są roczne stypendia krajowe dla młodych pracowników nauki i doktorantów. W tym roku na konkurs napłynęło 408 wniosków, po rozpatrzeniu których Rada i Zarząd Fundacji przyznały stypendia 102 osobom. Brano pod uwagę dorobek naukowy udokumentowany publikacjami w uznanych czasopismach krajowych i zagranicznych i oceniony przez dwóch niezależnych recenzentów, będących autorytetami w danej dziedzinie. Wysokość tegorocznego stypendium

wynosi 12 000 zł, wolnych od podatku i płatnych w kwartalnych ratach, a średnia wieku laureatów – 28 lat. Stypendia te mają im umożliwić całkowite poświęcenie się pracy naukowej, bez rozpraszania się na zdobywanie dodatkowych (do niskich pensji) środków utrzymania.

Wśród tegorocznych stypendystów jest 13 fizyków. Oto nazwiska naszych młodych najlepszych:

Krzysztof Burzyński (UW) – nasz kolega redakcyjny, Roman Ciuryło (UMK), Jan Czyżewski (UJ), Tadeusz Domański (UMCS), Łukasz Dutkiewicz (UJ), Leszek Hadasz (UJ), Piotr Kossacki (UW), Wojciech Królas (IFJ, Kraków), Ewa-Luiza Łokas (CAMK, Warszawa), Mariusz Nogala (UAM), Radosław Przeniosło (UW), Mariusz Sadzikowski (IFJ, Kraków), Jacek Szatkowski (UMK).

Uroczyste, lecz przebiegające w bardzo miłej atmosferze wręczenie stypendiów odbyło się 23 marca 1996 r., tradycyjnie już w Sali Wielkiej Zamku Królewskiego w Warszawie. Informacje o stypendiach na rok następny można uzyskać w FNP (Wspólna 1/3, 00-921 Warszawa, tel./fax: (22) 6291748 lub 6298459 i 6254151), są również dostępne w Internecie: <http://sunsite.icm.edu.pl/science/fnp>.

B. W.

Jest antywodór

Trzy lata temu pisaliśmy w *Postęпах* (PF 44, 201 (1993)) o pracach prowadzących do wytworzenia w laboratorium „antywodoru”, tzn. atomu złożonego z antyprotonu i pozytonu. Celem końcowym tych prac jest obserwacja widma takiego atomu i stwierdzenie czy jest ono identyczne z widmem „zwykłego” atomu wodoru. Gdyby nie były one takie same, to oznaczałoby to albo naruszenie twierdze-

nia CPT (symetrii względem sprzężenia ładunkowego, parzystości i odwrócenia biegu czasu), albo naruszenie zasady równoważności (tzn. równości stałych grawitacyjnych dla materii i antimaterii). Rozróżnienie między tymi dwiema przyczynami ewentualnych różnic widm wodoru i antywodoru powinno być możliwe przez obserwację zmienności tych różnic w czasie – oddziaływanie grawitacyjne zmienia się nieznacznie w trakcie obiegu Ziemi wokół Słońca.

W lutym br. pracujący w CERN-ie zespół niemiecko-włoski (Jülich – Erlangen-Norymberga – Münster – Darmstadt – Genua) doniósł o pierwszej obserwacji atomów antywodoru. W doświadczeniu, wykonanym przy układzie LEAR (Low Energy Antiproton Ring), wiązka antyprotonów oddziaływała z wiązką atomów ksenonu. Przy przejściu antyprotonu przez pole kulombowskie jądra ksenonu wytwarzane są pary elektron – pozyton. W bardzo nielicznych przypadkach energia i pęd pozytonu są takie, że możliwe jest związanie go z antyprotonem. Wytworzone w ten sposób atomy antywodoru mogą uciec z pola magnetycznego, które kształtuje wiązkę antyprotonów, gdyż nie są naładowane. Po ok. 40 ns ulegają one anihilacji w detektorach krzemowych otaczających tunel wiązki. W omawianym doświadczeniu zarejestrowano dziewięć przypadków wytworzenia atomu antywodoru.

Wytworzone w CERN-ie atomy antywodoru są bardzo szybkie – ich prędkość wynosi ok. 90% prędkości światła. Aby móc przeprowadzić dostatecznie dokładne doświadczenie spektroskopowe (szacuje się, że potrzebna będzie dokładność rzędu 10^{-18}), atomy antywodoru trzeba będzie spowolnić, „ochłodzić” i umieścić w pułapce atomowej. Droga do badania widm atomowych jest więc jeszcze bardzo daleka, a trudności różliczne.

Po pierwsze, nie wiadomo, czy kierunek dążenia do celu jest właściwy – być może lepiej najpierw spowolnić i schwytać w pułapce antyprotony i pozytony, a na końcu doprowadzić do powstania antywodoru. Taki kierunek obrała inna grupa pracująca w CERN-ie, kierowana przez Gerry'ego Gabrielse'a z Uniwersytetu Harvarda. Zespół ten stara się obecnie doprowadzić do powstania atomów wodoru ze schwytanych w pułapkach Penninga protonów i elektronów.

Po drugie, nad wszystkimi tymi badaniami zbierają się ciemne chmury, gdyż urządzenie LEAR ma być zamknięte z końcem br. Istnieje jednak nadzieja, że prace będą mogły być kontynuowane przy użyciu innego układu o nazwie AC (Antiproton Collector), który planuje się przeznaczyć właśnie do prac nad antywodorem. Oczywiście, o ile znajdują się na to pieniądze, jeśli nie w krajach członkowskich CERN-u, to w USA lub Japonii. Warto dodać, że pracami nad antywodorem zainteresowanych jest ok. 100 fizyków z ok. 20 ośrodków.

Jeśli nic z tego nie wyjdzie, to pozostaje liczyć na akcelerator antyprotonów w Laboratorium Fermiego w Chicago, gdzie również prowadzi się podobne badania. Fizycy z tego Laboratorium spodziewają się pierwszych atomów antywodoru w końcu br. Wydaje się, że przez pewien czas nowości na temat antywodoru należy spodziewać się z Chicago, gdyż nawet jeśli adaptacja układu AC w CERN-ie dojdzie do skutku, to wiązka antyprotonów pojawi się dopiero w końcu 1998 r.

Phys. World, luty 1996

M. Ł.

Spotkanie fizyków arabskich, izraelskich i zachodnich

Nie tylko siły polityczne, lecz również fizycy pragną przyczynić się do zbliżenia

świata arabskiego i żydowskiego, a tym samym do postępu w sprawie pokoju na Bliskim Wschodzie.

Z inicjatywy włoskich fizyków, Sergia Fubiniego (Turyn) i Alberta Devota (Cagliari), odbyło się w listopadzie 1995 r. w egipskiej miejscowości Dahab nad zatoką Akaba Synajskie Spotkanie Fizyków, w którym udział wzięli fizycy z Egiptu, Izraela, Palestyny, Jordanii, Maroka i innych krajów arabskich, a także fizycy europejscy i amerykańscy, wśród nich tak wybitni jak Edward Witten (Princeton), Roman Jackiw (MIT), Robert Laughlin (Stanford).

Spotkanie synajskie sponsorowane było przez CERN i Międzynarodowy Instytut Fizyki Teoretycznej w Trieście (ICTP). Wsparcia finansowego udzieliły także rządy Włoch i Izraela. Udział fizyków palestyńskich ułatwiła decyzja rządu Izraela (wymuszona przez fizyków izraelskich) pozwalająca im na przejazd przez miasto Ejlat, normalnie zamknięte dla Palestyńczyków.

Tematyka konferencji obejmowała fizykę wysokich energii, kosmologię, nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe, zagadnienia symetrii oraz fizykę ochrony środowiska.

Phys. Today 49, nr 2 (1996)

B. W.

Uczcie swoich wychowanków myśleć

Muzeum Ziemi, Polskie Towarzystwo Geofizyczne, Wyższa Szkoła Pedagogiki Specjalnej i Towarzystwo Kultury Świeckiej urządziły 1 marca 1996 r. sympozjum poświęcone życiu i dziełu Antoniego Bolesława Dobrowolskiego. Głównym organizatorem był fizyk, dr Janusz Ostrowski, uczeń i przyjaciel Dobrowolskiego.

A.B. Dobrowolski urodził się 6 czerwca 1872 r. w Dworzowicach Kościelnych

k. Radomska w ubogiej rodzinie chłopskiej. Ukończył w Warszawie gimnazjum utrzymując się z korepetycji. W szkole był głęboko zaangażowany w tajnych kółkach samokształceniowych. Wyrobiło to w nim umiejętność samodzielnego zdobywania wiedzy i niezależnego myślenia. Wkrótce po maturze został aresztowany za działalność w Drugim Proletariacie. Po trzech latach więzienia, najpierw w Warszawie, potem w Petersburgu, został zesłany na dwa lata do Tyflisu (Tbilisi), skąd uciekł i przedostał się do Zurychu. Tam rozpoczął studia filozofii, psychologii i biologii. Następnie z powodu kłopotów paszportowych przeniósł się do Belgii do Liège, gdzie zaczął studiować zoologię.

W 1897 r. udało mu się zaangażować jako marynarz na statek *Belgica* wypływający na wyprawę na Antarktydę. Potrafił łączyć obowiązki marynarskie z zaplanowanymi przez siebie i bardzo starannie prowadzonymi obserwacjami meteorologicznymi. Znajdował też czas, żeby korzystając z bogatej biblioteki okrętowej kształcić się w zagadnieniach geofizycznych. Zebrał materiał, który stał się początkiem jego pracy naukowej w geofizyce, w szczególności był inicjatorem prac w dziedzinie fizyki lodu, znalazł też prawidłowości w różnych rodzajach chmur i wprowadził pojęcie „układu chmur”, prowadził obserwacje opadów śniegowych (śnieg, szron, grad) oraz zjawisk optycznych w atmosferze (halo). Po powrocie z wyprawy pracował w belgijskim Biurze Polarnym.

W 1907 r., korzystając z amnestii wraca do kraju, poświęca się wychowaniu młodzieży i teoretycznym studiom pedagogicznym. Pisze książkę *Wyprawy polarne* – historię wypraw i katalog zagadnień polarnych z podkreśleniem ich znaczenia w ogólnej nauce o Ziemi. W 1914 r. uzyskuje stypendium Kasy Mianowskiego

na dokończenie studiów nad lodem i wyjeżdża na parę lat do Szwecji. Owocem jest praca ustalająca klasę symetrii lodu, powstawanie gradu, mechanizm ruchu lodowców. Po powrocie do Polski pracuje w Ministerstwie Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego jako wizytator i kierownik Wydziału Programowego. Dąży do reorganizacji szkolnictwa zapewniającej powszechność nauczania aż do siedemnastego roku życia. Nie mogąc uzyskać na to zgody władz rezygnuje z pracy w ministerstwie i przyjmuje posadę w PKO, pozostawiając mu dosyć wolnego czasu na dokończenie następnej książki – *Historii naturalnej lodu*, 900-stronicowej encyklopedii lodu, fazy stałej wody we wszelkich postaciach, ozdobionej zebranymi przez niego wspaniałymi zdjęciami kilkuset gwiazdek śniegowych. W latach 1924–29 jest najpierw wicedyrektorem, potem dyrektorem Państwowego Instytutu Meteorologicznego. Wydźwignął Instytut z zaniedbania, rozszerzył zakres i podniósł poziom prac, zainicjował powstanie obserwatoriów: aerologicznego w Legionowie i morskiego w Gdyni. Z jego inicjatywy i przy poparciu profesorów Pieńkowskiego i Białobrzezkiego dyrektorem PIM-u został później świetny fizyk Jan Błaton, a do grona pracowników weszli m.in. fizyk Teodor Kopcewicz i matematyk Andrzej Mostowski.

Dobrowolski przyczynił się ogromnie do rozwoju nauk geofizycznych w Polsce. Już w 1929 r. założył Towarzystwo Geofizyków w Warszawie (obecnie Polskie Towarzystwo Geofizyczne), zaczął wydawać *Biuletyn Geofizyczny*, doprowadził do powstania obserwatorium sejsmicznego w Warszawie (w podziemiach Pałacu Kazimierzowskiego). Wyposażeniem w nowoczesną aparaturę (z funduszy Państwowego Instytutu Geologicznego, Uniwersytetu Warszawskiego i Kasy Mianowskiego) zajęła się fizyczka Irena Bóbr-Modrakowa i rozpo-

częła regularne pomiary w 1938 r. W okresie międzywojennym Dobrowolski był wiceprezesem Międzynarodowej Komisji Lodów i Śniegów, założył też polską stację naukową na Wyspie Niedźwiedziej. W 1952 r. został powołany na członka tytularnego PAN. W 1959 r. jego imieniem nazwano pierwszą polską stację polarną na Antarktydzie.

Przed wojną był profesorem pedagogiki Wolnej Wszechnicy Polskiej, a po wojnie – Uniwersytetu Warszawskiego. Jego idee pedagogiczne scharakteryzują może najlepiej jego własne słowa: „Nie suma wiadomości, nie spreparowany *ad hoc* całości kształt wiedzy» stać się ma celem zabiegów wychowawczy. »Wiedza« ta służyć może jedynie za środek, niezbędny materiał do celu poważniejszego, do rozwijania umysłu, do tresury myślenia.”... „Uczcie swoich wychowanków myśleć – i tylko tego, nic więcej, reszta dana im będzie przez przyrost nabywanej »po drodze« wiedzy. Nauczyciel przedmiotu winien przedzierzgnąć się w nauczyciela myślenia.”

Antoni Bolesław Dobrowolski zmarł w Warszawie 27 kwietnia 1954 r.

B. W.

SQUID-y wykrywają korozję

Skuteczna konserwacja metalowych przedmiotów staje się coraz trudniejsza wobec rosnącego zanieczyszczenia powietrza i wód deszczowych. Okazuje się, że te zanieczyszczenia są groźniejsze niż chemikalia zawarte w wodzie. W wielu okolicach stwierdza się, że korozja rur wodociągowych zaczyna się od zewnątrz, a nie od wnętrza, którym przepływa woda! Niezmiernie ważna jest możliwość wczesnego wykrycia korozji i właściwe jej usunięcie.

Instytut Techniki Informatycznej w Dolnej Saksonii opracował ostatnio

magnetometr, w którym jako czujnik służy nadprzewodnik wysokotemperaturowy. Tak skonstruowany SQUID może wykryć indukcję pola magnetycznego rzędu 1 pT, tzn. 10^8 razy słabszą niż ziemskie pole magnetyczne. Prądy elektryczne powstające skutkiem korozji wywołują pola magnetyczne rzędu 100 pT, a więc doskonale mieralne przez ten nowy model SQUID-a. Użyty nadprzewodnik chłodzony jest stosunkowo tanim ciekłym azotem, wydaje się więc, że urządzenie to może znaleźć powszechne zastosowanie.

Phys. Bl. 52, nr 3 (1996)

B. W.

Badania mikroskopowe przez Internet

Już wkrótce osoby zainteresowane używaniem wysokonapięciowego mikroskopu elektronowego, który znajduje się w Laboratorium Lawrence'a w Berkeley, będą to mogły robić za pośrednictwem Internetu. Operator na miejscu będzie ładować nadesłane próbki do mikroskopu a użytkownicy będą mogli z oddali, komendami komputerowymi zmieniać powiększenie mikroskopu, orientację próbki lub wywoływać inne warunki doświadczenia. Ustawianie próbki i ogniskowanie wiązki odbywać się będzie automatycznie.

Tym połączonym z Internetem laboratorium mikroskopowym kierują Bahram Parvin i Michael O'Keefe.

Phys. Today 49, nr 2 (1996)

B. W.

Nagroda dla twórców WWW

Twórcy systemu World Wide Web i programu do odczytywania hipertekstu – „Mosaic” (patrz artykuł o czasopismach w sieci w tym zeszycie), Tim Berners-Lee, Robert Cailliau, Marc Andreessen i Eric Bina, otrzymali nagrodę Stowarzyszenia na rzecz Systemów Oprogramowania (Association for Computing Software System) w wysokości 10 tys. USD. Stowarzyszenie nagradza twórców systemów oprogramowania o trwałej wartości pojęciowej i handlowej.

Berners-Lee stworzył hipertekst w CERN-ie, w 1989 r., jako narzędzie do wymiany informacji w zespołach międzynarodowych współpracujących w dziedzinie fizyki cząstek. Następnie, wraz z Cailliau, zbudował i upowszechnił system World Wide Web. Obecnie pracuje w MIT.

Andreessen i Bina stworzyli przeglądarkę „Mosaic” w 1993 r. będąc studentami Uniwersytetu stanu Illinois (program jest firmowany przez działające na tym uniwersytecie Centrum Zastosowań Superkomputerów (National Center for Supercomputing Applications – NCSA)). Obecnie obaj pracują w firmie Netscape Communications Corporation. Andreessen jest jednym z jej założycieli. Firma wytwarza przeglądarkę „Netscape”, która wypiera stopniowo program „Mosaic”.

Phys. World, marzec 1996

M. Ł.

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, O – wysokość opłaty konferencyjnej, język (jeśli inny niż polski).

1996

1 – 5 lipca 1996, Kraków

Workshop on Aperiodic Structures

Wydz. Fizyki i Techniki Jądrowej AGH; Janusz Wolny, Wydz. FTJ AGH, al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel.: (12) 172994, fax: (12) 340010, adr.el.: aperiodic@novell.ftj.agh.edu.pl.
O: 400 USD, studenci 250 USD (łącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

1 – 7 lipca 1996, Białowieża

Workshop: Quantization, Deformations and Coherent States

Katedra Metod Matematycznych Fizyki, Wydz. Fizyki UW i Filia UW w Białymstoku; dr hab. A. Strasburger, KMMF, Hoża 74, 00-682 Warszawa, tel.: (22) 6217757, fax: (22) 6219775, adr.el.: wgmp@fuw.edu.pl.
ang.

6 – 9 lipca 1996, Kraków

Workshop on Applications of Symmetry Analysis to Diffraction Investigations

Wydz. Fizyki i Techniki Jądrowej AGH; Wiesława Sikora, Wydz. FTJ AGH, al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel.: (12) 172994, fax: (12) 340010, adr.el.: aperiodic@novell.ftj.agh.edu.pl.
O: 320 USD, studenci 200 USD (łącznie z zakwaterowaniem i wyżywieniem), ang.

10 – 20 lipca 1996, Białowieża

X Szkoła Fizyki Fazy Skondensowanej: Electrons in Solids – Experiment and Theory

Inst. Fizyki Filii UW w Białymstoku; mgr Katarzyna Rećko, IF Filii UW, Lipowa 41, 15-424 Białystok, tel.: (85) 423403, fax: (85) 420272, adr.el.: karo@cksr.ac.bialystok.pl.
U: 80, O: ok. 600 zł (wraz z wyżywieniem i zakwaterowaniem).

15 – 19 lipca 1996, Łódź

XV Krakowska Letnia Szkoła Kosmologiczna: Skład masowy promieniowania kosmicznego

Uniwersytet Łódzki, KBN, Fundacja Omega; dr Wiesław Tkaczyk, Katedra Fizyki Doświadczalnej UŁ, Pomorska 149/153, 90-236 Łódź, tel.: (42) 785622, fax: (42) 787087, adr.el.: wtkaczyk@krysia.uni.lodz.pl lub wtkaczyk@plunlo51.bitnet.
P, O: 60 USD (członkowie PTF, PTA i PT Miłośników Astronomii są zwolnieni z opłaty), ang.

25 – 31 lipca 1996, Warszawa

XXVIII International Conference on High Energy Physics

Uniwersytet Warszawski i Instytut Problemów Jądrowych, patronat IUPAP, prof. A.K. Wróblewski, Inst. Fizyki Doświadczalnej UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa, adr.el.: ichep@fuw.edu.pl, WWW: <http://info.fuw.edu.pl/HEP/ICHEP96/Welcome.html>.
U: 1500, ang.

3 – 6 sierpnia 1996, Jaszowiec

Internat. Conf. on Electron Localization and Quantum Transport in Solids

Polskie Towarzystwo Fizyczne i Inst. Fizyki PAN; prof. T. Dietl, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 435324, fax: 430926, adr.el.: loc@ifpan.edu.pl, WWW: http://info.ifpan.edu.pl/conferences/Localization_96.html.

U: 200, ang.

29 sierpnia – 4 września 1996, Zajączkowo

4th Internat. School on Theoretical Physics: Symmetry and Structural Properties of Condensed Matter

Stowarzyszenie „Symetria i własności strukturalne” i Inst. Fizyki UAM; dr Wojciech Florek, IF UAM, Matejki 48/49, 60-769 Poznań, tel.: 659949 lub 668651 w. 51, fax: 659949, adr.el.: sspcm@plpuam11.amu.edu.pl lub florek@plpuam11.amu.edu.pl.

P, O: 370 zł (z zakwaterowaniem), studenci – 150 zł, ang.

3 – 11 września 1996, Zakopane

Trends in Nuclear Physics

Inst. Fizyki Jądrowej i Inst. Fizyki UJ, Bogdan Fornal, IFJ, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, adr.el.: zakopane@bron.ifj.edu.pl.

ang.

9 – 13 września 1996, Warszawa

Electron Paramagnetic Resonance of Radical and Metal Complexes

Inst. Chemii i Techniki Jądrowej oraz Uniwersytet Warszawski; prof. Anna Ambroź, IChTJ, Dorodna 16, 03-195 Warszawa, tel.: 112347, fax: 111532.

ang.

16 – 20 września 1996, Jaszowiec

Internat. Conf. on Substrate Crystals and HTSC Films – ICSC-F '96

Inst. Technologii Materiałów Elektronicznych, Instytut Fizyki PAN, Institute for Crystal Growth (Berlin); dr M. Berkowski, IF PAN, al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel.: 437001 w. 344, fax: 430926, adr.el.: scf96@ifpan.edu.pl.

O: 230 USD, ang.

17 – 20 września, Karkonosze

Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics

Inst. Fizyki Pol. Wr.; prof. Jerzy Nowak, IF PWr, Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tel.: (71) 202395, fax: (71) 229696, adr.el.: zajac@rainbow.if.pwr.wroc.pl.

ang., czeski, słow., pol.

17 – 20 września 1996, Warszawa

Contact and Confocal Microscopic Techniques

Polish Chapter SPIE i Inst. Optyki Stosowanej; prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: 184497, fax: 133265, tlx: 825960 ios pl, adr.el.: iosto@frodo.nask.org.pl.

P.

17 – 21 września 1996, Kraków

Int. Conference on Physics Computing

Akademickie Centrum Komputerowe w Krakowie, Międzydyscyplinarna Grupa Fizyki Obliczeniowej EPS, Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne; M. Bubak, Physics Computing 96, ACK, Nawojki 11, 30-950 Kraków, skr.poczt. 386, tel.: (12) 341766, fax: (12) 341084, adr.el.: pc96@cyf.kr.edu.pl.

ang.

23 – 27 września 1996, Bukowina Tatrzańska

VI Krajowe Sympozjum: Wysokotemperaturowe Nadprzewodnictwo

Wydz. Fizyki i Techniki Jądrowej AGH oraz Inst. Fizyki UJ; prof. Andrzej Kołodziejczyk, Wydz. FTJ AGH, al. Mickiewicza 30, 30-074 Kraków, tel.: (12) 172589, fax: (12) 341247, adr.el.: akolo@uci.agh.edu.pl, prof. Andrzej Szytuła, IF UJ, Reymonta 4, 30-059 Kraków, tel.: (12) 336377 w. 546, fax: (12) 337086, adr.el.: szytula@if.uj.edu.pl.
Z: 1.7.96, A: 1.7.96, U: 110, O: 300 zł.

23 – 27 września 1996, Świnoujście

Laser Technology, STL '96

Pol. Szczecińska i Pol. Warszawska; prof. Wiesław Woliński, Inst. Mikroelektroniki i Optoelektroniki PW, Koszykowa 75, 00-662 Warszawa, tel./fax: 6288740, tlx: 813307 pw pl.
P, ang., ros., pol.

7 – 12 października 1996, Kościelisko

12th Conf. on Solid State Crystals: Materials, Science and Applications

Inst. Fizyki Technicznej WAT i Polska Sekcja SPIE; dr Jerzy Zieliński, IFT WAT, Kalińskiego 2, 01-489 Warszawa, tel.: (22) 6859558 lub (22) 6859109, fax: (22) 6669041, adr.el.: zielj@wat.waw.pl.
ang.

17 – 19 października 1996, Jachranka

7th Symposium on Experimental Mechanics of Solid State Materials

Polskie Tow. Mechaniki Teoretycznej i Stosowanej, Inst. Techniki Lotniczej i Mechaniki Stosowanej PW; prof. Jacek Stupnicki, ITLiMS PW, Nowowiejska 24, 00-665 Warszawa, tel./fax: 6215463, tlx: 813307 pw pl, adr.el.: symp@meil.pw.edu.pl.
ang., ros., pol.

17 – 19 października 1996, Krasnobród

Technology and Applications of Optical Waveguides

Pracownia Technologii Światłowodów UMCS, Wydz. Elektroniki Pol. Lubelskiej i Polska Sekcja SPIE; dr Jan Wójcik, Prac. Techn. Światłowodów UMCS, pl. Marii Curie-Skłodowskiej 3, 20-031 Lublin, tel.: (81) 375653, fax: (81) 33348, adr.el.: wojcik@hermes.umcs.lublin.pl.
P, ang. i pol.

22 – 23 października 1996, Warszawa

Internat. Conf. Contact and Confocal Microscopic Techniques

Polska Sekcja SPIE i Inst. Optyki Stosowanej; prof. M. Pluta, IOS, Kamionkowska 18, 03-805 Warszawa, tel.: (22) 184497 lub (22) 6191853, fax: (22) 133265, adr.el.: iosto@atos.warman.com.
pl.
Z: 30.6.96, P, ang.

1997

13 – 22 lutego 1997, Karpacz

33. Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej – Dualność w Strunach i w Teorii Pola

Inst. Fizyki Teoretycznej UW; dr Zbigniew Jaskólski, IFT UW, pl. Maksa Born'a 9, 50-204 Wrocław, tel.: 222363 lub 201272, fax: 214454, adr.el.: jaskolsk@if.ift.uni.wroc.pl.
P, U: 100, ang.

3 – 8 marca 1997, Zakopane

European Conf. on Liquid Crystals: Science and Technology

Wydział Chemii i Fizyki Technicznej WAT i Polska Sekcja SPIE; prof. Jerzy Zieliński, Inst. Fizyki Technicznej WAT, Kaliskiego 2, 01-489 Warszawa, tel.: (22) 6859558 lub (22) 9109, fax: (22) 6669041, adr.el.: zielj@wat.waw.pl.
ang.

12 – 16 maja 1997, Jurata

13th FASE Symposium on Hydroacoustics and Ultrasonics

Komitet Akustyki PAN, Polskie Tow. Akustyczne, Akademia Marynarki Wojennej, Politechnika Gdańska; prof. E. Kozaczka, AMW, Śmidowicza 71, 81-919 Gdynia, tel.: (58) 262872, 262868, fax: (58) 254846, adr.el.: amw@beta.nask.gda.pl.
A, Z: 1.7.96, O: 200 USD, ang.

NOWE KSIĄŻKI

- Wojciech Czarczyński, *Ciektłometaliczne źródła jonów*, Oficyna Wyd. Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 1995, s. 94.
- Zbigniew Bojarski, Eugeniusz Łągiewka, *Rentgenowska analiza strukturalna*, wyd. II poprawione i uzupełnione; Wyd. Uniwersytetu Śląskiego, Katowice 1995, s. 482, cena 3,50 zł.
- Jan Dorosz, *Otrzymywanie światłowodów wielordzeniowych z wykorzystaniem technologii tyglowej*, Wyd. Politechniki Białostockiej, Białystok 1995, s. 104, cena 4 zł.
- Bohdan Dziunikowski, *Zastosowanie izotopów promieniotwórczych*, Wyd. AGH, Kraków 1995, cena 15 zł.
- Michał Heller, *Wieczność, czas, kosmos*, ZNAK, Kraków 1995, s. 157.
- Michał Heller, *Mechanika kwantowa dla filozofów*, Wyd. BIBLOS, Kraków 1996, s. 122.
- Paul Davies, *Plan Stwórcy – naukowe podstawy wizji świata*, z jęz. angielskiego tłum. Marek Krośniak; ZNAK, Kraków 1996, s. 263.
- Dariusz Chruściński i Andrzej Jamiołkowski, *Faza geometryczna: teoria i zastosowanie*, Wyd. UMK, Toruń 1996, s. 158.
- Ian Stewart, *Liczby Natury*, z jęz. angielskiego tłum. Michał Tempczyk; Wyd. CIS, Warszawa 1996, s. 178.
- Stanisław Werner, *Zagadki fizyczne*, wyd. zmienione i poprawione, Wyd. ALFA, Warszawa 1996, s. 348, cena 19,90 zł.
- Robert A. Bucky i Allen Weakland, *Einstein, kobiety i skrzypce – Einstein prywatnie*, z jęz. angielskiego tłum. Hanna Turczyn-Zalewska; ISKRY, Warszawa 1996, s. 166.

Informacje dla autorów

Komitet Redakcyjny prosi autorów o opracowywanie materiałów przeznaczonych do druku w *Postęпах Fizyki* zgodnie z podanymi niżej wytycznymi:

- 1) Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki* **24**, 701 (1973); **33**, 299 (1982). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.
- 2) Maszynopisy pracy (**oryginał i jedną pełną – z rysunkami, tabelami itd. – kopię**) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również komputerowy) do dalszej korespondencji.
- 3) Maszynopis winien być napisany **na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią** (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3.5 cm z lewej strony.
- 4) Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tabele (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.
- 5) Układ strony tytułowej (tytuł polski, angielski, streszczenie angielskie, . . .), tekstu, odnośników literaturowych itd. powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym numerze).
- 6) *Postępy Fizyki* są składane komputerowo. Aby skrócić cykl wydawniczy prosimy autorów przygotowujących swe artykuły na komputerach o nadsyłanie, **wraz z maszynopisami**, tekstów artykułów pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach, najlepiej w T_EX-u, w formacie MeX. Redakcja gwarantuje zwrot dyskietek natychmiast po skopiowaniu zapisów.
- 7) Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej.
- 8) Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy.
- 9) Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1996 r. wynosi 9 zł za pół roku, 18 zł za rok.

PRENUMERATA ZA POŚREDNICTWEM „RUCH” S.A.

- 1) Wpłaty na prenumeratę przyjmują:
 - a) jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. Dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób;
 - b) od osób lub instytucji zamieszkałych lub mających siedzibę w miejscowościach, w których nie ma jednostek kolportażowych „RUCH”, wpłaty należy wносить na konto „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy w PBK XIII O/Warszawa 370044-16551 lub w kasach Oddziału, ul. Towarowa 28. Dostawa w takim przypadku odbywa się pocztą zwykłą.
- 2) Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na wyżej podane konto lub w kasach Oddziału. Dostawa odbywa się pocztą zwykłą, z wyjątkiem zlecenia dostawy pocztą lotniczą, której koszt w pełni pokrywa zamawiający.
- 3) Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową i zagraniczną od osób zamieszkałych w kraju: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego.
- 4) Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru w danym roku kalendarzowym.
- 5) Informacje o warunkach prenumeraty i sposobie zamawiania udziela „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, 00-958 Warszawa, ul. Towarowa 28, tel. 620-10-39, 620-10-19, 620-12-71 w. 2442, 2366.

PRENUMERATA ZA POŚREDNICTWEM ZG PTF

Prenumeratę można także zamówić w Zarządzie Głównym PTF, drogą wpłaty na konto ZG PTF w PKO BP IX O/Warszawa 1599-335245-132 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

PRENUMERATA ZNIŻKOWA DLA CZŁONKÓW PTF

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF na cały rok, otrzymują 20% zniżki. W przypadku, gdy Oddział zamawia liczbę egzemplarzy przekraczającą 50% liczby członków, zniżka wynosi 30%. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem Oddziału PTF.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

A subscription order can be sent through the local press distributor or directly to „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

L. Dobrzyński – Wniosekowanie bayesowskie i metoda maksymalnej entropii w naukach przyrodniczych	215
RÓŻNE	
Granty KBN z fizyki – VIII i IX konkurs	263
M. Łukaszewski – Czasopisma fizyczne w sieci	275
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
A. Budzanowski, U. Woźnicka – Jan Andrzej Czubek (1935 – 1995)	279
J. Łopuszański – Moje wspomnienia o niektórych fizykach wrocławskich z pierwszych lat po wojnie	285
DYDAKTYKA FIZYKI	
I. Sosnowska – Europejski Program Wymiany Studentów Fizyki	291
RECENZJE	297
KRONIKA	301

CONTENTS

L. Dobrzyński – Bayesian reasoning and the maximum entropy method in natural sciences	215
MISCELLANEA	
Grants in physics of the State Research Committee	263
M. Łukaszewski – Physics journals on line	275
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
A. Budzanowski, U. Woźnicka – Jan Andrzej Czubek (1935 – 1995)	279
J. Łopuszański – My recollections of Wrocław physicists in the first years after the war	285
PHYSICS TEACHING	
I. Sosnowska – European Mobility Scheme for Physics Students	291
REVIEWS	297
CHRONICLE	301