

POSTĘPY FIZYKI

TOM 50 (1999) ZESZYT DODATKOWY



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



**MATERIAŁY
XXXV ZJAZDU FIZYKÓW POLSKICH**

BIAŁYSTOK, 20–23 WRZEŚNIA 1999 R.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: Prof. Ireneusz Strzałkowski
Wiceprezysi: Prof. Andrzej Budzanowski
Prof. Józef Szudy
Sekretarz Generalny: Prof. Maciej Kolwas
Skarbnik: Mgr Wanda Doborzyńska-Głazek
Członkowie Zarządu: Prof. Bogdan Cichocki
Prof. Stanisław K. Hoffmann
Prof. Wojciech Suski
Dr Edmund Śniadek
Prof. Jacek Turnau
Mgr Urszula Woźnikowska-Bezak

REDAKTORZY NACZELNI CZASOPISM PTF

Prof. Adam Sobiczewski – *Postępy Fizyki*
Prof. Jerzy Prochorow – *Acta Physica Polonica A*
Prof. Andrzej Staruszkiewicz – *Acta Physica Polonica B*
Prof. Marek Kordos – *Delta*
Prof. Andrzej Jamiołkowski
– *Reports on Mathematical Physics*
Dr Zofia Gołąb-Meyer – *Foton*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Prof. Andrzej Maziewski (Białystok)
Prof. Bronisław Grzegorzewski (Bydgoszcz)
Prof. Marian Głowacki (Częstochowa)
Prof. Eugeniusz Czuchaj (Gdańsk)
Dr Andrzej Klimasek (Gliwice)
Dr hab. Andrzej Burian (Katowice)
Prof. Zbigniew Włodarczyk (Kielce)
Prof. Andrzej Zięba (Kraków)
Prof. Stanisław Hałas (Lublin)
Prof. Leszek Wojtczak (Łódź)
Dr Stanisław Chabik (Opole)
Prof. Jerzy Dembczyński (Poznań)
Prof. Marian Kuźma (Rzeszów)
Prof. Henryk Wrembel (Słupsk)
Prof. Tadeusz Rewaj (Szczecin)
Prof. Wacław Bała (Toruń)
Prof. Jacek Baranowski (Warszawa)
Prof. Witold Ryba-Romanowski (Wrocław)

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

POSTĘPY FIZYKI

RADA REDAKCYJNA

Andrzej K. Wróblewski (akw@fuw.edu.pl)
– przewodniczący
Jerzy Czerwonko (pelstud@netra.ac.pwr.wroc.pl)
Marek Demiański (mde@fuw.edu.pl)
Zofia Gołąb-Meyer (meyer@thp1.if.uj.edu.pl)
Stanisław K. Hoffmann (skh@ifmpan.poznan.pl)
Franciszek Kaczmarek (efka@vm.amu.edu.pl)
Józef Szudy (szudy@phys.uni.torun.pl)

KOMITET REDAKCYJNY

Adam Sobiczewski – redaktor naczelny
Tomasz Dietl
Jerzy Gronkowski
Miroslaw Łukaszewski
Magdalena Staszal
Barbara Wojtowicz

KORESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Mgr Maciej Piętka (Białystok)
Prof. Jerzy J. Wysocki (Częstochowa)
Dr Stanisław Zachara (Gdańsk)
Dr Roman Bukowski (Gliwice)
Prof. Wiktor Zipper (Katowice)
Dr Małgorzata Suchańska (Kielce)
Dr Jacek Bieroń (Kraków)
Dr Tomasz Durakiewicz (Lublin)
Dr Urszula Garuska (Łódź)
Dr Ryszard Czajka (Poznań)
Dr Małgorzata Klisowska (Rzeszów)
Mgr Małgorzata Kuzio (Słupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Dr Ewa Jędryka (Warszawa)
Prof. Bernard Jancewicz (Wrocław)

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

Ukazuje się od 1949 r.; wydawca: Polskie Towarzystwo Fizyczne
Zeszyt dofinansowany przez Komitet Badań Naukowych
Wydano pod patronatem Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego
Skład komputerowy w Redakcji, druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, ul. Buńczuk 7b

XXXV Zjazd Fizyków Polskich

Białystok, 20–23 września 1999 r.

pod patronatem
Ministra Edukacji Narodowej, prof. Mirosława Handkego
Przewodniczącego Komitetu Badań Naukowych, prof. Andrzeja Wiszniewskiego

organizowany przez
Oddział Białostocki Polskiego Towarzystwa Fizycznego
oraz Uniwersytet w Białymstoku
przy współpracy Politechniki Białostockiej
i Akademii Medycznej w Białymstoku

KOMITET HONOROWY

Tadeusz Citko – Rektor Politechniki Białostockiej
Jan Górski – Rektor Akademii Medycznej w Białymstoku
Adam Jamróz – Rektor Uniwersytetu w Białymstoku
Krzysztof Jurgiel – Przewodniczący Sejmiku Województwa Podlaskiego
Krystyna Łukaszuk – Wojewoda Podlaski
Kazimierz Pieńkowski – Przewodniczący Rady Miejskiej Białegostoku
Arcybiskup Sawa – Prawosławny Metropolita Warszawski i całej Polski
Arcybiskup Stanisław Szymecki – Metropolita Białostocki
Ryszard Tur – Prezydent Białegostoku
Jan Turkowski – Prezydent Łomży
Grzegorz Wołągiewicz - Prezydent Suwałk
Sławomir Zgrzywa – Marszałek Województwa Podlaskiego

KOMITET NAUKOWY

Iwo Białynicki-Birula, Andrzej Budzanowski, Tomasz Dohnalik, Robert Gałązka, Marian Grynberg,
Stanisław Hałas, Andrzej Hrynkiewicz, Lucjan Jacak, Jerzy Janik, Maciej Kolwas, Jerzy Kołodziejczak,
Franciszek Krok, Andrzej Maziewski, Janusz Morkowski, Wojciech Nawrocik, Jerzy Niewodniczański,
Andrzej Oleś, Krzysztof Parliński, Stefan Pokorski, Adam Sobiczewski, Ryszard Sosnowski, Jan Stankowski,
Ireneusz Strzałkowski (przewodniczący), Andrzej Sukiennicki, Wojciech Suski, Józef Sznajd, Józef Szudy,
Henryk Szymczak, Jerzy Warczewski, Zdzisław Wilhelmi, Leszek Wojtczak, Andrzej Kajetan Wróblewski,
Janusz Zakrzewski, Jan Żylicz

KOMITET ORGANIZACYJNY

Wojciech Dobrogowski (IF UwB Białystok), Ryszard Gieniusz (IF UwB Białystok),
Małgorzata Grądzka-Dahlke (PB Białystok), Anna Maria Kostrzewska (AM Białystok),
Marek Kisielewski (IF UwB Białystok), Zdzisław Lasocki (PB Białystok), Teresa Łaskowska (I LO Suwałki),
Grzegorz Sitarski (IF UwB Białystok), Andrzej Maziewski (IF UwB Białystok) – przewodniczący,
Tadeusz Skośkiewicz (IF PAN Warszawa), Julia Szeps (ZSE Białystok), Henryk Szydłowski (UAM Poznań),
Maria Tekielak (IF UwB Białystok), Jacek Turnau (IFJ Kraków), Mirosława Żuber (I LO Białystok),
Eugeniusz Żukowski (IF UwB Białystok)

Adres: OB PTF, Instytut Fizyki, Uniwersytet w Białymstoku, ul. Lipowa 41, 15-424 Białystok
tel.: (85) 745 7222, (85) 745 7229, fax: (85) 745 7223
adr.el.: ptf@alpha.uwb.edu.pl, zfp99@cksr.ac.bialystok.pl, Internet: physics.uwb.edu.pl/ptf/PTF.html

SPONSORZY ZJAZDU

- Komitet Badań Naukowych
- Ministerstwo Edukacji Narodowej
- Komitet Fizyki PAN
- Urząd Miasta Białegostoku
- Urząd Miasta Suwałk
- Sejmik Województwa Podlaskiego

- Bank Inicjatyw Gospodarczych BIG S.A.



- Dojlidy Browar Białystok
- Narodowy Bank Polski
- PZU ŻYCIE S.A.
- ZETO S.A.
- Zakład Wykonawstwa Sieci Elektrycznych
- Suwalska Specjalna Strefa Ekonomiczna S.A.

- JANBIT
- EUROTEK
- Hotel Gołębiowski
- Merkator
- Hotel Pastel
- Regionalna Dyrekcja Lasów Państwowych
- SAMASZ

Wsparcie konkursów:

- Politechnika Białostocka
- Uniwersytet Śląski, Wydział Matematyki, Fizyki i Chemii
- Uniwersytet w Białymstoku
- Wydawnictwa Naukowo-Techniczne
- Wydawnictwo Prószyński i S-ka

PROGRAM ZJAZDU

Niedziela 19 września

Powitanie uczestników Zjazdu w Pałacu Branickich – godz. 19

Poniedziałek 20 września

Przedpołudniowa sesja plenarna P1

1. Uroczystości rozpoczęcia
2. Akceleratory i kosmos w badaniach oddziaływań fundamentalnych (Jan Królikowski)
3. Fizyka i komputery u progu XXI wieku (Bogdan Lesyng)
4. Jądra atomowe we wnętrzu gwiazd neutronowych (Paweł Haensel)
5. Perspectives of femtosecond spectroscopy: from clusters to clouds (Ludger H. Wöste, laureat Polsko-Niemieckiej Nagrody Mariana Smoluchowskiego – Emila Warburga z 1999 r.)

Popołudniowe sesje satelitarne

S1A: FIZYKA I KOSMOS

(animator: Grzegorz SitarSKI)

- Granice Wszechświata (Marek Demiański)
- Organizacja i wyniki poszukiwań ciemnej materii z wykorzystaniem polskiego teleskopu z Chile (Andrzej Udalski)
- Polski udział w badaniach satelitarnych przestrzeni międzyplanetarnej (Zbigniew Kłos)
- Projekty kosmicznych misji marsjańskich (Andrzej Jurewicz)
- Wszechświat w dobie teleskopu kosmicznego (Andrzej Woszczyk)
- Dyskusja: Perspektywy polskiego udziału w misjach kosmicznych, w badaniach kosmosu (prowadzący dyskusję: Robert Gałzka)

S1B: FIZYKA STOSOWANA

(animator: Andrzej Oleś)

- Badania deformacji plastycznej w materiałach polikrystalicznych o znaczeniu przemysłowym (Krzysztof Wierzbanowski, Andrzej Baczański, Jacek Tarasiuk)
- Nowe trendy w rozwoju detektorów promieniowania elektromagnetycznego (Antoni Rogalski)
- Od fizyki cienkich warstw do technologii przemysłowej (Edward Leja, Tadeusz Pisarkiewicz)
- Możliwości badań w silnych polach magnetycznych (Jan Klamut, Tomasz Palewski)
- Współczesne sterowanie eksperymentem fizycznym na podstawie wykorzystania programu LabView (Wojciech Dobrogowski, Józef Świekto)
- Komputery kwantowe (Marek Kuś)

Wieczór: „Spotkanie z tradycją” – koncert zespołów folklorystycznych z Podlasia

Wtorek 21 września

Przedpołudniowa sesja plenarna P2

1. Obrazowanie głębokiego wnętrza Ziemi (Adam Dziewoński, laureat Nagrody Crafoorda z 1998 r.)
2. Dzień dzisiejszy i plany badań warszawskiego cyklotronu ciężkich jonów (Tomasz Czosnyka)
3. Na tropie masy neutrin (Danuta Kiełczewska)
4. Transmutacje, układy podkrytyczne i energia (Stefan Taczanowski)
5. O popularyzacji fizyki w szerokim rozumieniu (Jacek Turnau)

Popołudniowe sesje satelitarne

S2A: FIZYKA ZWIĄZANA Z ZIEMIĄ

(animator: Aleksander Guterch)

- Sejsmiczny eksperyment POLONAISE '97 (Aleksander Guterch, Marek Grad)
- Geomagnetyzm i jego znaczenie dla rekonstrukcji globalnych procesów geodynamicznych (ruchy kontynentów, ewolucja Ziemi) (Marek Lewandowski)
- Procesy fizyczne w ogniskach trzęsień ziemi (Roman Teisseyre, Zbigniew Czechowski)

S2A': OPTYKA

- Lidar w badaniach atmosfery (Stanisław Chudzyński, Adam Czyżewski, Wojciech Skubiszak, Tadeusz Stacewicz, Kamil Stelmaszczyk, Artur Szymański, Krzysztof Ernst)
- Chłodzenie i pułapkowanie atomów metodami optycznymi (Jerzy Zachorowski)

S2B: PROMIENIOTWÓRCZE SKAŻENIE ŚRODOWISKA I ENERGETYKA JĄDROWA

(animatorzy:

Andrzej Hrynkiewicz i Anna Maria Kostrzewska)

- Nowa energetyka jądrowa (Stefan Taczanowski)
- Skażenia promieniotwórcze środowiska i człowieka w Polsce (Zofia Pietrzak-Flis)
- Ocena medycznych skutków skażeń (Franciszek Rogowski)
- Źródła promieniowania jonizującego w środowisku (Andrzej Hrynkiewicz)
- **Okragły stół.** Temat proponowany w dyskusji: Czy Polska potrzebuje energetyki jądrowej? (prowadzący: Andrzej Hrynkiewicz)

Wieczór teatralny

Środa 22 września

Przedpołudniowa sesja plenarna P3

1. Lasery niebieskie (Jacek Baranowski)
2. Femtosekundowe impulsy światła w badaniach przyrody (Czesław Radzewicz)
3. Kondensat Bosego-Einsteina – nowy stan materii (Mirosław Brewczyk, Kazimierz Rzążewski)
4. Interferencja natężeń – wyznaczanie promieni gwiazd i obszarów interakcji cząstek (Kacper Zalewski)
5. New Horizons in Particle Physics (Jerome Friedman, laureat Nagrody Nobla z 1990 r.)

Popołudnie

- Walne Zebranie Delegatów PTF
- Wręczenie nagród laureatom wyróżnionych prac zgłoszonych na konkurs „Komputer w nauczaniu przedmiotów przyrodniczych”, wyróżnienie najciekawszych pokazów z fizyki
- Zapoznanie się z imprezami towarzyszącymi Zjazdowi (różne wystawy), zwiedzanie laboratoriów

Spotkanie towarzyskie

Czwartek 23 września

Przedpołudniowa sesja plenarna P4

1. Fizyka polska u progu III tysiąclecia (Andrzej Kajetan Wróblewski)
2. Rola wymiaru układu fizycznego na przykładzie półprzewodników (Jacek Kossut)
3. Niskowymiarowe magnetyki (Józef Korecki)
4. Metody fizyki w ekonomii i socjologii (Janusz Hołyst)
5. Wykład laureata Medalu Smoluchowskiego

Popołudniowe sesje satelitarne

S4A: NAUCZANIE FIZYKI

(animator: Jerzy Warczewski)

- Symulacje komputerowe w nauczaniu w szkołach średnich i podstawowych (Ryszard Kutner)
- Wykorzystanie komputera w kształceniu fizyków: stan obecny i perspektywy (Henryk Szydłowski)
- Use of multimedia in university teaching – the FIPS project (H.J. Jodl, F. Schweickert)
- IdS – Program „Internet dla szkół” (Jacek Gajewski)
- Nauczanie fizyki w wyższych szkołach technicznych (Danuta Bauman)
- Zadania, szanse i ograniczenia dydaktyki fizyki w świetle reformy systemu edukacji (Władysław Blasiak)
- Ruchome ilustracje do „Fizyki fal” (Jerzy Ginter)
- Czy zagraża nam rewolucja w nauczaniu fizyki? (Zofia Gołąb-Meyer)
- Czego łatwiej się nauczyć: fizyki czy gry w szachy? (Edward Kapuścik)
- Dydaktyka fizyki jako dyscyplina naukowa (Jerzy Warczewski)
- **Tematyka okrągłego stołu:** 1) Wykorzystanie Internetu na różnych poziomach nauczania; 2) Wykorzystanie komputerów w laboratoriach studenckich; 3) Fizyka w przedmiocie „przyroda” i kształcenie nauczycieli do tego przedmiotu; 4) Związek przedmiotów szkolnych „Fizyka lub przyroda” i „Technika”; 5) Co fizycy mogą wnieść w nauczanie informatyki; 6) Problemy reformy systemu edukacji (założenia i realizacja); 7) Kształcenie i doskonalenie nauczycieli; 8) Dydaktyka i metodyka nauczania fizyki – dyscyplina naukowa.

S4B: FIZYKA I MEDYCYNA

(animator: Anna Maria Kostrzewska)

- Przegląd metod fizycznych stosowanych w medycynie (Grzegorz Pawlicki)
- Metody jądrowe w medycynie (Leszek Królicki)
- Kwanty anihilacji elektron-pozyton w diagnostyce medycznej i badaniu struktury elektronowej (Grażyna Kontrym-Sznajd)
- Tomografia NMR z użyciem gazów szlachetnych spolaryzowanych optycznie (Tomasz Dohnalik)
- Efekty synchronizacji w funkcjonowaniu mózgu (Stanisław Drożdż, Jarosław Kwapien)
- Zastosowanie laserów w medycynie ze szczególnym uwzględnieniem chorób nowotworowych (Alfreda Graczyk, Mirosław Kwaśny, Zygmunt Mierczyk)
- Międzynarodowe organizacje fizyki i inżynierii medycznej (Oskar Chomicki)

Koncert muzyki cerkiewnej

Dodatkowo sesja satelitarna S4C towarzysząca Zjazdowi: FIZYKA MATEMATYCZNA

(animator: Aleksander Strasburger, czwartkowe popołudnie)

Piątek 24 września

Wycieczki: Białowieża, Suwalszczyzna, Szlak Tatarski, Park Biebrzański

Jądra atomowe we wnętrzu gwiazd neutronowych

Paweł Haensel

Centrum Astronomiczne PAN im. Mikołaja Kopernika, Warszawa

1. Wstęp

Gwiazdy neutronowe to najgęstsze obiekty gwiazdowe we Wszechświecie. Przy typowej masie $M \approx 1 - 2 M_{\odot}$ mają one promień $R \sim 10$ km. Tak więc, ich średnia gęstość $\bar{\rho} \sim 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$ jest znacznie większa niż gęstość materii we wnętrzu jąder atomowych o dużej liczbie masowej A (normalna gęstość jądrowa $\rho_0 = 2,7 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$). Gwiazdy neutronowe powstają w wyniku zapadania grawitacyjnego centralnych rdzeni masywnych gwiazd ($M > 8 M_{\odot}$), poprzedzającego wybuch supernowej typu II; mogą one również powstawać w wyniku zapadania grawitacyjnego akreujących materię białych karłów. Obserwowane są jako pulsary radiowe, pulsary rentgenowskie i berstery rentgenowskie. Niedawno odkryte magnetyary są także gwiazdami neutronowymi.

Chociaż gwiazda neutronowa rodzi się jako obiekt bardzo gorący, o temperaturze wnętrza $T \sim 10^{11}$ K, to już po upływie roku $T \sim 10^9$ K i wpływ efektów termicznych na jej strukturę staje się zaniedbywalny. Gęstość materii we wnętrzu gwiazdy neutronowej rośnie od kilku g cm^{-3} na powierzchni do $\sim 10^{15} \text{ g cm}^{-3}$ w jej centrum. Ogromna siła grawitacji (przyspieszenie grawitacyjne przy powierzchni $g \sim 10^{14} \text{ cm/s}^2$) powoduje, że już na głębokości kilku metrów gęstość materii przekracza 10^6 g cm^{-3} .

Struktura gwiazdy neutronowej charakteryzuje się podziałem na skorupę, zawierającą tworzące sieć krystaliczną jądra atomowe, i ciekły rdzeń, który stanowi typowo 98–99% masy gwiazdy. Skorupę gwiazdy neutronowej można podzielić na część zewnętrzną i wewnętrzną. Zewnętrzna warstwa to sieć krystaliczna jąder atomowych zanurzonych w jednorodnym gazie elektronowym (powyżej gęstości 10^5 g cm^{-3} atomy są

całkowicie zjonizowane). Obecność gęstego gazu elektronowego wymusza malenie Z/A wraz ze wzrostem gęstości. Gęstość materii u podstawy tej skorupy zewnętrznej (outer crust) wynosi $(4 - 6) \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$; przy tej gęstości $Z/A \approx \frac{1}{3}$. Masa skorupy zewnętrznej to typowo $10^{-5} M_{\odot}$, zaś jej grubość sięga 400 m. Skorupa wewnętrzna (inner crust) oprócz jąder atomowych i elektronów zawiera gaz neutronów. Również tutaj Z/A maleje wraz ze wzrostem gęstości. Jądra tworzą sieć krystaliczną i są zanurzone w gazie neutronowym i elektronowym. Ułamek masy materii zawarty w gazie neutronowym rośnie wraz z gęstością. Wreszcie, na głębokości ok. 1 km, przy $\rho = \rho_{\text{crust,max}} \sim 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ struktury jądrowe znikają. Dla $\rho > \rho_{\text{crust,max}}$ materia gwiazdy neutronowej tworzy jednorodną ciecz złożoną głównie z neutronów, z domieszką kilku procent protonów i elektronów. Wprowadzenie do fizyki i astrofizyki gwiazd neutronowych można znaleźć w [1]. Aspekty jądrowe fizyki skorupy gwiazdy neutronowej są omówione w [2].

2. Dwa scenariusze powstawania skorupy gwiazdy neutronowej

W przypadku nowo narodzonej gwiazdy neutronowej temperatura jest na tyle wysoka, że materia w jej wnętrzu znajduje się w stanie pełnej równowagi termodynamicznej. Warunek ten spełniony jest w dobrym przybliżeniu również po wystygnięciu do $T < 10^9$ K, kiedy efekty termiczne w gęstości energii swobodnej na nukleon $F = E - TS$ są dla $\rho > 10^7 \text{ g cm}^{-3}$ zaniedbywalnie małe (degeneracja materii). W warunkach silnej degeneracji materii jej skład i struktura nie zależą praktycznie od temperatury. Struktura materii może więc być wyznaczona w przybliżeniu

$T = 0$ z warunku $E = \min$ przy ustalonej wartości liczby nukleonów w jednostce objętości, n ; odpowiada to stanowi podstawowemu materii przy zadanym n . W przypadku skorupy zewnętrznej materia w stanie podstawowym składa się z jednego rodzaju jąder (A, Z) , tworzących przestrzenie centrowaną sześcienną sieć krystaliczną, zanurzoną w jednorodnym gazie elektronowym. Dla zadanego n i A, Z gęstość energii materii jest sumą energii jąder atomowych $W(A, Z)$ (włączając energię spoczynkową nukleonów do całkowitej energii jądra), energii oddziaływania elektromagnetycznego elektronów między sobą i z jądrami, oraz energii kinetycznej i spoczynkowej gazu elektronowego. Obojętność elektryczna narzuca warunek $n_e = Zn_A$, gdzie n_e i n_A to odpowiednio liczba elektronów i jąder w jednostce objętości. Przy zadanym $n = An_A$ stan podstawowy materii odpowiada określonym A, Z , wyliczonym z warunku $E = \min$. Doświadczalną tablicę wartości $W(A, Z)$ uzupełnia się wartościami obliczonymi teoretycznie dla tych wartości A, Z , dla których danych doświadczalnych nie ma.

Dla $\rho < 10^7 \text{ g cm}^{-3}$ stan podstawowy materii zawiera ^{56}Fe (minimalne W/A). Wraz ze wzrostem ρ minimalizacja E wymusza malenie Z/A . Wzrost $W(A, Z)/A$ może być bowiem z niewązką kompensowany przez zmniejszenie wkładu elektronów do energii na nukleon, $E_e = 7,5 \times (Z/A)^{4/3} (\rho_9)^{1/3} \text{ MeV}$, gdzie $\rho_9 \equiv \rho/10^9 \text{ g cm}^{-3}$. Powyżej gęstości $\rho_{n.drip} \approx 4 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ część neutronów przechodzi do stanu gazowego na zewnątrz jąder. Gaz neutronowy stabilizuje jądra atomowe o wielkim nadmiarze neutronów i wpływa na wartość energii jąder poprzez ciśnienie wywierane na ich powierzchnię i zmniejszenie jądrowej energii powierzchniowej. Wiedza o stanie podstawowym skorupy wewnętrznej gwiazdy neutronowej jest oparta wyłącznie na modelach teoretycznych [2].

W zupełnie innych warunkach powstaje skorupa w gwiazdzie neutronowej, której zewnętrzne warstwy zostały utworzone w procesie akrecji materii z gwiazdy-towarzysza w ciasnym układzie podwójnym [3,4]. Dla typowych temp akrecji w ciasnych układach podwójnych ($10^{-11} - 10^{-9} M_\odot$ na rok), temperatura wewnętrzna gwiazdy neutronowej $T < 10^9 \text{ K}$ [5]. W takich warunkach energia kinetyczna jąder atomowych jest tak mała w porównaniu z barierami kulombowskimi, że tempa reak-

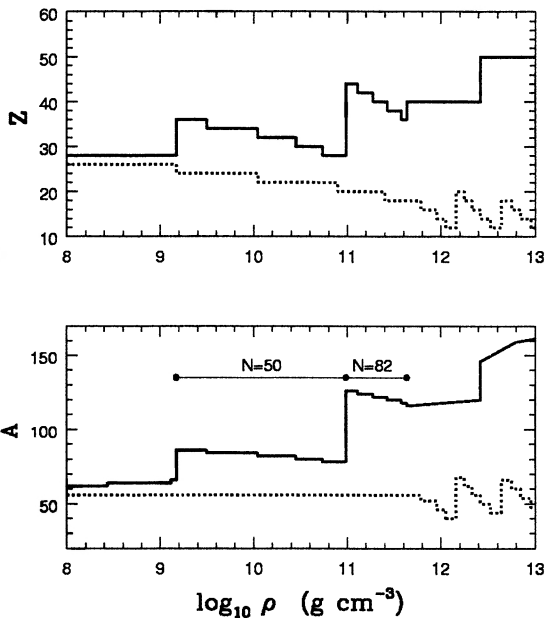
cji syntezy jąder atomowych i redystrybucji protonów są zanedbywalnie małe w porównaniu z tempem kompresji materii przez warstwę plazmy kumulowanej na powierzchni gwiazdy neutronowej. Zauważmy, że jądra atomowe są praktycznie unieruchomione w węzłach sieci krystalicznej. Wraz ze wzrostem gęstości w określonej warstwie skorupy, spychanej coraz głębiej do wnętrza gwiazdy neutronowej, rośnie lokalna wartość energii Fermiego elektronów $\mu_e = 10 (Z/A \rho_9)^{1/3} \text{ MeV}$. Przy $\mu_e > W(A, Z - 1) - W(A, Z)$ zachodzą reakcje wychwytu elektronów, które prowadzą do neutronizacji materii (zmniejszenie Z/A). Przy $\rho \approx 6 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ wychwyty elektronów pociągają za sobą emisję neutronów z jąder. Od tej pory rozważana warstwa skorupy zawierać będzie gaz neutronów na zewnątrz jąder atomowych. Jądra atomowe o dużym nadmiarze neutronów tworzą coraz gęstsza sieć krystaliczną i przy gęstości $\rho > \text{ok. } 2 \times 10^{12} \text{ g cm}^{-3}$ energia drgań zerowych wokół położenia równowagi, w połączeniu z małą wartością Z , umożliwia syntezę sąsiednich jąder w procesie kwantowego przenikania bariery kulombowskiej (kwantowy efekt tunelowy). Są to procesy syntezy p i k n o j ą d r o w e j (od greckiego „pyknoś” – gęsty). Ogólnie rzecz biorąc, skład i struktura skorupy utworzonej w procesie akrecji są zupełnie inne niż w przypadku, gdy krystalizuje ona na powierzchni nowo narodzonej gwiazdy neutronowej.

3. Jądra atomowe w skorupie gwiazdy neutronowej

Na rysunku 1 przedstawione są wykresy Z i A jąder atomowych w skorupie gwiazdy neutronowej w funkcji gęstości. Linia ciągła odpowiada skorupie, która wykrystalizowała na nowo narodzonej gwiazdzie neutronowej (stan podstawowy materii). Linia przerywana odpowiada skorupie z materii zaakreowanej na gwiazdę neutronową.

Struktura stanu podstawowego skorupy zewnętrznej gwiazdy neutronowej została obliczona w [6]; autorzy tej pracy wykorzystali dostępne dane nt. mas neutrononadmiarowych jąder atomowych, zaś dla jąder niedostępnych eksperymentalnie stosowali formuły masowe. Wyniki dla stanu podstawowego skorupy wewnętrznej zostały otrzymane w ramach przybliżenia Hartree’ego-Focka z efektywnym oddziaływaniem nukleon-

-nukleon [7]. Jądra obecne w skorupie mają parzyste Z i A . Widoczne są wyraźne konsekwencje efektów zamkniętych powłok nukleonowych (liczby magiczne Z i $N = A - Z$) w energii wiązania jąder atomowych. Przy $\rho = 10^8 - 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ w stanie podstawowym materii obecne są izotopy Ni ($Z = 28$) o coraz większej liczbie neutronów.



Rys. 1. Wartości Z i A jąder atomowych w stanie podstawowym skorupy (krystalizacja w młodej gwiazdce neutronowej) – linia ciągła, i w przypadku skorupy utworzonej w procesie akrecji na starą gwiazdę neutronową – linia przerywana. Na dolnym rysunku zostały zaznaczone przedziały gęstości, w których stan podstawowy skorupy zewnętrznej zawiera jądra atomowe z $N = 50$ i $N = 82$.

Następnie, aż do $\rho_{n,drip}$, stan podstawowy skorupy zawiera najpierw jądra z $N = 50$, a potem z $N = 82$. Jądra o magicznych liczbach Z i N są wyjątkowo silnie związane, stąd ich obecność w stanie podstawowym materii. Powyżej $1,3 \times 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ stan podstawowy skorupy zawiera jądra, które w warunkach ziemskich ulegają rozpadowi beta. Ich stabilność w skorupie wynika z obecności gęstego, zdegenerowanego gazu elektronowego. Stany elektronowe z $E_e < \mu_e$ są zajęte i rozpad beta zablokowany jest przez zakaz Pauliego, ponieważ $W(A, Z - 1) + \mu_e > W(A, Z)$. Ostatnie z jąder obserwowanych w laboratorium to ^{78}Ni ; występuje one przy $\rho \approx 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$. Dla $\rho > \rho_{n,drip}$ dominuje najpierw $Z = 50$, a potem $Z = 40$. Wraz ze wzrostem gęstości rośnie rola gazu neutronów na zewnątrz jąder.

Jądra o bardzo dużym nadmiarze neutronów są stabilne dzięki obecności gęstego, zdegenerowanego gazu neutronów o energii Fermiego μ_n , ponieważ zakaz Pauliego blokuje emisję neutronów, $W(A, Z) - W(A - 1, Z) < \mu_n$.

Zupełnie inny przebieg zależności A, Z od ρ ma miejsce w przypadku stworzenia skorupy w procesie akrecji. Przy $\rho = 10^8 - 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ obecne jest ^{56}Fe , wyprodukowane przez wychwyty elektronów na ^{56}Ni , utworzonym w eksplozywniej syntezie termojądrowej helu (mechanizm rozbłysków rentgenowskich towarzyszących akrecji). Hel został wytworzony przy $\rho \sim 10^6 \text{ g cm}^{-3}$ w stabilnej syntezie wodoru w zaakreowanej, bogatej w wodór plazmie. Aż do $\rho_{n,drip} \approx 6 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ mamy stałe $A = 56$, przy zmniejszającym się w wyniku wychwyty elektronów Z . Dla $\rho > \rho_{n,drip}$ stwierdzamy malenie Z/A przy niemonotonicznym zachowaniu się A . Skoki A związane są z syntezą piknojądrową. Zarówno Z , jak i A są dla $\rho > 10^9 \text{ g cm}^{-3}$ zdecydowanie mniejsze niż w przypadku skorupy, która wykrystalizowała w nowo narodzonej gwiazdce neutronowej. Stan materii we wnętrzu zaakreowanej skorupy jest bardzo odmienny od stanu podstawowego.

4. Dolne warstwy skorupy

Przy $\rho > \rho_{n,drip}$ jądra można traktować, w przybliżeniu klasycznym, jako krople materii jądrowej, pozostające w równowadze z gazem neutronów. Tak długo, jak objętość zajmowana przez krople jest mała w porównaniu z całkowitą objętością materii, można je uważać za sferyczne. Przy $\rho = 10^{13} \text{ g cm}^{-3}$ „krople materii jądrowej” zajmują zaledwie 5×10^{-3} objętości materii i minimum całkowitej energii odpowiada kroplom sferycznym. Ale przy $\rho > \text{ok. } \frac{1}{3}\rho_0 \approx 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$, gdy średnica jąder staje się porównywalna z odległością między jądrami, sferyczny kształt kropeł materii jądrowej przestaje być oczywisty. Przy tak dużej gęstości kształt kropeł materii jądrowej powinien odpowiadać minimum energii. Warunek $E = \min$ wyznacza więc kształt jąder w stanie podstawowym najbardziej gęstych warstw skorupy gwiazdy neutronowej. Rachunki wielociałowe, oparte na modelach efektywnego oddziaływania nukleon-nukleon, pozwalają na określenie optymalnego kształtu jąder. W praktyce rozważa się ograniczony zbiór możliwych geome-

trii powierzchni materii jądrowej, uwzględniając obecność „skóry neutronowej”, wynikającej z dużego nadmiaru neutronów. W pracy [8] otrzymano ciąg „niesferycznych struktur jądrowych” przy $\rho > 1,1 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$. Zauważmy, że przy $\rho \approx 1,1 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ „krople materii jądrowej” zajmują 10% objętości, zaś protony stanowią zaledwie 4% ogólnej liczby nukleonów [8]! Autorzy pracy [8] znajdują, że dla $\rho > 1,1 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ wielkość E jest minimalizowana kolejno przez powierzchnie: cylindryczną (walce z materii jądrowej – stąd kulinarne określenie: „spaghetti”), płaską (płytki z materii jądrowej – „lasagna”), cylindryczne i sferyczne „bąble” gazu neutronowego w materii jądrowej („swiss cheese”). Wreszcie, przy $\rho = \rho_{\text{crust,max}} = 1,6 \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ struktury jądrowe znikają, i następuje przejście do jednorodnej plazmy nukleonów i elektronów.

Zarówno pojawienie się (lub brak) egzotycznych struktur jądrowych (cylindry, płyty itp.), jak i konkretna wartość gęstości $\rho_{\text{crust,max}}$ zależą od założonego modelu efektywnego oddziaływania nukleon-nukleon [2,8]. Wartość $\rho_{\text{crust,max}} \approx (1,3 - 1,8) \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ jest wyraźnie mniejsza od normalnej gęstości jądrowej.

5. Uwagi końcowe

Skorupa gwiazdy neutronowej zawiera jądra atomowe o b. dużym nadmiarze neutronów. Panujące w niej warunki fizyczne zapewniają stabilność jąder, które są niestabilne w warunkach ziemskich. Stąd wielka waga badań doświadczalnych nietrwałych jąder neutrononadmiarowych; zauważmy bowiem, że znajomość masy ^{78}Ni de-

cyduje o strukturze stanu podstawowego materii przy $\rho \approx 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$! Jądra atomowe w skorupie gwiazdy neutronowej tworzą struktury krystaliczne, determinują jej własności mechaniczne i stwarzają możliwość akumulacji naprężeń elastycznych. Ma to kluczowe znaczenie dla dynamiki gwiazd neutronowych (glicze pulsarów, możliwość emisji fal grawitacyjnych). Obecność jąder atomowych ma również kapitalne znaczenie dla własności termicznych (stygnięcie gwiazdy neutronowej) i magnetycznych (dyssypacja ohmowska pola magnetycznego) gwiazd neutronowych. Wreszcie, $\rho_{\text{crust,max}} = (1,3 - 1,8) \times 10^{14} \text{ g cm}^{-3}$ to ograniczenie górne na gęstość materii, w której możliwe jest istnienie jąder atomowych.

Jestem wdzięczny drowi J.L. Zdunikowi za przeczytanie wstępnej wersji artykułu i uwagi.

Literatura

- [1] S.L. Shapiro, S.A. Teukolsky, *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars* (Wiley, New York 1983).
- [2] C.J. Pethick, D.G. Ravenhall, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 429 (1995).
- [3] P. Haensel, J.L. Zdunik, *Astron. Astrophys.* **227**, 431 (1990).
- [4] P. Haensel, J.L. Zdunik, *Astron. Astrophys.* **229**, 117 (1990).
- [5] J. Miralda-Escudé, P. Haensel, B. Paczyński, *Astrophys. J.* **362**, 572 (1990).
- [6] P. Haensel, B. Pichon, *Astron. Astrophys.* **283**, 313 (1994).
- [7] J.W. Negele, D. Vautherin, *Nucl. Phys. A* **207**, 298 (1973).
- [8] C.P. Lorentz, D.G. Ravenhall, C.J. Pethick, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 379 (1993).

Granice Wszechświata

Marek Demiański

Instytut Fizyki Teoretycznej, Uniwersytet Warszawski

W ciągu ostatnich kilkudziesięciu lat dramatycznie zmieniły się nasze wyobrażenia o rozmiarach i ewolucji Wszechświata. Jeszcze na początku XX wieku istniały dwa konkurencyjne modele Wszechświata. Wyobrażano sobie, że albo gwiazdy zajmują skończoną objętość i tworzą ogromne skupisko – Drogę Mleczną, a poza granicami Drogi Mlecznej jest nieskończona statyczna pusta przestrzeń, albo cały nieskończony Wszechświat jest wypełniony gwiazdami, które się nie poruszają. Ta druga możliwość nie cieszyła się dużą popularnością, gdyż prowadziła do kilku paradoksów. Już Newton i Bentley w XVII wieku zauważyli, że gwiazdy rozłożone w nieskończonym Wszechświecie powinny się poruszać pod wpływem wzajemnych oddziaływań grawitacyjnych. W roku 1685 w traktacie *O systemach świata* Newton zaproponował sposób na wyjście z tej trudnej sytuacji i rozważał jednorodny rozkład gwiazd, przyjmując, że odległości między gwiazdami są bardzo duże. Inny problem z jakim borykał się ten model jest związany z bardzo prostym i na pierwszy rzut oka trywialnym pytaniem: dlaczego w nocy jest ciemno? W nieskończonej statycznej przestrzeni jednorodnie wypełnionej gwiazdami obserwując niebo w dowolnym kierunku powinniśmy odbierać promieniowanie wysyłane z powierzchni jakiejś gwiazdy, najczęściej bardzo odległej, i wobec tego w nocy powinno być bardzo jasno, a przecież nie jest. Z tym problemem borykali się najwięksi astronomowie i fizycy przez ponad sto lat.

Po ostatecznym sformułowaniu ogólnej teorii względności w 1916 roku Albert Einstein postanowił zbudować model Wszechświata zgodny z nową relatywistyczną teorią grawitacji. Aby uniknąć problemów związanych z nieskończonym Wszechświatem, Einstein przyjął, że Wszechświat jest skończony, dokładniej, że jest to trójwymiarowa sfera jednorodnie wypełniona gwiazdami,

a od astronomów przejął przekonanie o statyczności Wszechświata. Gdy okazało się, że równania nowej teorii grawitacji nie dopuszczają w takim przypadku statycznych rozwiązań, zmodyfikował równania wprowadzając tak zwaną stałą kosmologiczną.

Zasadniczy przełom w badaniu Wszechświata nastąpił, gdy korzystając z coraz to większych teleskopów astronomowie odkryli inne galaktyki. Od dawna astronomowie wiedzieli, że na niebie występują nie tylko gwiazdy, ale również mgławice, które utożsamiano ze świecącymi obłokami gazu. Szczególną klasę mgławic stanowiły mgławice spiralne, które wyglądają jak gazowe wiry i stąd ich nazwa. Gdy na początku XX wieku zaczęto badać mgławice spiralne, okazało się, że poruszają się one z bardzo dużymi prędkościami, przy czym w przeważającej większości oddalają się od nas, co spowodowało, że stały się obiektami jeszcze bardziej interesującymi. W 1923 roku Edwin Hubble, korzystając z największego wówczas teleskopu, wypatrzył gwiazdy w mgławicy spiralnej w Andromedzie. Wkrótce zauważył gwiazdy w innych mgławicach spiralnych.

Następnym wielkim wyzwaniem było wyznaczenie odległości do mgławic. Wkrótce w kilku mgławicach spiralnych Hubble zidentyfikował cefeidy. Cefeidy są to gwiazdy zmienne, dla których empirycznie stwierdzono, że okres zmian ich jasności jest proporcjonalny do ich jasności absolutnej. Znając okres zmian jasności cefeidy, co łatwo jest wyznaczyć obserwacyjnie, można wyznaczyć jej jasność absolutną (L), a znając z obserwacji jej jasność pozorną można wyznaczyć odległość (d) do cefeidy, gdyż jasność pozorna jest proporcjonalna do L/d^2 . Okazało się, że mgławice spiralne znajdują się daleko poza granicami Drogi Mlecznej. Na przykład, odległość do Mgławicy Andromedy wynosi 730 kpc \approx 2,4 miliona lat świetl-

nych. W ten sposób Hubble odkrył świat galaktyk.

Sześć lat później Hubble dokonał kolejnego wielkiego odkrycia. Gdy zebrał informacje o odległościach i prędkościach ucieczki dla kilkunastu galaktyk, odłożył je na wykresie i stwierdził, że prędkość ucieczki galaktyk jest proporcjonalna do ich odległości. Współczynnik proporcjonalności w tej zależności nosi nazwę stałej Hubble'a. Okazało się, że Wszechświat, ten największy obiekt, który możemy obserwować i poznawać, zmienia się – ewoluuje. Trudno przypuszczać, że nasza Galaktyka jest w jakikolwiek sposób wyróżniona i z punktu widzenia obserwatora znajdującego się w innej galaktyce Wszechświat też się rozszerza. Zasada Kopernikańska zastosowana do świata galaktyk prowadzi do wniosku, że Wszechświat jest jednorodny.

Jeszcze zanim Hubble odkrył rozszerzanie się Wszechświata, radziecki matematyk i meteorolog Aleksander Friedmann, korzystając z równań Einsteina wykazał, że Wszechświat jednorodnie wypełniony materią musi się zmieniać. Z rozważań Friedmanna wynika, że Wszechświat musiał mieć początek. Wiek Wszechświata zależy od stałej Hubble'a i średniej gęstości materii we Wszechświecie. Te dwa podstawowe parametry określające model kosmologiczny okazały się bardzo trudne do wyznaczenia. Dopiero w ostatnich pięciu latach dokładność pomiarów wzrosła na tyle, że można poważnie traktować wartości tych parametrów, podawane przez astronomów. Stała Hub-

ble'a wynosi $H_0 = 65 \pm 2$ km/s Mpc, a $\rho_{\text{materii}} = 2 \times 10^{-30}$ g/cm³ ($\Omega_m = \rho_{\text{materii}} \times 8\pi G / 3H_0^2 = 0,3$). Przy okazji najnowszych pomiarów stałej Hubble'a okazało się, że stała kosmologiczna jest najprawdopodobniej różna od zera i jej wkład do średniej gęstości energii we Wszechświecie wynosi $\Omega_\Lambda = \Lambda c^2 / 3H_0^2 \approx 0,7$, co sprawia, że obecnie Wszechświat rozszerza się coraz szybciej. Ze zmierzonych wartości stałej Hubble'a i średniej gęstości materii wynika, że Wszechświat ma 14,3 miliarda lat.

Od czasu odkrycia przez Hubble'a prostego związku łączącego prędkość ucieczki galaktyki z jej odległością, astronomowie zajmujący się badaniem galaktyk rywalizują w znajdowaniu jak najdalszych obiektów we Wszechświecie. Prosty miernikiem prędkości oddalania się galaktyki jest przesunięcie linii widmowych. Do pomiaru prędkości oddalania się galaktyk wprowadzono tak zwany parametr przesunięcia ku czerwieni $z = (\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{lab}}) / \lambda_{\text{lab}}$, gdzie λ_{obs} to obserwowana długość fali linii widmowej, a λ_{lab} to laboratoryjnie wyznaczona długość fali odpowiadająca tej samej linii widmowej. Dla najdalszej znanej galaktyki $z = 6,68$, co oznacza, że galaktyka ta oddala się od nas z prędkością $v = 0,9666 c$ (!) i znajduje się w odległości 0,64 odległości do kosmologicznego horyzontu. Na przebycie tej drogi sygnał świetlny potrzebuje 10,5 miliarda lat. Astronomowie znaleźli już dwa obiekty, które najprawdopodobniej znajdują się jeszcze dalej. Badania tych obiektów trwają.

Badanie deformacji plastycznej w materiałach polikrystalicznych o znaczeniu przemysłowym

Krzysztof Wierzbanowski, Andrzej Baczański, Jacek Tarasiuk

Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków

1. Wstęp

Pole naprężeń wewnętrznych w materiałach polikrystalicznych zależy od rodzaju badanego materiału oraz procesu przygotowania próbki. Zwykle naprężenia te dzieli się na trzy grupy w zależności od interesującej nas skali analizy [1-3]: naprężenia pierwszego rzędu, tj. średnie naprężenia dla bardzo dużej ilości ziaren polikryształu, naprężenia drugiego rzędu, opisujące zmienność naprężeń dla poszczególnych ziaren lub grup ziaren, oraz naprężenia trzeciego rzędu, charakteryzujące naprężenia wewnątrz ziarna.

Znajomość naprężeń pierwszego rzędu (makronaprężeń) daje nam zgrubną informację o siłach zamrożonych w materiale i jest często wystarczająca z inżynierskiego punktu widzenia. Bardziej interesujące informacje dotyczące fizyki materiałów można uzyskać analizując mikronaprężenia (tj. naprężenia drugiego i trzeciego rzędu). Naprężenia te spowodowane są głównie niejednorodnością deformacji krystalitów oraz niedoskonałościami sieci krystalicznej wewnątrz ziaren i na ich granicach (np. skupiskami dyslokacji). Rozkład naprężeń lokalnych oraz ich wartość są ważne dla wielu procesów zachodzących w ziarnach polikryształu. Energia elastyczna zgromadzona w postaci mikronaprężeń odgrywa ważną rolę podczas np. deformacji plastycznej oraz rekrystalizacji. Z drugiej strony interesujące jest wytłumaczenie mechanizmów powstania mikronaprężeń oraz znalezienie sposobu ich modyfikacji. Informacje te wykorzystywane są w praktyce podczas „projektowania” nowych materiałów oraz procesów ich ulepszania.

W wielu sytuacjach dopiero znajomość amplitudy naprężeń drugiego rzędu oraz charakteru ich zmienności wewnątrz próbki daje nam komplet informacji o stanie mechanicznym materiału. Dobrze wiadomo, że np. w procesie pęknięcia ważne są nie tyle średnie wartości naprężeń, lecz ich lokalne maksima, które mogą doprowadzić do propagacji mikroszczelin, a następnie pęknięcia próbki. Eksperymentalna analiza naprężeń wewnętrznych jest często skomplikowana, gdyż mamy do czynienia z superpozycją naprężeń różnego pochodzenia i o różnej skali przestrzennej zmienności. Na przykład, zarówno procesy termiczne, jak i deformacja plastyczna powodują powstawanie makronaprężeń pochodzących od niejednorodnego odkształcania się próbki (w skali makroskopowej), jak również powstanie mikronaprężeń pochodzących od różnic w odkształceniach poszczególnych ziaren. Dopiero po separacji naprężeń różnego typu możliwa jest ich analiza.

2. Pomiary i obliczenia naprężeń wewnętrznych

W naszej pracy rozwinęliśmy metodykę dyfrakcyjnych pomiarów i analizy naprężeń wewnętrznych dla polikryształów jednofazowych [3,4]. Istota tej znanej od lat metody polega na pomiarze przesunięcia maksimów dyfrakcyjnych wskutek zmiany odległości między płaszczyznami krystalograficznymi w ziarnach polikryształu. Dystorsja sieci krystalograficznej ziaren występuje zaś jako odpowiedź na naprężenia wewnętrzne obecne w próbce. Analizując wspomniane przesunięcia pików dyfrakcyjnych dla różnych orientacji próbki

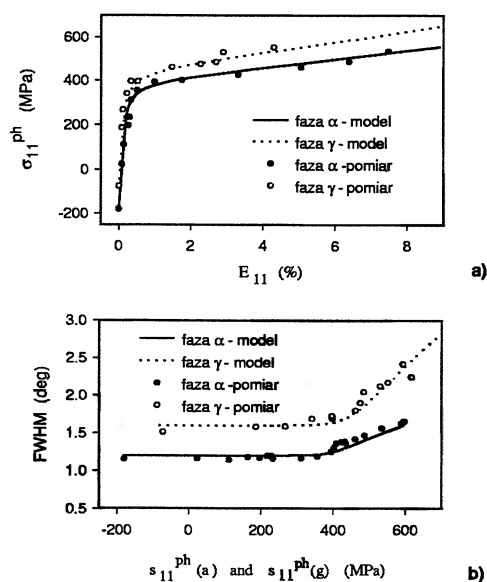
względem wektora rozpraszania, możemy odtworzyć kompletny tensor naprężeń wewnętrznych. Pojawia się jednak problem, jakie naprężenia wyznaczamy w ten sposób (tj. czy naprężenia lokalne, czy globalne). Najważniejszym osiągnięciem tej części pracy było opracowanie oryginalnej metody „rozdzielenia” udziału naprężeń pierwszego i drugiego rzędu w przesunięciach pików dyfrakcyjnych [3,4]. Separacja dotyczy próbek jednofazowych z wyraźną anizotropią (teksturą).

Obecnie pracujemy nad opracowaniem metody umożliwiającej wyznaczenie wartości oraz badanie zmienności mikronaprężeń dla próbek dwufazowych. Badania obejmują takie materiały, jak kompozyt Al/SiC stosowany w przemyśle lotniczym [2] oraz nierdzewną stal austeno-ferrytyczną [5]. Metoda pomiaru w tym wypadku jest prosta, gdyż odkształcenia możemy zmierzyć oddzielnie dla obu faz (maksyma dyfrakcyjne dla obu sieci są wyraźnie odseparowane).

Od strony teoretycznej wyniki pomiarów analizowane są za pomocą modelu elastoplastycznego opartego na metodzie samouzgodnionej [6]. Model ten pozwala rozseparować makro- i mikronaprężenia z wyników pomiarów dyfrakcyjnych (dla próbek dwufazowych). Możliwe jest również przewidywanie ewolucji naprężeń podczas deformacji plastycznej oraz podczas obróbki termicznej. Zaletą modelu jest to, że jako danych wejściowych używa on rzeczywistych parametrów materiału, a obliczenia oparte są na modelowaniu procesów fizycznych zachodzących w ziarnach polikryształu. Zmieniając niektóre parametry ziarna (np. umocnienie systemów poślizgu) możemy zbliżyć się do wyników doświadczalnych, a tym samym wyjaśnić, które procesy odgrywają zasadniczą rolę.

Jako przykładowy wynik naszej pracy przedstawiamy zmierzoną oraz przewidzianą teoretycznie ewolucję naprężeń wewnętrznych dla dwufazowej stali poddanej rozciąganiu. Na rys. 1a pokazano wyznaczone z przesunięcia maksimum dyfrakcyjnego i obliczone teoretycznie wartości naprężeń rozciągających dla obu faz. Rysunek 1b przedstawia porównanie doświadczalnej szerokości maksimum dyfrakcyjnego oraz teoretycznego tzw. krytycznego naprężenia ścinającego, które zależy od gęstości dyslokacji i tym samym od naprężeń wewnątrz ziaren. Oczywiście porównanie dwóch różnych, ale proporcjonalnych do sie-

bie [5] wielkości fizycznych wymagało przeskalowania jednej z nich (w tym przypadku naprężenia krytycznego). Niezależnie od skalowania z rys. 1b widać, że granica elastyczności (miejsce, gdzie wykres zaczyna unosić się w górę) została poprawnie przewidziana. Zgodność obliczeń z eksperymentem stwierdzono więc zarówno w przypadku naprężeń drugiego (rys. 1a), jak i trzeciego rzędu (rys. 1b) przy niezmiennych parametrach modelu. Ponieważ wielkości porównywane na obu rysunkach wyznaczone są z różnych efektów doświadczalnych, możemy stwierdzić, że model nasz dobrze odzwierciedla rzeczywistość.



Rys. 1. Porównanie wyników modelu z pomiarami dla dwufazowej stali poddanej rozciąganiu: (a) naprężenia dla poszczególnych faz wyznaczone z przesunięcia maksimum dyfrakcyjnego, (b) szerokość maksimum zależna od gęstości dyslokacji.

Literatura

[1] V.M. Hauk, *Adv. X-ray Anal.* **29**, 1 (1986).
 [2] M.E. Fitzpatric, P.J. Withers, A. Baczmański, M.T. Hutchings, R. Levy, M. Ceretti, A. Lodini, *Proc. of the 4th European Conf. on Residual Stresses ECRS-5*, Cluny en Bourgogne, France, 1996, s. 961.
 [3] A. Baczmański, K. Wierzbanowski, K. Tarasiuk, M. Ceretti, A. Lodini, *Revue de Metallurgie* **94**, 1467 (1997).
 [4] A. Baczmański, K. Wierzbanowski, P. Lipinski, R.B. Helmholdt, G. Ekambaranathan, B. Pathiraj, *Phil. Mag. A* **69**, 437 (1994).
 [5] A. Baczmański, K. Wierzbanowski, C. Braham, A. Lodini, *Arch. of Met.* **44**, 39 (1999).
 [6] P. Lipinski, M. Berveiller, E. Reubrez, J. Morreale, *Arch. of Appl. Mech.* **65**, 29 (1995).

Nowe trendy w rozwoju detektorów promieniowania elektromagnetycznego

Antoni Rogalski

Instytut Fizyki Technicznej, Wojskowa Akademia Techniczna, Warszawa

1. Wstęp

Sukcesy w militarnym zastosowaniu detektorów promieniowania elektromagnetycznego (w szczególności promieniowania podczerwonego) w czasie II wojny światowej wyzwoliły intensywne badania, a następnie spowodowały gwałtowny rozwój detektorów przez ponad pięć powojennych dekad. Rozwój techniki podczerwieni, powstanie nowych dziedzin, takich jak termowizja, technika laserowa, światłowodowa czy też ogólniej – optoelektronika, niezwykle zróżnicowały zastosowanie detektorów, które obecnie spotyka się zarówno w prostych urządzeniach powszechnego użytku ostrzegających przed pożarem bądź włamaniem, jak również w zaawansowanych systemach sterowania i kontroli urządzeń przemysłowych. Ważną dziedziną zastosowań, będącą główną siłą napędową postępu technologicznego, są zastosowania militarne, w tym adaptacja techniki do stosowania w przestrzeni kosmicznej. Ciągła obserwacja z kosmosu umożliwia wykrycie wystrzelenia każdej większej rakiety, a także rozlokowania rakiet balistycznych wyposażonych w głowice jądrowe. Na satelitach Ziemi instalowane są urządzenia termowizyjne umożliwiające synoptyczne spojrzenie na Ziemię, jej zasoby mineralne, zasiewy i zbiory, geografę, topografię, procesy demograficzne, i jest to spojrzenie daleko bardziej wnikliwe niż to jest możliwe z powierzchni Ziemi.

Najwyższe wymagania przed detektorami promieniowania elektromagnetycznego stawia termowizja, gdzie do osiągnięcia wysokiej rozdzielczości obrazów konieczne jest stosowanie detektorów wieloelementowych – dużych mozaik li-

niowych i matryc dwuwymiarowych. Otrzymane dzięki tym urządzeniom precyzyjne obrazy rozkładu temperatury w obserwowanych obiektach są potężnym narzędziem zdobywania informacji i wiedzy o tych obiektach. Dlatego metody te stosowane są w niemal wszystkich dziedzinach przemysłu, badań i ogólnie ludzkiej działalności, począwszy od wymienionej poprzednio techniki wojskowej, kosmicznej, a skończywszy na medycynie, budownictwie, ciepłownictwie, energetyce, elektronice i wielu innych.

2. Klasyfikacja detektorów

Detektory promieniowania elektromagnetycznego możemy podzielić na dwie podstawowe grupy: detektory fotonowe i detektory termiczne. W detektorach termicznych padające promieniowanie jest absorbowane w materiale, co powoduje podniesienie temperatury elementu fotoczułego. Sygnał wyjściowy detektora jest wywołany zmianą pewnej właściwości materiału, zależnej od temperatury. W przypadku detektorów piroelektrycznych jest to zmiana wewnętrznej polaryzacji elektrycznej, zaś w bolometrach jest to zmiana rezystancji. Generalnie czułość widmowa detektorów termicznych jest niezależna od długości fali i w większości przypadków detektory termiczne pracują w temperaturze pokojowej. Szybkość detektorów termicznych jest mała i wynosi $10^{-3} - 10^{-1}$ s. Do około 1990 roku detektory termiczne, w porównaniu z detektorami fotonowymi, były badane znacznie mniej intensywnie. Główną tego przyczyną były gorsze osiągi tych detektorów: wyraźnie niższa szybkość odpowiedzi i mniej-

sza czułość. W ostatnich kilku latach wykazano jednak, że bardzo dobrą jakość obrazu termalnego można osiągnąć stosując duże matryce detektorów termicznych, zaś ich szybkość jest wystarczająca w przypadku skanowania elektronicznego z szybkością ramki TV. Fakt ten spowodował nową rewolucję w rozwoju tańszych kamer termowizyjnych o osiągnięciach zbliżonych do kamer z matrycami detektorów fotonowych chłodzonych kriogenicznie (zwykle do temperatury 77 K).

W detektorach fotonowych padające promieniowanie jest absorbowane na skutek oddziaływania fotonów z elektronami. Sygnał detektora jest wywołany zmianą rozkładu energii nośników. Detektory fotonowe wykazują selektywną zależność czułości od długości fali padającego promieniowania i w porównaniu z detektorami termicznymi charakteryzują się wyższymi wykrywalnościami i większymi szybkościami odpowiedzi. Detektory o długofalowej granicy czułości powyżej $3\ \mu\text{m}$ są zwykle chłodzone do temperatury poniżej 300 K w celu zmniejszenia termicznych procesów wzbudzania nośników.

3. Nowe trendy

Analizując rozwój detektorów promieniowania elektromagnetycznego przez ostatnie pół wieku można zauważyć, że do około 1980 roku postęp technologiczny w ich rozwoju był niezależny od postępu w innych dziedzinach, szczególnie w elektronice i optoelektronice. W latach 80. zapoczątkowano transformacje osiągnięć technologicznych z tych dziedzin w technologię detektorów. W tym kontekście za szczególnie istotne należy uznać: 1) rozwój nowoczesnych technologii epitaksjalnych (MOCVD i MBE), pozwalających na konstrukcję nowej generacji przyrządów optoelektronicznych (głównie laserów i detektorów) o lepszych parametrach użytkowych, w konstrukcji których wykorzystuje się możliwości tzw. inżynierii przerwy energetycznej i w których podstawową rolę odgrywają kwantowe efekty rozmiarowe; 2) rozwój elektroniki krzemowej, a w szczególności obwodów scalonych wielkiej skali integracji, co pozwoliło na opracowanie zaawansowanych procesorów krzemowych i pamięci półprzewodnikowych RAM; 3) rozwój technologii mikromechaniki krzemowej, pozwalającej wykonywać w precyzyjny sposób przyrządy o złożonych struktu-

rach przestrzennych (w szczególności różnego rodzaju sensorów).

Podczas gdy na początku lat 90. były osiągalne matryce detektorów podczerwieni o rozmiarach 64×64 , to obecnie kilku producentów prowadzi zaawansowane programy wdrożeniowe monolitycznych matryc o rozmiarach 1040×1040 pikseli, kompatybilnych z formatem TV. Przedstawiciele firmy amerykańskiej Boeing zapowiedzieli, że jeszcze w tym roku zostanie opracowana matryca detektorów z HgCdTe o formacie 2048×2048 , pracująca w zakresie widmowym bliskiej podczerwieni.

Rozwój nowych technologii epitaksjalnych pozwolił kontrolować wzrost półprzewodników na poziomie pojedynczej warstwy atomowej, a poprzez to zrealizować optymalnie zaprojektowane struktury przyrządów optoelektronicznych. Z tego też powodu w ostatnich dziesięciu latach okazał się możliwy: 1) ogromny postęp w technologii związków azotków grupy III-V, takich jak AlGaIn i InGaIn (uzyskanie przewodnictwa typu p, obniżenie koncentracji domieszek do poziomu około $10^{15}\ \text{cm}^{-3}$, poprawa jakości strukturalnej warstw – obniżenie gęstości dyslokacji poprzez zastosowanie tzw. *lateral overgrowth*) i przyrządów konstruowanych na ich bazie (diod świecących i laserów półprzewodnikowych niebieskiego zakresu widma, detektorów promieniowania UF i „wysokotemperaturowej” elektroniki pracującej w ekstremalnych warunkach); 2) postęp w heterozłączowych detektorach fotowoltaicznych zakresu podczerwieni; zastosowanie możliwości „inżynierii przerwy energetycznej” spowodowało pojawienie się matryc detektorów pracujących jednocześnie w dwu zakresach widmowych (tzw. detektorów „dwubarwnych”), np. w tzw. oknach atmosferycznych $3-5\ \mu\text{m}$ i $8-14\ \mu\text{m}$; 3) z kolei wykorzystując kwantowe efekty rozmiarowe można konstruować detektory promieniowania podczerwonego z półprzewodników o szerokich przerwach energetycznych, np. z AlGaAs i GaAs.

Rozwój technologii mikromechaniki krzemowej w połączeniu z rozwojem procesorów krzemowych pozwolił na opanowanie technologii wysokiej jakości krzemowych monolitycznych matryc bolometrycznych i hybrydowych matryc piroelektrycznych. Matryce obu typów pracują w długofalowym zakresie widma promieniowania podczerwonego ($8-14\ \mu\text{m}$).

Od fizyki cienkich warstw do technologii przemysłowej

Edward Leja, Tadeusz Pisarkiewicz

Katedra Elektroniki, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków

W pracy przedstawiono główne kierunki zastosowań cienkich warstw, wynikające z ich szczególnych właściwości fizycznych, i przykładowe realizacje instalacji przemysłowych opracowane przez zespół pracowników Katedry Elektroniki AGH w ostatnich latach.

1. Charakterystyczne właściwości cienkich warstw

Z fizycznego punktu widzenia warstwa materiału naniesiona na dowolne podłoże jest „cienka”, jeśli jej właściwości zależą od grubości. Przykładami takich właściwości są: 1) rezystancja warstwy, 2) absorpcja i transmisja promieniowania elektromagnetycznego, 3) zmiany rezystancji warstwy towarzyszące sorpcji i desorpcji cząsteczek gazów, 4) duża wytrzymałość zmęczeniowa cienkich warstw umożliwiająca pokrywanie podłoża elastycznych takimi materiałami, jak np. magnetyczne nośniki informacji, 5) specyficzne właściwości wybranych materiałów spełniających rolę powłok odpornych na działanie czynników chemicznych i mechanicznych, powłok dekoracyjnych i selektywnie odbijających promieniowanie.

2. Przemysłowe urządzenia technologiczne do nanoszenia warstw

W przemysłowych, nieelektronicznych zastosowaniach przydatne są metody nanoszenia warstw, w których źródła atomów mają liniowe wymiary porównywalne z wymiarami pokrywanego podłoża. Do takich metod należy technika jonowego rozpylania ze wspomaganie pierścieniowo-szczelinowym polem magnetycznym oraz technika łukowa. W opisanych przykładach przedstawione są przemysłowe instalacje wykorzystujące powyższe metody nanoszenia warstw.

2.1. Urządzenie do nanoszenia przezroczystych warstw grzewczych na szybach w sprzęcie komunikacyjnym naziemnym i lotniczym

Wykorzystano tu metodę stałoprądowego, reaktywnego jonowego rozpylania tarczy stopowej 90% In + 10% Sn w atmosferze Ar + O₂. W wyniku rozpylania tarczy w reaktywnej atmosferze Ar + O₂ na powierzchni tafli szklanej osadzana jest warstwa In₂O₃:Sn (ITO) o rezystancji powierzchniowej 15–200 Ω/□ i transmisji światła do 80%, zależnie od szczegółowych warunków technologicznych późniejszej obróbki cieplnej. Płyty szklane z takimi warstwami wykorzystywane są w sprzęcie lotniczym, elektromaszynowym i in. [1].

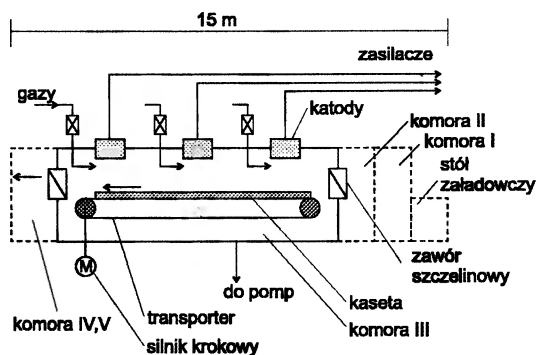
2.2. Linia technologiczna do nanoszenia warstw metodą rozpylania magnetronowego na wielkoformatowe powierzchnie

Zastosowano system pięciokomorowy ze śluzami między komorami, co umożliwia transport kaset z taflami szklanymi w układzie powietrze-próżnia-powietrze. W środkowej komorze technologicznej zainstalowane są trzy zespoły magnetronowe zasilane niezależnie, co pozwala na nanoszenie powłok trójwarstwowych. Uproszczony schemat linii przedstawiony jest na rys. 1. Produkowane są na tej linii zwierciadła z różnymi powłokami metalicznymi (Al, Ti, NiCr, Cu i in.), zwierciadła półprzepuszczalne, warstwy odbiciowe do zastosowań architektonicznych, warstwy dekoracyjne itp. Linia jest sterowana mikroprocesorowo [2].

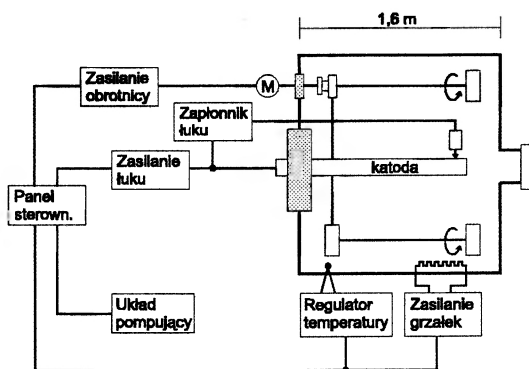
2.3. Urządzenia technologiczne do nanoszenia warstw dekoracyjnych metodą łukową

Urządzenie przeznaczone jest do nanoszenia warstw metali i związków (Ti, TiO₂, TiN, NiCr)

na przestrzenne detale o dużych wymiarach, wykonane z tworzyw syntetycznych lub szkła. Zastosowano źródło (katodę) słupowe, umieszczone centralnie w komorze próżniowej (rys. 2). Metoda łukowa nanoszenia warstw należy do technik rozwijanych w ostatnich latach szczególnie do zastosowań nieelektronicznych, z uwagi na charakterystyczną dużą energię (do 100 eV) jonów materiału katody docierających do podłoża [3].



Rys. 1. Schemat 5-komorowej instalacji do nanoszenia warstw na wielkoformatowe powierzchnie.



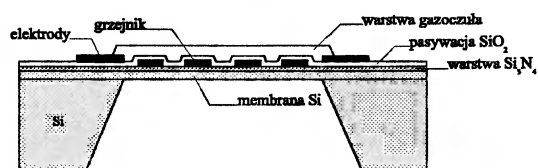
Rys. 2. Schemat instalacji do nanoszenia warstw metodą łukową z katodą słupową.

3. Cienkie warstwy w technice sensorowej

Dzięki dużej roli, jaką odgrywa powierzchnia w cienkiej warstwie, wytwarza się obecnie m.in. cienkowarstwowe sensory czułe na otaczającą atmosferę gazową. Jako warstwy gazoczułe stosuje się głównie tlenki cyny, a ponadto tlenki takich metali, jak ind, cynk, tytan, wolfram, żelazo. Znane są również niekorzystne właściwości tych tlenków w odniesieniu do detekcji gazów, głównie brak selektywności i stabilności długoczasowej. W praktyce niedogodności te próbuje się

pokonywać optymalizując proces technologiczny wytwarzania warstw.

Skuteczną metodą rozwiązywania problemu selektywności jest również użycie matrycy sensorów [4]. Sygnały z matrycy poddaje się dalszej obróbce za pomocą algorytmów typu „rozpoznanie obrazów” (pattern recognition) i „analiza wieloskładnikowa”. Bardzo skuteczne okazało się w tym przypadku zastosowanie sieci neuronowych i innych inteligentnych metod obróbki sygnału opartych np. na logice rozmytej. Wytworzenie takiej matrycy na membranie krzemowej umożliwia dodatkowo badanie odpowiedzi wybranego sensora z wykorzystaniem modulacji jego temperatury (rys. 3).



Rys. 3. Matryca cienkowarstwowych czujników gazów na membranie krzemowej.

4. Podsumowanie

Technika cienkowarstwowa umożliwia modyfikację powierzchni różnych materiałów, zwiększając ich odporność mechaniczną, chemiczną i podwyższając walory estetyczne. Technika ta pozwala otrzymywać materiały o rozlicznych zastosowaniach – od układów elektronicznych do materiałów budowlanych.

Literatura

- [1] E. Leja, T. Pisarkiewicz, T. Stapiński, „Sposób wytwarzania przezroczystych dla światła elementów grzejnych na powierzchniach szklanych lub ceramicznych”, Pat. PRL nr 141726 (1988).
- [2] E. Leja, K. Marszałek, „Przemysłowa linia potokowa do metalizacji próżniowej”, *Mat. Konf. XIX ISHM – Poland Chapter, Porąbka-Kozubnik, 17–20 Sept. 1995*, s. 52.
- [3] E. Leja, K. Marszałek, T. Pisarkiewicz, *Inżynieria Materiałowa* 4, 257 (1998).
- [4] T. Pisarkiewicz, „Matryce sensorów w analizie gazów”, *Materiały Szkoły Czujników, V Konf. Naukowa COE '98, Jurata 10–13 maja 1998*, s. 109.

Możliwości badań w silnych polach magnetycznych

Jan Klamut, Tomasz Palewski

Międzynarodowe Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur, Wrocław

Rozwój fizyki odbywa się bardzo często na drodze powstania nowych możliwości badawczych, a takie możliwości stwarzają badania w stanach ekstremalnych, np. w niskich temperaturach, silnych polach magnetycznych czy wysokich ciśnieniach, które są niezbędne dlatego, że stwarzają możliwości odkrycia nowych zjawisk czy praw przyrody. Aby opisać badane zjawisko, musimy bardzo często doprowadzić materię do stanu, gdy wśród wielu zjawisk, które w niej zachodzą, chcemy zbadać jedno; w tym celu musimy przytłumić inne, aby nam nie przeszkadzały lub wzmocnić to, które chcemy zbadać, aby móc o nim cokolwiek powiedzieć.

Jednym z ważkich narzędzi, które temu służą, są silne pola magnetyczne. Obszerny przegląd możliwości wytwarzania i wykorzystywania silnych pól magnetycznych można znaleźć w książce F. Herlacha [1]. Wymaga to kosztownych instalacji i wyspecjalizowanych kadr, dlatego też oprócz starań o budowę odpowiednich urządzeń w istniejących laboratoriach narodowych czy wyższych uczelniach, w celu umożliwienia takich ba-

dań powoływano specjalne organizacje wielonarodowe.

Do takich organizacji wielonarodowych zaliczyć należy powstałe w roku 1968 we Wrocławiu Międzynarodowe Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur, którego pomysłodawcą był prof. R.S. Ingarden, a twórcą i organizatorem prof. W. Trzebiatowski. Powołały go Akademie Nauk: Bułgarii, Polski, NRD i ZSRR. Obecnie członkami zwyczajnymi Laboratorium są: Bułgarska, Polska i Rosyjska Akademia Nauk, a ponadto Laboratorium posiada członków stowarzyszonych z Wielkiej Brytanii, Niemiec, Ukrainy i Mołdawii.

Laboratorium wyspecjalizowało się w wytwarzaniu silnych stałych pól magnetycznych i przez wiele lat należało do wiodących organizacji. W roku 1998 tylko 8 czołowych laboratoriów w świecie wytwarzało wyższe stałe pola magnetyczne niż laboratorium wrocławskie [2]. Są to laboratoria zlokalizowane w bogatych krajach i posiadające wysoce kosztowne w eksploatacji magnesy hybrydowe, tj. połączenia magnesów zwykłych i nadprzewodzących (patrz tabela).

Miejsce działania	Rok założenia	Natężenie pola w magnesie zwykłym [T]	Natężenie pola w magnesie hybrydowym [T]	Moc stosowanego zasilania [MW]
Cambridge (USA)	1960	24	35,2	10
Grenoble (Francja)	1970	25	31,4	2×12
Nijmegen (Holandia)	1972	20	30,4	6
Braunschweig (Niemcy)	1972	18	brak	5,6
Oxford (Wlk. Brytania)	1972		24	2
Sendai (Japonia)	1981	17	31,1	8
Tsukuba (Japonia)	1988	25	40	15
Tallahassee (USA)	1990	27	50	34

Innym torem szły prace zmierzające do budowy aparatury wytwarzającej pola impulsowe. Warto przy tym wspomnieć, że do rekordowej w tej dziedzinie należała aparatura skonstruowana na Uniwersytecie w Poznaniu przez prof. M. Surmę, w której prowadzono eksperymenty w polach 100 T. Inną konstrukcją były magnesy, w których „zagęszczano” pole magnetyczne metodą zbliżenia nabiegunków w wyniku eksplozji. Należy przy tym pamiętać, że te konstrukcje służyły do jednostkowego pomiaru, gdyż każdorazowo ulegały zniszczeniu. Ostatnio o takim eksperymencie donosili uczeni japońscy.

W latach 80. w kilku ośrodkach na świecie pojawiła się idea skonstruowania magnesów kwazistacjonarnych, w których pole magnetyczne utrzymywałoby się przez czas rzędu 0,1 sekundy. Prace nad tym kierunkiem podjęto w filii amerykańskiego Narodowego Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych, umiejscowionej w Laboratorium w Los Alamos. Podjęto również w 1993 r. inicjatywę naukowców z Instytutu Podstawowych Problemów Fizyki RAN [3] budowy tego typu magnesu we wrocławskim Laboratorium. W roku 1988 rozpoczęto pracę nad analogicznym projektem „Euromagnetech” z docelowym założeniem konstrukcji magnesu kwazistacjonarnego, wytwarzającego pole o natężeniu 100 T [4]. W ostatnim roku zostały podjęte również prace Grupy Inicjatywnej z Drezna [5] budowy podobnej instalacji w tym obecnie intensywnie rozwijanym ośrodku naukowym.

We wrocławskim laboratorium zakończono prace przygotowawcze do próby nawiniętych w Moskwie i Wrocławiu pierwszych magnesów o planowanym natężeniu 40 i 50 T. Wykonano już próby zasilacza o mocy 30 MW. Próby pracy magnesu zostaną wykonane pod koniec obecnego roku. Równocześnie rozpoczęto rozmowy z drezdeńską Grupą Inicjatywną o możliwości wzajemnego stowarzyszenia laboratoriów.

Jedyną uruchomioną tego typu instalacją są magnesy w Los Alamos. Instalacja pozwala na eksperymenty w polu magnetycznym 60 T z czasem trwania 100 ms oraz 35 T z czasem trwania 0,5 s.

Tak przedstawiają się aktualne starania o uzyskanie nowych możliwości eksperymentalnych w silnych polach magnetycznych w fizyce światowej. Z przyjemnością pragniemy podkreślić, że w wyścigu o te nowe możliwości współuczestniczy Laboratorium we Wrocławiu, a więc i fizyka polska.

Literatura

- [1] F. Herlach, *Strong and ultrastrong magnetic fields and their applications* (Springer-Verlag, 1985).
- [2] *ESF Studies on Large Facilities in Europe*, red. M. Springford, L.J. Challis, H.U. Karow (November 1998).
- [3] Koncepcję przedstawił prof. W.I. Niżankowski z IFP RAN.
- [4] Do grupy tej weszli wybitni fizycy niemieccy: P. Fulde, F. Steglich, F. Pobel, H. Eschrig, L. Schultz i M. Loewenhaupt.
- [5] Patrz *Cond-Mat/9902263* z 29 lutego 1999 r.

Komputery kwantowe

Marek Kuś

Centrum Fizyki Teoretycznej PAN oraz Szkoła Nauk Ścisłych, Warszawa

Mimo że komputer stał się jednym z podstawowych narzędzi pracy fizyka, rzadko myślimy o obliczeniach jako o procesie fizycznym. Podstawowym operacjom arytmetycznym wykonywanym wewnątrz procesora komputerowego odpowiadają określone procesy fizyczne, w których stany początkowe procesora odnoszą się do danych wejściowych wykonywanego obliczenia, a stany końcowe do wyników owego obliczenia. W nowoczesnych komputerach procesy te zachodzą w urządzeniach półprzewodnikowych. I choć u podstaw działania takich urządzeń znajdujemy prawa fizyki mikroświata, a więc prawa mechaniki kwantowej, to komputer jest w zasadzie urządzeniem klasycznym.

Myślenie o obliczeniach komputerowych w terminach mechaniki kwantowej otwiera całkowicie nowe horyzonty. Pojawiają się perspektywy zwiększenia szybkości obliczeń. Zwielokrotnienie mocy obliczeniowej komputera jest bezpośrednią konsekwencją kwantowej natury procesów, w wyniku których następuje przekształcenie danych wejściowych na wyjściowe. Aby to zrozumieć, rozpatrzmy abstrakcyjny model klasycznego obliczenia. Stan początkowy układu fizycznego odpowiada danej wejściowej. Każdą liczbę można zakodować za pomocą dwu cyfr: zera i jedynki. Odpowiadać im będą dwa stany elementarnych układów, z których składa się procesor (w klasycznym komputerze mogą to być dwie, rozróżnialne wartości napięcia w układzie). Aby więc zapisać dowolną liczbę naturalną z przedziału $[0, 2^N - 1]$ potrzebujemy N takich elementarnych dwustanowych układów. Obliczenie polega na takiej manipulacji stanami, aby w wyniku otrzymać zakodowaną w ten sam sposób liczbę, będącą rezultatem obliczenia. Podkreślmy tu oczywistą rzecz. Jeśli

interesuje nas wynik obliczenia dla każdej liczby naturalnej mniejszej od 2^N , to musimy dokonać 2^N przebiegów procesu.

Wyobraźmy sobie, jak takie obliczenie wyglądałoby w układzie kwantowym. Narzucającym się sposobem zakodowania 1 bitu informacji jest przyporządkowanie dwóch cyfr, 0 i 1, dwóm stanom stacjonarnym układu kwantowego, np. cząstki o spinie $1/2$. Kodowanie liczb wielocyfrowych wymaga użycia odpowiednio większej liczby takich cząstek. Mechanika kwantowa jednak pozwala cząstce znajdować się nie tylko w jednym ze stanów o określonej wartości rzutu spinu, ale również w stanie będącym ich dowolną kombinacją liniową. Ten fakt oraz liniowość praw mechaniki kwantowej pozwalają na takie przygotowanie stanu początkowego, aby jednorazowy przebieg procesu obliczeniowego prowadził do stanu końcowego, kodującego w sobie wyniki obliczeń dla wielu różnych wartości danych początkowych. Pozostaje problem odczytania takiego wyniku. Tu, niestety, mechanika kwantowa stawia poważne ograniczenia. Odczytanie wyniku musi polegać na pomiarze stanu końcowego. Prowadzi to do nieodwracalnej jego zmiany, uniemożliwiającej dalsze wykorzystanie w celu znalezienia wyniku dla innej wartości początkowej. Tak więc, podobnie jak w klasycznym komputerze, jeden przebieg procesu obliczeniowego pozwala na znalezienie wyniku dla jednej danej początkowej.

Okazuje się jednak, że na lepiej postawione pytania obliczenia kwantowe dają odpowiedzi wymagające mniejszej liczby procesów obliczeniowych niż komputery klasyczne. Tak np. znalezienie okresu funkcji okresowej wymaga w przypadku klasycznym obliczenia wartości funkcji dla wszystkich argumentów mniejszych od jej okresu.

Obliczenia kwantowe mogą być w tym przypadku o wiele efektywniejsze. Zwrócili na to uwagę po raz pierwszy Deutsch i Jozsa [1]. Pionierska praca Deutscha [2], kładąca podstawy teorii komputerów kwantowych, była zainspirowana rozważaniami Feynmana [3]. Podanie przez Shora [4] algorytmu pozwalającego na wykorzystanie komputerów kwantowych dla przyspieszenia rozkładu liczb na czynniki pierwsze (problem ten ma duże znaczenie w kryptografii) wzbudziło falę zainteresowania komputerami kwantowymi. Jak dotąd komputery kwantowe pozostają w sferze teorii. Zaproponowano jednak kilka możliwych rozwiązań praktycznych, stwarzających perspektywy praktycznej realizacji. Proponują one wykorzystanie kropek kwantowych [5], jonów w pułapkach [6], fo-

tonów we wnęce rezonansowej [7] oraz jądrowego rezonansu magnetycznego [8].

Literatura

- [1] D. Deutsch, R. Jozsa, *Proc. Roy. Soc.* **439A**, 553 (1992).
- [2] D. Deutsch, *Proc. Roy. Soc.* **400A**, 97 (1985).
- [3] R. Feynman, *Int. J. Theor. Phys.* **21**, 467 (1982).
- [4] P. Shor, *Proceedings 35th Annual Symposium on Foundations of Computer Science* (1994), s. 124.
- [5] W. Teich, G. Mahler, *SFI Studies in the Sciences of Complexity*, t. VIII (1990), s. 289.
- [6] J.I. Cirac, P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 4091 (1995).
- [7] Q. Turchette i in., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4710 (1995).
- [8] D. Cory, A. Fahmy, T. Havel, *Proceedings of the 4th Workshop on Physics and Computation* (1996), s. 87.

Dzień dzisiejszy i plany badań warszawskiego cyklotronu ciężkich jonów

Tomasz Czosnyka

Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów, Uniwersytet Warszawski

Warszawski cyklotron ciężkich jonów jest unikalnym urządzeniem badawczym nie tylko w Polsce, ale i w całej Europie Środkowej. Jego stan obecny, perspektywy rozbudowy i zastosowanie w badaniach podstawowych i rozwoju zaawansowanych technologii są przedstawione poniżej.

1. Krótka historia cyklotronu

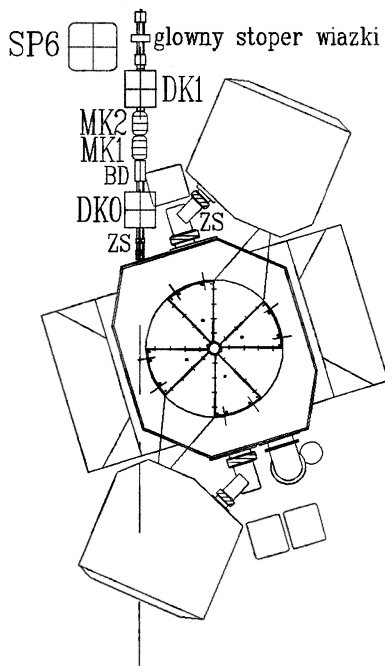
Decyzja budowy akceleratora ciężkich jonów w Warszawie została podjęta podczas spotkania reprezentantów polskiego środowiska fizyków jądrowych w Jabłonie w 1972 roku. Wybór padł na wzorowany na dubieńskim U200 izochroniczny cyklotron czterosektorowy. Wkrótce potem surowe elementy struktury magnetycznej zostały zamówione w byłym Związku Radzieckim, następnie niewielka grupa fizyków, inżynierów i techników przeprowadziła w Dubnej wstępne formowanie pola magnetycznego cyklotronu. W 1979 roku powołano, jako wspólne przedsięwzięcie ówczesnego Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego i Techniki, Polskiej Akademii Nauk i Państwowej Agencji Atomistyki, usytuowane przy Uniwersytecie Warszawskim Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów, stworzone w celu uruchomienia akceleratora. Niestety, zapaść ekonomiczna kraju spowodowała, że plany zostały tylko na papierze. Prace nad zespołami cyklotronu były prowadzone w prowizorycznych warunkach, uruchomienie całości było jednak niemożliwe ze względu na przeciągającą się inwestycję budowlaną. Dopiero w końcu lat osiemdziesiątych budowa docelowego gmachu ruszyła z miejsca i w 1989 roku główny magnes cyklotronu i towarzyszące mu urządzenia zostały zainstalowane w docelowym miejscu we wciąż nie ukończonym budynku. W pionierskich warunkach dokonano ostatecznego formo-

wania pola magnetycznego, pomiarów map pola i w efekcie w listopadzie 1993 r. otrzymano pierwszą wiązkę wewnętrzną, a parę miesięcy później wiązkę wyprowadzoną z cyklotronu. Jednocześnie rozpoczęła się budowa stanowisk eksperymentalnych. Pierwsze prace na wiązce zaczęły się w 1995 roku, a od 1996 roku cyklotron pracował w normalnym reżimie działania. W ciągu dwóch lat cyklotron przepracował ok. 3500 godzin efektywnego czasu wiązki dla użytkowników z kraju i z zagranicy. W 1998 roku zainstalowano zbudowane w Laboratorium nowoczesne źródło jonów typu ECR, które zastąpiło wewnętrzne źródło PIG. Rozszerzyło to asortyment dostępnych wiązek i poprawiło stabilność pracy maszyny.

2. Cyklotron

Warszawski cyklotron wzorowany jest na dubieńskim akceleratorze U200. Jest to akcelerator izochroniczny, w którym zachowany jest stały czas obiegu przyspieszanych cząstek, co umożliwia jednocześnie przyspieszanie na wszystkich orbitach generatorem napięcia przemiennego o stałej częstotliwości. Podobnie jak we wszystkich cyklotronach izochronicznych, efekt zmiany okresu obiegu jonów, związany z relatywistycznym przyrostem masy rozpędzanej cząstki, kompensowany jest odpowiednim ukształtowaniem pola magnetycznego, którego wartość średnia – w sensie uśrednienia po kącie – rośnie wraz z promieniem orbity. Zwykle zwięźanie szczeliny magnesu jest jednak niewystarczające ze względu na brak w takiej geometrii sił ogniskujących wiązkę w pionie. Ten mechanizm zapewnia modulacja pola magnetycznego w funkcji kąta, uzyskiwana przez wprowadzenie tzw. sektorów – magnetycznych nakładek periodycznie zawężających szczelinę głównego magnesu. Przy

odpowiednio ukształtowanej geometrii, przejścia wiązki przez granice wysokiego i niskiego poziomu pola są równoważne z przejściem wiązki światła przez cienkie soczewki skupiające. Spełnienie wszystkich warunków wymaga, aby zainstalowane w 240-tonowym magniesie sektory były obrobione z dokładnością do ułamków milimetra. Dodatkowa korekcja pola umożliwiana jest przez 10 par współosiowych cewek korekcyjnych. Akceleracja jonów odbywa się na czterech szczelinach przyspieszających, tworzonych przez dwa duanty umieszczone pomiędzy sektorami, zasilane niezależnie przez generatory wysokiej częstości o mocy maksymalnej 120 kW każdy, regulowanych w zakresie 12 – 20 MHz. Schematyczny widok cyklotronu przedstawiony jest na rys. 1.



Rys. 1. Warszawski cyklotron U200-P. Na schemacie zaznaczono sektory i duanty połączone z rezonatorami.

Każdy cyklotron można scharakteryzować przez wielkość K , określającą maksymalną użytkiwalną energię jonów. Wielkość ta wynika z promienia magnesu i średniego pola magnetycznego: $K = 48 (R [m])^2 (B [T])^2$, co pozwala na szybkie oszacowanie energii (w MeV/nukleon) według wzoru $E = Kq^2/A^2$, gdzie q jest krotnością jonizacji, a A liczbą masową jonu. Dla warszawskiego cyklotronu K wynosi od 120 do 160, a zatem typowe wiązki o $q/A = 0,25$ będą miały energię 10 MeV/amu. Obecnie praca maszyny ograniczona jest do wiązek o energiach niższych, do

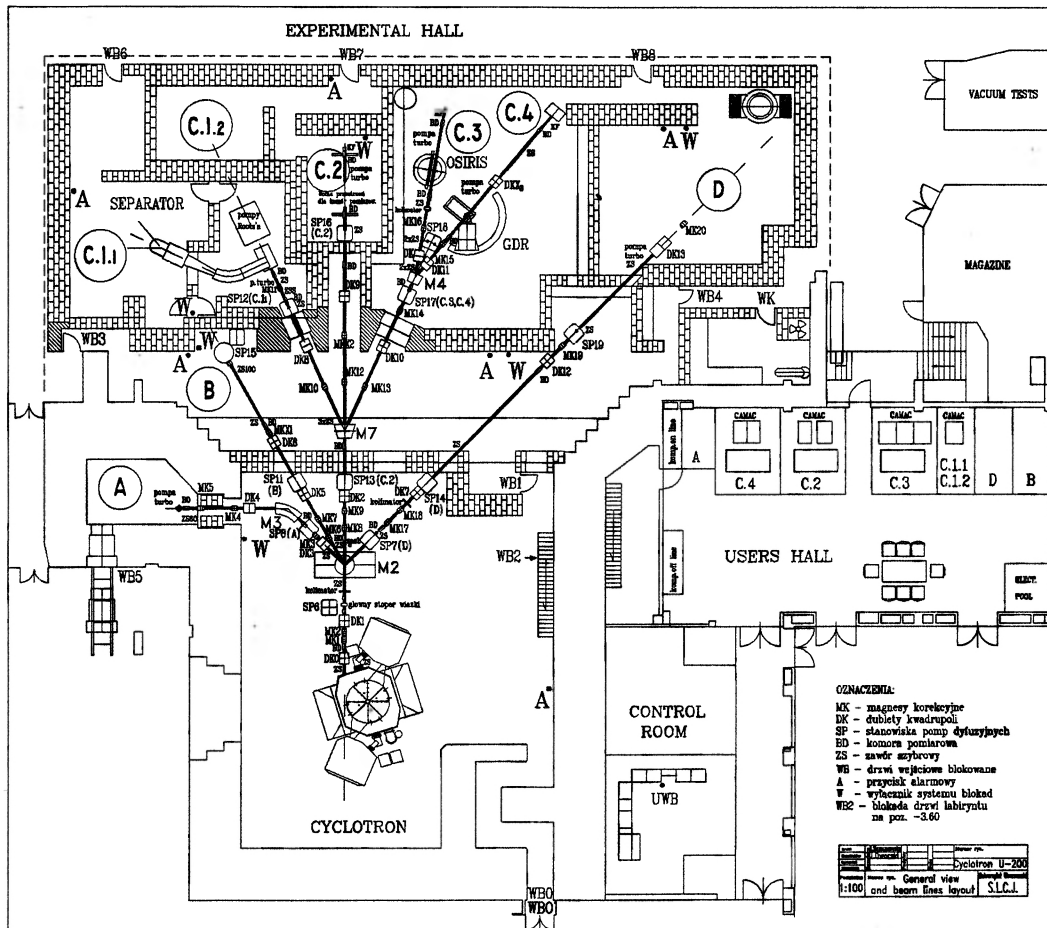
5 MeV/amu, w celu niedopuszczenia do silnej aktywacji wnętrza przed ukończeniem planowanych prac rozwojowych.

3. Jonowody i aparatura badawcza

Obecnie w Laboratorium funkcjonuje, lub zaczyna funkcjonować, siedem końcówek wiązki (rys. 2). Trakt A przeznaczony jest do badań nad możliwościami wytwarzania egzotycznych radioizotopów, w szczególności do zastosowań medycznych. Trakt B zakończony jest uniwersalną komorą rozprożeń. Planowane na niej eksperymenty angażują zespoły z IPJ, IFJ, UJ, Kijowa i ŚLCJ. Na traktach oznaczonych C zainstalowane są stałe zestawy pomiarowe – C1 dzielone jest między separator typu IGISOL (IPJ, IFD UW, WSP Kielce) i system transportu produktów reakcji typu He-Jet (IFD UW). Trakt C2 jest stanowiskiem do badań wzbudzeń kulombowskich, wyposażonym w wielodetektorowy system liczników rozproszonych cząstek CUDAC (ŚLCJ, IFD UW, Uniwersytet Monachijski, Uniwersytet Liverpool). Trakt C3 jest przeznaczony dla układu detektorów germanowych z osłonami antykomptonowskimi BGO OSIRIS (IFD UW, KFA Jülich, ŚLCJ, IFJ, IPJ), natomiast na trakcie C4 zainstalowany jest układ JANOSIK, służący do badania gigantycznego rezonansu dipolowego. Trakt D jest traktem uniwersalnym, na którym użytkownicy mogą instalować dostarczone przez siebie końcówki. Plan infrastruktury eksperymentalnej Laboratorium przedstawiony jest na rys. 2.

4. Plany na przyszłość

W ciągu ostatnich kilku lat cyklotron był (pomiędzy okresy przerw modernizacyjnych) intensywnie wykorzystywany przez fizyków jądrowych zainteresowanych wiązkami o dostępnych energiach i intensywnościach oraz fizyków ciała stałego. Z prowadzonych – i publikowanych już prac – wymienić można choćby poszukiwanie izomerów w nietrwałych jądrach złożonych, gigantyczny rezonans dipolowy, badania struktury wewnętrznej jąder przez wzbudzenia kulombowskie, badanie przekrojów czynnych na jonizację powłok elektronowych, studia amorfizacji warstw powierzchniowych kryształów, czy wywołane przez ciężkie jony łamanie łańcuchów krystalicznych w ciałach sta-



Rys. 2. Schemat jonowódów warszawskiego cyklotronu.

ych. W najbliższym czasie priorytetami rozwoju maszyny jest uzyskanie pełnej docelowej energii wiązek i zwiększenie jej natężenia dla urządzeń, które tego potrzebują, w szczególności separatora izotopów. Każdy akcelerator jest urządzeniem żywym i ciągle rozbudowywanym, w przeciwnym razie możliwe do realizacji programy wyczerpują się i laboratorium obumiera. O ile przejście do nominalnych energii nie wymaga większych inwestycji, to zwiększenie natężenia prądów wiązek i poprawa stabilności urządzenia jest realizowalna poprzez kilka elementów:

1) Instalacja tzw. bunchera – urządzenia dopasowującego wprowadzaną ze źródła jonów ciągłą wiązkę do struktury fazowej systemu akceleracji.

2) Budowa (lub zakup) drugiego, większego źródła jonów ECR. Przetwarzanie ECR z wiązki na wiązkę jest czasochłonne, a jego awaria zatrzymuje pracę cyklotronu. Dodatkowo istnieje zainteresowanie wykorzystaniem wiązek bezpośrednio

z ECR do badań z dziedziny fizyki ciała stałego. Jedno źródło mogłoby zasilać cyklotron, a drugie równoległe być wykorzystywane w tych badaniach.

3) Modernizacja części przestarzałych już zasilaczy.

4) Uzyskanie wiązek metali, co znacznie zwiększy atrakcyjność cyklotronu dla użytkowników. Dotychczas można jedynie uzyskiwać jony z gazów.

Poza tymi głównymi punktami istnieje jeszcze szereg możliwości stopniowej poprawy parametrów maszyny, których omawianie wykracza poza ramy tego krótkiego artykułu. Technicznie wiadomo, co, jak i kiedy należy przedsięwziąć, problem jest tylko w finansowaniu przedsięwzięcia. Trzeba mieć nadzieję, że mobilizacja środowiska badaczy zainteresowanych w posiadaniu w Polsce unikalnego urządzenia pozwoli przezwyciężyć problemy wynikłe z ogólnego stanu nakładów na badania i edukację w naszym kraju.

Na tropie masy neutrin

Danuta Kiełczewska

Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski

1. Wstęp

Natura obfituje w źródła neutrin o różnych energiach. Obok fotonów tła mikrofalowego pozostały nam z Wielkiego Wybuchu bardzo niskoenergetyczne neutrino, w ilości około 100 w każdym cm^3 . Niestety, nie ma na razie pomysłu na ich bezpośrednie obserwacje. Najpotężniejszymi źródłami neutrin są zapaści grawitacyjne prowadzące do supernowych. W 1987 r. zaobserwowano w 3 detektorach 24 oddziaływania neutrin przybyłych z Wielkiego Obłoku Magellana. Natomiast już od kilkudziesięciu lat rejestrowane są w wielkich podziemnych detektorach neutrino słoneczne i atmosferyczne.

Podpatrywanie słabo oddziałujących neutrin wymaga wielkich detektorów oraz chowania ich głęboko pod ziemią, aby wyeliminować tło pochodzące od promieniowania kosmicznego. Takie detektory były konstruowane już od prawie 40 lat. Pierwszy eksperyment do obserwacji neutrin słonecznych powstał na początku lat sześćdziesiątych w kopalni złota Homestake w Południowej Dakocie. Zbierana mozolnie próbka danych wskazywała, że strumień neutrin jest znacznie mniejszy niż należało się spodziewać.

Na początku lat osiemdziesiątych zbudowano dwa wielkie wodne detektory Czerenkowa do poszukiwania rozpadów protonu: IMB w kopalni soli pod Cleveland (Ohio) oraz Kamiokande w kopalni cynku w Japonii. Wprawdzie nie znaleziono rozpadów protonów, ale za to stwierdzono, że wśród neutrin atmosferycznych stanowiących tło tych poszukiwań za mało jest neutrin mionowych. Zagadka ich braku była na tyle intrygująca, że stało się możliwe zbudowanie jeszcze większej wersji wodnego detektora zwanego Super-Kamiokande przez połączone siły zespołów IMB i Kamiokande.

Do rozwiązania zagadki deficytów neutrin słonecznych i atmosferycznych od dawna proponowano hipotezę oscylacji neutrin.

2. Oscylacje neutrin

Najbardziej naturalną przyczyną oscylacji są niewielkie różnice mas cząstek. Z taką sytuacją mamy do czynienia w przypadku neutralnych mezonów K.

Jeżeli przyjmiemy, że stany masowe ν_1, ν_2 neutrin nie pokrywają się ze stanami własnymi oddziaływań słabych, to ograniczając się do 2 stanów możemy napisać:

$$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \nu_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta \nu_1 + \sin \theta \nu_2 \\ -\sin \theta \nu_1 + \cos \theta \nu_2 \end{pmatrix},$$

gdzie θ jest kątem mieszania stanów.

Różnica mas powoduje, że stany ν_1, ν_2 propagują się z różną prędkością i w kolejnych punktach przestrzeni zmienia się ich wzajemna proporcja. Stąd wyprodukowany w słabym oddziaływaniu np. stan ν_μ może w odległym punkcie oddziaływania mieć skład stanów masowych bliższy stanowi ν_τ . Prawdopodobieństwo takiej oscylacji wynosi:

$$P_{\nu_\tau} = \sin^2(2\theta) \sin^2(1,27 \delta m^2 L/E),$$

gdzie $\delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$ w eV^2 , L to odległość od źródła do detektora w km, a E energia neutrina w GeV.

Ten prosty wzór opisuje jedynie oscylacje w próżni. W gęstej materii oddziaływania cząstek powodują dodatkowe różnice w masach efektywnych, które, jak wykazano [1], mogą doprowadzić do rezonansowego wzmocnienia oscylacji.

Oscylacje przeczą zasadzie zachowania liczby leptonowej osobno w każdej generacji, ale zasada

ta została sformułowana jedynie na podstawie obserwacji i nie jest znana żadna symetria w przyrodzie, która by ją narzucała.

3. Detektor Super-Kamiokande

Super-Kamiokande schowany pod górą wysokości 1 km w kopalni Kamioka zawiera 50 tysięcy ton wody. Ma kształt cylindra o wysokości i średnicy około 40 metrów. Na ścianach umieszczono prawie 12 tysięcy fotopowielaczy, każdy o średnicy 50 cm. Rejestrują one promieniowanie Czerenkowa wysyłane przez naładowane cząstki relatywistyczne. Fotony emitowane są wzdłuż powierzchni stożka pod kątem 41° do osi wyznaczonej przez kierunek cząstek. W efekcie sygnał pojawia się w fotopowielaczach zawartych w pierścieniach o grubości proporcjonalnej do długości toru cząstki.

Detektor zbudowany przez zespół ponad stu fizyków z Japonii i Stanów Zjednoczonych pracuje bez przerwy od kwietnia 1996 roku. W jego obsłudze i analizie danych uczestniczy też Uniwersytet Warszawski.

4. Neutrina atmosferyczne

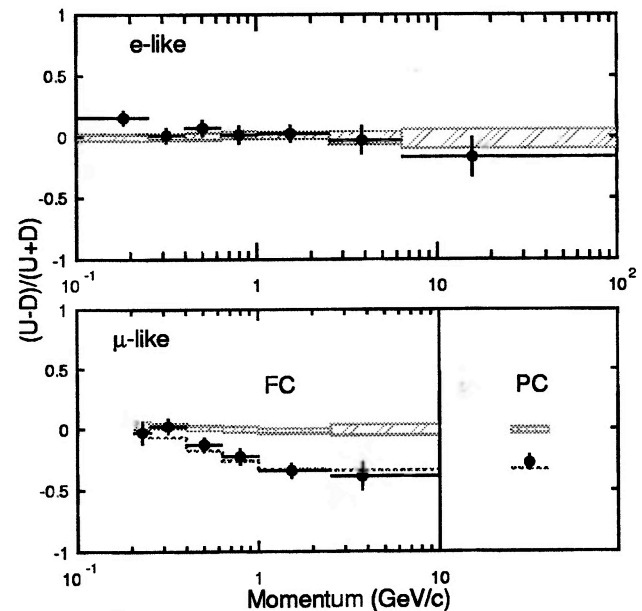
W wyniku bombardowania atmosfery przez protony i lekkie jądra pierwotnego promieniowania kosmicznego powstają kaskady hadronowe. Z rozpadów hadronów powstają neutrino o widmie energii, które w przybliżeniu opisuje zależność: $dN_\nu/dE_\nu = kE_\nu^{-3,7}$. Poniżej kilku GeV są to głównie rozpad: $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $\mu^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$ lub $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$, $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$. Stąd neutrino (i antyneutrino) mionowych powinno być dwa razy więcej niż elektronowych. Rozbieżności w ocenach stosunku $r = (\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)/(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ są mniejsze niż 5%, podczas gdy strumień pierwotnego promieniowania kosmicznego znany jest z dokładnością gorszą niż 20%.

Do wyznaczenia stosunku r wybiera się zdarzenia z pojedynczym pierścieniem, które są zdominowane przez oddziaływania kwazielastyczne $\nu N_1 \rightarrow l^\pm N_2$. Identyfikacja leptonu l^\pm wyznacza zatem zapach padającego neutrino.

Średnia droga radiacyjna w wodzie wynosi około 30 cm i dlatego elektrony są źródłem kaskad elektromagnetycznych, a pierścienie przez nie wywołane są znacznie bardziej rozmyte niż pier-

ścienie pochodzące od mionów. To rozróżnienie pozwala wyznaczyć $r_{\text{exp}} = (\mu^- + \mu^+)/(\nu_e + \nu_\mu)$ i porównać z r_{MC} wynikającym z obliczonego stosunku strumieni neutrino r oraz ze szczegółowej symulacji eksperymentu. Wyniki przedstawia się często w postaci $R = r_{\text{exp}}/r_{\text{MC}}$. Po 2 latach zbierania danych wyznaczono $R = 0,67 \pm 0,006$ [2].

Średnia droga na oddziaływanie neutrino o energiach kilku GeV jest rzędu 10^8 km, a więc nawet pokonanie średnicy Ziemi nie powinno osłabić ich strumieni. Tymczasem w Super-Kamiokande zaobserwowano, że deficyt mionów dotyczy przede wszystkim neutrino przybywających z antypodów. Ilustruje to rys. 1 przedstawiający zależność asymetrii kątowej $(U - D)/(U + D)$ od pędu leptonu, gdzie U oznacza strumień cząstek poruszających się do góry, a D do dołu. Histogram pokazuje zależności oczekiwane na podstawie symulacji. Widać, że podczas gdy dla elektronów wynik doświadczenia jest zgodny z oczekiwaniami, to dla mionów różnica jest bardzo znacząca.

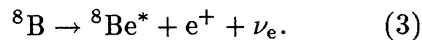
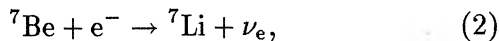
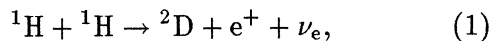


Rys. 1.

Takie zależności najlepiej wyjaśnia hipoteza oscylacji neutrino mionowych w taonowe, które przy energiach kilku GeV oddziałują znacznie rzadziej, bo mają małą szansę wyprodukowania leptonu tau o masie 1,8 GeV. Krzywe zaznaczone na rys. 1 zostały otrzymane dla różnicy mas $\delta m^2 = 0,003 \text{ eV}^2$ oraz maksymalnego mieszania [3].

5. Neutrina słoneczne

Neutrino produkowane w jądrze Słońca pochodzą głównie z następujących reakcji:



Neutrino z reakcji (1) mają najniższe energie, ale jest ich najwięcej. Maksymalna energia wynosi 0,42 MeV. Reakcja (2) zachodzi znacznie rzadziej, ale wyprodukowane neutrino są monoenergetyczne, co może kiedyś umożliwić ich bezpośrednią obserwację. Ich energia wynosi 0,86 MeV. Najmniej jest neutrino z reakcji (3), ale ich energie sięgają do 14 MeV.

Dotychczas zbudowano 5 detektorów do obserwacji neutrino słonecznych. W trzech z nich ν_e oddziałują z jądrami ${}^{37}\text{Cl}$ lub ${}^{71}\text{Ga}$. Co kilka tygodni zliczane są produkowane atomy odpowiednio ${}^{37}\text{Ar}$ lub ${}^{71}\text{Ge}$. Detektory te są czułe na ν_e z reakcji (1) i (2).

Zupełnie inne podejście zastosowano w wodnych detektorach Czerenkowa, w których neutrino słoneczne wybijają elektrony z cząsteczek wody, przy czym elektrony zachowują kierunek neutrino. Umożliwia to wydzielenie sygnału z tła, przynajmniej dla energii neutrino powyżej 5 MeV. Jak widać na rys. 2 przedstawiającym dane uzyskane z Super-Kamiokande, po 2 latach obserwuje się wyraźny nadmiar zdarzeń skorelowanych z kierunkiem od Słońca [4].

We wszystkich eksperymentach zaobserwowano mniej neutrino niż przewiduje się na podstawie obliczeń teoretycznych. W Super-Kamiokande zmierzony strumień wynosi zaledwie $47,1 \pm 1,5\%$ przewidywanego.

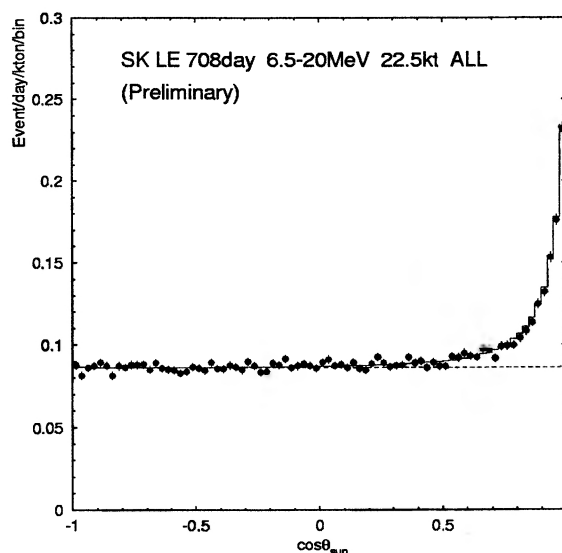
Początkowo sądzono, że przyczyna tkwi w przybliżeniach modeli opisujących wnętrze Słońca. Jednak różnorodność danych doświadczalnych i ich dokładność pozwala na wyciąganie wniosków, które w niewielkim stopniu zależą od założeń astrofizycznych. Wyniki wszystkich eksperymentów stają się zrozumiałe, jeżeli przyjąć, że ν_e oscylują w ν_μ lub ν_τ , które przy tych energiach mogą oddziaływać jedynie z wymianą prądów neutralnych.

Możliwe są tu dwa rozwiązania: oscylacje rezonansowe wewnątrz Słońca lub w próżni w podróży ze Słońca na Ziemię. Pierwszy przypadek

następuje, jeżeli δm^2 jest rzędu 10^{-6} eV^2 , a drugi przy jeszcze mniejszej różnicy mas: 10^{-10} eV^2 .

Pomimo że trudno zrozumieć mierzone strumienie bez oscylacji, to jednak istnieją obawy, że możemy nie doceniać modelowych niepewności systematycznych na przykład w ocenie przekrojów czynnych w gorącej materii jądra Słońca. Dlatego dąży się do przeprowadzenia takich pomiarów, które wolne byłyby od jakichkolwiek przybliżeń modelowych.

Pierwszy taki pomiar porównuje strumienie mierzone w ciągu dnia i nocy. Jeżeli ν_e po drodze na Ziemię przeoscyłowały w ν_x , to przy przejściu przez jądro Ziemi może nastąpić proces odwrotny: $\nu_x \rightarrow \nu_e$. Przejawiałoby się to w większej liczbie zdarzeń rejestrowanych w ciągu nocy niż w ciągu dnia. Byłby to bardzo przekonujący efekt oscylacji neutrino. Niestety, na razie nie obserwuje się takiego efektu. Asymetria $(N - D)/(N + D)$ wynosi $0,026 \pm 0,021$ (N to strumień w nocy, a D w dzień) [5].



Rys. 2.

Przy pewnych parametrach oscylacji widmo energii rejestrowanych neutrino powinno być wyraźnie zmodyfikowane w stosunku do typowego widma wynikającego z rozpadu ${}^8\text{B}$. Dlatego wiele uwagi poświęca się teraz w eksperymencie precyzyjnemu pomiarowi energii elektronów. Przy najwyższych energiach obserwuje się nieco mniejszy deficyt neutrino niż przy małych, ale efekt ten jest jeszcze mało znaczący statystycznie [6].

Bada się też zależność strumienia od pory roku. Niewielka modulacja tego strumienia wynika choćby ze zmiennej odległości Ziemi od Słońca. Okazuje się jednak, że większa zależność może się ujawnić na skutek oscylacji.

6. Nadzieja w akceleratorach

Jeżeli różnica mas nie jest zbyt mała, to metamorfoza neutrin może nastąpić w krótkim z konieczności czasie, jaki upływa od produkcji cząstki w akceleratorze do jej detekcji.

Pierwszy taki eksperyment o nazwie K2K zaczął właśnie zbierać dane. Jest on finansowany przez Japonię, Stany Zjednoczone i Koreę, ale uczestniczy w nim również Uniwersytet Warszawski. Neutrina produkowane są w akceleratorze KEK pod Tokio i wysyłane do dwóch detektorów: nowo zbudowanego w odległości 300 m oraz odległego o 250 km Super-Kamiokande.

Przygotowywany jest również eksperyment o nazwie Minos, w którym neutrina z Tevatronu pod Chicago będą mierzone też w dwóch detektorach, ale dalszy z nich jest budowany w odległości 730 km w kopalni Soudan w Minnesocie. Myśli się też o doświadczeniach, w których neutrina z laboratorium CERN pod Genewą byłyby rejestrowane w tunelu Gran Sasso pod Rzymem.

7. Podsumowanie

Ostatnie wyniki dotyczące neutrin atmosferycznych w Super-Kamiokande rozpoczęły nowy, ekscytujący okres w fizyce. Obserwowane asymetrie kątowe rejestrowanych neutrin mionowych różnią się od oczekiwanych o więcej niż 5 standar-

dowych odchyień. Najbardziej naturalnym wytłumaczeniem tego efektu są oscylacje neutrin mionowych spowodowane maksymalnym mieszaniami się dwóch stanów o masach różniących się o około 0,05 eV.

Nieco mniej przekonujące są wyniki dotyczące neutrin słonecznych, choć trudno znaleźć dla nich inną interpretację niż oscylacje neutrin elektromionowych, które z kolei sugerują mieszanie stanów o różnicach mas rzędu 10^{-3} eV lub 10^{-5} eV.

Obserwacja oscylacji świadczących o tym, że neutrina mają masę, wymaga co najmniej rozszerzenia Standardowego Modelu oddziaływań elementarnych. Informacje na temat mas neutrin są bezcenne przy konstrukcjach modeli znajdujących wspólne cechy łączące cząstki różnych generacji, a w szczególności zależności, które ułatwią zrozumienie źródła mas cząstek. Mogą one również dostarczyć klucza do odpowiedzi na pytanie, po co w naturze aż tyle cząstek, które dotychczas wydawały się nam jednakowe.

Udział Uniwersytetu Warszawskiego w Super-Kamiokande i K2K jest finansowany z grantu KBN nr 2P03B05316.

Literatura

- [1] L. Wolfenstein, *Phys. Rev. D* **17**, 2369 (1978); S.P. Mikheyev, A.Yu. Smirnov, *Nuovo Cimento* **9C**, 17 (1986).
- [2] Y. Fukuda i in., *Phys. Lett.* **B433**, 9 (1998); Y. Fukuda i in., *Phys. Lett.* **B436**, 33 (1998).
- [3] Y. Fukuda i in., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1562 (1998).
- [4] Y. Fukuda i in., *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1158 (1998).
- [5] Y. Fukuda i in., wysłane do publikacji w *Physical Review Letters*, hep-ex/9812009.
- [6] Y. Fukuda i in., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 2430 (1999).

Transmutacje, układy podkrytyczne i energia*

Stefan Taczanowski

Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej, Akademia Górniczo-Hutnicza, Kraków

Wobec ograniczoności zasobów węglowodorowych paliw organicznych, jedyną technologią mogącą trwale sprostać stałemu wzrostowi zapotrzebowania na energię elektryczną w skali globalnej jest energetyka jądrowa. Jednak jej rozwój w istniejącej postaci napotyka na ostry opór społeczny, wynikający z subiektywnego postrzegania potencjalnych zagrożeń z jej strony. Są to: niekontrolowana nadkrytyczność i wysokoaktywne odpady promieniotwórcze. Stąd wysiłki ku podniesieniu bezpieczeństwa koncentrują się na uniemożliwieniu nadkrytyczności na neutronach natychmiastowych (odległej, w układach krytycznych, od normalnego stanu układu o ułamek neutronów opóźnionych). Z kolei jako rozwiązanie problemu zużytego paliwa jądrowego proponuje się zazwyczaj jego nieodwracalne składowanie w formacjach geologicznych. Jednak bezpieczna recykliczacja paliwa jest względem przyszłych pokoleń bardziej odpowiedzialna od rezygnacji z wykorzystania energii zawartej w aktynowcach zużytego paliwa (globalnie rocznie ok. 8×10^{20} J, czyli około dwa razy więcej niż obecne roczne zużycie przez całą ludność Ziemi). Niestety, recykliczacja w zwykłych reaktorach lekkowodnych prowadzi, obok degradacji paliwa (wypalania izotopów rozszczepialnych Pu) skutkiem kolejnych wychwytów neutronów, do transmutacji istotnej jego części w Np i transplutonowce Am i Cm, nacechowane znikomym ułamkiem neutronów opóźnionych. Nuklidy te wykazują ponadto dodatnie próżniowe (tzn. to-

warzyszące rozrzedzaniu moderatora) współczynniki reaktywności, nie mogą więc ze względów bezpieczeństwa być paliwem w układach krytycznych. Na takim tle pojawia się koncepcja zastosowania – zarówno do produkcji energii elektrycznej, jak i neutralizacji odpadów promieniotwórczych – układów podkrytycznych sterowanych akceleratorem jako wysokowydajnym źródłem neutronów.

Układy podkrytyczne różnią się fundamentalnie od krytycznych (zwykłych reaktorów), gdyż wykazując o rząd wielkości większy dystans swego stanu od nadkrytyczności na neutronach natychmiastowych, praktycznie wykluczają tę ostatnią. Własność ta zapewnia jedyną możliwość utylizacji transplutonowców jako paliwa, otwierając drogę do praktycznie zamkniętego cyklu paliwowego. Zastosowanie akceleratora ułatwi też sterowanie systemem, sprowadzając je do regulacji natężenia prądu wiązki, a także umożliwi bardziej efektywną gospodarkę neutronami. Choć nie wszystkie trudności można już uznać za pokonane, ich rozwiązanie przyniesie osiągnięcie etapu dojrzałości technologicznej.

Podsumowując: sterowane akceleratorem układy podkrytyczne do transmutacji nuklidów z produkcją energii stanowią przyszłościowy wariant energetyki jądrowej, pozwalając na: bezpieczne (stan podkrytyczny) wykorzystanie energii z odpadów, samowystarczalność paliwową oraz istotną redukcję kosztów składowania w formacjach geologicznych.

*Streszczenie wykładu, którego pełny tekst ukaże się w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki*.

O popularyzacji fizyki w szerokim rozumieniu

Jacek Turnau

Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków

„Na zakończenie dyskusji chciałbym zwrócić uwagę na poważne zagrożenie nauki wynikające z utraty kontaktu ze społeczeństwem. Daleko posunięta specjalizacja i hermetyczność badań naukowych sprawiły, że język uczonych stał się dla większości społeczeństwa niezrozumiały, co powoduje utratę zaufania do nich. Nauka przestaje być wiarygodna. Ludzie, którzy utracili zrozumienie sensu badań naukowych, przypisują uczonym winę za powstawanie nowych, tajemniczych zagrożeń i nie zdają sobie sprawy z tego, że tylko nauka może pomóc sprostać wyzwaniom stawianym ludzkości przez bezprecedensowo szybki rozwój cywilizacyjny. (...)

Musimy podjąć wysiłek przełamania nieufności społeczeństwa, musimy nauczyć się rozmawiać o nauce zrozumiałym językiem, musimy wyjaśniać prawdziwy sens badań naukowych i znaczenie ich wyników dla przyszłych pokoleń”.

Prof. Andrzej Hryniewicz

„Fizyka polska u progu trzeciego tysiąclecia”

Ten cytat w znacznym stopniu definiuje zagadnienie, o którym będę mówił. Nauka, a w szczególności fizyka, ma problem – jest dla współczesnego społeczeństwa niewidzialna. Ma pod tym względem wiele wspólnego z neutrinami kosmicznymi: jesteśmy w nich całkowicie zanurzeni, lecz ich detekcja jest bardzo trudna, bo bardzo słabo oddziałują z materią. Naukowcy też mają słaby kontakt ze społeczeństwem, lecz w odróżnieniu od neutrin nie mogą pozostać niewidzialni, choć wielu, a może nawet i większość czuje się najlepiej we własnym gronie i w nim pragnie pozostać.

W zasadzie większość uczonych zgadza się z potrzebą popularyzacji badań naukowych, widząc w niej przede wszystkim sposób na zainteresowanie młodych ludzi karierą naukową. Tego rodzaju popularyzacja, oparta na książkach i czasopismach popularnonaukowych, a skierowana do ludzi o wyraźnie skryształizowanych już zainteresowaniach ścisłych, ma się dobrze – nie tylko na świecie, ale i w Polsce. W ciągu ostatnich

kilku lat ukazało się na naszym rynku wydawniczym wiele naprawdę dobrych książek popularnonaukowych, są wznowienia klasyków tej literatury, mamy *Świat Nauki* – polską wersję *Scientific American*, jest *Wiedza i Życie* – interesująca i coraz lepsza, jest *Delta* dla uczniów o zainteresowaniach matematyczno-fizycznych. I nie o takiej popularyzacji zamierzam mówić. Problem, który zapewne istnieje od bardzo dawna, lecz został zauważony i potraktowany poważnie w Europie Zachodniej i Stanach Zjednoczonych, to całkowity niemal „analfabetyzm społeczny” w sprawach naukowych oraz brak powszechnego rozumienia powiązań pomiędzy badaniami naukowymi, edukacją i postępem technologicznym. Naukowcy przyzwyczaili się do roli „wybrańców bogów”, których badania finansowane są bez szemrania z racji ich mądrości i talentów. Jednak wymogi współczesnej demokracji są inne: podatnik chce być informowany, na co wydawane są jego pieniądze. Nie da się zbyć pogardliwym: „I tak tego nie zrozumiesz”. Przekonali się o tym boleśnie fizycy amerykańscy, kiedy Kongres USA przegłosował rzecz, wydawałoby się, nie do pomyślenia: przerwanie w połowie realizacji projektu budowy akceleratora SSC, który miał kosztować około 10 miliardów dolarów.

W raporcie sir Waltera Bodmera z 1985 r. na temat stosunku społeczeństwa brytyjskiego do nauki pojawił się chyba po raz pierwszy termin „public understanding of science” – „powszechne rozumienie nauki”. Od 1992 r. ukazuje się czasopismo *Public Understanding of Science*, co może być miarą wagi, jaką środowisko naukowe przypisuje tej działalności. W Polsce coraz większa ilość naukowców i uczonych dostrzega problem. Co ważniejsze, są i tacy, którzy działają. W tym roku mogliśmy oglądać w pierwszym wydaniu dzien-

nika telewizyjnego reportaż z warszawskiego „pikniku naukowego” – fizyka rzeczywiście trafia pod strzechy. W większości ośrodków uniwersyteckich urządzone są pokazy fizyczne dla publiczności, dni otwarte. Są imprezy większego kalibru, jak warszawski i wrocławski festiwal nauki, czy krakowski jarmark fizyczny. Trudno oprzeć się uczuciu podziwu dla katowickiego środowiska fizyków, gdzie od dwudziestu lat działa jedyna w swoim rodzaju Grupa Twórcza KWARC i które od kilkunastu lat organizuje ogólnopolskie konkursy i turnieje dla młodzieży szkolnej. W całej Polsce znane są osiągnięcia lubelskiego oddziału PTF w zakresie popularyzacji fizyki. Ta lista mogłaby być jeszcze znacznie dłuższa. Pomimo to wszystko uważam, że w Polsce, w odróżnieniu od krajów Europy Zachodniej, działania na rzecz powszechnego rozumienia nauki są fragmentaryczne, nie są należycie oceniane przez środowisko naukowe, nie mają też wystarczającego wsparcia finansowego i instytucjonalnego.

Nie wszyscy dostrzegają potrzebę tak szeroko rozumianej popularyzacji. Duża część naszego środowiska jest jej przeciwna. Szerokiej popularyzacji zarzuca się przede wszystkim spływanie, wręcz wykoślawianie nauki.

Dyskusja z tego rodzaju argumentacją, nie pozbawioną całkowicie słuszności, przekracza ramy tego artykułu. Można by ją zapewne streścić w dwóch zdaniach: Dzisiejszy świat jest oparty przez kulturę masową, zaś nauka jest z natury rzeczy raczej elitarna. Ale czy chcemy przyglądać się temu światu z bezpiecznej, chroniącej przed zgiełkiem i trywialnością odległości, czy też zaznaczymy w nim swoją obecność w sposób, który publiczność zaakceptuje. Musimy oczywiście zachować przy tym własną integralność, ale jest to jedyny warunek.

Arsenał środków, którymi mogą się dziś posługiwać popularyzatorzy nauki, jest nieporównanie bogatszy niż 50 czy nawet 20 lat temu. Omawiałem je w artykule na temat popularyzacji fizyki (*Postępy Fizyki* 49, nr 3 (1998)). Tu chciałbym dodać kilka uwag na temat muzeów nauki oraz Internetu, które wydają mi się szczególnie ważnym narzędziem kontaktu z szeroką publicznością.

Tradycyjną rolę muzeum kojarzymy ze zbieraniem i przechowywaniem istotnych dla kultury obiektów materialnych, na przykład dzieł sztuki,

przyrządów naukowych lub wytworów techniki. Dzisiaj muzea to instytucje działające aktywnie na polu popularyzacji, edukacji i rekreacji. W Europie Zachodniej, Stanach Zjednoczonych i Japonii muzea naukowe odgrywają dużą i wciąż rosnącą rolę. Wielkie znaczenie przypisuje się idei interakcyjności ekspozycji, która zakłada aktywność ze strony zwiedzających, i to nie ograniczającą się do naciśnięcia guzika. Wyobrażenie o roli muzeów naukowych w procesie popularyzacji i edukacji może dać następujący przykład: Cité de science et technologie La Vilette w Paryżu przyjmuje 5 mln gości rocznie. 1,5 mln tych wizyt finansuje ministerstwo edukacji dla grup młodzieży szkolnej, które przychodzą do Cité przez kilka kolejnych dni, uczestnicząc we wcześniej przygotowanych programach pedagogicznych. Większość krajów rozwiniętych oraz znaczna część krajów rozwijających się ma muzea o profilu naukowym. Utworzyły one w Europie stowarzyszenie ECSITE, mające na celu wymianę ekspozycji i doświadczeń. Polska specyfika w dziedzinie muzeów naukowych polega na tym, że ich w ogóle nie mamy. Tak naprawdę jest jedno, tyle że się tak nie nazywa, nie ma własnych pomieszczeń, a eksponaty są rozmieszczone na korytarzach UMCS w Lublinie. Zażytkowałbym następujące stwierdzenie: w momencie reformy szkolnictwa i radykalnej, żeby nie powiedzieć rewolucyjnej zmiany programu nauczania fizyki, stworzenie sieci muzeów naukowych w Polsce jest sposobem na uratowanie fizyki przed kompletnym wyrugowaniem z podstawowego i gimnazjalnego poziomu nauczania. Byłoby zresztą logiczną konsekwencją i naturalnym uzupełnieniem tej reformy. Skoro nie uczymy fizyki, lecz opowiadamy o fizyce, niechże to, o czym opowiadamy, zmaterializuje się czasem w atrakcyjnej postaci.

O tym, jaką popularnością cieszyłyby się muzea nauki, gdybyśmy je mieli, świadczy rekordowa frekwencja na organizowanych w Polsce wystawach objazdowych CERN-u, DESY, „Zabawki i Fizyka”. Sądzę, że liczba 10 tys. zwiedzających wystawę „Zabawki i Fizyka” w okresie ok. tygodnia jest po prostu mocnym argumentem za zdecydowaną akcją zmierzającą ku utworzeniu przy silnych ośrodkach uniwersyteckich muzeów naukowych. Stałe muzeum naukowe jest naturalnym gospodarzem dla wystaw objazdowych, ułatwiając i zmniejszając koszty ich organizacji. W pew-

nym stopniu ta sama uwaga odnosi się do sukcesu wrocławskiego i warszawskiego festiwalu nauki – muzeum naukowe jest naturalnym organizatorem popularnych wykładów i pośrednikiem pomiędzy laboratorium badawczym a szeroką publicznością i młodzieżą szkolną. Oczywiście wystawa objazdowa, podobnie jak festiwal nauki, ma swoje specyficzne walory, nie dające się łatwo zastąpić, jest to bowiem zabieg socjotechniczny polegający na stwarzaniu wydarzenia, które samo z siebie ściąga publiczność. Jest to jednak zabieg kosztowny – jedna podróż, montaż i demontaż wystawy CERN-owskiej kosztuje 70 tys. franków szwajcarskich (nie licząc kosztów wynajęcia pomieszczeń, przewodników itp., które pokrywa gospodarz wystawy).

Byłoby wyważaniem otwartych drzwi przekonanie kogokolwiek o ogromnych możliwościach popularyzacji, jakie niesie ze sobą użycie Internetu. Fizyka jest w nim bogato reprezentowana i bez wątplenia jest to środek przekazu informacji doskonale przystosowany do prezentowania fizyki i innych nauk ścisłych. Należy jednak pamiętać, że nie ma nic łatwiejszego niż umieścić w Internecie artykuł. Internet jest rodzajem samizdatu. Obok tekstów dobrych są mierne, a także całkowicie bzdurne. Z tego względu bardzo ważnym zadaniem dla poważnych instytucji naukowych jest odpowiedzialne tworzenie stron rekomendujących materiały internetowe nadające się do wykorzystania w celach popularyzacyjnych i edukacyjnych. Strony takie posiada większość europejskich towarzystw fizycznych. W Polsce przestrzeń Internetu z materiałami dotyczącymi fizyki w języku polskim jest ciągle prawie pusta. Trzeba pamiętać, że w pracy z młodzieżą szkolną bariera językowa jest bardzo istotna. Dlatego chciałbym wyrazić swoje uznanie dla Państwowej Agencji Atomistyki, która sfinansowała przetłumaczenie na język polski CERN-owskich stron WWW dla szerokiej publiczności. To na pewno dobra inwestycja. Wprawdzie dziś jeszcze dostęp do Internetu ma kilka procent uczącej się młodzieży, jednak akcja „Internet dla szkół” zmienia tę sytuację z roku na rok. Dobrze prowadzone internetowe strony popularno-edukacyjne rejestrują nawet 100 tys. wejść miesięcznie – mniej więcej nakład *Wiedzy i Życia*. Internet jest wprawdzie stosunkowo takim środkiem przekazu informacji, ale też nie jest za darmo, jeżeli chcemy prezentować w nim fizykę

w formie atrakcyjnej i estetycznej. Sądzę, że „fizyka po polsku” w Internecie jest w kwestii popularyzacji wyzwaniem numer dwa zaraz po muzeach naukowych.

W krajach Europy Zachodniej i USA przygotowanie wystaw, wykładów popularnych, dni otwartych itd. ogromnie ułatwia zorganizowana na dużą skalę produkcja i dystrybucja materiałów popularyzacyjnych (plakaty, plansze, programy komputerowe, wideokasety). Na przykład w USA taką działalnością zajmuje się Contemporary Physics Education Program (CPEP), organizacja zrzeszająca nauczycieli i naukowców. Materiały edukacyjne przygotowywane są w jęz. angielskim, francuskim i hiszpańskim.

Przygotowanie atrakcyjnych materiałów do wykładu popularnego jest ogromną pracą, często przekraczającą możliwości czasowe badacza. To właśnie mając na uwadze, grupa fizyków z Instytutu Fizyki Jądrowej i Cząstek Elementarnych (IN2P3 – Francja) opracowała zestaw ilustracji do pięciu wykładów na temat fizyki cząstek elementarnych. Jest to przykład ogólnej tendencji do wspomaganie działalności popularyzatorskiej poprzez wymianę doświadczeń i materiałów na skalę narodową, a nawet międzynarodową. Mam tu na myśli wspomnianą wcześniej ECSITE, CPEP oraz powstałą w 1997 r. Europejską Grupę Upowszechniania Fizyki Cząstek (EPPOG). W Polsce działalność popularyzatorska jest z reguły przedsięwzięciem lokalnym i wysoce indywidualnym. A szkoda, bo wybitnych indywidualności popularyzatorskich jest niewiele, a potrzeby ogromne. Spójrzmy na „popularyzacyjną” mapę Polski: Lublin – doskonałe materiały edukacyjne mogące stanowić załączek muzeów naukowych w Polsce; Katowice – znakomita praca z młodzieżą (Grupa Twórcza Kwark!), konkursy, wyjątkowo dobre kontakty z prasą lokalną; Toruń, Poznań – seminaria i szkoły dla nauczycieli; Wrocław – wyjątkowo dobre kontakty środowiska fizyków z Wojewódzkim Ośrodkiem Metodycznym; Warszawa – Piknik Naukowy, jedyna w swoim rodzaju „piknikowa” popularyzacja fizyki; Kraków – *Foton*: czasopismo popularne dla nauczycieli fizyki i ich uczniów, jarmark fizyczny; itd., itp.

Wydaje się, że każde środowisko ma specyficzny profil działania. A gdyby tak wymieniać na większą skalę te doświadczenia, skopiować pomy-

sły? W tej akurat dziedzinie oryginalność pomysłu nie ma aż takiego znaczenia – liczą się skutki!

Mówiąc o rozproszeniu wysiłku popularyzacji fizyki w Polsce, warto przyrzeć się bliżej organizacji i finansowaniu tej działalności w Anglii. Dlaczego akurat w Anglii? Jest to kraj, w którym upowszechnianie nauki ma najdłuższą tradycję i chyba najbardziej spektakularne osiągnięcia. Nie bez powodu na 20-funtowym banknocie widzimy Faradaya wygłaszającego popularny wykład z demonstracjami – sławny Christmas Lecture w Royal Society.

W 1995 roku brytyjskie ministerstwo nauki i technologii utworzyło komisję, której zadaniem było zbadanie, w jakim stopniu struktura organizacyjna uniwersytetów i ich pracownicy są przygotowani do udziału w upowszechnianiu badań naukowych. Przewodniczącym komisji został sir Arnold Wolfendale. Komisja zakończyła swoje prace raportem, którego wybrane zalecenia niżej przytaczam: 1) Naukowcy, inżynierowie i doktoranci, którzy otrzymują wynagrodzenie z funduszy państwowych, mają służbowy obowiązek wyjaśniać swoją pracę szerokiej publiczności. 2) Instytucje finansujące badania naukowe w Wielkiej Brytanii powinny tak zmodyfikować procedury przyznawania grantów, aby działalność na rzecz powszechnego rozumienia nauki stała się ich integralną częścią. 3) Uniwersytety powinny zwiększyć nacisk na kształcenie umiejętności komunikacji społecznej i ich wykorzystania dla dobra publicznego. 4) Uniwersytety powinny opracować wydajne (z punktu widzenia kosztów) sposoby pomiaru efektywności swoich działań na rzecz powszechnego rozumienia nauki. 5) Ministerstwo nauki i technologii powinno zamówić opracowanie przewodnika po najlepszych praktykach popularyzacyjnych.

Wydaje się, że raport Wolfendale'a zawiera wiele zaleceń uniwersalnych, tzn. wykraczających swoją użytecznością poza granice Wielkiej Brytanii. Pierwsze z nich, dotyczące formalnego zobowiązania uczonych pobierających pieniądze na badania naukowe z kasy publicznej do popularyzacji swojej pracy, może się wydać nierozsądne. Czy można zmusić badacza do prowadzenia popularnych wykładów lub pisania popularnych artykułów? Oczywiście nie – to trzeba lubić i umieć. Jednakże po bliższym przyjrzeniu się temu zaleceniu zrozumiemy jego głęboką motywację i mą-

drość. Otóż popularyzacja mająca status obowiązku służbowego przestaje być nieszkodliwym hobby uczonego. Tego rodzaju regulacja prawna (obowiązująca teraz także pracowników CNRS we Francji) nadaje popularyzacji właściwy prestiż. Ponieważ ciała finansujące badania rozliczają instytuty naukowe i grantobiorców z działań na rzecz publicznego rozumienia nauki, talenty popularyzatorskie stają się cenne i poszukiwane. Oczywiście nikt nie proponuje wybitnym badaczom, aby poświęcali na kontakt z publicznością np. jeden dzień w tygodniu. Ale parę dni w roku? Wreszcie statutowy obowiązek popularyzacji upraszcza finansowanie jej z budżetów instytutów naukowych i uniwersytetów.

Drugie cytowane wyżej zalecenie z raportu komisji Wolfendale'a zostało zrealizowane przez Particle Physics and Astronomy Research Council (PPARC) w następujący sposób: grantobiorca może wydać na popularyzację badań do 1% kwoty dotacji. Oprócz tego PPARC finansuje niewielkie projekty (do 10 000 funtów) o charakterze popularyzatorskim. PPARC zatrudnia też fizyka (na dwa dni w tygodniu) posiadającego doświadczenie w kontaktach z mediami, a także finansuje prowadzenie strony internetowej poświęconej fizyce cząstek (hepweb.rl.ac.uk/ppUK/).

Ostatnie z zaleceń – przewodnik po najlepszych technikach popularyzacyjnych – w istocie powstał i jest interesującą lekturą sam w sobie. Publikacja ta, zatytułowana „Going Public – An Introduction to Communicating Science, Engineering and Technology 1966”, jest dostępna w Internecie (www.open.gov.uk/ost/osthome.htm).

Na zakończenie kilka zdań podsumowania. 1) Polska popularyzacja nauki jest dziedziną pełną kontrastów. Obok całkowitej obojętności dla problemu mamy grupę doskonałych i oddanych popularyzatorów. 2) Działalność na rzecz popularyzacji nauki wymaga nowych statutowych regulacji i finansowego wsparcia. Wzory działania instytucji mogących dostarczyć tego rodzaju wsparcia istnieją i wystarczy je twórczo dostosować do specyficznie polskich warunków. 3) Organizacja sieci muzeów naukowych przy wszystkich ośrodkach uniwersyteckich w Polsce wydaje się sprawą wielkiej wagi i nie cierpiącą zwłoki. 4) Internet o tyle istnieje dla sprawy szerokiej popularyzacji, o ile są w nim dobre materiały w języku polskim. To ważne zadanie dla naszego środowiska.

Seismiczny eksperyment POLONAISE '97

Aleksander Guterch^a, Marek Grad^b

^a Instytut Geofizyki PAN, Warszawa; ^b Instytut Geofizyki, Uniwersytet Warszawski

1. Uwagi wstępne

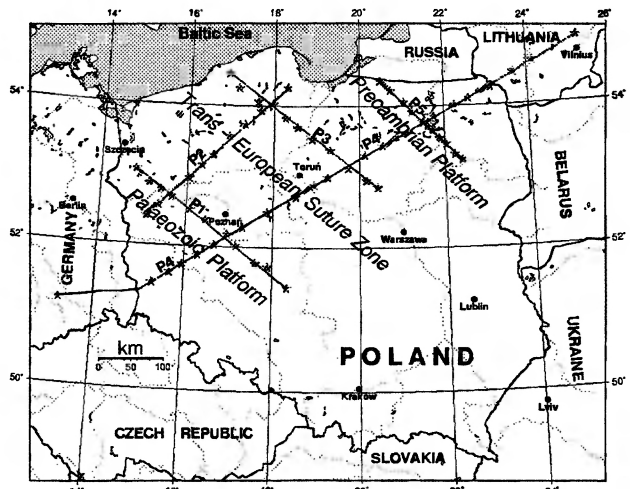
Polska zajmuje w Europie miejsce szczególne, bowiem na jej obszarze stykają się trzy główne jednostki tektoniczne budujące kontynent europejski: stara platforma prekambryjska Wschodniej Europy o wieku konsolidacji około miliarda lat, platforma paleozoiczna Centralnej i Zachodniej Europy o wieku około 300 milionów lat oraz młody górotwór alpejski – Karpaty. Strefa kontaktu platform paleozoicznej i prekambryjskiej, o rozciągłości około 2000 km, przecinająca kontynent europejski od północnego zachodu na południowy wschód, od Morza Północnego do Morza Czarnego, nosi nazwę szwu transeuropejskiego (Trans European Suture Zone – TESZ). Prawdopodobnie rozciąga się on dalej w kierunku zachodnim, przecinając Atlantyk i wchodząc w orogen Appalachów w Ameryce Północnej, a więc zyskując rangę i znaczenie planetarne.

Przejście od struktur paleozoicznych Europy Centralnej i Zachodniej do struktur prekambryjskich Europy Wschodniej przez strefę TESZ charakteryzuje się ogromnym zróżnicowaniem własności fizycznych litosfery Ziemi, której miąższość na tym obszarze zmienia się od 80 do 150 km. Wszechstronne rozpoznanie struktury i własności fizycznych TESZ jest warunkiem koniecznym dla zrozumienia procesów geodynamicznych kształtujących cały kontynent europejski, w tym obszar Polski. Problem ten był głównym celem międzynarodowego eksperymentu seismicznego, który został zrealizowany na obszarze Polski w dniach od 15 do 31 maja 1997 r. w ramach projektu POLONAISE '97 (Polish Lithosphere ONsets – An International Seismic Experiment).

2. Eksperyment POLONAISE '97

Szczegółowe badania seismiczne struktury i własności fizycznych wnętrza Ziemi, wykonane

w ramach projektu POLONAISE '97 na obszarze Polski, objęły swoim zasięgiem skorupę ziemską i dolną litosferę do głębokości około 100 km. Seismiczne prace eksperymentalne metodami seismologii eksplozyjnej przeprowadzono głównie na obszarze Polski na pięciu profilach o łącznej długości około 2000 km (rys. 1). Eksplozje ładunków



Rys. 1. Lokalizacja profili seismicznych POLONAISE '97. Punkty strzałowe generujące fale seismiczne zaznaczono gwiazdkami. Pozycje aparatów seismicznych oznaczono kropkami.

wybuchowych w 40-metrowych otworach wiertniczych, generujących fale seismiczne w 63 punktach strzałowych, zostały zaprogramowane i wykonane automatycznie przy zastosowaniu systemu GPS. Rejestracje fal seismicznych wykonano przy użyciu 613 nowoczesnych cyfrowych aparatów seismicznych ze znanych ośrodków naukowych w USA, Kanadzie, Europie Zachodniej oraz własnych. W pracach eksperymentalnych wzięło udział około 600 geofizyków, inżynierów i techników, w tym 35-osobowy zespół z zagranicy. Rekordowa liczba punktów strzałowych, wielka ilość użytych aparatów seismicznych (około 50–60% zasobów światowych) i precyzja wykonanego eks-

perymentu kwalifikują projekt POLONAISE '97 do największego przedsięwzięcia badawczego tego typu na świecie.

3. Wyniki

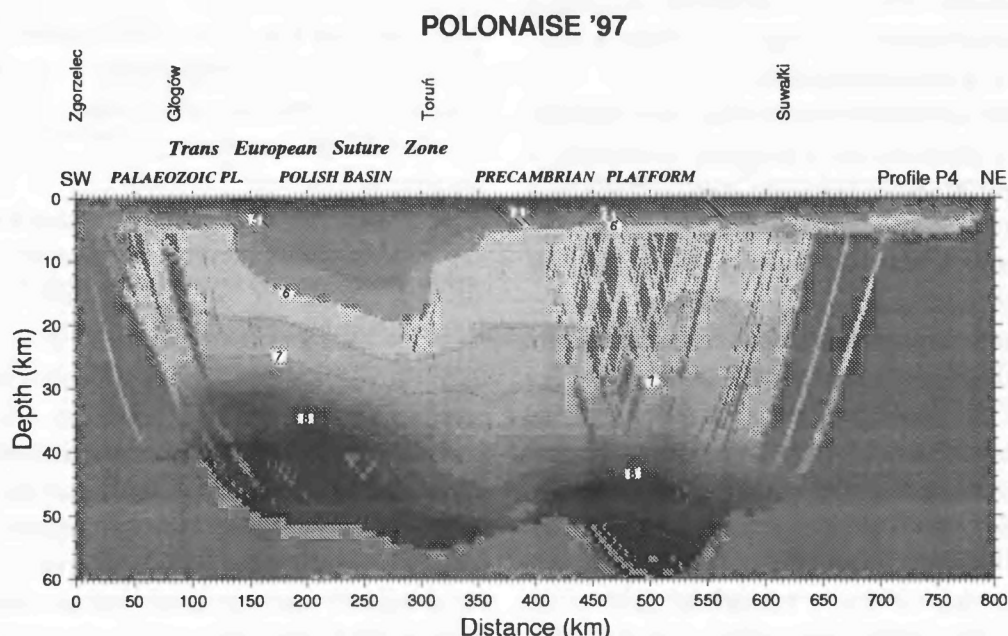
Uzyskano w sumie około 70 000 wysokiej jakości sejsmogramów (rejestracji składowych pionowych i poziomych). Dane sejsmiczne otrzymane w eksperymencie POLONAISE '97 są wyjątkowo wysokiej jakości. Modelowanie danych sejsmicznych prowadzi się przy użyciu kilku metod. Przykład tomograficznego modelu rozkładu prędkości fal podłużnych P w skorupie ziemskiej na profilu P4 otrzymany metodą inwersji hodografów pierwszych impulsów [1] został przedstawiony na rys. 2. Linie ciągłe oznaczają izoliny prędkości fal P w km/s. Głównym elementem górnego piętra modelu skorupy ziemskiej jest wielki basen sedymentacyjny, występujący w przedziale odległości 150–300 km, w którym skały o prędkościach fal P $\leq 6,0$ km/s sięgają do głębokości 16–20 km. Basen ten, nazywany basenem polskim, jest wyraźnie asymetryczny. Ostre ograniczenie basenu od strony północno-wschodniej (ok. 300 km) okre-

śla jednoznacznie krawędź krystalicznego cokołu starej platformy prekambryjskiej. Głębokość dolnej granicy skorupy ziemskiej (izolinia 8 km/s) zmienia się na badanym obszarze od 32 km na platformie paleozoicznej do 42 km na platformie prekambryjskiej, osiągając maksymalną wartość około 50 km w strefie kontaktu platform (około 300 km profilu). Asymetryczny basen sedymentacyjny jest wyraźnie przesunięty względem depresji dolnej granicy skorupy ziemskiej [2,3].

Eksperyment sejsmiczny POLONAISE '97 był przedsięwzięciem badawczym zrealizowanym dzięki szerokiej współpracy międzynarodowej ekip naukowych i technicznych z USA, Kanady i Europy Zachodniej, a wyniki badań znajdują się w centrum zainteresowań geofizyków i geologów.

Literatura

- [1] J.A. Hole, *J. Geophys. Res.* **97**, 6553 (1992).
- [2] A. Guterch, M. Grad, H. Thybo, R.G. Keller, *EOS, AGU*, **79**, 26, 302, 305 (1998).
- [3] A. Guterch, M. Grad, H. Thybo, R.G. Keller oraz POLONAISE Working Group, *Tectonophysics*, w druku (1999).



Rys. 2. Tomograficzny model rozkładu prędkości sejsmicznych fal podłużnych (P) dla profilu P4 (Zgorzelec-Toruń-Suwałki-Wilno) otrzymany metodą inwersji hodografów pierwszych wstępień. Linie ciągłe oznaczają izoliny prędkości w km/s. Izolinia 6,0 km/s wyznacza w przybliżeniu granicę podłoża krystalicznego skorupy ziemskiej, określając tym samym grubość pokrywy osadowej w basenie polskim. Izolinia 8 km/s wyznacza w przybliżeniu dolną granicę skorupy ziemskiej (nieciągłość Moho).

Geomagnetyzm i jego znaczenie dla rekonstrukcji globalnych procesów geodynamicznych (ruchy kontynentów, ewolucja Ziemi)

Marek Lewandowski

Instytut Geofizyki PAN, Warszawa

Problem natury pola geomagnetycznego był dla Einsteina jednym z najważniejszych, przed jakim stała fizyka na progu XX wieku. Odkrycie ciekłego stanu jądra Ziemi (Oldham 1906) zburzyło hipotezę o stałym magnesie znajdującym się w jej centrum (Gilbert 1600). Prace Jolly'ego (1909), wiążące ciepło Ziemi z ciepłem radiogenicznym, przemawiały także przeciwko tezie Gilberta, sugerując wzrost temperatury we wnętrzu planety powyżej punktu Curie. W konsekwencji, koncepcja magnesu stałego została zastąpiona przez koncepcję geodynama, stworzoną pierwotnie przez Larmora (1919) dla wytłumaczenia pola magnetycznego Słońca. Sugestię Larmora przejęli Elsasser (1946, 1947) i Bullard (1949), proponując wyjaśnienie genezy pola geomagnetycznego za pomocą modelu samowzbudzającego się dynama.

Obserwacji określających konieczne cechy dynama dostarczały zarówno obserwacje zmian wiekowych, jak i wyniki prac paleomagnetycznych. Podstawy dla zrozumienia rozpoznanego już wcześniej (Delesse 1849, Malloni 1853, Folgerhater 1894) trwałego namagnesowania skał dały fizyczne modele atomu (Rutherford 1911) i sieci krystalicznej ferromagnetyków (Néel 1949). Szczególnie teoria Néela miała podstawowe znaczenie dla paleomagnetyzmu. Umożliwiła zaprojektowanie technik laboratoryjnych polegających na stopniowym rozmagnesowaniu skały, co pozwalało na identyfikację najbardziej stabilnego wektora naturalnej pozostałości magnetycznej (remanencji). Pozwalała także zrozumieć zauważoną już przez Matuyamę (1929) stabilność remanencji w czasie geologicznym, co każdy proponowany

model geodynama musiał brać pod uwagę. Elsasser (1955) i Parker (1955) przedstawili magneto hydrodynamiczną wersję dynama, w której zasadniczą rolę w utrzymaniu pola geomagnetycznego odgrywają toroidalne prądy elektryczne, powstające dzięki sile Coriolisa w wirującym i przewodzącym ośrodku jądra Ziemi. Kiedy Hospers (1953, 1954) oraz Clegg i in. (1954) wykazali realność inwersji pola geomagnetycznego, Rikitake (1958) zaproponował dwudyskowy model dynama, który uwzględniał inwersję polarności indukowanego pola magnetycznego. Udokumentowane inwersje zadały ostateczny cios koncepcjom stałego magnesu jako źródła pola geomagnetycznego.

Aczkolwiek istnieje dziś zgodność poglądów, że model geodynama najlepiej wyjaśnia generację pola geomagnetycznego (nie brak jednak innych poglądów, np. Lamb 1883, Barnett 1933 czy Stephenson 1974), to nadal brakuje spójnej teorii tego zagadnienia. Na przeszkodzie rozwiązaniu problemu geodynama staje znikoma wiedza na temat warunków brzegowych i początkowych istniejących w głębokim wnętrzu Ziemi przy jednocześnie nieliniowym charakterze równania magneto hydrodynamicznego. Inne czynniki, jak fale magneto hydrodynamiczne (Braginski 1964) czy niezależna rotacja jądra wewnętrznego (Jeanloz i Romanowicz 1997) mogą dodatkowo komplikować i tak ekstremalnie złożony problem. Szczęśliwie, szybsza rotacja jądra wewnętrznego wynikała już wcześniej z symulacji numerycznych procesów magneto hydrodynamicznych (Glatzmaier i Robins 1996). Jesteśmy bliżej rozwiązania problemu geodynama niż dalej...?

Zakładana dziś konwekcja wewnątrz jądra powinna się przejawiać w postaci toroidalnych wirów magnetycznych na jego powierzchni. Obecność takich wirów przewidywali już Bullard i in. (1950), sugerując ich związek ze zmianami wiekowymi pola geomagnetycznego. Długookresowe cechy fizyczne geodynamiki mogą być określane dzięki wynikom badań paleomagnetycznych. Burzliwy rozwój paleomagnetyzmu na początku lat pięćdziesiątych miał rozległe konsekwencje nie tylko dla zrozumienia genezy pola geomagnetycznego. Wyznaczone przez Hospersa kierunki remanencji wymagały opisu statystycznego na sferze, nie istniała jednak wtedy odpowiednia metoda. Specjalnie dla potrzeb Hospersa metodę taką, dziś stosowaną szeroko także w innych dziedzinach, opracował Fisher (1953), profesor genetyki na Uniwersytecie w Cambridge.

Paleomagnetyzm wniósł jednak najwięcej do nauk geologicznych. Wykazany związek pomiędzy namagnesowaniem szczątkowym skał a polem geomagnetycznym oraz wprowadzenie przez Hospersa pojęcia bieguna paleomagnetycznego okazały się bogate w konsekwencje. Badania archeomagnetyczne pozwoliły śledzić zmiany wiekowe w historycznej skali czasu. Pod koniec 1954 roku powstała pierwsza krzywa wędrówki bieguna dla Anglii (Creer i in. 1954), a niedługo później krzywe kontynentalne, obejmujące ostatnie 400 mln lat. Porównanie krzywych dla Europy i Ameryki Północnej było szokujące, wskazywało bowiem na bliskość obu kontynentów przed milionami lat (Runcorn 1956). Wyśmiewana przez lata hipoteza Wegenera (1912, 1915) o jednym ongiś wielkim kontynencie Pangei wstała z grobu i wyszczerzyła się na prześmiewców. W istocie, test na poprawność hipotezy dryfu kontynentalnego, zaproponowany przez Mercantona (1926), został przeprowadzony z wynikiem pozytywnym.

W tym samym czasie Irving (1956) wykazał, że Dekan był oddzielony od Azji ok. 200 mln lat temu, zaś bieguny Australii oddalone były od równoleżnikowych z Europy o ok. 90°. Co więcej, Irving wykazał także zgodność paleobiegunów z rozkładem czułych na klimat typów skał, przez co fundamentalna dla paleomagnetyzmu hipoteza osio-

wego geocentrycznego dipola geomagnetycznego mogła zostać uwiarygodniona.

Ilość zidentyfikowanych inwersji paleomagnetycznych powiększyła się skokowo, kiedy z początkiem lat sześćdziesiątych w dnach oceanów rozpoznano szczegółowo i ujawniono pasowy, symetryczny względem ryftu oceanicznego, wzór rozkładu anomalii magnetycznych (o ich istnieniu wiedziano już od czasów II wojny światowej, przez długi czas trzymano jednak tę wiadomość w tajemnicy). Wykorzystując wiedzę o inwersjach, Vine i Matthews (1963) zinterpretowali anomalie oceaniczne jako sekwencję remanencji o zmiennej polarności, utrwalonej w nowo powstających dnach oceanów. W ten sposób zsyntetyzowali hipotezę ekspansji dna oceanicznego Hessa (1960, 1962) z cyklicznymi odwróceniami dawnego pola geomagnetycznego. Nowa tektonika globalna, tłumacząca genezę łańcuchów górskich, oceanów, łuków wysp, trzęsień ziemi i wulkanów jako efekt ruchu płyt litosfery stała się faktem.

Od kiedy Ziemia ma pole geomagnetyczne? Jak dawno trwa ruch kontynentów, jakie były ich konfiguracje przed powstaniem Pangei (VanderVoo 1993, Torsvik i in. 1996 oraz inni, w tym Lewandowski 1998), czy zmienność położenia biegunów paleomagnetycznych to skutek wyłącznie dryfu kontynentalnego, czy geodynamo ma pamięć magnetyczną – to główne pytania, które dzisiaj stoją przed paleomagnetyzmem. Podobnie jednak jak inne metody, ma on swoje ograniczenia metodologiczne, które pozwalają na powstawanie alternatywnych koncepcji ewolucji planety, jak hipoteza ekspansji globu (Carey 1956), czy nowa skrajna tektonika globalna (Stoertvedt 1997).

Podstawowa literatura

- E. Irving, „The Paleomagnetic Confirmation of Continental Drift”, *EOS*, Nov. 1988, s. 994.
- R. Jeanloz, B. Romanowicz, „Geophysical Dynamics at the Center of the Earth”, *Physics Today*, August 1997, s. 22.
- M.W. McElhinny, *Palaeomagnetism and Plate Tectonics* (Cambridge Univ. Press, 1973).
- R.T. Merrill, M.W. McElhinny, P.L. McFadden, *Magnetic Field of the Earth*, International Geophys. Series, t. 63 (Academic Press, 1996).

Procesy fizyczne w ogniskach trzęsień ziemi

Roman Teisseyre, Zbigniew Czechowski

Institut Geofizyki PAN, Warszawa

Zjawiska trzęsień sprowadzają się do problemu zniszczenia materiału w złożonym ośrodku geologicznym; istnienie płaszczyzn tektonicznych, o odmiennych własnościach wytrzymałościowych, sprowadza problem do analizy procesów dynamicznych, tworzenia się szczelin i ich propagacji, wzdłuż układów płaszczyzn równoległych. W referacie omawiamy na początku zjawiska w statystycznym opisie mikroskopowym, a następnie przechodzimy do opisu makroskopowego. Opis makroskopowy klasycznie stosowany w pracach seismologicznych sprowadza się do analizy równań dynamicznych i własności funkcji tarcia wzdłuż płaszczyzny uskoku – 2D problem. W dalszej części wracamy do problemów mechaniki i termodynamiki ośrodków zawierających gęsty rozkład defektów – dyslokacje i dysklinacje. Uogólniona teoria takiego kontinuum pozwala na głębszą analizę zjawisk i oddziaływań wewnętrznych w procesach nukleacji mikrorozrywów materiału, ich propagacji i łączenia się w rozrywki makroskopowe.

W zależności od poziomu naprężeń, ograniczających ciśnień, temperatury i zawartości płynów w ośrodku skalnym, obserwujemy różne mody akomodacji naprężeń: elastyczna deformacja, płynięcie plastyczne, przejścia fazowe, nukleacja i wzrost mikrorozrywów i mikroszczelin, ich łączenie się i fragmentacja. Bezpośrednio procesy te wiążą się z powstawaniem niestabilności i dynamiką nieliniową. Głównymi obiektami dynamicznymi rozważanymi przez nas będą tu dyslokacje (zachowana ciągłość materiału) i mikroszczeliny (mikrorozrywki materiału).

Procesy płynięcia plastycznego oraz ewolucję naprężeń wewnętrznych opisujemy używając teorii dyslokacji. Rozważane są procesy tworzenia się dyslokacji w źródłach, ruch dyslokacji, zatrzymanie się ich na barierach, gromadzenie się dys-

lokacji w grupy i proces przekształcania się grup dyslokacji w mikroszczeliny. Jednocześnie można matematycznie utożsamiać pewne szczególne rozkłady dyslokacji z określonym typem szczeliny. Teoria procesów przygotowawczych i odprężenia sejsmicznego [1,2] opisuje ewolucję naprężeń wewnętrznych wynikających z gromadzenia się dyslokacji (ciągły rozkład dyslokacji) oraz procesy odprężenia związane z łączeniem się grup dyslokacji przeciwnego znaku.

Za kontynuację tego modelu ewolucji ciągłego rozkładu dyslokacji można uznać kinetyczny model powstawania, propagacji i łączenia się szczelin [3-5]. Model ten, badając ewolucję funkcji rozkładu szczelin, opisuje takie zjawiska, jak procesy przygotowawcze przed trzęsieniami, propagację makroszczeliny, cykliczność trzęsień ziemi oraz ewolucję naprężeń w ośrodku ze szczelinami. Model wyjaśnia też pojawianie się rozkładów fraktalnych (np. rozkład Gutenberga-Richtera).

Podejście makroskopowe stosuje się do opisu ewolucji makroszczeliny lub procesów na uskockach tektonicznych. Równania elastodynamiki muszą być uzupełnione przez konstytutywne prawa tarcia na powierzchniach kontaktu. Powszechnie używa się „rate and state dependent law” [6] oraz „slip dependent law” [7,8]. W przypadku trzęsień ziemi należy dodatkowo uwzględnić wpływ cieczy i ciśnienia hydrostatycznego na procesy zachodzące w strefie kontaktu na uskoku.

Obszary sejsmiczne nie stanowią pojedynczego uskoku, a raczej cały układ oddziałujących ze sobą uskocków tektonicznych. Modelowanie oddziaływań między uskockami pozwala na zrozumienie złożonego zachowania się stref sejsmicznych oraz cykli sejsmiczności [9,10].

Kwazistatyczne podejście jest od niedawna zastępowane przez podejście dynamiczne, uwzględ-

dniające pole falowe generowane przez rozwijający się proces zniszczenia [11,12]. Prędkość plastyczną można powiązać z ruchem dyslokacji, a otrzymany układ równań nieliniowych rozłożyć na część związaną z naprężeniami wewnętrznymi (pole własne), dominującą wzdłuż płaszczyzn tektonicznych, i na pole sejsmicznej radiacji, rozchodzące się od tworzących się na tych płaszczyznach rozrywów jako źródeł zjawisk sejsmicznych. Opór dla ruchu dyslokacji i tarcie dla ruchu szczelin można określić, zgodnie z wynikami doświadczalnymi, przez wyżej omawiane związki konstytutywne, określające zależność tych funkcji od prędkości propagacji rozrywu wzdłuż płaszczyzn tektonicznych.

Energetyczne procesy zachodzące w źródle trzęsień ziemi mogą być badane metodami zaczerpniętymi z termodynamiki. Równanie ewolucji zniszczenia uzyskali Lyakhovsky i in. [13] w oparciu o ogólne zasady termodynamiki dla materiału z relaksacją. Parametr skalarny zniszczenia może opisywać procesy poprzedzające lepkie pełzanie względnie propagację mikroszczelin w materiale kruchym. Problemy niestabilności analizowane mogą tu być w oparciu o warunki wypukłości dla energii elastycznej [14], względnie eliptyczności równań elastodynamiki. Grady i Kipp [15] określili czas zniszczenia w zależności od stopnia wzrostu aktywacji szczelin. Rice [16] określił produkcję entropii dla stacjonarnego wzrostu szczelin, a Rundle [17] powrócił do tego problemu przy zastosowaniu podejścia statystycznego w oparciu o definicję stanu stacjonarnej propagacji rozrywu, określonej minimum energii swobodnej Helmholtza.

W przypadku gęstego rozkładu dyslokacji musimy brać pod uwagę wzajemne oddziaływania defektów; termodynamiczny opis takiego układu można oprzeć o pojęcie supersieci dyslokacji o stałej sieci $\Lambda \gg \lambda$. Problem istnienia takiej supersieci oddziaływujących dyslokacji (w przypadku dyslokacji tego samego znaku: odpychanie) sprowadza się do definicji wakansji liniowych (brak dyslokacji); układ dyslokacji i wakansji liniowych powinien w przybliżeniu odpowiadać regularnej su-

persieci dyslokacyjnej. Przypomnijmy tu, że dla układu dyslokacji nie może istnieć minimum funkcji Gibbsa, ponieważ energia potrzebna na utworzenie dyslokacji ma wartość ujemną [18]. Natomiast podstawowe relacje termodynamiczne dla defektów liniowych (dyslokacje i wakansje) pozwalają określić warunki równowagi, a posługując się zasadą lokalnej równowagi zbliżyć się do problemu termodynamiki trzęsień i procesów nieodwracalnych im towarzyszących [19-21].

Literatura

- [1] R. Teisseyre, *Acta Geophys. Polon.* **38**, 269 (1990).
- [2] R. Teisseyre, Z. Czechowski, T. Yamashita, w: *Theory of Earthquake Premonitory and Fracture Processes*, red. R. Teisseyre (PWN, Warszawa 1995), s. 405.
- [3] Z. Czechowski, *Geophys. J. Int.* **4104**, 419 (1991).
- [4] Z. Czechowski, *Publs. Inst. Geophys. Pol. Acad. Sc. A-22*, 262 (1994).
- [5] Z. Czechowski, *Acta Geophys. Pol.* **45**, 193 (1997).
- [6] M.F. Linker, J.H. Dieterich, *J. Geophys. Res.* **97**, 4923 (1992).
- [7] M. Ohnaka, M. Akatsu, H. Mochizuki, A. Odedra, F. Tagashira, Y. Yamamoto, *Tectonophysics* **277**, 1 (1997).
- [8] M. Ohnaka, L. Shen, *J. Geophys. Res.*, w druku.
- [9] P. Senatorski, *Tectonophysics* **277**, 199 (1997).
- [10] P. Senatorski, *Acta Geophys. Polon.* **46**, 127 (1998).
- [11] T. Yamashita, Y. Umeda, *PAGEOPH* **143**, 89 (1994).
- [12] R. Teisseyre, T. Yamashita, *Acta Geophys. Polon.*, w druku.
- [13] Y. Lyakhovsky, Ben-Zion, A. Agnon, *J. Geophys. Res.* **102**, 27 635 (1997).
- [14] S.S. Antman, *Nonlinear problems of elasticity* (Springer Verlag, New York 1995).
- [15] D.E. Grady, M.E. Kipp, w: *Fracture Mechanics of Rock*, red. B.K. Atkinson (Academic Press, New York 1987).
- [16] R.J. Rice, *J. Mech. Phys. Solids* **26**, 61 (1978).
- [17] J.B. Rundle, *J. Geophys. Res.* **94**, 2839 (1989).
- [18] U.F. Kocks, A.S. Argon, M.F. Ashby, *Thermodynamics and Kinetics of Slip* (Pergamon Press, Oxford, New York 1975).
- [19] R. Teisseyre, E. Majewski, *Acta Geophys. Pol.* **38**, 355 (1990).
- [20] R. Teisseyre, E. Majewski, w: *Theory of Earthquake Premonitory and Fracture Processes*, red. R. Teisseyre (PWN, Warszawa 1995).
- [21] E. Majewski, R. Teisseyre, *Tectonophysics* **277**, 219 (1997).

Lidar w badaniach atmosfery

Stanisław Chudzyński, Adam Czyżewski, Wojciech Skubiszak, Tadeusz Stacewicz,
Kamil Stelmaszczyk, Artur Szymański, Krzysztof Ernst

Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski

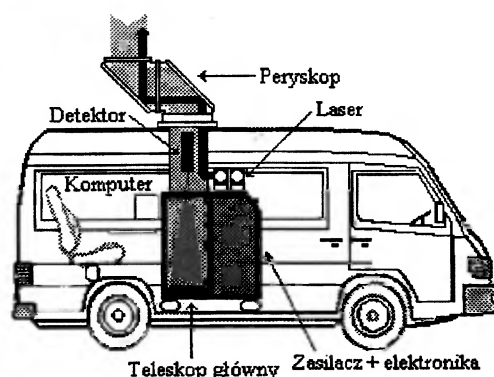
Lidar (LIght Detection And Ranging) [1] jest urządzeniem wykorzystującym zjawisko rozproszenia światła dla uzyskania różnorodnej informacji o stanie atmosfery. Umożliwia także śledzenie dynamiki zachodzących w niej zmian. Pozwala selektywnie wykrywać i wyznaczać rozkłady koncentracji zanieczyszczeń gazowych oraz lokalizować pyły i aerozole, wraz z określeniem rozmiarów tworzących je cząstek. Jest również szeroko wykorzystywany do pomiaru parametrów meteorologicznych i ich rozkładów przestrzennych.

Podstawową zaletą techniki lidarowej, a jednocześnie cechą wyróżniającą ją spośród innych metod, jest możliwość dokonywania pomiarów na odległość. Dla typowych układów zasięg lidarów ograniczony jest do kilku kilometrów, podczas gdy w układach o specjalnym przeznaczeniu i zainstalowanych w specyficznych warunkach (przestrzeń kosmiczna) może dochodzić nawet do kilkuset kilometrów.

Układ lidarowy wysyła silne i krótkie (ok. 20 ns) impulsy laserowe, a następnie rejestruje sygnał powrotny, będący wynikiem rozproszenia światła na aerozolach i cząstkach pyłów znajdujących się w atmosferze. Rozdzielony w czasie sygnał echa dostarcza informacji o obecności i koncentracji cząstek w obszarze oświetlonym wiązką. W badaniach zanieczyszczeń atmosfery, mających na celu selektywne wykrywanie obecności i określanie koncentracji substancji gazowych, najbardziej rozpowszechniony jest lidar absorpcji różnicowej – DIAL (Differential Absorption Lidar). W układzie tym stosuje się dwie wiązki laserowe, różniące się nieznacznie długością fali. Pierwsza z nich (λ_{on}) dostrojona jest do silnej linii absorp-

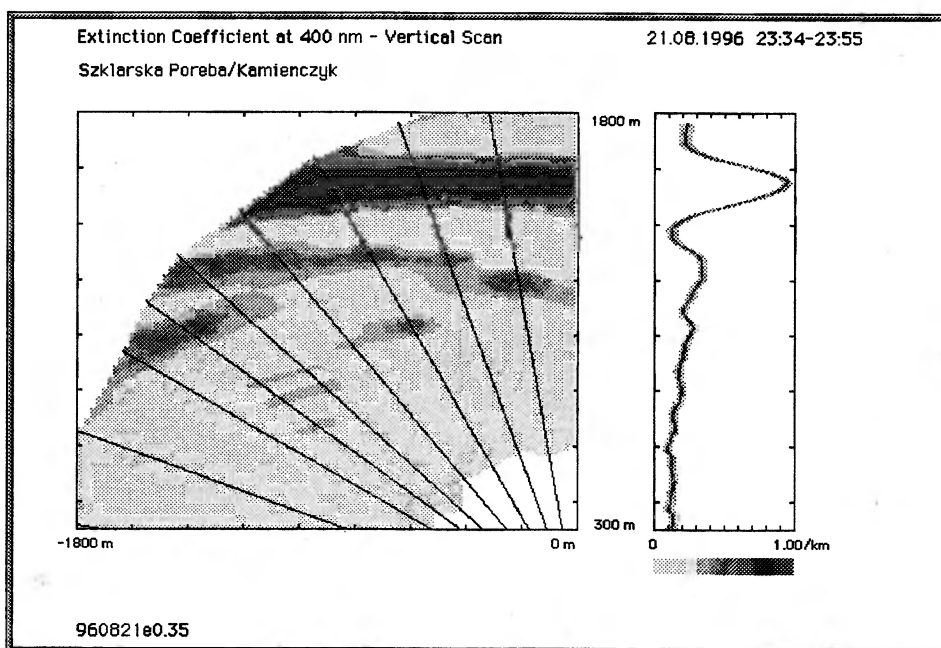
cyjnej określonej substancji gazowej stanowiącej zanieczyszczenie, podczas gdy druga (λ_{off}) stanowi wiązkę odniesienia. Sygnały echa na obu długościach fali mierzone są równocześnie w funkcji odległości. Jeśli poszukiwany gaz znajduje się w obszarze penetrowanym przez wiązkę, pojawia się różnica natężeń obu sygnałów, ponieważ wiązka światła o długości fali λ_{on} jest znacznie silniej absorbowana. Różnica ta zależy od stężenia gazu i pozwala na określenie rozkładu jego koncentracji w funkcji odległości.

Na zasadzie techniki absorpcji różnicowej działa mobilny lidar Zakładu Optyki IFD UW [2], przedstawiony na rys. 1.



Rys. 1.

Parametry warszawskiego lidarowego systemu są następujące: zakres strojenia w ultrafiolecie 250–420 nm, energia impulsów 1–6 mJ, czułość układu – średnio 10 ppb, zasięg maksymalny 3 km, przestrzenna zdolność rozdzielcza około 10 m. Układ pozwala wykrywać SO_2 , NO_2 , O_3 , benzen, toluen i aerozole oraz określać rozkłady ich koncentracji.



Rys. 2.

Jednym z ciekawych zagadnień związanych z dynamiką atmosfery jest powstawanie tzw. warstw inwersyjnych, charakteryzujących się odwróconym – w stosunku do normalnego – gradientem temperatury. Mają one istotny wpływ na transport aerozoli i zanieczyszczeń gazowych w atmosferze. Warstwę taką, zaobserwowaną w godzinach nocnych przy Wodospadzie Kamieniczuka w Karkonoszach podczas jednej z kampanii pomiarowych [3] ilustruje rys. 2. Lewa część rysunku przedstawia rozkład koncentracji aerozolu wzdłuż wybranej płaszczyzny pionowej. Po prawej stronie przedstawiony jest pionowy profil rozkładu koncentracji. Wyraźnie widać gęstą chmurę aerozo-

lową na wysokości ok. 1600 m, wskazującą na powstanie warstwy ze swoim dolnym ograniczeniem na tej właśnie wysokości.

Literatura

- [1] R.M. Measures, *Laser Remote Sensing – Fundamentals and Applications* (J. Wiley and Sons, New York 1984).
- [2] S. Chudzyński, K. Ernst, T. Stacewicz, A. Szymański, „Mobile lidar laboratory”, *Proc. SPIE 3188*, 180 (1997).
- [3] S. Chudzyński, K. Ernst, T. Stacewicz, A. Szymański, „Lidar measurements of air pollution in »Black Triangle«”, *Proc. SPIE 3188*, 186 (1997).

Źródła promieniowania jonizującego w środowisku

Andrzej Hrynkiewicz

Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński oraz Instytut Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego, Kraków

Omówione w tym referacie źródła promieniowania jonizującego są podzielone na dwie grupy. Pierwsza obejmuje promieniotwórczość naturalną, druga zaś źródła cywilizacyjne, do których należą zarówno źródła celowo wytwarzane i stosowane w medycynie i technice, jak też źródła, które są skutkiem takich działań lub wydarzeń, jak próbne wybuchy jądrowe, awarie reaktorów lub składowanie odpadów promieniotwórczych.

Zainteresowanych częścią referatu dotyczącą promieniotwórczości naturalnej w środowisku odsyłam do mojego artykułu w *Postęпах Fizyki* 44, 439 (1993). Dla przypomnienia podaję dawki napromienienia wywołane naturalną promieniotwórczością w środowisku o normalnej radioaktywności, otrzymywane przez osoby dorosłe: napromienienie zewnętrzne – $840 \mu\text{Sv}$, wewnętrzne – $1520 \mu\text{Sv}$, całkowite – $2360 \mu\text{Sv}$.

Cywilizacyjnymi źródłami promieniowania nazywamy te źródła, które pojawiły się i przyczyniają się do napromienienia ludności w wyniku działalności człowieka. Do tych działań należy zaliczyć wydobywanie i spalanie paliw organicznych, wydobywanie i przerób fosforanów, radiomedycynę, a więc diagnostykę i terapię za pomocą promieni X, radioizotopów i wiązek cząstek naładowanych, oraz obszerny kompleks działań związanych z zastosowaniem energii jądrowej. Większość danych liczbowych w tej części referatu pochodzi z opracowań UNSCAER [1].

Oszacowanie skutków źródeł promieniowania jonizującego wytwarzanych i stosowanych przez człowieka jest bardzo trudne ze względu na różnorodność tych źródeł. Nie chodzi tu tylko o bogactwo izotopów promieniotwórczych, ale także o stosowanie promieni X i wiązek cząstek naładowanych. Jednak różnorodność cywilizacyjnych źródeł promieniowania polega przede wszystkim na tym, że nie-

które z nich powodują napromienienie poszczególnych osób, czego przykładem jest diagnostyka lub terapia w medycynie. Inne działają lokalnie lub regionalnie, jak np. skażenia odpadami promieniotwórczymi zbiorników wodnych przez zakłady wytwarzające broń jądrową. Inne wreszcie, jak np. próbne wybuchy wielkich bomb atomowych w atmosferze, mają działanie globalne, obejmujące wszystkich mieszkańców kuli ziemskiej. Przez różnorodność należy również rozumieć różne przebiegi w czasie działania tych źródeł.

Na pełny obraz sytuacji radiologicznej wytworzonej przez źródła cywilizacyjne składa się wiele czynników i obliczanie skutecznych rocznych dawek indywidualnych, skutecznych dawek obciążających lub skutecznych dawek kolektywnych nie jest prostym zadaniem. Dawka kolektywna może obejmować mieszkańców określonego regionu lub całej kuli ziemskiej. W przypadku wytwarzania długożyciowych źródeł promieniotwórczych obliczenie kolektywnej dawki obciążającej wymaga daleko idących ekstrapolacji, zarówno przyszłych zmian skażenia rozpatrywanego obszaru, i to nie tylko spowodowanych rozpadem promieniotwórczym, ale także wywołanego przez inne czynniki, jak i przyszłych zmian zaludnienia tego obszaru. Przyjęto w takich przypadkach ograniczać kolektywną dawkę obciążającą do 10 000 lat jej projekcji w przyszłość.

W ocenie napromienienia wywołanego naturalnymi źródłami promieniotwórczymi podana została średnia roczna dawka skuteczna wynosząca ok. $2,4 \text{ mSv}$. Mnożąc tę wartość przez liczbę mieszkańców Ziemi (6 mld) otrzymujemy roczną kolektywną dawkę skuteczną $1,44 \times 10^7$ osobo-Sv. Pozwala to porównać napromienienie przez źródła naturalne z wywołanym przez cywilizacyjne źródła promieniowania jonizującego. Próba takiego

porównania jest przedstawiona w tab. 1, w której podane są kolektywne dawki skuteczne spowodowane działalnością człowieka.

Skażenia środowiska mogą mieć charakter globalny (wybuchy broni jądrowej w atmosferze) lub lokalny (awarie urządzeń jądrowych). W pierwszym przypadku w obliczaniu dawki kolektywnej należy uwzględnić liczbę ludności wielkich obszarów globu ziemskiego. W drugim przypadku dawka kolektywna dotyczy tylko mieszkańców skażonego obszaru. W związku z tym skuteczne dawki kolektywne w tab. 1 są podzielone na dwie grupy: dawek lokalnych i dawek globalnych. Oprócz tego obliczane dawki kolektywne zależą od charakteru źródeł promieniowania.

Źródła promieniowania mogą mieć charakter stały (naturalna promieniotwórczość w środowisku) lub mogą działać tylko w ciągu krótkiego czasu (diagnostyka i terapia za pomocą promieni X i wiązek cząstek z akceleratorów). W obu przypadkach obliczenie rocznej skutecznej dawki kolektywnej nie następuje zasadniczych trudności. Takie dawki można nazwać bieżącymi skutecznymi dawkami kolektywnymi (DB).

Inny rodzaj źródeł to takie, które pojawiają się nagle, a następnie zanikają stopniowo (czasem w ciągu bardzo długiego czasu) przez rozpad promieniotwórczy lub wskutek innych czynników powodujących ich usuwanie z biosfery. Przykładami są wybuchy broni jądrowej lub awarie urządzeń jądrowych. W przypadku takich źródeł znajomość szybkości ich zaniku pozwala obliczać skuteczne dawki obciążające, przy uwzględnieniu zmian populacji narażonych na napromienienie w czasie. Należy przy tym określić górną granicę czasu, na której ucinamy obliczenia.

Trzecim rodzajem źródeł promieniowania są źródła o określonym czasie zaniku, pojawiające się stopniowo w wyniku działalności ludzkiej lub innych procesów w środowisku. Przykładami może być wytwarzanie odpadów promieniotwórczych lub stosowanie w budownictwie materiałów zawierających substancje promieniotwórcze. W przypadku takiej stopniowo narastającej dawki kolektywnej może być obliczany roczny przyczynek do skutecznej dawki kolektywnej obciążającej, który w tab. 1 oznaczono literami PDO.

Podane w tab. 1 wielkości średnie są obarczone dużymi błędami i mogą jedynie służyć do przybliżonego porównania dawek pochodzących od różnych cywilizacyjnych źródeł promieniowania z dawkami od naturalnych źródeł promieniowania jonizującego. Porównując wartości skutecznych dawek kolektywnych trzeba pamiętać, że są one różnego typu, co zostało zaznaczone w drugiej kolumnie tabeli.

Porównanie ilościowe może dotyczyć dawek tego samego typu. Na przykład można stwierdzić, że kolektywna skuteczna dawka bieżąca od źródeł medycznych stanowi ok. 23% dawki naturalnej. Można także obliczyć, że kolektywna skuteczna dawka obciążająca spowodowana wybuchami broni jądrowej jest 40 razy większa niż spowodowana awariami reaktorów. Można też porównywać ze sobą roczne przyczynki do kolektywnej skutecznej dawki obciążającej.

Literatura

- [1] *Sources and Effects of Ionizing Radiation*, UNSCAER 1993 Report to the General Assembly with Scientific Annexes (UN, New York 1993).

Tabela 1. Porównanie kolektywnych dawek skutecznych.

Źródło napromienienia	Typ dawki kolektywnej	Kolektywne dawki skuteczne (osobo-Sv)	
		lokalne	globalne
Źródła naturalne	DB	—	14 400 000
Źródła cywilizacyjne			
Wydobycie i przerób surowców	PDO	—	380 000
Diagnostyka i terapia medyczna	DB	—	3 300 000
Zastosowania izotopów promieniotwórczych	DO	—	80 000
Energia jądrowa:			
Próby broni jądrowej	DO	6 200	22 300 000
Produkcja broni jądrowej	DO	11 000	10 000
Cykl paliwowy energetyki jądrowej	PDO	300 000	100 000
Awaryjne reaktorów	DO	2 000	600 000
Awaryjne innych urządzeń jądrowych	DO	2 900	2 100

Lasery niebieskie*

Jacek M. Baranowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski

W pracy przedstawiony jest rozwój technologii otrzymywania warstw azotków, który doprowadził do skonstruowania niebieskiej diody elektroluminescencyjnej oraz niebieskiego lasera. W szczególności omówiona jest technika lateralnego rozrostu warstw azotków, która okazała się przełomowa dla otrzymania lasera niebieskiego pracującego w reżymie pracy ciąg-

łej. Jednakże mimo tego wielkiego sukcesu, sam mechanizm akcji laserowej w strukturze GaN/InGaN/GaN jest zagadkowy. Jedną z możliwości wyjaśnienia akcji laserowej jest omówiony w pracy mechanizm formowania się „kropek kwantowych” w obszarze złącza p-n, wynikający z fluktuacji składu indu w studni kwantowej InGaN.

*Streszczenie wykładu, którego pełny tekst ukaże się w jednym z najbliższych zeszytów *Postępów Fizyki*.

Kondensat Bosego-Einsteina – nowy stan materii

Mirostaw Brewczyk^a, Kazimierz Rzążewski^b

^a Instytut Fizyki, Uniwersytet w Białymstoku

^b Centrum Fizyki Teoretycznej PAN oraz Szkoła Nauk Ścisłych, Warszawa

W roku 1995 trzem grupom doświadczalnym [1] udało się zaobserwować zjawisko kondensacji Bosego-Einsteina w rozrzedzonej chmurze atomów. Efekt ten został przewidziany przez Einsteina i Bosego w 1924 roku, a jego istota ściśle wiąże się ze statystyką, której podlegają cząstki. Jak wiemy, każda cząstka niezależnie od stopnia złożoności jest fermionem lub bozonem. Gdy chcemy rozróżnić obie te grupy, zwykle mówimy, że do pierwszej z nich należą cząstki o półówkowym (w jednostkach stałej Plancka dzielonej przez 2π) momencie pędu, a do drugiej te, które mają całkowity moment pędu. Jednakże fundamentalna różnica pomiędzy fermionami i bozonami polega na tym, że co najwyżej jeden fermion może zajmować dany stan kwantowy (nazywa się to zakazem Pauliego) i w związku z tym nie należy oczekiwać, aby fermiony zachowywały się koherentnie. Zupełnie inaczej wygląda sytuacja w przypadku bozonów. Tutaj nie obowiązuje zakaz Pauliego i dowolna liczba bozonów może obsadzać dany stan, zatem zjawiska, w których duża liczba cząstek zachowuje się tak samo są możliwe.

Doświadczenia, o których wspominamy na początku, wykonane zostały z atomami pierwiastków alkalicznych ^{87}Rb , ^{23}Na , ^7Li (atomy te są bozonami), których struktura poziomów energetycznych jest niezwykle użyteczna z punktu widzenia laserowych technik chłodzenia. Aby zaobserwować kondensację, gaz atomów musi być ochłodzony poniżej temperatury krytycznej, której wartość zależy głównie od gęstości atomów (im mniejsza gęstość, tym niższa temperatura przejścia). Gęstość atomów z kolei musi być mała, aby istotnie zmniejszyć prawdopodobieństwo trójcia-

łowych zderzeń, prowadzących do powstawania molekuł, na których jak na zarodkach mogłyby rozpocząć się proces skraplania gazu. Kondensat Bosego-Einsteina jest w istocie silnie przechłodzonym gazem. Z tego właśnie powodu utrzymywanie gazu w określonej objętości odbywa się bez udziału rzeczywistych ścianek, lecz z wykorzystaniem pola magnetycznego oddziałującego na momenty magnetyczne atomów.

Doświadczalna realizacja kondensacji Bosego-Einsteina wygląda więc następująco. Atomy są najpierw spowalniane z wykorzystaniem mechanizmu chłodzenia dopplerowskiego (wykorzystuje się przy tym trzy pary przeciwbieżnych wiązek laserowych – układ zwany melasą optyczną). Średnia prędkość atomu maleje w tym czasie z kilkuset m/s do zaledwie kilku, kilkunastu cm/s. Przy tego rzędu prędkościach atomy mogą już być pułapkowane z wykorzystaniem pola magnetycznego. Wcześniej muszą zostać jeszcze spolaryzowane, gdyż tylko atomy o spinach ustawionych równoległe do pola magnetycznego są przez to pole pułapkowane. Okazuje się jednak, że chłodzenie dopplerowskie nie obniża wystarczająco temperatury gazu. Niezbędne staje się dalsze chłodzenie gazu z wykorzystaniem rozwiniętych wcześniej metod, polegających na „wyciąganiu” z układu najbardziej energetycznych atomów i termalizacji pozostałych atomów przy nowej, niższej temperaturze – w analogii do zjawiska stygnięcia gorącej wody w wyniku parowania. Osiągnięto w ten sposób temperatury kilkudziesięciu nK, najniższe z dotychczas osiągniętych. Przy takich temperaturach cieplna długość fali (długość fali de Broglie’a odpowiadająca średniej prędkości w gazie o danej temperaturze) staje się porównywalna ze średnią

odległością między atomami. Wszystkie atomy są wtedy opisywane tą samą funkcją falową. Sygnałem, że rozpoczyna się kondensacja jest pojawienie się ostrego maksimum w rozkładzie prędkości dla małych prędkości na tle zawsze symetrycznego rozkładu odpowiadającego atomom termicznym. Rozkład odpowiadający atomom w kondensacie jest niesymetryczny, o ile potencjał pułapki nie ma symetrii sferycznej, i jest piękną ilustracją zasady nieoznaczoności w świecie obiektów makroskopowych.

Od kilku lat nasza grupa intensywnie bada teorię kondensacji Bosego-Einsteina. Prawdziwą naszą specjalnością stało się badanie statystycznych własności kondensatu. Do opisu statystycznych własności kondensatu Bosego-Einsteina podręczniki stosują zwykle wielki zespół kanoniczny. Ze swej istoty służy on do opisu statystycznych własności układu pozostającego w kontakcie z rezerwuarem ciepła oraz rezerwuarem cząstek. Tymczasem w doświadczeniach z kondensatem dba się o niemal idealną izolację termiczną atomów w pułapce. Także liczba atomów pozostaje z dobrym przybliżeniem stała. W dodatku nie można dla skończonej liczby atomów liczyć na równowagę różnych zespołów statystycznych, z czego często korzysta się, obliczając wielkości intensywne w granicy termodynamicznej. Okazuje się, że powszechnie stosowany wielki zespół kanoniczny prowadzi w przypadku doskonałego gazu Bosego do niefizycznych fluktuacji liczby skondensowanych atomów. Stąd potrzeba opisu statystycznych własności kondensatu za pomocą bardziej ograniczonych zespołów statystycznych.

Wydaje się, że zespół mikrokanoniczny, który zakłada, że w układzie jest zarówno określona liczba atomów, jak i to, że ma on określoną energię, jest najbardziej odpowiedni dla doświadczeń z kondensatem. Zadanie sprowadza się tu do rozwiązania kombinatorycznego zagadnienia liczby stanów N atomów o całkowitej energii E . W przypadku jednowymiarowego oscylatora harmonicznego jest to tożsame ze słynnym zagadnieniem Eulera: liczby przedstawień danej liczby całkowitej w postaci sumy mniejszych liczb całkowitych. Zadanie to zostało rozwiązane dopiero w 1918 r. przez Hardy'ego i Ramanujana. Dla fizyki kondensatu potrzebne jest jednak rozwiązanie takiego zadania dla trójwymiarowego oscylatora harmonicznego, to znaczy z uwzględnieniem degenera-

cji. Jako pierwsi rozwiązaliśmy to zagadnienie, obliczając fluktuacje kondensatu w obrębie zespołu mikrokanonicznego [2]. Do tego celu rozwinięliśmy kilka komplementarnych metod. Dla kilkuset atomów można wykorzystać bezpośrednie metody numeryczne oparte na wzorach rekurencyjnych, wiążących sumy statystyczne, i otrzymać ściśle rezultaty. Ważniejsze okazało się jednak uzyskanie przybliżonych wzorów analitycznych, opartych na tak zwanym zespole Demona Maxwella. Nie wchodząc w szczegóły metody zauważymy tu, że wykorzystuje ona stosunkowo prostą obserwację: jeśli mamy określoną energię układu, a liczba atomów rośnie, to ponieważ w skończonych układach występuje przerwa energetyczna pomiędzy stanem podstawowym (kondensat) a pierwszym stanem wzbudzonym, jedynie skończona liczba atomów może zostać wzbudzona. Wzrost liczby atomów powyżej tej maksymalnej liczby nie powiększa więc liczby dostępnych konfiguracji. Dla dużej liczby atomów i skończonej energii podukład wzbudzony zachowuje się więc tak, jakby współlistniał z niewyczerpanym rezerwuarem cząstek kondensatu. Nie jest to jednak zwykły rezerwuar znany z wielkiego zespołu kanonicznego, bowiem wszystkie cząstki kondensatu mają taką samą energię. Ten nowy zespół statystyczny nazwaliśmy właśnie zespołem Demona Maxwella.

W najnowszej pracy rozpoczęliśmy badanie wpływu zderzeń między atomami na statystykę kondensatu [3]. Okazuje się, że sprawa niepomiernie się komplikuje. Brak bowiem dostatecznie precyzyjnej definicji kondensatu współlistniającego z chmurą termiczną z uwzględnieniem oddziaływań. Prowadzi nas to do pytania o model kondensatu oddziałującego.

Standardową metodą opisu układu oddziałujących bozonów jest przybliżenie Bogolubowa, w którym kondensat i atomy termiczne zastępuje się układem nie oddziałujących kwazicząstek, dla których kondensat jest próżnią. W metodzie tej nie jest jednak zachowywana całkowita liczba cząstek, a jedynie jej wartość średnia. Ponieważ, jak już wspominaliśmy, kondensat nie wymienia cząstek z otoczeniem, to wydaje się, że właściwym sposobem uwzględnienia oddziaływania między atomami jest opis zachowujący liczbę cząstek w kondensacie. Taki opis istnieje i opiera się na analogii z dobrze znaną w fizyce atomowej me-

tołą Hartree’ego-Focka, w której rolę potencjału kulombowskiego odgrywa potencjał pułapki magnetycznej, a elektrony zastąpione są atomami. Oczywiście istnieje fundamentalna różnica pomiędzy atomami w pułapce i elektronami uwięzionymi w polu kulombowskim jądra. Te pierwsze podlegają statystyce Bosego, drugie są natomiast fermionami, co wymusza odpowiednią symetrię funkcji falowej. W pierwszym przypadku funkcja falowa musi być symetryczna ze względu na wymianę dwu cząstek, w drugim antysymetryczna. Funkcji falowej kondensatu w zerowej temperaturze szukamy więc w postaci:

$$\Psi(r_1, r_2, \dots, r_N) = \prod_{i=1}^N \phi(r_i),$$

która zachowuje właściwą symetrię i jest ścisłym rozwiązaniem dla kondensatu nie oddziałujących atomów. Każdy atom obsadza ten sam „orbital” $\phi(r)$. Stan podstawowy kondensatu znajdujemy minimalizując wyrażenie na całkowitą energię układu ze względu na „orbital” $\phi(r)$. Procedura ta prowadzi do następującego równania na funkcję falową:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_{\text{trap}} + (N-1) \int V(r-r') |\phi(r')|^2 d^3r' \right) \times \phi(r) = \mathcal{E} \phi(r),$$

z którego widać, że każdy atom porusza się w polu pułapki i uśrednionym polu pochodzącym od wszystkich pozostałych atomów. Wielkość $V(r)$ opisuje oddziaływanie między obojętymi atomami, które w niskich temperaturach zależy od jednego parametru zwanego długością rozpraszania (bo cząstki są „rozmyte” na odległościach dużo większych od zasięgu potencjału międzycząstkowego). W ogólności długość rozpraszania może być bądź dodatnia, powodując, że oddziaływanie jest efektywnie odpychające, bądź ujemna, a wtedy oddziaływanie jest przyciągające. W pierwszym przypadku (^{23}Na , ^{87}Rb) możliwy jest stabilny kondensat, a w drugim natomiast (^7Li) tylko ograniczona liczba atomów może obsadzać stan podstawowy.

Postępując dalej tak jak w metodzie Hartree’ego-Focka, gdy opisujemy oddziaływanie atomów wieloelektronowych z zależnymi od czasu zewnętrznymi polami, dostajemy słynne równanie Grossa-Pitajewskiego (zależne od czasu):

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \phi(r, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V_{\text{trap}}(r, t) + Ng |\phi(r, t)|^2 \right) \phi(r, t),$$

gdzie g jest stałą opisującą efektywne oddziaływanie między atomami (pominęliśmy także jedynkę w czynniku występującym w wyrażeniu nieliniowym). Równanie to zostało po raz pierwszy wyprowadzone jednak w formalizmie Bogolubowa.

Rozwiązaliśmy równanie Grossa-Pitajewskiego w szeregu interesujących przypadków. Udało się nam zastosować metody hydrodynamiczne, rozwinięte wcześniej w związku z badaniem oddziaływania wieloelektronowych układów z silnym polem laserowym, do znalezienia odpowiedzi kondensatu na zewnętrzne zaburzenie. Wzorując się na eksperymencie [4], przede wszystkim zbadaliśmy częstości niskoenergetycznych drgań kondensatu. Kondensat jest zaburzany poprzez nieznaczną modulację stałych sprężystości pułapki. Można to oczywiście robić na wiele sposobów, wzbudzając tym samym różne typy drgań kondensatu. Stałe sprężystości mogą być np. modulowane w fazie (takie zaburzenie prowadzi do zmiany kształtu kondensatu), możemy też wymusić dowolne różnice faz w modulowaniu poszczególnymi stałymi sprężystości, generując np. mod kwadrupolowy drgań kondensatu. Takie drgania zostały zaobserwowane w doświadczeniu, a ich częstości zmierzone. Wyliczone przez nas częstości drgań zgadzają się z wartościami doświadczalnymi [5]. Ponadto, gdy osiowo-symetryczny kondensat jest ściskany radialnie, to indukowanym w ten sposób oscylacjom radialnym towarzyszą przesunięte o około 180° oscylacje osiowe. Kondensat zachowuje się tutaj jak słabo ściśliwa ciecz.

Z doświadczalnego punktu widzenia nie ma żadnych trudności z realizacją przypadku, w którym kondensat jest zaburzany silnie. Po prostu amplituda zmian stałych sprężystości pułapki jest wtedy duża, a odpowiedź kondensatu zależy istotnie od typu wzbudzonego modu. Ogólnie mówiąc, obserwujemy zjawiska typowe dla optyki nieliniowej, np. generowane są wyższe harmoniczne, czyli oscylacje kondensatu z częstością będącą wielokrotnością częstości podstawowej. W przypadku modu oscylacji kształtu częstość podstawowa nie zależy od stopnia zaburzenia kondensatu, o ile zaburzenie ma charakter radialny. Ina-

czej jest, gdy kondensat jest ściskany jednocześnie ze wszystkich stron. Prowadzi to do większych gęstości kondensatu w środku pułapki i wyraz nieliniowy w równaniu Grossa-Pitajewskiego daje o sobie znać. Wyższe harmoniczne są produkowane znacznie efektywniej, ale jednocześnie obserwujemy zmianę częstości podstawowej.

Oprócz nieliniowej zmiany częstości drgań obserwowana jest także zmiana temperaturowa, co pokazuje znakomite doświadczenie przeprowadzone w laboratorium JILA [6]. W doświadczeniu tym pojawiła się nowa temperatura charakterystyczna, przy której częstości własne zmieniają się bardzo znacznie. Nie ma wciąż zadowalającego wytłumaczenia tego zjawiska. Udało się nam jednak zaobserwować analogiczne „przejście fazowe” w jednowymiarowym modelu hydrodynamicznym, opisującym współlistniejące i oddziałujące fazy skondensowaną i termiczną. Prace nad modelem trójwymiarowym trwają.

Teoretyczny opis drgań kondensatu upraszcza się znacznie, gdy liczba atomów w kondensacie staje się duża. Jest to tak zwana granica Thomasa-Fermiego. W równaniu Grossa-Pitajewskiego możemy wtedy pominąć energię kinetyczną atomu w porównaniu z energią potencjalną. Częstości drgań własnych przestają wtedy zależeć od liczby atomów (w granicy małych zaburzeń), a funkcja gęstości kondensatu ewoluuje w szczególnie prosty sposób. W dowolnej chwili gęstość kondensatu otrzymuje się z gęstości w chwili początkowej poprzez przeskalowanie, przy czym czynnik skalujący spełnia pewne nieliniowe zwyczajne równanie różniczkowe (mówimy, że rozwiązanie jest samopodobne). Pokazaliśmy, że tego typu rozwiązania są niestabilne, a rozwiązania pełnego równania Grossa-Pitajewskiego stabilizują się, aczkolwiek czasami tracą charakter samopodobny [7].

Rozwinęliśmy interesującą analogię pomiędzy kondensatem potrząsanym okresowo w pewnym kierunku a atomem oddziałującym z silnym spolaryzowanym liniowo polem laserowym [8]. W tym drugim przypadku, jeśli tylko częstość fali jest odpowiednio wysoka, a natężenie fali duże, obserwujemy zjawisko nazywane stabilizacją, w którym prawdopodobieństwo jonizacji atomu na jednostkę czasu zaczyna maleć ze wzrostem natężenia fali [9]. Towarzyszy temu lokalizacja elektronowej paczki falowej, a ponieważ efektywny potencjał

oddziaływania atomu z polem laserowym ma dwa minima, to elektronowa paczka falowa ulega rozszczepieniu. Podobne rozszczepienie występuje, gdy kondensat przetrzymywany w pułapce dipolowej (co umożliwia ucieczkę atomów z pułapki – analog zjawiska jonizacji atomu w silnym polu laserowym) jest okresowo potrząsany w pewnym kierunku. Zwiększając amplitudę drgań tych oscylacji jesteśmy w stanie prześledzić pojawianie się dychotomii (rozszczenia) funkcji falowej kondensatu. Tak przygotowany kondensat nadaje się znakomicie do badania własności interferencyjnych.

Dopiero niedawno wyciągnięto wnioski z bliskiej analogii pomiędzy trójliniowym członem w równaniu Grossa-Pitajewskiego a nieliniowością trzeciego stopnia, występującą w wyrażeniu na polaryzowalność nieliniowych ośrodków optycznych. Z tej analogii wynika atomowe zjawisko mieszania czterech fal. Odkryto je zaledwie przed kilkoma miesiącami, a w rachunkach modelujących to zjawisko uczestniczył wracający właśnie do kraju nasz kolega Marek Trippenbach [10].

Literatura

- [1] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995); C.C. Bradley, C.A. Sackett, J. Tollet, R. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995); K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [2] M. Gajda, K. Rzążewski, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2686 (1997); P. Navez, D. Bitouk, M. Gajda, Z. Idziaszek, K. Rzążewski, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1789 (1997).
- [3] Z. Idziaszek, M. Gajda, P. Navez, M. Wilkens, K. Rzążewski, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4376 (1999).
- [4] D.S. Jin, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 420 (1996).
- [5] M. Brewczyk, K. Rzążewski, C.W. Clark, *Phys. Rev. A* **57**, 488 (1998).
- [6] D.S. Jin, M.R. Matthews, J.R. Ensher, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 764 (1997).
- [7] M. Brewczyk, C.W. Clark, M. Lewenstein, K. Rzążewski, *J. Phys. B*, w druku.
- [8] R. Dum, A. Sanpera, K.-A. Suominen, M. Brewczyk, M. Kuś, K. Rzążewski, M. Lewenstein, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 3899 (1998).
- [9] M. Gavril, *Atoms in Intense Laser Fields* (Academic Press, Boston 1992).
- [10] L. Deng, E.W. Hagley, J. Wen, M. Trippenbach, Y. Band, P.S. Julienne, J.E. Simsarian, K. Helmerson, S.L. Rolston, W.D. Phillips, *Nature* **398**, 218 (1999).

Rola wymiaru układu fizycznego na przykładzie półprzewodników

Jacek Kossut

Instytut Fizyki PAN oraz Szkoła Nauk Ścisłych, Warszawa

Humorystyczne wręcz upraszczanie rzeczywistości jest tematem niejednego żartobliwego opowiadania o fizyce i o fizykach. Jako skrajny przykład podaje się rozpatrywanie układów, których wymiarowość jest mniejsza niż naszego trójwymiarowego świata (wszechświat płaszczyzn, jednowymiarowe sprężynki, punkty materialne itp.). Dostrzegając ograniczenia takiego modelowego spojrzenia, zazwyczaj rozumiano je tylko jako zabieg czysto teoretyczny. Czy jednak można eksperymentować z wymiarowością układu fizycznego? Na przykład, czy z jednego rodzaju materiału półprzewodnikowego można uzyskać do doświadczeń próbki o efektywnie różnej wymiarowości? Od kilkunastu co najmniej lat fizycy zajmujący się półprzewodnikami *de facto* prowadzą takie eksperymenty, a badania układów o obniżonej wymiarowości przyniosły szereg nieoczekiwanych odkryć, które znalazły uznanie wyrażone przez przyznanie najbardziej prestiżowych nagród¹. Równie ważne konsekwencje ma obniżenie wymiarowości w elektronice i optoelektronice, wykorzystującej takie struktury półprzewodnikowe. W tym krótkim przeglądzie, z konieczności niepełnym, pokażemy, jak doprowadzić do takiego efektywnego obniżenia wymiarowości i dlaczego prowadzi ono do nowych i interesujących własności.

Słowem ważnym jest tutaj słowo „efektywne”: oczywiście półprzewodnik pozostaje obiektem z trójwymiarowej rzeczywistości, ale poruszające się w nim np. nośniki ładunku elektrycznego zachowują się tak, jakby znajdowały się w świecie dwu-, jedno-, a nawet zerowymiarowym. Użytkuje się to przez wymuszenie silnie anizotropo-

wego zachowania. W tym sensie obniżona wymiarowość znana była od dawna (ciała anizotropowe nie zostały dopiero co odkryte), ale obecnie możemy w sposób kontrolowany manipulować i dobrać stopień tej anizotropii. Warty podkreślenia jest również fakt, że najczęściej cały szereg własności takiego półprzewodnika odczuwa „na raz” owe anizotropowe własności: zaznaczają się one nie tylko w zjawiskach transportu ładunku, ale i w zjawiskach optycznych oraz w drganiach sieci krystalicznej, czyli w widmie fononów. Taka próbka ma więc zredukowaną wymiarowość w sensie szerszym niż ma to miejsce w układach magnetycznych z silnie anizotropowymi oddziaływaniami wymiennymi, które służyły do sprawdzania przewidywań jedno- czy dwuwymiarowej wersji modeli Isinga, X-Y, czy Heisenberga w fizyce magnetyzmu [1].

Ograniczenie ruchu nośników prądu w jednym kierunku w sposób naturalny powstaje w układzie będącym tzw. heterostrukturą półprzewodnikową, składającą się z bardzo cienkiej warstwy (o grubości mniejszej niż długość fali de Broglie’a typowego elektronu) półprzewodnika o małej wzbronionej przerwie energetycznej (tzw. obszar studni kwantowej), umieszczonej pomiędzy dwiema warstwami zrobionymi z materiału o dużej przerwie wzbronionej (tworzącymi obszary tzw. barier kwantowych) [2]. Ze względów energetycznych elektron przebywać może tylko w środkowym obszarze przestrzennym heterostruktury. Jego ruch w kierunku prostopadłym do płaszczyzny heterostruktury jest skwantowany, natomiast w jej płaszczyźnie jest kwaziswobodny. Jest

¹ Nagroda Nobla dla Klausa von Klitzinga w 1986 roku za odkrycie całkowitego kwantowego efektu Halla w kwazi-dwuwymiarowym gazie elektronowym w strukturach MOS (metal-tlenek-półprzewodnik) oraz Nagroda Nobla dla Horsta Störmera, Daniela Tsui i Roberta Laughlina w 1998 roku za odkrycie i wytłumaczenie teoretyczne ułamkowego kwantowego efektu Halla.

to tak zwana konfiguracja studni kwantowej. Odpowiedni dobór materiałów tworzących „studnie” (np. GaAs) i bariery (np. $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$) zapewnia, że ograniczeniu przestrzennemu podlega nie tylko ruch elektronów w pasmie przewodnictwa, ale również ruch dziur w pasmie walencyjnym. Jeśli granice pomiędzy warstwami „studni” i „bariery” są bardzo ostre (z dokładnością do jednej warstwy atomowej), to potencjał odczuwany przez nośniki ładunku jest w dobrym przybliżeniu archetypowym potencjałem prostokątnej studni kwantowej, znanym do tej pory z podręczników do wstępu do mechaniki kwantowej. Głębokość takiej studni oraz jej szerokość określają dozwolone wartości energii nośników w niej uwięzionych. Parametrami tymi możemy sterować w przypadku technologii półprzewodnikowej poprzez kontrolę nad grubością materiału tworzącego studnie i składem materiału tworzącego bariery (tj. ułamkiem molowym x w przypadku barier z $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$). Stanowi to podstawę do swoistej inżynierii elektronicznej – poprzez regulację np. szerokości studni kwantowych (co jest w przypadku współczesnych metod otrzymywania takich heterostruktur stosunkowo prostym zadaniem), a więc efektywnej wymiarowości nośników – patrz dalej, możemy „dobierać” długość wyświecanej w akcie luminescencji fali w sposób pożądanym w danym przyrządzie. Wypada tu wspomnieć marginesowo, że przyłożenie silnego pola magnetycznego do metalu lub półprzewodnika w pewnym ograniczonym sensie można uważać za sposób obniżenia efektywnej wymiarowości o dwa.

Jedną z podstawowych wielkości, która podlega zmianie przy redukcji wymiarowości, jest gęstość stanów. Jak wiadomo, w krystalicznych ciałach stałych, w szczególności w półprzewodnikach trójwymiarowych gęstość ta jest proporcjonalna do pierwiastka z energii nośnika, licząc od dna odpowiedniego pasma energetycznego, $\rho(\varepsilon) \propto \sqrt{\varepsilon}$. Oznacza to w szczególności, że znika ona na dnie tego pasma. W półprzewodnikach mamy do czynienia z nośnikami o niewielkiej energii, z obszaru, gdzie gęstość stanów jest stosunkowo mała. Wszystkie więc wielkości fizyczne, które są proporcjonalne do gęstości stanów (np. natężenie przejść optycznych w zjawisku luminescencji), będą również proporcjonalnie małe. Zupełnie inaczej wygląda sytuacja w dwóch wymiarach. W takim przypadku gęstość stanów nie zależy od ener-

gii nośnika i jest stała dla danego pasma energetycznego. A więc nawet jeśli wszystkie inne wielkości określające prawdopodobieństwo przejścia radiacyjnego do lub z tego pasma pozostaną przy redukcji wymiarowości bez zmiany, to ze względu na nie znikającą na dnie pasma gęstość stanów należy spodziewać się, że luminescencja pobudzonych do świecenia studni kwantowych będzie silniejsza niż luminescencja z tego samego materiału o charakterystyce trójwymiarowej. Tak też jest w rzeczywistości. W szczególności lasery półprzewodnikowe, w których elementem aktywnym optycznie są studnie kwantowe, świecą intensywniej niż lasery zrobione z tego samego materiału co studnie kwantowe, ale nie zawierające barier, ograniczających ruch nośników.

Jeszcze silniejszego zwiększenia intensywności przejść optycznych pomiędzy stanami z okolic krawędzi pasm walencyjnego i przewodnictwa w półprzewodnikach spodziewać się należy w układach kwazijdnowymiarowych. Tam gęstość stanów ma logarytmiczną rozbieżność przy $\varepsilon \rightarrow 0$. Układy, w których ruch nośników ładunku w półprzewodniku ograniczony jest w dwóch prostopadłych kierunkach, noszą nazwę drutów kwantowych. Najczęściej druty kwantowe wytwarza się w dwóch etapach: najpierw wytworzona jest kwazidwuwymiarowa studnia kwantowa, a następnie z takiej studni metodą litograficzną „wycina” się bardzo cienki (o wymiarze poprzecznym porównywalnym z długością fali de Broglie’a nośnika) fragment, czyli drut. Posługując się również metodami litograficznymi, można z drutu „wyciąć” mały jego odcinek i wytworzyć tzw. kropkę kwantową, czyli obiekt, lokalizujący nośniki ładunku we wszystkich trzech kierunkach. Gęstość stanów elektronowych w takim obiekcie jest niemal dyskretną (deltową) funkcją energii. Kropki kwantowe są z tego punktu widzenia „sztucznymi” atomami. Z punktu widzenia gęstości stanów oczekiwać należałoby dalszego zwiększenia intensywności luminescencji z drutów i kropek. Niestety, w obecnej chwili nie jest to jeszcze zawsze obserwowane. Wiąże się to z silnym zmniejszeniem intensywności luminescencji, spowodowanym dużym prawdopodobieństwem rekombinacji niepromienistej, wywołanym obecnością licznych defektów strukturalnych, pojawiających się w czasie procesów trawienia (czyli „wycinania” drutów i kropek kwantowych) [3].

Oprócz gęstości stanów silnej modyfikacji przy redukcji wymiarowości podlegają wszystkie te zjawiska, w których rolę odgrywa oddziaływanie kulombowskie pomiędzy nośnikami ładunku. Na przykład, energia wiązania elektronu i dziury tworzących ekscyton w półprzewodniku może ulec wielokrotnemu zwiększeniu. Teoretycznie w układzie ściśle dwuwymiarowym zwiększenie to jest czterokrotne w porównaniu z energią wiązania ekscytonu w przypadku trójwymiarowym. Oznacza to, że ekscytony są w układach niskowymiarowych dużo bardziej stabilne niż w próbkach trójwymiarowych i ulegają dysocjacji w dużo wyższych temperaturach. Rzeczywisty czynnik zwiększenia energii wiązania ekscytonu w studniach kwantowych nigdy nie osiąga granicznej wartości 4. Związane jest to z tym, że przy zmniejszaniu szerokości studni kwantowej (co odpowiada początkowo zmniejszeniu efektywnej wymiarowości) przechodzimy przez pewne optimum – przy dalszym zmniejszeniu szerokości studni nośniki ładunku stają się coraz gorzej zlokalizowane w obszarze studni kwantowej. Odpowiadające im funkcje falowe „wylewają się” coraz bardziej do obszaru barier energetycznych, co jest efektem znanym z elementarnej mechaniki kwantowej w zastosowaniu do prostokątnych studni kwantowych o skończonej głębokości². Niemniej właśnie z powodu zwiększonej energii wiązania pierwsze obserwacje tzw. trionów [4], czyli związanych, ujemnie naładowanych kompleksów, składających się np. z dwóch elektronów i jednej dziury (analog jonów H^- , ważnych w kosmologii), przeprowadzono dopiero niedawno właśnie w półprzewodnikowych studniach kwantowych, mimo że ich istnienie było przewidziane już w latach pięćdziesiątych. W przypadku trionów zwiększenie energii wiązania związane z obniżeniem wymiarowości może być niemal dziesięciokrotne w porównaniu z przypadkiem trójwymiarowym.

Możliwość wytwarzania półprzewodnikowych studni kwantowych w sposób nierozłączny zwią-

zana jest z rozwojem dwóch technik otrzymywania kryształów: epitaksji z wiązek molekularnych (ang. molecular beam epitaxy – MBE) oraz osadzania z par związków metaloorganicznych (ang. metallo-organic chemical vapour deposition – MOCVD). W obu metodach precyzja nakładania poszczególnych warstw półprzewodnikowych jest podobna i jest rzędu pojedynczej warstwy atomowej! Potrzebne w drugim etapie wytwarzania drutów i kropek ze studni kwantowych techniki litograficzne i, zwłaszcza, trawienia są obecnie dużo mniej precyzyjne. Dlatego ciągle poszukuje się innych sposobów otrzymywania drutów i kropek, które byłyby pod względem precyzji porównywalne z MBE i MOCVD. Pewne nadzieje wiąże się na przykład z otrzymywaniem drutów przez prowadzenie wzrostu epitaksjalnego na podłożach krystalicznych, na których występują monoatomowe stopnie (otrzymane przez zeszlifowanie powierzchni podłoża pod ściśle dobranym kątem względem jego osi krystalograficznych).

Innym sposobem, który może doprowadzić do wytworzenia użytecznych drutów kwantowych, jest otrzymanie dwóch studni kwantowych ułożonych wzajemnie pod kątem prostym. W obszarze połączenia takich studni istnieć będzie kwaziejednowymiarowy obszar szczególnie dogodny energetycznie dla nośników. Takie druty – tzw. druty w kształcie litery T [5] – mogą być wytworzone bez uciekania się do metod litograficznych. Podobnie, mamy nadzieję na otrzymanie kropek kwantowych na drodze epitaksji na podłożu o dużym niedopasowaniu parametrów sieci w stosunku do półprzewodnika, z którego mają być zrobione kropki. Powstające w takim przypadku naprężenia elastyczne powodują, że nakładany materiał ma tendencję nie do równomiernego rozłożenia się na powierzchni podłoża, ale do gromadzenia się w małe skupiska – kropki kwantowe. Mamy nadzieję zaplanować nad rozmiarem, jednorodnością, kształtem i gęstością tak samopowstających (ang. self-assembled) kropek kwantowych [6]. Być może uda

² Ta kwantowa penetracja barier przez funkcje falowe nośników prądu w „zbyt wąskich” studniach kwantowych kazała niektórym autorom myśleć o tych układach jako posiadających ułamkową wymiarowość D określoną zarówno przez szerokość studni kwantowej, jak i parametr określający wykładniczo zanikające wnikiwanie do barier: $D = 3 - \exp(-L^*/a_B)$, gdzie $L^* = L + 2/\kappa$, L to szerokość prostokątnej studni kwantowej, κ – współczynnik wykładniczego zaniku funkcji falowej, zależny od głębokości studni i energii nośnika, a a_B – efektywny promień Bohra. Określona tak wymiarowość w sposób ciągle zmienia się od 3 do 2. Wymiarowość ta może być wstawiona do formalnego rozwiązania równania Schrödingera w D wymiarach. Choć takie podejście nie wydaje się mieć głębszego fizycznego znaczenia i jest formalnym trikiem, to w tym ograniczonym przypadku daje zaskakująco dobre oszacowanie energii wiązania ekscytonów zlokalizowanych w studniach kwantowych [7].

się w ten sposób otrzymywać całe zespoły intensywnie laserujących kropek kwantowych.

Literatura

- [1] R.J. Birgenau, G. Shirane, *Phys. Today* **31**, nr 12, 32 (1978); F. Borsa, J.-P. Boucher, *J. Appl. Phys.* **49**, 1326 (1978); M. Steiner, J. Villain, C.G. Windsor, *Adv. Phys.* **25**, 87 (1976).
- [2] Dobry wstęp do fizyki układów półprzewodnikowych o obniżonej wymiarowości znaleźć można w monografiach: C. Weisbuch, B. Vinter, *Quantum Semiconductor Heterostructures, Fundamentals and Application* (Academic Press, Boston 1991); A. Gosard, w książce: *Semiconductors and Semimetals*, red. R.K. Willardson, A.C. Beer, t. 40 (Academic Press, 1994), s. 153.
- [3] Popularne przedstawienie zagadnień dotyczących kropek kwantowych itp. układów stanowi książka: R. Turton, *The quantum dot* (W.H. Freeman Spectrum, Oxford 1995).
- [4] T. Wojtowicz, M. Kutrowski, G. Karczewski, J. Kosut, F.J. Teran, M. Potemski, *Phys. Rev. B* **59**, R10437 (1999), tam również odnośniki do wcześniejszej literatury.
- [5] H. Akiyama, T. Someya, M. Yoshita, T. Sasaki, *Phys. Rev. B* **57**, 3765 (1998).
- [6] M. Grundman, R. Heitz, N. Ledentsov, O. Stier, D. Bimberg, V.M. Ustinov, P.S. Kopyev, Zh.I. Alferov, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gössele, J. Heydenreich, *Superlatt. Microstr.* **19**, 81 (1996).
- [7] F. Stillinger, *J. Math. Phys.* **18**, 1224 (1977); X.-F. He, *Phys. Rev. B* **43**, 2063 (1991); H. Mathieu, P. Lefebvre, P. Christol, *Phys. Rev. B* **46**, 402 (1992).

Niskowymiarowe magnetyki

Józef Korecki

Zakład Fizyki Ciała Stałego, Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej, Akademia Górniczo-Hutnicza
oraz Instytut Katalizy i Fizykochemii Powierzchni PAN, Kraków

1. Wstęp

Niskowymiarowe układy magnetyczne, wytwarzane sztucznie, są ostatnio w centrum zainteresowania. Przeszukując pod tym kątem bazę INSPEC [1] znalazłem zawrotną liczbę około pięciu tysięcy artykułów w ostatnich trzech latach. Niezwykle zaangażowanie fizyków i technologów wynika z faktu, że obniżona symetria układu prowadzi do zupełnie nowych zjawisk, niosących w sobie silny potencjał aplikacyjny. Nowoczesne techniki wzrostu warstw i innych struktur o wymiarach nanometrowych [2] pozwalają w dużym stopniu programować i kształtować właściwości magnetyczne do konkretnych potrzeb. Istotnej modyfikacji struktury elektronowej wraz z obniżaniem wymiaru można się spodziewać wtedy, gdy przestrzenne ograniczenie funkcji falowych elektronu staje się porównywalne z długością fali Fer-

miego gazu elektronów swobodnych, która maleje z rosnącą gęstością nośników. Oznacza to, że dla półprzewodników efekty rozmiarowe występować będą już dla obiektów o rozmiarach rzędu 100 nm, podczas gdy dla metali, będących głównym przedmiotem niniejszego artykułu, musimy zejść z rozmiarami o prawie dwa rzędy wielkości, do 1 nm.

2. Cienkie warstwy magnetyczne

Historycznie pierwszym i najprostszym sposobem realizacji magnetycznych struktur nanowymiarowych jest wytwarzanie cienkich warstw [3]. Przy obniżaniu grubości układu cienkowarstwowego spodziewamy się przejścia od zachowania trój- do dwuwymiarowego. Przez wiele lat, właściwie aż do połowy lat 80., wokół magnetyzmu cienkich warstw roilo się od sprzeczności i kontrowersji, których źródło było w zasadzie jedno: brak do-

brze zdefiniowanego i powtarzalnego obiektu badań. Technologiczne niedostatki powodowały, że często efekty wynikające ze „złych” czy niedodefiniowanych próbek interpretowano jako typowe zachowanie niskowymiarowe. Najlepszym przykładem jest tu fenomen słynnych magnetycznie martwych warstw Liebermanna [4], polegający na „odkryciu”, że w cienkiej warstwie Ni czy Fe kilka warstw atomowych w pobliżu powierzchni nie posiada momentu magnetycznego. Efekt ten, który, jak się okazało po kilku latach, był wynikiem chemicznej modyfikacji powierzchni elektrolitycznie osadzonej warstwy, doczekał się prawie natychmiast teoretycznej interpretacji jako typowe zjawisko niskowymiarowe. To zawirowanie miało jednak niezwykle pożyteczny skutek, ponieważ unaczniło, jak niesłychanie istotną rolę w badaniu zjawisk, w których bierze udział ok. 10^{15} atomów (tyle ich mieści się mniej więcej na powierzchni 1 cm^2 pojedynczej warstwy atomowej), ma doskonałość (a raczej niedoskonałość) struktury, którą tworzą. Ta konstatacja zbiegła się na szczęście z pewnymi przełomowymi osiągnięciami szeroko pojętych nanotechnologii, do których należy zaliczyć burzliwy rozwój czystych technologii próżniowych [2] oraz powstanie wyrafinowanych metod badania i charakteryzacji struktur niskowymiarowych, ze skaningową mikroskopią tunelową i jej wszelkimi pochodnymi [5] na czele.

Wobec mnogości badanych magnetycznych układów cienkowarstwowych (z dziesiątków artykułów przeglądowych polecam najnowszy mi znany Himpfela i in. [6] oraz bardzo już popularną i szeroko cytowaną książkę Blanda i Heinricha [7]) trudno jest pokusić się w tak krótkim opracowaniu o szczegółowe omówienie czy nawet wymienienie poszczególnych systemów. Uogólnienie jest dość trudne ze względu na często indywidualny charakter obserwowanych zjawisk, będący funkcją rzeczywistej struktury (często metastabilnej) oraz wpływu podłoża (nie można przecież wytworzyć swobodnej warstwy o grubości nanometrowej). Z zastrzeżeniem znacznego uproszczenia można odpowiedź na pytanie, co dzieje się z własnościami magnetycznymi przy przechodzeniu od trzech do dwóch wymiarów, sprowadzić do kilku najważniejszych zagadnień.

Po pierwsze, jeśli chodzi o własności stanu podstawowego, to słuszne wydaje się ogólne stwierdzenie, że obniżenie wymiaru faworyzuje

magnetyzm. Stwierdzenie to dotyczy zarówno ultracienkich warstw, aż do monowarstwy włącznie, jak i innych dwuwymiarowych tworów typu powierzchnia, interfejs czy układ wielowarstwowy. Zwiększenie momentu magnetycznego w dwóch wymiarach dla metali przejściowych z wypełnieniem pasma 3d bliskim połowie (Mn, Cr, Fe) ma prostą interpretację fizyczną jako dążenie do osiągnięcia wartości spinowego momentu magnetycznego dla swobodnego atomu. Powinien być on, zgodnie z regułą Hunda, maksymalizowany poprzez równoległe ustawienie spinów możliwie wielu elektronów. Zgodnie jednak z zasadą Pauliego, aby spinowe funkcje falowe mogły być jednakowe, przestrzenne muszą być różne, co dla swobodnego atomu realizowane jest poprzez zajmowanie różnych stanów orbitalnych. Delokalizacja w ciele stałym (tworzenie pasma) wymusza na elektronach wspólne funkcje falowe, a to, by zadośćuczynić zasadzie Pauliego, preferuje antyrównoległe ustawienie spinów, prowadząc do obniżenia momentu magnetycznego. I tak np. w metalicznym żelazie moment magnetyczny wynosi $2,2 \mu_B$ /atom, wobec $4 \mu_B$ spodziewanych dla swobodnego atomu, a dla chromu moment $5 \mu_B$ swobodnego atomu zmniejsza się w metalu o rząd wielkości! Obniżanie wymiarowości to tak jakby stopniowe przechodzenie od ciała stałego do atomu.

Ten prosty obraz działa też w modelu pasmowym [8] i potwierdzany jest ścisłymi obliczeniami z pierwszych zasad [9], które dają np. dla Fe moment magnetyczny ok. $2,7 \mu_B$ na powierzchni i ponad $3 \mu_B$ w monowarstwie. Obok wzmocnienia momentu magnetycznego, pasmowa teoria magnetyzmu przewiduje jeszcze jeden, nawet silniejszy efekt. Zwęźnienie pasm prowadzi przecież do zwiększenia gęstości stanów $D(E_F)$ na poziomie Fermiego. W kryterium Stonera [8], określającym warunki przejścia od paramagnetyzmu do ferromagnetyzmu, $D(E_F)U > 1$, parametr ten, obok wewnątrzatomowej energii wymiany U , decyduje o tym, że ferromagnetyzm występuje jedynie w niewielu pierwiastkach (Fe, Co, Ni, Gd). Kilka innych metali, takich jak np. V, Cr, Mn, Mo, Pd, Pt, jest jednak bliskie spełnienia warunku Stonera i nawet niewielkie podwyższenie $D(E_F)$ w strukturach cienkowarstwowych przekształca je w ferromagnetyki. Niestety, większość naszej wiedzy o spontanicznym wzmocnieniu właściwo-

ści magnetycznych układów niskowymiarowych w stanie podstawowym pochodzi z prac teoretycznych, a kilka naprawdę dobrze udokumentowanych eksperymentalnie dwuwymiarowych modyfikacji momentu magnetycznego dotyczy tych przypadków, dla których efekty są najsilniejsze, a więc np. dla Cr [10].

Jedną z przyczyn trudności eksperymentalnych są osobliwości wzrostu warstw. Zagadnienie to jest na tyle złożone, że go nie przedstawiam, lecz odsyłam do odnośnej literatury [3]. Wspomnę tylko, że idealny wzrost warstwowy, będący gwarancją uzyskania prawdziwie jednorodnej monoatomowej warstwy, jest bardzo rzadki [12,13]. Inne przyczyny utrapień doświadczalników kryją się w też już wspomnianym wpływie podłoża oraz strukturalnych modyfikacjach występujących, gdy poprzez epitaksjalny wzrost wymuszona zostaje „sztuczna” faza metalu, nie występująca naturalnie w normalnych warunkach. Zakres występowania tych metastabilnych faz ograniczony jest zwykle do grubości kilku warstw atomowych, bo przy większych grubościach naprężenia stają się tak duże, że energetycznie korzystniejszym jest wprowadzanie dyslokacji do struktury stabilnej. Z wielu udokumentowanych przypadków występowania faz metastabilnych, do najlepiej przebadanych należą γ -Fe o strukturze regularnej powierzchniowo centrowanej [13] („normalne” żelazo ma strukturę regularną centrowaną przestrzennie), ε -Fe o strukturze heksagonalnej [14], przestrzennie centrowany kobalt [15]. Jednym z istotnych aspektów badań tych układów jest możliwość testowania na nich teorii magnetyzmu poprzez sprawdzanie zależności właściwości magnetycznych od parametrów strukturalnych.

Właściwości stanu podstawowego jest też dlatego trudno określić, że nakładają się na nie wzbudzenia termiczne. Efekt ich działania, równie charakterystyczny dla układów niskowymiarowych, jak opisane wyżej wzmocnienie magnetyzmu stanu podstawowego, ma odwrotny skutek. Generalnie rzecz biorąc, podnoszenie temperatury zabija magnetyzm cienkiej warstwy znacznie szybciej niż materiału litego. Objawia się to dwoma efektami: szybszym niż w materiale litym spadkiem namagnesowania w pobliżu temperatury Curie (T_C) oraz obniżeniem samej temperatury Curie. Izotropowy model Heisenberga w ogóle nie przewiduje dwuwymiarowego porządku magne-

tycznego w skończonej temperaturze; na szczęście rzeczywiste monowarstwy są anizotropowe i lepiej pasują do modelu Isinga. Dla monowarstwy Fe naniesionej na różnych podłożach T_C jest w okolicy temperatury pokojowej [11,16] (czterokrotnie niższa od $T_C = 1043$ K litego materiału); dla dwukrotnego obniżenia T_C wystarczają około cztery warstwy atomowe. Teoria przewiduje też jednak, że powierzchniowe przejście fazowe ze stanu ferromagnetycznego do paramagnetycznego może odbywać się w temperaturze wyższej od T_C litego materiału, i rzeczywiście, dla Gd obserwuje się ferromagnetyczną warstwę powierzchniową na paramagnetycznym już materiale litym [17].

Trzecim wreszcie, ale chyba najbardziej efektywnym skutkiem obniżania wymiaru, jest modyfikacja anizotropii magnetycznej. W litych kryształach o kierunku namagnesowania decyduje anizotropia krystaliczna oraz anizotropia dipolowa (kształtu). Anizotropia krystaliczna jest wynikiem oddziaływania spin-orbita, które wiąże izotropowe z natury spinowe funkcje falowe z osiami krystalograficznymi, powodując np. że łatwym kierunkiem namagnesowania dla Fe jest oś [001], a dla Ni [111]. Anizotropia kształtu wynika z energii potrzebnej do wytworzenia nieskompensowanych biegunów magnetycznych na brzegach próbki i powoduje, że dla płaskiej próbki namagnesowanie w płaszczyźnie jest znacznie korzystniejsze energetycznie niż do niej prostopadłe. Poprzez złamanie symetrii translacyjnej na powierzchni czy też w interfejsie, atomy w warstwie granicznej wnoszą własny przyczynek do energii anizotropii, zwany energią anizotropii powierzchniowej. Jej źródłem jest też oddziaływanie spin-orbita, tyle że na powierzchni może podlegać ono znacznym modyfikacjom. Dopóki warstwa jest gruba, udział przyczynku powierzchniowego, który w zasadzie nie zależy od grubości, jest mały i nie wpływa znacząco na kierunek namagnesowania. Z obniżaniem grubości przyczynki objętościowy maleje liniowo i dla pewnej krytycznej grubości, rzędu 1 nm, anizotropia powierzchniowa zaczyna dominować. Często się też zdarza, co jest uzasadnione wyróżnieniem kierunku normalnego do płaszczyzny warstwy, że anizotropia powierzchniowa faworyzuje prostopadłe namagnesowanie i wtedy poniżej krytycznej grubości dochodzi do spektakularnego przełączenia się namagnesowania z kierunku leżącego w płaszczy-

nie warstwy do normalnej [18]. Anizotropia powierzchniowa jest niezwykle czuła na wszelkie defekty. Może być ona w znacznym stopniu modyfikowana niewielkimi zmianami chemicznego [19] czy też topograficznego stanu powierzchni [20].

3. Układy wielowarstwowe

Planarna sekwencja (multiwarstwa, supersieć) nanometrowych warstw ferromagnetyka przedzielonych równie cienkimi warstwami niemagnetycznego (np. Au, Cu) lub antyferromagnetycznego (Cr) metalu jest jeszcze ciekawszym obiektem badań niż warstwa pojedyncza. Metaliczne układy wielowarstwowe, których okresowości znacznie przewyższa to, co są w stanie zaoferować naturalne monokryształy, stanowią już od wielu lat lustro dla miękkich promieni X. Kariera magnetycznych supersieci rozpoczęła się z końcem lat osiemdziesiątych. Oprócz tego, że wszelkie efekty powierzchniowe są w układach wielowarstwowych wzmocnione dużą liczbą obszarów granicznych, oprócz tego, że można efekty typowe dla układów dwuwymiarowych mierzyć znacznie łatwiej, obserwuje się też w nich nową klasę zjawisk wywołanych poprzez magnetyczne sprzężenie międzywarstwowe. Okazało się (po raz pierwszy stwierdzono to dla układu wielowarstwowego Fe/Cr [21]), że wektory namagnesowania warstw Fe sprzęgają się ferromagnetycznie lub antyferromagnetycznie, a typ sprzężenia oscyluje wraz z grubością przekładki chromowej, począwszy od 0,6 nm w górę. Dziwny był przy tym nie sam fakt obserwowania różnego typu sprzężenia, ale jego oscylacyjny charakter. Można się było bowiem spodziewać sprzężenia ferromagnetycznego dla cienkich przekładek (w wyniku krótkozasięgowego oddziaływania wymiennego) oraz antyferromagnetycznego dla grubych, spowodowanego długozasięgowym oddziaływaniem dipolowym. Za oscylacjami sprzężenia powtarzającymi się z prawdziwie atomową regularnością (okresowości jest bliski pojedynczych warstw atomowych [22]) stoi mechanizm znany już z rozcieńczonych magnetycznych stopów, określane akronimem RKKY [23]. Czynnikiem pośredniczącym w tego typu mechanizmie jest gaz elektronowy niemagnetycznej przekładki, odpowiadający oscylacjami gęstości spinowej polaryzującym go momentom magnetycznym warstwy ferromagnetyka.

Częstość oscylacji, będąca funkcją własności gazu elektronowego, definiuje grubości przekładki, dla której zmienia się charakter sprzężenia.

W układach wielowarstwowych z antyferromagnetycznym sprzężeniem odkryto kolejne zjawisko, które wywołało prawdziwy boom na magnetyczne supersieci. Stwierdzono, że magnetoopór, zjawisko odkryte przez lorda Kelvina prawie półtora wieku temu, przybiera gigantyczne rozmiary [24]. Podczas gdy lord Kelvin stwierdził, że opór elektryczny kawałka żelaza wzrósł w polu magnetycznym o ułamek procenta, rekordowe układy wielowarstwowe (w bicu rekordów przoduje ośrodek IBM w Almaden [25]) wykazują spadek oporu elektrycznego w polu magnetycznym o ponad połowę. U podstaw zjawiska leży przyczynek do oporu pochodzący od spinowo zależnego rozpraszania elektronów, jak to zostało wyjaśnione z polskim udziałem [26]. W zależności od kierunku namagnesowania, różnie rozpraszane są elektrony ze spinem „w górę” i „w dół”. W związku z tym wielowarstwowa struktura magnetyczna uporządkowana ferromagnetycznie ma opór elektryczny typowy dla materiału litego, niezależnie od zewnętrznego pola magnetycznego, bo tylko elektrony z określonym spinem będą silnie rozpraszane i zawsze będzie istniał kanał dobrego przewodnictwa. Przeciwnie, dla antyferromagnetycznego uporządkowania sąsiednich warstw, niespolaryzowane elektrony przewodnictwa wędrując przez układ wielowarstwowy zawsze będą silnie rozpraszane, jak nie na jednej warstwie, to na kolejnej, o przeciwnym namagnesowaniu. Daje to w rezultacie duży opór elektryczny. Przyłożenie stosunkowo niewielkiego zewnętrznego pola magnetycznego może zmienić przeciwne ustawienie wektorów namagnesowania sąsiednich warstw w zgodne, co powoduje znaczne obniżenie oporu. Efekt ten, z racji wielkości zmian, nazywany jest gigantycznym magnetooporem (GMR).

4. Dziś i jutro magnetycznych nanostruktur

Odkrycie GMR nie wywołało może tak wielkiego wrażenia jak np. odkrycie wysokotemperaturowego nadprzewodnictwa, które w krótkim czasie miało zrewolucjonizować świat. Doczekało się za to zjawisko gigantycznego magnetooporu niesłychanie ważnych zastosowań już dosłownie

po kilku latach. Przyczynił się na pewno do tego fakt, że GMR występuje nie tylko w warstwach epitaksjalnych, ale też w materiałach polikrystalicznych, co znacznie uprościło technologię. Zjawisko magnetooporu miało od dawna wiele zastosowań, związanych przede wszystkim z detekcją pola magnetycznego. Dla niektórych z nich, takich jak np. czujniki obrotu w układach ABS, można używać stosunkowo silnych pól magnetycznych. Dla innych, jak np. odczyt magnetycznych bitów twardego dysku, wymagana jest duża czułość, połączona – dla zwiększenia gęstości zapisu – z możliwie małymi rozmiarami głowicy odczytującej. Nic też dziwnego, że już w 1997 roku, zaledwie kilka lat po odkryciu efektu, IBM ogłosił wprowadzenie miniaturowych głowic typu GMR do nowej serii dysków.

Omówiłem powyżej najbardziej typowe niskowymiarowe struktury planarne. Literatura fizyczna roi się obecnie (wzorem półprzewodników) od nanometrowych drutów i kropek magnetycznych [27]. Czy znajdą one podobnie szerokie zastosowanie jak układy cienkowarstwowe? Czy doczekamy się sytuacji, kiedy pojedynczy spin będzie przechowywał informację? Mimo ogromnego tempa postępu wydaje się, że manipulowanie elementarnymi momentami magnetycznymi, podobnie jak to się dzieje z pojedynczymi atomami, będzie raczej trudne ze względu na kolektywny charakter zjawisk magnetycznych.

Literatura

- [1] Informacja o sieciowym dostępie do bazy INSPEC jest do znalezienia pod adresem: www.icm.edu.pl/informacje/zasoby/bazy.html.
- [2] M.A. Herman, H. Sitter, *Molecular Beam Epitaxy – Fundamentals and Current Status*, wyd. 2 (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg 1996).
- [3] M. Ohring, *The Material Science of Thin Films* (Academic Press, 1992).
- [4] L.N. Lieberman, D.P. Fredlin, H.B. Shore, *Phys. Rev. Lett.* **22**, 529 (1969).
- [5] *Scanning Tunneling Microscopy I-III*, red. H. Wiesendanger, H.-J. Güntherodt, wyd. 2, Springer Ser. in Surf. Sci. (Springer, Berlin, Heidelberg, New York 1994, 1995, 1996).
- [6] F.J. Himpsel, J.E. Ortega, G.J. Mankey, R.F. Willis, *Advances in Physics* **47**, 511 (1998).
- [7] *Ultrathin Magnetic Structures I&II*, red. J. Bland, B. Heinrich (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1994).
- [8] H. Ibach, H. Lüth, *Fizyka ciała stałego* (PWN, Warszawa 1996).
- [9] C.L. Fu, A.J. Freeman, *J. Magn. Magn. Mat.* **54-57**, 777 (1986).
- [10] C. Turtur, G. Bayreuther, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 1557 (1994).
- [11] M. Przybylski, U. Gradmann, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1152 (1987).
- [12] J.A. Stroschio, D.T. Pierce, *J. Appl. Phys.* **76**, 6992 (1994).
- [13] M. Wuttig, B. Feldmann, J. Thomassen, F. May, H. Zillge, A. Brodde, H. Hannemann, H. Neddermeyer, *Surf. Sci.* **291**, 14 (1993).
- [14] M. Maurer, M. Piecuch, M.F. Ravet, J.C. Ousset, J.P. Sanchez, C. Aaron, J. Dekoster, D. Raoux, A. Andres, M. De Santis, A. Fontaine, F. Baudalet, J.L. Rouviere, B. Dieny, *J. Magn. Magn. Mat.* **93**, 15 (1991).
- [15] G.A. Prinz, *J. Magn. Magn. Mat.* **100**, 469 (1991).
- [16] D.L. Mills, „Thermodynamic Properties of Ultrathin Ferromagnetic Films”, [7], s. 91.
- [17] D. Weller, S.F. Alvarado, W. Gudat, K. Schröder, M. Campagna, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1555 (1995).
- [18] M.T. Johnson, P.J.H. Bloemen, F.J.A. den Broeder, J.J. de Vries, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996).
- [19] W. Weber, C.H. Back, A. Bischof, D. Pescia, R. Allenspach, *Nature* **374**, 788 (1995).
- [20] M. Albrecht, T. Furubayashi, M. Przybylski, J. Korecki, U. Gradmann, *J. Magn. Magn. Mat.* **113**, 207 (1992).
- [21] J. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986).
- [22] J. Unguris, R.J. Cellota, D.T. Pierce, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 140 (1991).
- [23] Akronim od nazwisk teoretyków: Ruderman, Kittel, Kasuya, Yosida.
- [24] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, F. Nguyen-Van-Dan, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friedrich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988).
- [25] S.S.P. Parkin, „Giant Magnetoresistance and Oscillatory Interlayer Coupling”, [7], s. 148.
- [26] R.E. Camley, J. Barnaś, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 664 (1989).
- [27] Magnetic Ultrathin Films, Multilayers and Surfaces. E-MRS Spring Meeting 1996, *J. Magn. Magn. Mat.* **165** (1997).

Metody fizyki w ekonomii i socjologii

Janusz A. Hołyst

Instytut Fizyki, Politechnika Warszawska oraz Instytut Fizyki, Uniwersytet w Białymstoku

1. Wprowadzenie

W ostatnich latach istnieje duże zainteresowanie zastosowaniami w naukach społecznych modeli i metod opracowanych dla analizy układów fizycznych [1]. Co roku wzrasta liczba interdyscyplinarnych konferencji z udziałem fizyków, matematyków, ekonomistów, ekspertów od rynku kapitałowego, socjologów i demografów [2], a w „prestizyjnych” czasopismach fizycznych, takich jak *Physical Review*, *Physics Letters*, *Physica*, ukazuje się wiele prac poświęconych układowi ekonomicznemu i socjologicznemu analizowanemu metodami fizyki. Powstało już nawet pojęcie *econophysics* i otwierane są kierunki studiów dające tytuł magistra w tym zakresie [3], działają aktywne listy dyskusyjne typu *Society for chaos theory in psychology* [4], a coraz więcej fizyków znajduje zatrudnienie w bankach i innych instytucjach finansowych, już nie jako programiści, ale na etatach specjalistów od modelowania dynamiki cen akcji i określania wielkości ryzyka na giełdzie [5]. Czy jest to chwilowa moda, czy też trwały trend w fizyce? Czy faktycznie fizycy mają coś nowego do zaproponowania ekonomistom i socjologom? Wydaje się, że tak, ale jednocześnie trzeba zdawać sobie sprawę z czyhającego tutaj niebezpieczeństwa, jakim jest pozorna łatwość uzyskiwania przez fizyków rezultatów, które nie mogą być jednak bezpośrednio zweryfikowane w naukach społecznych.

Ponieważ układy ekonomiczne i socjologiczne składają się przeważnie z dużej liczby oddziaływujących ze sobą elementów, więc częste zastosowanie mają tutaj metody fizyki statystycznej, szczególnie teoria procesów stochastycznych, teoria skalowania, synergetyka, modele układów nieuporządkowanych lub automatów komórkowych. Inna grupa mode-

li to tzw. nieliniowe modele dynamiczne, prowadzące do zjawiska chaosu deterministycznego.

2. Procesy stochastyczne

Procesy stochastyczne opisują układy losowe, w których rozkłady prawdopodobieństwa zmieniają się w czasie [6], a ich wprowadzenie do fizyki zawdzięczamy w dużej mierze pracom Einsteina i Smoluchowskiego na temat ruchów Browna. Interesujące jest, że procesy stochastyczne zostały wprowadzone wcześniej do ekonomii niż do fizyki, bowiem stało się to już w roku 1900 dzięki Louisowi Bachelierowi (studentowi Poincaré'go), który zaproponował model przypadkowego błędzenia dla opisu fluktuacji kursów na giełdzie. Obecnie jednym z podstawowych narzędzi tzw. inżynierii finansowej jest teoria Blacka-Scholesa, nagrodzona Nagrodą Nobla z ekonomii w roku 1997, a opracowana przez absolwenta fizyki i doktora matematyki Fischera Blacka oraz ekonomistę Myrona Scholesa [7]. Teoria Blacka-Scholesa pozwala na wycenę wartości tzw. finansowych instrumentów pochodnych, czyli opcji, oraz służy do optymalizacji „bezpiecznego” portfela inwestycyjnego. Wykorzystywane są tutaj znane własności stochastycznych równań różniczkowych opartych na procesie Wienera, który jest podstawą w modelowaniu szumów dla układach fizycznych [6]. Rezultaty teorii Blacka-Scholesa są jednak w ostatnich latach często podważane, bowiem teoria ta nie obejmuje „zjawiska” gwałtownych załamań kursów na giełdach. Stworzenie opisu tego „zjawiska” (i przewidzenia momentów takich załamań) jest teraz z oczywistych powodów w centrum zainteresowań specjalistów od modelowania rynku kapitałowego. Podejmowane próby opierają się między innymi

na teorii zjawisk krytycznych [8], teorii skalowania, multifraktali i niegaussowskich procesów stochastycznych [9] oraz teorii przejść Kramera [10].

Inne zastosowania procesów stochastycznych w naukach społecznych obejmują m.in. procesy formowania się opinii publicznej, procesy migracji ludności [11] i tworzenia się siedlisk [12], procesy współzawodnictwa technologii [13], modele ruchu strumienia przechodniów i strumienia samochodów [14].

3. Automaty komórkowe

Wprowadzone przez von Neumanna modele automatów komórkowych [15] pozwalają na alternatywny w stosunku do równań różniczkowych opis dynamiki układów fizycznych, gdzie istotny jest nieciągły charakter przestrzeni i czasu oraz istnieje tylko ograniczona liczba stanów oddziaływujących obiektów. Paradygmat ten jest blisko związany ze znaną w socjologii teorią wpływu społecznego, która zaproponowana została przez psychologa społecznego Biba Latané [16], a następnie rozwijana między innymi przy udziale fizyków [17]. Podstawą teorii jest założenie istnienia pewnego pola społecznego (wpływu społecznego), które tworzone jest dzięki wymianie informacji między osobnikami danej grupy społecznej i które odpowiedzialne jest za zmiany opinii każdego osobnika. Istnienie wpływu społecznego wyjaśnia szereg zjawisk socjologicznych, w tym zjawisko grupowania się osobników o podobnych poglądach oraz zjawisko polaryzacji społecznej [16].

W ostatnich latach teoria wpływu społecznego została również wykorzystana do opisu powstawania „dyktatury”, która może zaistnieć w grupie społecznej, w której istnieje osobnik o dużej „sile przekonywania” (lider), który tworzy wokół siebie „partię” popierającą jego poglądy [18]. Istnieje wtedy krytyczna wielkość siły lidera, powyżej której cała lub prawie cała grupa społeczna przyjmuje jego pogląd, tzn. w sposób skokowy wzrasta liczba jego zwolenników. Zjawisko to związane jest z bi-stabilnością badanego systemu, w którym pojawia się efekt społecznej histerezy. Interesujące jest, że przejście do stanu „dyktatury” może być również wywołane poprzez podniesienie „temperatury społecznej” układu, która jest mierzona wielkością szumów działających na

każdego osobnika. Im słabszy jest lider, tym wyższa jest temperatura potrzebna do wywołania takiego przejścia. Podobne jakościowo zjawiska obserwowane były wielokrotnie w historii, gdy silne osobowości (np. Gandhi, Luter, Hitler) początkowo prawie same reprezentowały jakiś pogląd, lecz z upływem czasu zyskiwały coraz więcej zwolenników, aż dochodziło do stanu o jednorodnej (lub prawie jednorodnej) opinii. Rolę „społecznego szumu” pełniła w przypadku Hitlera zdestabilizowana sytuacja Niemiec czasów Republiki Weimarskiej.

4. Chaos deterministyczny

Istnieje wiele nieliniowych, deterministycznych modeli ekonomicznych i socjologicznych, w których pojawiają się rozwiązania chaotyczne [19]. Dotychczas jednak nie znaleziono przekonujących dowodów na istnienie tego efektu w empirycznych szeregach czasowych, opisujących dynamikę układów socjoekonomicznych. Prawdopodobnie fakt ten związany jest z nakładaniem się efektu chaosu deterministycznego i szumu losowego, co jest bardzo trudne do rozseparowania, jeśli ciąg danych jest krótki lub system jest niestacjonarny. Gdyby jednak dynamika układów socjoekonomicznych miała charakter chaotyczny i deterministyczny, to istniałaby możliwość kontroli lub sterowania takimi układami poprzez wykorzystanie istnienia niestabilnych orbit periodycznych istniejących w pobliżu trajektorii chaotycznej. Pierwsza metoda kontroli chaosu została zaproponowana w 1990 r. [20] i chociaż prace teoretyczne nad innymi metodami trwają nadal [21], to przeprowadzono już wiele udanych eksperymentów w układach fizycznych, chemicznych, a nawet biologicznych [22]. Możliwość użycia kontroli chaosu do sterowania sprzedażą za pomocą małych, ale odpowiednio dobranych zmian parametru inwestycji w chaotycznym modelu mikroekonomicznym wykazano w pracach [23], gdzie zbadano również wpływ szumu na ograniczenie skuteczności takiej kontroli. Ponieważ w układzie chaotycznym istnieje nieskończenie wiele niestabilnych orbit periodycznych, więc metoda kontroli chaosu mogłaby zostać użyta do przełączania dynamiki układu socjoekonomicznego między różnymi stanami okresowymi, optymalnymi w danej chwili.

Literatura

- [1] *Self Organization of Complex Structures*, red. F. Schweitzer (Gordon and Breach Publ., London 1997); D. Helbing, *Quantitative Sociodynamics* (Kluwer Academic, Dordrecht 1995).
- [2] *Applications of Physics in Financial Analysis*, July 1999, Trinity College, Dublin.
- [3] Uniwersytet w Ulm oferuje studia magisterskie w zakresie *Wirtschaftsphysiker* (ekonofizyk).
- [4] <http://www.vanderbilt.edu/AnS/psychology/cogsci/chaos/cspls.html>.
- [5] J.-Ph. Bouchaud, P. Cizeau, L. Laloux, M. Potters, „Mutual Attractions: Physics and Finance”, *Physics World*, January 1999.
- [6] C.W. Gardiner, *Handbook of Stochastic Methods: for Physics, Chemistry and the Natural Science* (Springer, 1996).
- [7] J.C. Hull, *Futures Options and Other Derivative Securities* (Prentice Hall, 1997).
- [8] D. Sornette, A. Johansen, „A Hierarchical Model of Financial Crashes”, *Physica A* **261**, 581 (1998).
- [9] B.B. Mandelbrot, „Renormalization and Fixed Points in Finance, since 1962”, *Physica A* **263**, 477 (1999).
- [10] J.-Ph. Bouchaud, „Elements for a Theory of Financial Risks”, *Physica A* **263**, 415 (1999).
- [11] H. Haken, *Synergetic – An Introduction* (Springer, Berlin 1978); W. Weidlich, „Physics and Social Science – The Approach of Synergetic”, *Phys. Rep.* **204**, 1 (1991).
- [12] W. Weidlich, M. Munz, „Settlement Formation”, *Ann. Reg. Sci.* **24**, 83 (1990).
- [13] W. Ebeling, M.A. Jimenez-Montano, Karameshu, „Dynamics of Innovations on Technology and Science Based on Individual Development”, w: *Self Organization of Complex Structures*, red. F. Schweitzer (Gordon and Breach Publ., London 1997).
- [14] D. Helbing, *Verkehrsdynamik* (Springer, 1997).
- [15] J. von Neumann, *Theory of Self-Reproducing Automata*, red. A.W. Burks (Univ. of Illinois Press, Champaign, IL 1966); *Cellular Automata: Theory and Experiment*, Proceedings of the Workshop, Los Alamos, September 1989, *Physica D* **45**, nr 1–3 (1990).
- [16] B. Latané, A. Nowak, J.M. Liu, „Dynamism, Polarization, and Clustering as Order Parameters of Social Systems”, *Behavioral Sci.* **39**, 1 (1994).
- [17] M. Lewenstein, A. Nowak, B. Latané, „Statistical Mechanics of Social Impact”, *Phys. Rev. A* **45**, 703 (1992).
- [18] K. Kacperski, J.A. Hołyst, „Phase transitions and hysteresis in a cellular automata-based model of opinion formation”, *J. Statistical Phys.* **84**, 169 (1996); K. Kacperski, J.A. Hołyst, „Opinion formation model with strong leader and external impact: a mean field approach”, *Physica A* (1999).
- [19] D.S. Dendrinos, M. Sonis, *Chaos and Socio-spatial Dynamics*, (Springer, Berlin, New York 1990); H.W. Lorenz, *Nonlinear Dynamical Equations and Chaotic Economy*, (Springer, 1993).
- [20] E. Ott, C. Grebogi, J.A. Yorke, „Controlling chaos”, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1196 (1990).
- [21] W. Just, E. Reibold, H. Benner, K. Kacperski, P. Fronczak, J. Hołyst, „Limits of time-delayed feedback control”, *Phys. Lett. A* **254**, 158 (1999); K. Kacperski, J.A. Hołyst, „Control of crisis-induced intermittency in the dynamics of a kicked, damped spin”, *Phys. Rev. E* **55**, 5044 (1997).
- [22] T. Kapitaniak, *Controlling Chaos: Theoretical and Practical Methods in Non-Linear Dynamics* (Academic Press, 1996).
- [23] J.A. Hołyst, T. Hagel, H. Haag, W. Weidlich, „How to Control Chaotic Economy?”, *J. Evolut. Econ.* **6**, 31 (1996); J.A. Hołyst, T. Hagel, G. Haag, „Destructive Role of Competition and Noise for Control of Micro-economical Chaos”, *Chaos, Solitons and Fractals* **8**, 1489 (1997).

Wykorzystanie komputera w kształceniu fizyków: stan obecny i perspektywy

Henryk Szydłowski

Wydział Fizyki, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza, Poznań

1. Wprowadzenie

Komputer jest obecny we wszystkich laboratoriach naukowych fizyków i służy zarówno do sterowania aparaturą pomiarową, zbierania danych, ich przetwarzania, jak i do komunikacji oraz edycji publikacji naukowych. W przypadku pomiarów fizycznych nie tylko zastępuje przyrządy. Za jego pomocą można uzyskać w znacznie krótszym czasie więcej wyników obarczonych mniejszą niepewnością pomiarową. Mimo że korzyści wynikające z zastosowania komputerów do pomiarów są tak duże, do studenckich pracowni wchodzi one bardzo powoli [1].

2. Komputer w Pracowni Fizycznej I

Zestaw pomiarowy składający się z komputera z urządzeniami peryferyjnymi, interfejsu oraz oprogramowania pozwala mierzyć napięcie [2,3]. Jednak możliwości stosowania komputera do pomiarów są niemal nieograniczone, ponieważ za pomocą odpowiednich przetworników sygnały pomiarowe dowolnej wielkości fizycznej można zamieniać na sygnały napięcia [3,4].

Programy komputerowe służą do sterowania pomiarami i przetwarzania otrzymanych wyników. Istnieją programy przeznaczone do konkretnych doświadczeń oraz programy uniwersalne, przeznaczone do wykonywania wszelkiego typu pomiarów oraz przetwarzania danych. Programy uniwersalne (np. COACH [5]) mają dużą wartość dydaktyczną, ponieważ osoba wykonująca pomiar może decydować, co chce mierzyć, w jaki sposób przetwarzać wyniki (wykonywać obliczenia) i jak je prezentować. W dodatku może modelować prze-

bieg zjawisk, a wynik modelowania porównywać z wynikami pomiarowymi.

Komputer zastępuje drogie przyrządy, które bardzo rzadko pojawiały się w pracowniach studenckich i w szkole, na przykład oscyloskopy wielokanałowe z pamięcią. Pozwala wykonać bardzo dużo pomiarów w bardzo krótkim czasie; np. w kinematyce 2000 punktów pomiarowych w czasie trwania ruchu z równoczesną ich prezentacją graficzną. Oszczędność czasu i obiektywizacja wyników daje szansę prawdziwego eksperymentowania lub niemal „bawienia się” zjawiskiem fizycznym. Komputer doskonale nadaje się nie tylko do pomiarów, lecz również do obliczeń i prezentowania wyników w postaci tabelarycznej lub graficznej.

3. Pracownia Edukacyjnych Zastosowań Informatyki

Nauczyciel powinien w swej pracy wykorzystywać wszystkie walory informatyki: na lekcji powinien wykorzystywać programy edukacyjne oraz stosować komputer jako przyrząd pomiarowy, powinien korzystać z Internetu, a w swej pracy zawodowej powinien stosować komputer do prowadzenia konspektów, baz danych, przygotowywania testów, edytora itp. Dla studentów specjalizacji Dydaktyka Fizyki oraz przyszłych nauczycieli zorganizowano Pracownię Edukacyjnych Zastosowań Komputerów. Pracownia trwa przez jeden semestr i jest prowadzona metodą problemową. Student jest zobowiązany wykonać bardzo samodzielnie dwa ćwiczenia: jedno doświadczalne oraz drugie, polegające na wykorzystaniu innych możliwości komputera, np. gotowych programów edu-

kacyjnych, symulacji, modelowania, zasobów Internetu itp. W obydwu przypadkach musi zaproponować scenariusze lekcji z wykorzystaniem proponowanego materiału, testy sprawdzające, a do napisania raportu wykorzystać edytor tekstu. Nowością jest duża samodzielność oraz to, że pierwszymi recenzentami przygotowanych raportów są również studenci – koledzy. Instruktor sprawdza zarówno raporty, jak i recenzje.

4. Perspektywy na przyszłość

Możliwości wykorzystania mikrokomputerów w nauczaniu znacznie przekraczają możliwości wszystkich środków dydaktycznych stosowanych dotąd. W przyszłości znajdzie on bardzo wiele zastosowań we wszystkich przedmiotach nauczania. Będzie spełniał między innymi rolę podobną do książki. Jednak warunkiem zaktualizowania tej możliwości jest stworzenie i upowszechnienie komputerów, interfejsów pomiarowych i dobrych programów edukacyjnych. Brakuje ciągle komputerowych programów edukacyjnych przeznaczonych do szerokiego stosowania poza lekcjami szkolnymi. Powinny one tworzyć pewną całość i obejmować zakres wiedzy określony przez programy szkolne. Muszą również pozwalać na sprawdzenie osiągniętej już wiedzy, jej zrozumienia i umiejętności stosowania [4]. Innym słabo wykorzystanym ro-

dzajem zastosowania są komputerowe gry dydaktyczne.

Na uczelniach wyższych ciągle zaniedbanym obszarem jest zastosowanie komputera do ćwiczeń rachunkowych. Szczególnym przypadkiem jest symulacja przebiegu zjawisk zachodzących zgodnie z prawami fizycznymi, na przykład rzutu ukośnego, zderzeń kul lub zjawisk zachodzących w skali atomowej, czego ilustracją są programy dotyczące kinetycznego modelu gazu [6]. Komputer można znacznie szerzej wykorzystywać do wykonywania trudnych obliczeń i prezentacji graficznej, np. w przypadku interferencji i dyfrakcji fal. Szczególnie przydatny jest do wspomagania wyobraźni, na przykład prezentacji budowy cząstek, ilustracji rozwiązań równania Schrödingera itp.

Literatura

- [1] H. Szydłowski, „Fizyczne laboratorium mikrokomputerowe”, *Postępy Fizyki* 46, 497 (1995).
- [2] *Pomiary fizyczne za pomocą komputera*, red. H. Szydłowski (Wyd. UAM, Poznań 1999).
- [3] *Fizyczne laboratorium mikrokomputerowe*, red. H. Szydłowski (IF UAM, Poznań 1994).
- [4] *Informatyka i dydaktyka w nauczaniu fizyki*, red. H. Szydłowski (Wyd. UAM, Poznań 1997).
- [5] *Podręcznik do programu COACH*, University of Amsterdam 1990; tłumaczenie polskie: IF UAM, Poznań 1991.
- [6] F. Reif, *Fizyka statystyczna* (PWN, Warszawa 1971).

IdS – Program „Internet dla Szkół”

Jacek Gajewski

Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

1. Wydział Fizyki UW kolebką polskiego Internetu

W 1988 r. grupa fizyków wielkich energii z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego i astronomów z Centrum Astronomicznego im. Mikołaja Kopernika, widząc konieczność łączności komputerowej z Europą Zachodnią dla prowadzonych przez nich badań (eksperymenty w DESY i CERN-ie oraz teleskop Hubble'a), nawiązała kontakt z siecią EARN/BITNET. Starając się o możliwość podłączenia, rektorzy UW prof. G. Białkowski i prof. A.K. Wróblewski wystosowali do władz EARN-u oficjalne prośby o przyjęcie. Zmiany polityczne w Polsce w 1989 r. oraz wystosowana do prezydenta Busha petycja spowodowały, że w 1990 r. zniesione zostały ograniczenia COCOM i Polska uzyskała podłączenie do EARN-u. Kierownictwo projektu, a potem JBR-u NASK objął prof. T. Hofmokr. NASK w stosunkowo krótkim czasie podłączył większość polskich uczelni. W 1990 r. zrealizowano na Hożej sieć lokalną COCOS opartą na protokole IP, w 1991 r. zestawiono pierwsze międzynarodowe połączenie internetowe do Uniwersytetu Kopenhaskiego, zaś w 1993 r. powstał pierwszy serwer WWW.

2. Program „Internet dla Szkół” (IdS) Uniwersytetu Warszawskiego

W 1994 r. dla wielu naukowców stało się jasne, iż Internet, a w szczególności WWW, jest rewolucją w systemie komunikowania się i przekazywania wiedzy, a wizja globalnego społeczeństwa informacyjnego jest bardzo realna. Rozszerzenie możliwości i umiejętności posługiwania się siecią jest warunkiem przyszłego rozwoju wielu dziedzin

życia kraju. W wyniku dyskusji prowadzonych w środowisku fizyków zdecydowano, iż najefektywniejszą drogą, którą te umiejętności powinny przeniknąć do najszerszych warstw społeczeństwa, jest dotarcie do młodzieży szkół średnich.

Jesienią 1994 r. grupa 6 naukowców z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego zaprojektowała i wdrożyła proste i tanie rozwiązanie pozwalające na łączność szkoły z Internetem poprzez zwykłe łącze telefoniczne. Na bazie tego rozwiązania w 1995 r. powołano decyzją prorektora UW prof. M. Nawrockiego Program „Internet dla Szkół” (IdS), który oprócz umożliwienia szkołom fizycznej łączności z siecią Internet zakładał udostępnienie szkołom zasobów edukacyjnych Internetu, wykorzystanie sieci w programach współpracy międzyszkolnej (głównie międzynarodowej) oraz powszechne nauczanie elementów technologii sieciowej.

Program IdS oficjalnie rozpoczęto 9 marca 1995 r. podłączeniem 17 szkół w 4 miastach. W końcu 1998 r. podłączonych szkół było około 1400 w ponad 300 miejscowościach. Dodatkowo podłączono 250 urzędów gminnych i 150 organizacji pozarządowych, głównie o charakterze edukacyjnym, medycznym lub artystycznym.

Na cele Programu IdS stworzono programy nauczania i opracowano podręczniki, przeszkolono około 1500 nauczycieli, zorganizowano 1 konferencję, 1 seminarium i 3 obozy dla młodych internautów. Uczniowie uczestniczą w ponad 100 projektach międzynarodowych, głównie w ramach programów I*EARN, ThinkQuest, ESP, NASA K12. Członkowie zespołu IdS prowadzili wykłady na uczelniach i podczas międzynarodowych warsztatów CEENetu.

Początkowo szkoły otrzymywały bezpłatnie od Programu IdS modem, komplet podręczni-

ków, dyskietki z oprogramowaniem, przeszkolenie dwóch nauczycieli oraz częściową refundację połączenia z Internetem w wymiarze 10 godzin tygodniowo.

Projekt IdS finansowany był głównie przez Fundację im. Stefana Batorego. Sprzęt na wyposażenie węzłów regionalnych pochodził z darowizn przedstawicieli przemysłu teleinformatycznego, których do wsparcia programu IdS namawiał Marek Car. Dotacje rządowe stanowiły zaledwie 8%.

3. Zakład „Internet dla Szkół”

W związku z lawinowym wzrostem w 1998 r. liczby podłączonych szkół i zaprzestaniem finansowania Programu IdS przez Fundację im. St. Batorego (która słusznie uznała, iż jej rola inicjatora wprowadzenia Internetu do polskich szkół została

spełniona) na początku 1999 r. nastąpił podział części merytorycznej i technicznej IdS.

Merytoryczną część Programu IdS realizuje Zakład „Internet dla Szkół” współpracujący z Uniwersyteckim Ośrodkiem Transferu Technologii (UOTT). Zajmuje się on organizacją konferencji i seminariów metodycznych, obozów i konkursów dla młodzieży oraz projektami szkolnej współpracy międzynarodowej.

Techniczna obsługa łączności internetowej oraz rutynowe szkolenia przekazane zostały przez IdS firmie komercyjnej Internet Data Systems (IDS). IDS m.in. za cenę 90 PLN miesięcznie oferuje szkołom stworzony przez IdS pakiet „Szkola 2000”, dający szkole oprócz łączności, serwera wirtualnego WWW i nieograniczonej liczby kont dla uczniów i nauczycieli również szkolenia i biuletyn informacyjny.

Nauczanie fizyki w wyższych szkołach technicznych

Danuta Bauman

Wydział Fizyki Technicznej, Politechnika Poznańska

Dyskusja nad nauczaniem fizyki w wyższych szkołach technicznych musi zasadniczo sprowadzać się do szukania odpowiedzi na pytanie, jak kształcić przyszłego inżyniera u progu XXI wieku. Notowane w ostatnich latach w Polsce sukcesy gospodarcze, a w szczególności rozwój takich gałęzi przemysłu jak mikroelektronika, optoelektronika, czy inżynieria materiałowa, są związane między innymi z modernizacją istniejących oraz budową nowych zakładów korzystających z najnowszych technologii. Powoduje to powstanie zapotrzebowania na kadrę inżynierską zdolną do śledzenia rozwoju nauki i techniki na świecie, a także do twórczego działania w przemyśle i laboratoriach naukowo-badawczych. Nie jest to możliwe bez odpowiedniego wykształcenia również w zakresie nauk podstawowych, między innymi – a może głównie – fizyki. Ponadto ze względu na nieuchronny proces integracji naszego kraju z Unią Europejską problem odpowiedniej edukacji kadr inżynierskich w zakresie fizyki, potrafiących sprostać nowym zadaniom, jakie stawia współczesna nauka i technika, nabiera szczególnego znaczenia.

Fizycy polscy, będący nauczycielami w uczelniach technicznych, muszą więc mieć swój udział w takim kształceniu przyszłych inżynierów, aby byli oni zdolni podjąć czekające ich wyzwania.

Zasadnicze obszary działań współczesnych inżynierów dotyczą: 1) projektowania nowych materiałów o określonych właściwościach, 2) projektowania i konstruowania urządzeń i przedmiotów technicznych, 3) organizacji produkcji, 4) nadzoru nad eksploatacją maszyn i obiektów technicznych oraz systemów przetwarzania informacji. Wymienione tu zadania inżynierów nie mogą być przez nich prawidłowo i twórczo wykonywane bez odpowiedniej wiedzy z fizyki jako nauki bazowej dla wszystkich specjalności technicznych.

Wynika to w sposób oczywisty ze struktury fizyki, królowej nauk przyrodniczych, traktowanej jako nauki o różnorodności świata, rządzących w nim prawach przyrody i ich zastosowaniu. Fizyka jest zasadniczym trzonem wiedzy, jaka pozwoli przyszedłemu inżynierowi na zajęcie właściwego mu miejsca w określonym systemie społecznym.

Trzeba ciągle pamiętać o tym, że rozwój nauk technicznych oraz szeregu innych jest ściśle powiązany z osiągnięciami fizyki. To właśnie szeroko rozumiana fizyka umożliwi absolwentom zrozumienie nowości technologicznych i właściwe ustosunkowanie się do nich. „Fizyka dzisiejszych laboratoriów badawczych – technologia jutra” – to hasło, zaproponowane przez profesora Andrzeja Olesia z AGH, w pełni obrazuje niepodważalną rolę fizyki jako nauki podstawowej. Tymczasem w ostatnich latach w wyższych szkołach technicznych obserwuje się tendencję do ograniczania nauczania fizyki na rzecz innych przedmiotów (najczęściej specjalistycznych), przy jednoczesnym ciągłym obniżaniu się poziomu wykształcenia z fizyki absolwentów szkół średnich. Świadczy to o niedocenianiu roli fizyki w kształceniu przyszłych inżynierów i musi budzić niepokój wszystkich tych, którym na sercu leży prawidłowy rozwój gospodarczy kraju. Dla inżyniera badacza lub konstruktora zaistniały bowiem obecnie szerokie możliwości projektowania nowych konstrukcji i nowych materiałów o całkiem nieoczekiwanych właściwościach. Aby inżynier był przygotowany do wytwarzania nowych materiałów, musi nie tylko wiedzieć o takich możliwościach, ale również współpracować ze specjalistami z zakresu nauk podstawowych, w tym z fizykami czy chemikami. Będzie to możliwe tylko w sytuacji, gdy jako student otrzyma odpowiednią wiedzę i umiejętności

w zakresie fizyki w czasie zajęć z udziałem wybitnych specjalistów, czynnych badaczy, a nie tylko sprawnych dydaktyków. Dlatego tak ważne jest, aby fizyka była nauczana przez fizyków.

Ograniczanie liczby godzin fizyki na poszczególnych kierunkach w wyższych szkołach technicznych powoduje konieczność redukcji programów. W związku z tym pojawia się dylemat, czy nauczać tylko wybranych działów fizyki, czy też wszystkich działów, ale bardziej pobieżnie. W wyniku licznych dyskusji, między innymi w czasie trwania XII Konferencji „Nauczanie fizyki w wyższych szkołach technicznych”, która odbyła się na przełomie czerwca i lipca 1998 r. w Poznaniu, uznano, że za optymalną strukturę programu nauczania fizyki w wyższych szkołach technicznych uważa się następującą strukturę: a) fizyka fundamentalna i fizyka XX wieku, wykładana w ramach jednolitego programu na wszystkich kierunkach studiów, b) wybrane zagadnienia uwzględniające specyfikę wydziału, realizowane w ramach wykładów monograficznych.

W związku z punktem a) pojawiła się konieczność opracowania jednolitego programu minimum kursu fizyki (kanonu), definiującego niezbędne podstawy wiedzy, jakie powinien posiadać w tej dziedzinie student wyższej uczelni technicznej. Dyskusja nad kanonem wywołała wiele kontrowersji i nie została jeszcze zakończona. Niemniej jednak wszyscy uczestnicy dyskusji zdają sobie sprawę, że wprowadzenie jednolitego programu z fizyki ogólnej jest niezbędne zarówno z powodu słabego (średnio) przygotowania kandydatów na studia, mimo 7 lat nauki fizyki, jak i przystąpienia wielu uczelni technicznych do programu SOCRATES/ERASMUS. Z tym ostatnim zagadnieniem wiąże się również konieczność opracowania systemu punktów kredytowych, zgodnie z Europejskim Systemem Transferu Punktów (European Credit Transfer System – ECTS), tak aby możliwa była wymiana studentów. Ponadto istnienie jednolitego programu bazowego w dziedzinie fizyki znajduje uzasadnienie w opracowanych przez europejską federację narodowych towarzystw inżynierskich (FEANI) standardowych wymaganiach w zakresie edukacji inżynierów dla uzyskania tytułu Inżyniera Europejskiego (EUR ING).

Nie można również zapominać o tym, że coraz powszechniej na uczelniach technicznych wpro-

wadza się kształcenie dwustopniowe (lub trzystopniowe przy uwzględnieniu studiów doktoranckich). Ten fakt przemawia dodatkowo za tym, że optymalna struktura programu z fizyki musi być oparta na kanonie, który powinien być realizowany na I stopniu kształcenia. Natomiast punkt b) można realizować na stopniu II.

Sytuacja naszej gospodarki i poziom sił twórczych stwarzają potrzebę kształcenia specjalistów posiadających umiejętności szybkiego przenoszenia najnowszych osiągnięć naukowych do techniki oraz krytycznego śledzenia rozwoju nowych technik i technologii zachodnich. Specjaliści ci powinni być zdolni do twórczej modernizacji zakładów przemysłowych i firm w naszym kraju. Nowoczesny przemysł oraz laboratoria naukowo-badawcze potrzebują ludzi potrafiących wytwarzać i wykorzystywać np. ultrawysoką próżnię i bardzo niskie temperatury, stosować lasery w metrologii i w technologii, diagnozować procesy technologiczne za pomocą unikatowej aparatury, wytwarzać nowe materiały, badać ich właściwości oraz przewidywać ich zachowanie w ekstremalnych warunkach.

Proces przechodzenia od nauki do techniki można ułatwić albo przez indywidualne programy studiów, albo przez tworzenie w wyższych uczelniach technicznych kierunku studiów – fizyka techniczna. Studia na tym kierunku powinny pozwolić na wykształcenie specjalistów umiających pracować w dziedzinach na pograniczu fizyki i technologii w zakresie: 1) projektowania, budowy i eksploatacji unikatowych maszyn, urządzeń i aparatury pomiarowej i diagnostycznej, 2) badania właściwości fizycznych nowo wytworzonych materiałów oraz 3) nowoczesnych procesów technologicznych. Absolwenci fizyki technicznej powinni być przygotowani zarówno do twórczej pracy naukowo-badawczej, jak i inżynierskiej. W związku z tym program studiów, w odróżnieniu od programu fizyki uniwersyteckiej, musi obejmować również przedmioty techniczne.

Fizyka techniczna powinna być kierunkiem o szerokim wachlarzu specjalności i ewentualne miejsca pracy dla absolwentów będą w dużej mierze zależały od ukończonej specjalności. Generalnie można powiedzieć, że przygotowanie teoretyczne i praktyczne absolwentów kierunku fizyka techniczna predysponuje ich do pracy w uczelniach technicznych, instytutach naukowych i sze-

roko pojętym zapleczu naukowo-badawczym przemysłu (laboratoria przemysłowe, medyczne, firmy projektowe, handlowe, produkcyjne i naprawcze).

Jak widać, nauczanie fizyki w wyższych szkołach technicznych ma swoją specyfikę i bardzo różni się od nauczania fizyki uniwersyteckiej, już choćby ze względu na różne cele nauczania. Pro-

blemów jest dużo (nie wszystkie udało mi się tu poruszyć) i my, nauczyciele akademicy, wykładający i prowadzący ćwiczenia audytoryjne i laboratoryjne z fizyki w uczelniach technicznych, musimy się z nimi uporać, tak aby wykształcić inżynierów dobrze przygotowanych do przyszłej pracy zawodowej i mogących spełnić pokładane w nich nadzieje.

Zadania, szanse i ograniczenia dydaktyki fizyki w świetle reformy systemu edukacji

Władysław Błasiak

Instytut Fizyki i Informatyki, Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Kraków

Podstawowym zadaniem dydaktyki fizyki jest podnoszenie efektywności nauczania fizyki na wszystkich szczeblach kształcenia. Jakie zadania stoją przed dydaktyką fizyki w czasie wdrażania reformy systemu edukacji?

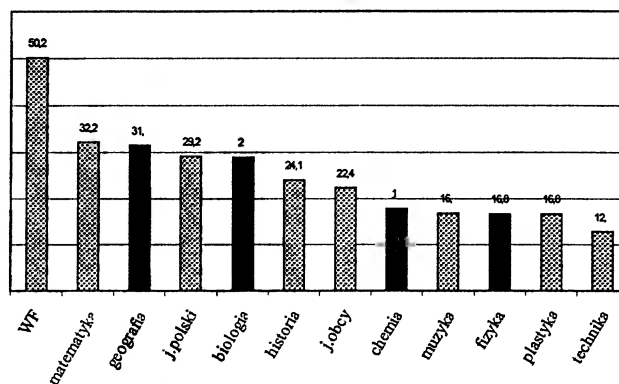
Od 1 września 1999 r. fizyka znika z programów nauczania w zreformowanej szkole podstawowej. To pożegnanie z fizyką nie wygląda zbyt imponująco. Na rysunku przedstawiamy zainteresowanie fizyką na tle innych szkolnych przedmiotów w opinii zeszlórocznych absolwentów szkoły podstawowej.

W dotychczasowym systemie szkolnym, fizyki nauczano najczęściej w wymiarze 1, 2, 2 godziny tygodniowo, odpowiednio w ciągu ostatnich trzech lat szkoły podstawowej, oraz 2, 2 godziny tygodniowo w ciągu dwóch pierwszych lat liceum ogólnokształcącego, w klasach o profilu ogólnym (w niektórych szkołach dyrektorzy dodawali jeszcze jedną godzinę, najczęściej w klasie trzeciej). Razem ok. 10 godzin tygodniowo w całym cyklu kształcenia.

W zreformowanej szkole może się zdarzyć, że młody Polak będzie uczony fizyki (jako osobnego przedmiotu) jedynie w gimnazjum w wymiarze 4 godzin (w ciągu trzech lat). Do tego dojdą wy-

brane elementy fizyki „przemyczone” w trzyletnim kursie przyrody w szkole podstawowej. Pośród kilkunastu programów nauczania przyrody, zatwierdzonych do użytku przez MEN, udział treści fizycznych (obok wiedzy biologicznej, geograficznej

Procent uczniów którzy wybrali dane przedmioty, wśród trzech najbardziej lubianych



Dane: A. Rappe, H. Szaleniec, M.K. Szmigiel, „Badanie kompetencji matematycznych w opinii uczniów klas ósmych”, *Hejnał Oświatowy*, nr 3, Kraków 1998. Z populacji ok. 20 tys. ósmoklasistów wybrano z każdej klasy jednego ucznia: razem 878 uczniów, co stanowi 4,39% populacji uczniów (51% stanowiły dziewczęta, 49% – chłopcy).

i chemicznej) mieści się bowiem w przedziale od ok. 8% do ok. 35%. W większości zatwierdzonych programów nauczania przyrody dominuje jednak zdecydowanie wiedza biologiczna i geograficzna.

Wiele danych wskazuje na to, że większość uczniów szkół licealnych będzie próbowało ominąć naukę fizyki, wybierając inne przedmioty. W większości klas pewne elementy fizyki mogą się znaleźć jedynie w zintegrowanym bloku o nazwie „Człowiek i środowisko”.

Reformatorskie poczynania naszych władz nie są niestety przychylnie dla fizyki. Aby choć w części uratować dramatycznie złą sytuację nauczania fizyki w nowym systemie szkolnym, apeluję o pilne podjęcie następujących zadań przez fizyków i dydaktyków fizyki:

1) Przekonywanie nauczycieli przedmiotu o nazwie „przyroda” w szkole podstawowej o tym, aby realizowali te programy nauczania, w których wiedza fizyczna nie jest traktowana marginalnie.

2) Organizowanie studiów podyplomowych dla nauczycieli fizyki, którzy zechcą uczyć przedmiotu o nazwie „przyroda”.

3) Podjęcie wysiłku zmierzającego w kierunku zapewnienia fizyce właściwej rangi w programach nauczania w liceach ogólnokształcących.

4) Prowadzenie szeroko zakrojonych badań związanych z weryfikacją nowych programów na-

uczania oraz środków dydaktycznych w zreformowanej szkole podstawowej oraz w gimnazjum. Rozpoczęcie reformy bez wstępnych weryfikacji programów nauczania było przedsięwzięciem bardzo nieodpowiedzialnym. Duża liczba i różnorodność programów nauczania skłania do oceny ich jakości i wyboru tych najbardziej efektywnych. Dla dydaktyków fizyki jest to dobra okazja do konfrontacji teorii z praktyką.

Aby działania środowiska fizyków w sprawie nauczania fizyki nie wiodły do kolejnej klęski, potrzebne jest pilne stworzenie mechanizmów promowania badań z zakresu dydaktyki fizyki. W tym względzie potrzebna jest pomoc środowiska fizyków w zakresie: 1) wsparcia wieloletnich starań o uzyskanie formalnego statusu dydaktyki fizyki jako dyscypliny naukowej (jeszcze parę lat i już nie będzie chętnych do zajmowania się dydaktyką fizyki); 2) zapewnienia priorytetów w finansowaniu badań dydaktycznych w okresie reformy przez Komitet Badań Naukowych.

PS. Złote ma insygnia cna Akademia,
Ale zaś ołowiane pono salarija.
Kto złotych nauk uczy, słusznie brać powinien
Złote myto, a nie tych kilka błahych grzywien.

Wespazjan Kochowski (1633 – 1700),
Berła złote, w. 1–4.

Ruchome ilustracje do „Fizyki fal”

Jerzy Ginter

Wydział Fizyki, Uniwersytet Warszawski

Przez wiele lat autor prowadził zajęcia z fizyki fal na drugim roku studiów Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Początkowo były to wykłady na fizyce „zwykłej” – i zakończyły się wydaniem dwutomowego podręcznika *Fizyka fal* (PWN, 1993). Potem były to zajęcia na sekcji nauczycielskiej (w Nauczycielskim Kolegium Fizyki) – na ich podstawie powstał skrypt dla trzeciego semestru tej specjalizacji.

Kiedy pisze się książkę z omawianej dziedziny, napotyka się podstawową trudność: ani pojedyncze nieruchome rysunki, ani nawet ich cykle nie są w stanie oddać przebiegu czasowego omawianych zjawisk. Natomiast bardzo pomocne są tu nawet

najprymitywniejsze animacje. W tej chwili przygotowanie takich filmików nie stanowi poważniejszego problemu. Można wykorzystać w tym celu na przykład program „Mathematica” firmy Wolfram Research, Inc. Obecnie mamy już ich powyżej setki – i stale używamy ich w czasie wykładów jako „ruchomych przezroczy”.

Autor zademonstruje kilka typowych animacji omawianego typu. Pełen komplet programików generacyjnych można będzie przegrać sobie na dyskietkę. Istnieje także możliwość uzyskania nagrania wideo kilkudziesięciu z omawianych animacji. Wiele z nich można wykorzystać także w szkole średniej.

Czy zagraża nam rewolucja w nauczaniu fizyki?

Zofia Gołąb-Meyer

Instytut Fizyki, Uniwersytet Jagielloński

W swoim wystąpieniu spróbuję Państwu wskazać na zagrożenia, jakie niesie rewolucja nauczania fizyki w szkołach. Wskażę też działania, jakie środowisko fizyków powinno podjąć, by to zagrożenie zminimalizować.

Fakty:

1) Wszyscy wiemy, że fizyka na ogół jest źle nauczana, a nawet więcej, bardzo źle nauczana. W Polsce występuje wyraźne obniżanie jakości nauczania spowodowane dodatkowo wymianą ge-

neracji nauczycieli. Nauczyciele są coraz słabsi – wiem, co mówię, bo od lat mam zajęcia na studiach podyplomowych dla nauczycieli. 2) Zła jakość nauczania nie jest cechą wyłącznie polską. Jest to zjawisko powszechne na świecie, aczkolwiek występują różnice pomiędzy różnymi krajami. 3) Powszechnie na świecie spada liczba godzin przeznaczona na naukę fizyki. 4) W krajach, w których uczniowie mają wybór, spada liczba uczniów uczących się fizyki. 5) Występuje po-

wszeczna wśród uczniów niechęć do fizyki, a nawet mocniej, występuje wrogość. 6) Społeczeństwo ze swoją kulturą i różnymi subkulturami jest zdecydowanie antyscientyzyzm. Naukę obwinia się za katastrofy ekologiczne, wojny, biedę. Równocześnie przydaje się bez umiaru wszystkim, co chce się „dobrze sprzedać”, przymiotnik „naukowy”. 7) Do tej pory wystarczająca liczba uczniów pobierała naukę fizyki na dostatecznym poziomie, by wykształcać naukowców, inżynierów.

Czy fachowcy wiedzą, jak uczyć fizyki, aby wykształcić fachowców i oświecone naukowo społeczeństwo?

Odpowiedź jest: TAK. Fachowcy doskonale wiedzą, jak należy nauczać takie dzieci i młodzież, które, w skrócie mówiąc, mają predyspozycje do nauk ścisłych. Pomimo kryzysu nauczanie elity trzyma się dzielnie. Coraz wyższy poziom laureatów olimpiad i rozmaitych konkursów jest tego wymownym dowodem.

Ale czy fachowcy wiedzą, jak należy nauczać pozostałe, mniej umotywowane i mniej zdolne rzesze uczniów? Fachowcy twierdzą, że wiedzą. Podpierają się teorią, badaniami z psychologii. Wskazują na cały szereg chlubnych przykładów.

Fachowcy twierdzą, że istnieje cały szereg koniecznych do spełnienia warunków, by osiągnąć dobre wyniki w nauczaniu.

Oto one:

1) Uczeń musi być pozytywnie do nauki motywowany. Motywacja, a raczej jej brak, ma źródło zarówno w szkole, jak i poza szkołą. Atutami w pozytywnej motywacji są: naturalna ciekawość świata (zwłaszcza młodszych uczniów) oraz możliwość „wygrania” wiedzy i osobowości nauczyciela. We wszystkich pozytywnych przykładach ten warunek jest zawsze spełniony. 2) Nauczyciel musi posiadać wiedzę merytoryczną, być przygotowany dydaktycznie, mieć autorytet i posiadać rodzaj charakterystycznej dla zawodu nauczyciela charyzmy. I tu znowu we wszystkich pozytywnych przykładach ten warunek jest spełniony. 3) Szkoła musi posiadać zaplecze laboratoryjne i zapewnić na naukę komfortową ilość czasu. Nauczanie musi się odbywać w niedużych grupach. Jeśli powyższy warunek nie jest spełniony, tylko część młodzieży może korzystać z dobrodziejstw dobrego nauczania. 4) Szkoła musi być przyjazna uczniom, sprawiedliwa, doceniająca pracę uczniów i nauczycieli. Rzadko tę lukę mogą wypełnić inne instytucje.

W praktyce szkolnej powyższe warunki są rzadko spełniane, nie dziwne jest więc, że nauczanie kuleje.

Okazuje się, że przy spełnieniu powyższych warunków uczniowie lubią fizykę. Jest ona „blisko ucznia”, przerabiane są zagadnienia interesujące dziewczynki (na ogół biologiczne), lubiane przez chłopców (techniczne), małych filozofów (kosmologia) i społeczników (ekologia). Dobry nauczyciel robi powtórki „integrując”, uczy konstruktywistycznie, holistycznie. Uczniowie bawią się eksperymentując, a jednocześnie wiedzą, że to nie zabawa, tylko systematyczne badania. Uczniowie poznają smak fizyki, jej metody badawcze, nabierają rzemiosła, uczą się języka właściwego naukom ścisłym. I o to chodzi. Dobry nauczyciel w miarę sprzyjających warunkach „potrafi”.

Powstaje zasadnicze pytanie: jak stworzyć te sprzyjające warunki i skąd brać tych dobrych nauczycieli?

Wydaje się, że środowisko fizyków mogłoby mieć znaczący udział w pozytywnej odpowiedzi na powyższe pytania.

O tym dalej. Teraz raz jeszcze przyjrzymy się dokładniej oskarżeniom rzucanym pod adresem nauczania fizyki. Zastanówmy się, kiedy się pojawiły wyraźne oznaki kryzysu nauczania. Paradoksalnie, te oznaki pokazały się w okresie największego wzrostu fizyki, jej złotego wieku, w czasie jej prosperity i w czasie sformułowania zasad nowoczesnej dydaktyki, opartej na solidnej wiedzy psychologicznej.

Co się zatem stało?

Nauczanie w szkołach zrobiło się werbalne! Minikursy uniwersyteckie, przerabiane w szkołach coraz szybciej, pośpieszniej, ogółane z przykładów oraz pouczających i interesujących zastosowań, z coraz gorszymi zadaniami, zaczęły się zadławić coraz to lawinowo wzrastającą ilością materiału. Werbalizm budzi u uczniów wstręt, odrazę! Koło zamachowe niechęci do fizyki ruszyło! Pierwszą reakcją na tę niechęć było ograniczenie czasu nie lubianego przedmiotu. Koło się kręci dalej. Skrócony czas nauczania coraz bardziej degeneruje nauczanie. Fizyka jest coraz bardziej nie lubiana. Dydaktycy zamiast powstrzymać bieg koła zaczęli rzucać kółka ratunkowe w postaci: fizyka dla dziewcząt, fizyka dla chłopców, fizyka w kuchni, fizyka sportu, fizyka na sankach, na basenie, w wesołym miasteczku. Innym kołem

ratunkowym jest tzw. nauczanie integrujące, zblokowane. Powstają bloki: „ruch uliczny”, „woda”, „przekazywanie informacji”. Niektóre z pomysłów są twórcze i interesujące. Świetnie nadają się do powtórek, poszerzania wiadomości, do stymulowania zainteresowań. Jest to pole do pracy i do popisu na długie lata. Należy jednak sobie wyraźnie zdać sprawę, że nauczanie np. o zjawiskach optycznych w rozbięciu, nie logicznym porządkiem, nie ułatwia wnikięcia w istotę rzeczy. Nauczanie o wszystkich falach naraz słyca ich istotę i jest nienaukowe. Przy kształceniu fachowców nie musi być najekonomiczniejsze.

Ponieważ wraz z niechęcią do fizyki notuje się wrogość do matematyki, do wzorów, autorzy podręczników zaczynają unikać jak ognia wzorów, matematyki. W to miejsce są wprowadzane krótkie slogany. To prawie przeczy istocie fizyki. Nauczanie fizyki jest wypierane opowiadaniem o fizyce, o jej zastosowaniach. Taka jest wola ludu. I to oznacza rewolucję w nauczaniu. Ta rewolucja już się rozpoczęła!

• Czy to źle?

To może być źle, ale nie musi. Może być źle, bo może prowadzić do ciemnoty naukowej, do arogancji naukowej. Z drugiej jednak strony z ciemnotą naukową mamy do czynienia obecnie, przy starym akademickim nauczaniu. Ta ciemnota jest połączona z niechęcią do nauki, a tego chcemy właśnie uniknąć. Może nie będzie gorzej, tylko trochę lepiej. Co jednak zrobić, by było lepiej?

Co mogą uczynić fizycy w tej materii, przy okazji ratując przed złamaniem gałąź, na której siedzą?

1) Przedstawiać siebie społeczeństwu jako mędrców, zbawców świata (chodzi o pozytywne nastawienie do nauki). Używać do tego celu wszystkich mediów, a nawet profesjonalnych agencji reklamowych. Wykorzystywać tych fizyków, którzy mają do tego talent. Kształcić młodych fizyków do popularyzacji nauki. Uczynić z popularyzacji ważne zadanie i przeznaczać na to znaczący procent z funduszy na badania. Przykró-

cić tych naukowców, którzy robią nauce antyrekłame. 2) Walczyć z determinacją o wysoki poziom kształcenia nauczycieli. Na uczelniach uczyć z tego priorytetowe zadanie. Trzeba to zadanie wykonywać solidnie, dużym nakładem wysiłku i kosztów wbrew oszczędnościowym zapędom MEN-u. Nie należy oddać tego pola domorosłym, liczącym na jakiś zarobek instytucjom. Jeśli przegramy na tym polu, możemy o reszcie zapomnieć. 3) Włączyć się aktywnie w opracowania nowych programów, podręczników i innych materiałów (CD, wideo). Tutaj nikt fizyków nie zastąpi. Jeśli odpuścimy to pole amatorom, to kiepscy nauczyciele będą stowarzyszeni z fatalnymi podręcznikami. Nowego typu podręczniki dopiero powstają. Nie ma sprawdzonych wzorców. Tu jest masa pracy, czekającej na fizyków. Nie można niestety poważnie traktować wypowiedzi naszego ministra (dla ZNAK-u), który uważa, że można podręcznik napisać w trzy miesiące. Praktyka pokazuje, że doskonały nauczyciel na ogół nie jest w stanie sam napisać dobrego podręcznika. 4) Szerzej otworzyć bramy uczelni, instytutów dla szerokiej publiki, dla nauczycieli, rodziców i uczniów. Wykorzystać fakt, iż niechęć do nauki szkolnej nie zabiła doszczętnie zainteresowania przyrodą.

Co pozytywnego rysuje się na horyzoncie zrewolucjonizowanego nauczania?

1) Szansa na wykorzenie niechęci do nauki, do fizyki. 2) Olbrzymie ułatwienia w eksperymentowaniu przy użyciu nowych materiałów. Możliwość wykonywania doświadczeń „z kieszeni”, w kuchni. 3) Dostęp do Internetu zapewni możliwość korzystania z najlepszych źródeł, wzorców. To może zniwelować skutki złej szkoły i niedouczonego nauczyciela. 4) Ogromne zainteresowanie społeczeństwa kształceniem pozaszkolnym. A więc rozwój muzeów, organizowanie imprez naukowych, literatura popularnonaukowa, audycje w TV, materiały w Internecie.

Własne prognozy: myśląc racjonalnie – czarny pesymizm, z emocjonalnym optymizmem – może coś się da uratować.

Czego łatwiej się nauczyć: fizyki czy gry w szachy?

Edward Kapuścik

Wyższa Szkoła Pedagogiczna, Kraków

W referacie dokonuję porównania sposobów nauczania fizyki i gry w szachy. W tym celu omawiam analogie między zjawiskami fizycznymi a szachownicą, pojęciami fizycznymi a figurami szachowymi, prawami fizyki a ustawieniem figur na szachownicy, ewolucją układów fizycznych a ruchami figur. Analogie te pozwalają oceniać różne nowe propozycje nauczania fizyki i odpowiedzieć na kilka zasadniczych pytań, na

przykład: kto jest mistrzem w „grze” w fizykę? Czy ten, kto po mistrzowsku opanował arkana gry i je twórczo rozwija, czy ten, kto po mistrzowsku potrafi komentować grę arcymistrzów? Czy po „szachu” można dalej grać w fizykę? Czy obserwując „grę” w fizykę można nauczyć się fizyki? To tylko niektóre z pytań, na które postaram się odpowiedzieć w swoim referacie.

Dydaktyka fizyki jako dyscyplina naukowa

Jerzy Warczewski

Instytut Fizyki, Uniwersytet Śląski, Katowice

W czerwcu 1998 roku zwróciłem się pismem do Centralnej Komisji do Spraw Tytułu Naukowego i Stopni Naukowych przez Dziekana i Radę Wydziału Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu z wnioskiem o formalne nadanie statusu dyscypliny naukowej dydaktyce nauk fizycznych oraz z propozycją, aby miejscem przeprowadzania przewodów doktorskich i habilitacyjnych oraz realizacji wniosków o tytuł profesorski z zakresu dydaktyki nauk fizycznych była Rada Wydziału Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu, wzbogacona na tę okoliczność o odpowiednich profesorów nauk fizycz-

nych z innych ośrodków [1] (patrz niżej załączony tekst tego pisma). Pismo moje zostało zaopatrzone w obszerny załącznik – tekst pod tytułem „Uwagi o podstawach dydaktyki fizyki”, wówczas przyjęty do druku, a obecnie już wydrukowany w *Postęпах Fizyki* [2]. W tekście tym sformułowalem m.in. argumentację wniosku, tj. ukazałem aspekty dydaktyki fizyki jako dyscypliny naukowej. To, że w moim piśmie do Centralnej Komisji zaproponowałem Wydział Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza wynika z faktu, że na Wydziale tym jest tradycyjnie wielkie zrozumienie dla ważności dydaktyki, wypromowano tam również

szereg doktorów nauk fizycznych z zakresu dydaktyki fizyki (w tym także ja miałem satysfakcję wypromować jednego z moich doktorantów).

W związku z powyższym zostałem zaproszony do Poznania przez Dziekana Wydziału Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza na kilka kolejnych Ogólnopolskich Konferencji Dziekanów Wydziałów Fizyki i Dyrektorów Instytutów Fizyki w celu zreferowania mojego wyżej wspomnianego wniosku, a także wygłoszenia wykładu na temat dydaktyki fizyki. Wniosek mój został poparty przez wszystkich obecnych Dziekanów i Dyrektorów, a także przez Prezesa Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Następnie wniosek ten poparła Rada Wydziału Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza i został on przesłany wraz z pismem Dziekana Wydziału (patrz niżej załącznik) do Centralnej Komisji.

W imieniu Centralnej Komisji odpowiedział na piśmie jej Sekretarz, prof. dr hab. Osman Achmatowicz (patrz niżej załącznik). Trzeba przyznać, że pismo prof. Achmatowicza, aczkolwiek nie donosi na razie o nadaniu dydaktyce nauk fizycznych statusu wyodrębnionej dyscypliny nauki, to jednak napęłnia optymizmem, ponieważ otwiera już w chwili obecnej możliwość przeprowadzania przewodów doktorskich i habilitacyjnych z zakresu dydaktyki fizyki w ramach dziedziny nauk fizycznych.

Po pierwsze bowiem czytamy w tym piśmie: „Prezydium Centralnej Komisji podzieliło pogląd wyrażony w piśmie Pana prof. dr hab. Jerzego Warczewskiego, że dydaktyka nauk fizycznych stanowi określony obszar badawczy, w którym istnieją odpowiednie warunki do prowadzenia pracy naukowej z możliwością wykorzystania jej wyników dla rozwoju nauki i kadry naukowej”. A zatem, krótko mówiąc, Centralna Komisja potwierdza, że dydaktyka fizyki jest faktycznie dyscypliną naukową. Z pisma tego wynika również, że kto chce i ma ku temu podstawy, może – wraz z ewentualnym promotorem – zwrócić się obecnie z prośbą do Rady Wydziału Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu o przeprowadzenie przewodu doktorskiego z zakresu dydaktyki fizyki w ramach dziedziny nauk fizycznych. Podobnie można postąpić w przypadku przygotowania rozprawy habilitacyjnej. Analogicznie rzecz się ma odnośnie do wniosków o tytuł profesorski. Trzeba tu jeszcze podkreślić, że w cytowanym pi-

śmie Centralnej Komisji jest zawarta deklaracja pomocy w zakresie przeprowadzania takich przewodów.

Podsumowując, można stwierdzić, że w chwili obecnej jest zielone światło dla przeprowadzania przewodów doktorskich i habilitacyjnych, a także dla realizacji wniosków o tytuł profesorski z zakresu dydaktyki fizyki w ramach dziedziny nauk fizycznych. Wydaje się także, że pewną pomoc potencjalnym kandydatom do doktoratu i habilitacji z zakresu dydaktyki fizyki może stanowić wspomniany wyżej artykuł w *Postęпах Fizyki* [2].

Literatura

- [1] J. Warczewski, „Czy dydaktyka fizyki będzie wreszcie uznana prawnie jako dyscyplina naukowa?“, *O dydaktyce fizyki*, Biuletyn Informacyjny Centralnego Ośrodka Metodycznego Studiów Nauczycielskich w WSP w Krakowie, nr 13/14, luty 1999, s. 52.
- [2] J. Warczewski, „Uwagi o podstawach dydaktyki fizyki“, *Postępy Fizyki* 50, 194 (1999).

Poniżej załączono za zgodą Prof. W. Nawrocika teksty trzech cytowanych pism:

Kraków, 3 czerwca 1998

prof. dr hab. Jerzy Warczewski
kierownik Zakładu Fizyki Magnetyków, Instytut Fizyki
Uniwersytet Śląski, ul. Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice

przewodniczący Zespołu Kierunkowego Fizyki
członek Rady Naukowej
Centralny Ośrodek Metodyczny
Studiów Nauczycielskich
przy Wyższej Szkole Pedagogicznej
ul. Karmelicka 41, 31-128 Kraków

Centralna Komisja do Spraw Tytułu Naukowego
i Stopni Naukowych
Pałac Kultury i Nauki
00-901 Warszawa
przez
Pana Dziekana Prof. dr hab. Wojciecha Nawrocika
i Radę Wydziału Fizyki
Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza
w Poznaniu

Zwracam się z uprzejmą prośbą o formalne nadanie statusu dyscypliny naukowej dydaktyce nauk fizycznych w ramach dziedziny nauki „nauki fizyczne”.

Chodzi o to, aby dydaktyka nauk fizycznych (a także zapewne innych nauk przyrodniczych, jak np. nauk chemicznych czy biologicznych) nie tylko została uznana jako dyscyplina naukowa, lecz także aby w konsekwencji tego prace naukowe powstające w jej ramach mogły służyć również jako podstawa do uzyskiwania stopni naukowych i tytułu naukowego. Warto tu podkreślić, że w krajach Europy Zachodniej (np. Anglia, Holandia, Niemcy) i Wschodniej (np. Rosja) czy wreszcie w USA dydaktyki różnych nauk przyrodniczych od dawna uznane są jako dyscypliny nauki i – co więcej – publikacje naukowe w tej dziedzinie ukazują się w tych krajach w renomowanych czasopismach, takich jak np. *American Journal of Physics*.

Jako miejsce przeprowadzania przewodów doktorskich i habilitacyjnych oraz realizacji wniosków o tytuł profesorski w dziedzinie dydaktyki nauk fizycznych proponuję Radę Wydziału Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu, wzbogaconą na

tę okoliczność o odpowiednich profesorów nauk fizycznych z innych ośrodków.

Z wyrazami najwyższego szacunku
Prof. dr hab. Jerzy Warczewski

Załącznik (tekst „Uwagi o podstawach dydaktyki fizyki” przyjęty do druku w czasopiśmie *Postępy Fizyki*)

Poznań, 17. 12. 1998

Szanowny Pan
Prof. dr hab. Janusz Tazbir
Przewodniczący Centralnej Komisji
ds. Tytułu Naukowego i Stopni Naukowych
Pałac Kultury i Nauki
00-901 Warszawa

Wielce Szanowny Panie Profesorze,
W załączeniu przesyłam list, który Prof. Jerzy Warczewski z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Śląskiego kieruje do Centralnej Komisji przez Dziekana i Radę Wydziału Fizyki UAM.

Rada Wydziału Fizyki na posiedzeniu w dniu 20 listopada 1998 zapoznała się z treścią listu prof. Jerzego Warczewskiego i z obszernym uzasadnieniem Jego stanowiska przedstawionym w załączonym do listu opracowaniu p.t. „O dydaktyce fizyki”.

Po dyskusji Rada Wydziału w głosowaniu jawnym poparła zawartą w liście prośbę o nadanie statusu dyscypliny naukowej dydaktyce nauk fizycznych w ramach dziedziny nauki „nauki fizyczne”.

Rada Wydziału wyraziła także gotowość, jeśli Centralna Komisja uzna za stosowne, przeprowadzania na Wydziale Fizyki UAM przewodów doktorskich i habilitacyjnych oraz realizacji wniosków o tytuł profesorski w dziedzinie dydaktyki nauk fizycznych.

Rada Wydziału uznała, że niski poziom nauczania fizyki w polskich szkołach podstawowych i średniego wymaga zdecydowanego działania wyższych uczelni kształcących nauczycieli fizyki. Rezultatem niskiego poziomu nauczania fizyki w szkołach jest m.in. brak zainteresowania uczniów fizyką oraz ciągłe mała liczba kandydatów na studia fizyczne. Za kształcenie nauczycieli w wyższych uczelniach odpowiedzialna jest głównie grupa nauczycieli akademickich dydaktyków fizyki.

Niestety dopływ młodych i zdolnych absolwentów fizyki do tej grupy jest niewielki, ponieważ młodzi ludzie nie widzą możliwości normalnego rozwoju naukowego poprzez zdobywanie stopni naukowych i tytułu naukowego.

Ten stan rzeczy sprawia, że w okresie, kiedy rozwój fizyki i przekształcenia w systemie edukacji stawiają przed uczelniami zadanie lepszego kształcenia nauczycieli, grupa dydaktyków fizyki, głównie odpowiedzialnych za kształcenie nauczycieli, nie rozwija się prawidłowo.

Zapewnienie więc warunków do prawidłowego rozwoju naukowego grupie dydaktyków fizyki stało się ważnym zadaniem środowiska fizyki polskiej.

Na spotkaniu dziekanów Wydziałów Fizyki i dyrektorów Instytutów Fizyki, które odbyło się w październiku na Wydziale Fizyki UAM, przedstawiciele m.in. Warszawy, Krakowa, Wrocławia, Łodzi i Polskiego Towarzystwa Fizycznego gorąco poparli prośbę prof. Jerzego Warczewskiego skierowaną do CK o formalne nadanie statusu dyscypliny naukowej dydaktyce nauk fizycznych.

Oczekując decyzji Centralnej Komisji pozostaję z szacunkiem

Dziekan
Wydziału Fizyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza
Prof. dr hab. Wojciech Nawrociak

Warszawa, 26 kwietnia 1999

CENTRALNA KOMISJA
DO SPRAW TYTUŁU NAUKOWEGO
I STOPNI NAUKOWYCH
Pałac Kultury i Nauki
00-901 Warszawa

Pan
Prof. dr hab. Wojciech Nawrociak
Dziekan Wydziału Fizyki
Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza
w Poznaniu

Uprzejmie informuję, że Prezydium Centralnej Komisji zapoznało się z propozycją wyodrębnienia nowej dyscypliny „dydaktyka nauk fizycznych” w ramach dziedziny „nauki fizyczne” i przeanalizowało możliwości jej realizacji.

Prezydium Centralnej Komisji podzieliło pogląd wyrażony w piśmie Pana prof. dr hab. Jerzego Warczewskiego, że dydaktyka nauk fizycznych stanowi określony obszar badawczy, w którym istnieją odpowiednie warunki do prowadzenia pracy naukowej z możliwością wykorzystania jej wyników dla rozwoju nauki i kadry naukowej. Trzeba też zgodzić się z opinią, że nie ma dotąd zadowalających kryteriów, które by pozwoliły na rzetelną ocenę dorobku naukowego z omawianego zakresu nauki.

Są to m.in. argumenty przemawiające za nadaniem dydaktyce nauk fizycznych statusu wyodrębnionej dyscypliny nauki.

Problem powstaje wówczas, gdy rozważyć realne warunki, od których powinno zależeć nadanie nowej dyscyplinie statusu dyscypliny naukowej dla potrzeb nadawania stopni naukowych na podstawie obecnie obowiązującego prawa.

Przed wszystkim problem ten nie dotyczy tylko dydaktyki nauk fizycznych, lecz licznych dydaktyk szczegółowych, z których większość może oczekiwać podobnego traktowania.

Wymagałoby to daleko idących zmian w całym wykazie dziedzin i dyscyplin, w których nadaje się stopnie naukowe. Powstaje wątpliwość, czy obecna Centralna Komisja, u schyłku swej kadencji i w przeddzień przygotowywanych zmian prawa w obszarze nauki, powinna przeprowadzać takie szerokie zmiany. Naszym zdaniem nie powinniśmy tego robić.

Poważniejsza trudność wyłania się, gdy weźmiemy pod uwagę cele, jakim służy obowiązujący wykaz dziedzin i dyscyplin, w których nadaje się stopnie naukowe. Obejmuje on mianowicie wyodrębnione obszary, w których istnieją odpowiednio liczne środowiska naukowe, związane zatrudnieniem w określonej jednostce naukowej, zdolne sprostać formalnym wymaganiom ustawowym, od których spełnienia zależy możliwość uzyskania uprawnień do nadawania stopni naukowych. Otóż takich wymagań jak dotąd nie spełnia żadna jednostka z zakresu dydaktyk szczegółowych, w tym dydaktyki fizyki.

Nie ma bowiem nadal takiego wydziału szkoły wyższej, instytutu, gdzie zatrudnionych byłoby co najmniej 5 profesorów lub doktorów habilitowanych, dla których dydaktyka fizyki (matematyki, geografii itd.) byłaby przedmiotem głównych zainteresowań naukowych.

Nie ma więc jednostki, której zgodnie z prawem można by nadać uprawnienia w omawianym zakresie.

Wydzielenie, mimo tego, danej dydaktyki szczegółowej jako dyscypliny, pociągnęłoby za sobą takie oto konsekwencje prawne, że żaden wydział uprawniony np. w zakresie dyscypliny „fizyka” nie mógłby, nie mając formalnych uprawnień, przeprowadzać tak jak dotychczas przewodów naukowych z zakresu dydaktyki fizyki.

Warunki formalne dla rozwoju dydaktyki fizyki mogłyby więc się faktycznie pogorszyć.

Nie możemy się zgodzić, że nie ma procedur zdobywania stopni naukowych z zakresu dydaktyk szczegółowych. Nie ma naszym zdaniem przeszkód do prowadzenia przewodów naukowych z tego zakresu w ramach dyscyplin głównych (tu np. fizyki), jeśli tylko w danej radzie wydziału istnieje przekonanie o potrzebie rozwoju tego kierunku nauki. Tymczasem nie obserwujemy inicjatyw awansowych w zakresie dydaktyk szczegółowych, nie są nam przedstawiane prace naukowe rangi rozpraw doktorskich lub habilitacyjnych z zakresu dydaktyki fizyki.

Jeśli są takie prace i są trudności z ich ulokowaniem w celu przeprowadzenia przewodu doktorskiego lub habilitacyjnego, to deklaruujemy swą pomoc w tym zakresie (mamy tu określone możliwości prawne). Nie widzimy przeszkód, by kierować je np. do Wydziału Fizyki UAM.

Jeśli więc powstaną takie prace, jeśli uzyskają akceptację określonego środowiska fizyków, to będzie to silne wsparcie dla inicjatyw wydzielenia dyscypliny pod nazwą „dydaktyka nauk fizycznych”.

Trzeba też zastanowić się, czy nadawanie stopni naukowych w nowej dyscyplinie naukowej nie powinno zostać poprzedzone wydzieleniem odpowiedniego kierunku kształcenia w szkołach wyższych.

W każdym razie tu też potrzebna byłaby odpowiednia inicjatywa ze strony zainteresowanych środowisk naukowych.

Prezydium Centralnej Komisji nie jest przeciwnikiem wydzielenia tzw. dydaktyk szczegółowych jako nowych dyscyplin nauki. Sądymy, że jest to jeden z problemów do rozstrzygnięcia przy dokonywaniu przeglądu obecnego wykazu dziedzin i dyscyplin dla celów nadawania stopni naukowych. Potrzebę zmiany wykazu sygnalizują, z różnych okazji także inne środowiska naukowe. Po wyjaśnieniu się sytuacji prawnej związanej z kształtem obecnej ustawy o tytule naukowym i stopniach naukowych będzie to zapewne jedno z pierwszych, ważnych zadań nowego składu Centralnej Komisji.

SEKRETARZ KOMISJI
Prof. dr hab. Osman Achmatowicz

Kwanty anihilacji elektron–pozyton w diagnostyce medycznej i badaniu struktury elektronowej

Grażyna Kontrym-Sznajd

Institut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN im. W. Trzebiatowskiego, Wrocław

Rozwój tomografii komputerowej w medycynie zapoczątkowały prace Cormacka [1], który wykazał, że znajomość projekcji liniowych (f) funkcji g na wybranej płaszczyźnie $z = \text{const}$:

$$f_{\varphi}(r) = \int_L ds g(x, y), \quad (1)$$

pozwala odtworzyć funkcję g , jeżeli prześwielimy badany obiekt pod różnymi kątami. Kartezjański układ współrzędnych (x, y, z) opisuje badany obiekt, (r, φ) to współrzędne biegunowe związane z ruchomym układem aparaturowym, a ds jest przyrostem długości wzdłuż linii całkowania $L \equiv L(r, \varphi)$.

Konstrukcja pierwszego tomografu z zastosowaniem promieni X (rok 1972) to początek nowej ery bezinwazyjnego badania anatomicznego tkanek. Ponieważ tomografia rentgenowska (RTG) pozwala jedynie zróżnicować tkanki o odpowiednio różnej gęstości, co nie zawsze daje możliwość odróżnienia zmian patologicznych od fizjologicznych, następuje szybki rozwój innych metod diagnostycznych, takich jak emisyjna tomografia pozytonowa (PET) i magnetyczny rezonans jądrowy (NMR).

Tomografia pozytonowa oparta jest na zjawisku anihilacji elektronu i pozytonu, prowadzącym do zamiany ich masy na energię, emitowaną w postaci kwantów γ . Jeżeli w procesie anihilacji nie bierze udziału żaden dodatkowy układ fizyczny, to z zasady zachowania pędu i energii wynika, że w procesie tym muszą powstać co najmniej dwa fotony. Ponieważ prawdopodobieństwo emisji n kwantów γ jest proporcjonalne do $(1/137)^n$, najbardziej prawdopodobna jest anihilacja dwukwantowa, zachodząca dla cząstek o spinach anty-

równoległych. Zgodnie z zasadą zachowania pędu, wypadkowy pęd powstających fotonów wynosi p , przy czym wartość bezwzględna pędu każdego fotonu równa jest $mc + p/2$, gdzie c to prędkość światła, m – masa elektronu (pozytonu), p – sumaryczny pęd anihilującej pary. Ponieważ pozyton w chwili anihilacji jest stermalizowany, wartość pędu p jest zanedbywalna w stosunku do pędu pojedynczego fotonu i w efekcie otrzymujemy dwa fotony rozchodzące się prawie antyrównolegle [2].

W związku z tym, jeżeli liczniki rejestrujące liczbę powstających kwantów γ usytuujemy antyrównolegle oraz w pobliżu badanego obiektu, otrzymamy liczbę zliczeń f dla wszystkich aktów anihilacji, jakie zaszły na danej linii L (równanie (1)), a odtwarzając funkcję g , uzyskamy mapy badanych narządów. Jeżeli jednak liczniki te będą rozsunięte na znaczne odległości, to będziemy mogli mierzyć odchylenie kwantów γ od współliniowości, będące miarą pędu p anihilujących elektronów. W tym przypadku funkcję $g(x, y)$ w równaniu (1) należy zastąpić funkcją $\rho(p)$ opisującą prawdopodobieństwo tego, że anihilująca para elektron–pozyton ma pęd p . Dla materiałów o charakterze metalicznym pozwala to wyznaczyć nie tylko powierzchnię Fermiego [3], ale również badać składowe *Umklapp* funkcji falowej elektronu. Istotną zaletą tej metody badawczej jest to, że można śledzić zmiany struktury elektronowej pod wpływem dowolnych warunków zewnętrznych (np. temperatury, ciśnienia). Tego typu informacji nie można otrzymać przy użyciu powszechnie stosowanych magnetycznych metod określania struktury elektronowej (np. efekt de Haasa-van Alphen) [2].

Emisyjna tomografia pozytonowa umożliwia czynnościowe badania narządów poprzez określenie rozłożenia w nich preparatu promieniotwórczego, którym zazwyczaj znakowana jest określona substancja. W badaniu tym stosujemy izotopy pierwiastków biogenych o bardzo krótkim czasie połowicznego rozpadu, np. ^{15}O (2,07 min), ^{13}N (9,97 min), ^{11}C (20,3 min). Ze względu na minimalne napromieniowanie pacjenta, nieinwazyjne badanie PET jest bezpieczne i nie daje niepożądanych objawów zarówno w trakcie badania, jak i w jego następstwie. Stwarza to możliwości wielokrotnego diagnozowania pacjenta – nie tylko lokalizacji i źródła choroby, ale również efektywności leczenia.

Tomografia pozytonowa to badania przepływu krwi przez określone narządy, metabolizmu niektórych substancji (zużycie tlenu, glukozy, leków itd.) bądź ekspresji niektórych receptorów. Ma tę przewagę nad RTG i NMR, że umożliwia badanie czynnościowe narządów, co można wykorzystać zarówno w obserwacjach stanów fizjologii, jak i patologii. Badania fizjologii, gdzie wykazuje się ściśle powiązania między aktywnością neuronalną, zużyciem energii i miejscowym przepływem krwi, dotyczą w szczególności określenia funkcji prawidłowego mózgu, m.in. procesów spostrzegania, słuchania, myślenia i percepcji obrazów.

Do badania stanów patologicznych metodą PET wykorzystuje się przede wszystkim w neurologii, neurochirurgii, psychiatrii, kardiologii i onkologii. W dziedzinie neurologii pozwala ona zróznicować przyczyny otępienia będącego objawem wielu chorób, np. choroby Alzheimera, otępienia

wielogniskowego, a także pseudodemencji. Badanie PET ma duże znaczenie w określeniu ognisk epileptycznych, co decyduje o kwalifikacji pacjentów do zabiegu operacyjnego, jak również umożliwia precyzyjne wykonanie operacji neurochirurgicznych. Kolejna grupa schorzeń to choroby neurologiczne związane z zaburzeniami ruchu – m.in. choroba Parkinsona, choroba Huntingtona, choroba Wilsona. W przypadku schizofrenii można z kolei określić biochemiczne zmiany w mózgu.

Dla oszacowania wydolności mięśnia sercowego bada się metabolizm kwasów tłuszczowych w tym organie, a dla lokalizacji zawału – miejscowy przepływ krwi. W dziedzinie onkologii (wykorzystując fakt, że zmiana metabolizmu glukozy jest zależna od złośliwości nowotworu) można odróżnić zmianę łagodną od złośliwej, określić stopień złośliwości nowotworu, jak również oszacować efektywność leczenia bez oczekiwania na redukcję wielkości guza. Informacje na temat metody PET i możliwości jej stosowania zawarte są m.in. w pracach [4-7].

Literatura

- [1] A.M. Cormack, *J. Appl. Phys.* **34**, 2722 (1963); **35**, 2908 (1964).
- [2] E. Boroński i in., *Wiadomości Chemiczne* **46**, 457 (1992).
- [3] S.B. Dugdale i in., *Phys. Rev. Lett.* **79**, 941 (1997).
- [4] *Positron Emission Tomography*, red. M. Reivich i in. (NY 1985).
- [5] M.A. Mandelkern, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45**, 205 (1995).
- [6] G.D. Fischbach, *Świat Nauki*, nr 11(15), 20 (1992).
- [7] M. Kulizkiewicz-Janus, *Medycyna po Dyplomie* **6**, 18 (1997).

Tomografia NMR z użyciem gazów szlachetnych spolaryzowanych optycznie

Tomasz Dohnalik

Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński

W roku 1994 został opublikowany pierwszy obraz płuc myszy uzyskany przy zastosowaniu jądrowego rezonansu magnetycznego (NMR) ksenonu-129 uprzednio spolaryzowanego w pompowaniu optycznym [1]. Od tej daty w kilku uniwersytetach amerykańskich (Princeton, Virginia, Michigan, Berkeley) i w Europie – na Uniwersytecie w Moguncji i w Laboratorium Kastlera-Brossela ENS w Paryżu – pokazano możliwość praktycznego otrzymywania obrazów płuc człowieka przy użyciu dwóch gazów spolaryzowanych – helu-3 i ksenonu-129. Gazy te, posiadając podobnie jak wodór spin jądrowy 1/2, zorientowane, relaksują zaskakująco powoli (w płucach ok. 20 – 30 s), co umożliwia uzyskanie obrazu obszaru wypełnionego gazem (płuca, tchawica, jama ustna). Ponadto ksenon rozpuszczający się w krwi może pozwolić nie tylko na obserwację funkcjonalną wentylacji i perfuzji płuc, ale stać się magnetycznym znacznikiem perfuzji tkanek mózgu i innych organów. Jediną znaną dzisiaj metodą pozwalającą na podobne badania jest scyntylografia. Nawet obecnie otrzymywane pierwsze obrazy przy użyciu gazów spolaryzowanych optycznie wykazują lepszą zdolność rozdzielczą niż otrzymane w medycynie jądrowej, nie wprowadzając żadnych dawek promieniowania i w wielu wypadkach będąc znacznie tańszymi.

Znane są dwie metody polaryzacji jądrowej wspomnianych izotopów. Pierwsza, rozwinięta przez zespoły amerykańskie, wykorzystuje przekaz polaryzacji elektronowej spolaryzowanego optycznie metalu alkalicznego, np. Rb, w tzw. zderzeniach z wymianą spinu [2]. Metoda jest mało wydajna i „brudna” (Rb), ale dobrze działa przy ciśnieniach gazu ~ 1 atm, więc spolaryzowany gaz

po oczyszczeniu nadaje się od razu do wprowadzenia do płuc.

Druga – rozwinięta przez zespół z Laboratorium Kastlera-Brossela ENS w Paryżu (LKB) – polega na polaryzowaniu optycznie wzbudzonego w wyładowaniu rf stanu metastabilnego gazu, który w zderzeniach z wymianą metastabilności przekazuje swoją polaryzację do stanu podstawowego (spin jądrowy) [3,4]. Metoda jest niezwykle wydajna i czysta, ale działa przy niskich ciśnieniach (~ 1 mmHg), więc przed wprowadzeniem do płuc wymagana jest kompresja gazu bez utraty polaryzacji. Z uwagi na konieczność użycia niemagnetycznych materiałów (tytan), kompresor taki jest bardzo kosztowny. Dla potrzeb fizyki jądrowej (tarcze spolaryzowane) skonstruowano takie kompresory w Moguncji i w NIST (Gaithersburg, USA). Są one obecnie używane do prac nad tomografią NMR płuc z zastosowaniem helu-3.

W porównaniu z klasycznym „obrazowaniem” NMR, w którym osiąga się niewielkie polaryzacje, $\sim 10^{-6}$, stosując bardzo duże pola magnetyczne (1 – 2 T, niezwykle kosztowne magnesy nadprzewodzące), używając gazów szlachetnych pompowanych optycznie można uzyskać polaryzacje ~ 1 , co z nadwyżką kompensuje znacznie mniejszą liczbę atomów gazu. Ponadto duże pole magnetyczne nie jest tu w ogóle potrzebne, można więc zbudować urządzenie nieporównywalnie tańsze od klasycznych tomografów NMR. W większości pierwszych prac korzysta się jednak wciąż z istniejących w szpitalach aparatów z dużym polem magnetycznym. Narzuca to sposób wytwarzania obrazu, zwykle w tzw. sekwencji FLASH, gdzie dezorientuje się podłużną składową spinu, korzystając z gazów pod ciśnieniem ~ 1 atm. Uzyskano

w ten sposób bardzo ładne obrazy płuc ochotników. Udało się też zarejestrować dynamicznie przebieg oddychania.

Odmianą strategię przyjął zespół z LKB, z którym współpracujemy. Korzystając z działającego w Orsay pod Paryżem eksperymentalnego tomografu NMR z małym polem magnetycznym (0,1 T), otrzymano obrazy płuc używając znacznie czulszej metody echa spinowego, w której każdy spin wielokrotnie wnosi wkład do obserwowanego sygnału (metody tej nie można stosować w dużym polu z uwagi na przekroczenie dopuszczalnych wartości pól zmiennych).

Wystarczy wtedy spolaryzowany optycznie przy ciśnieniu kilkudziesięciu mmHg hel-3 zmieszać z helem-4 lub azotem o ciśnieniu atmosferycznym. Mieszanina taka ma wystarczające namagnesowanie, by w niskim polu magnetycznym – używając wielokrotnego echa spinowego – otrzymać za jej pomocą obraz płuc [5].

Koszt gazu potrzebnego do wykonania jednego obrazu jest wtedy bardzo niski, zaś tomograf NMR z małym polem jest o rząd tańszy od klasycznego z polem ~ 1 T.

Istotne w realizacji eksperymentu było zwiększenie ciśnienia pompowanego helu-3 o czynnik kilkanaście w stosunku do wcześniej znanych metod. Uzyskano to przez pompowanie w polu ok. 0,1 T, co przy wyborze odpowiednich linii pozwoliło znacznie zwiększyć ciśnienie gazu. Znaczną część badań podstawowych, niezbędnych do optymalizacji takiego pompowania, wykonano w Krakowie przy współpracy z zespołem z LKB z Paryża, na częściowo pożyczonej z Paryża bra-

kującej aparaturze. Ponieważ pole magnetyczne potrzebne do pompowania optycznego ma podobną wartość jak pole tomografu, możliwe jest pompowanie *in situ* w tomografie, co dodatkowo zmniejsza straty spowodowane transportem.

Zwiększenie ciśnienia, przy którym zachodzi pompowanie optyczne He-3 umożliwiło budowę bardzo prostego i taniego kompresora. Kontrolowane w zależności od wymagań ciśnienie użytego spolaryzowanego He-3 pozwala na znaczne poprawienie jakości obrazu.

Większość wyników jest publikowana w trudno dostępnych dla fizyków czasopismach medycznych lub z pogranicza medycyny i fizyki. Środowisko jest jednak doskonale zorganizowane i wszystkie nowe wyniki pojawiają się natychmiast w Internecie. Dlatego podaję adres bardzo ciekawej strony grupy paryskiej: www.lkb.ens.fr/recherche/flquant/HPG99.html, gdzie dodatkowo znajdują się „linki” do stron wszystkich grup aktywnych w opisanych badaniach. Można tam znaleźć naprawdę fascynujące obrazy płuc, a nawet filmy pokazujące, jak oddychamy.

Literatura

- [1] M. Albert i in., *Nature* **370**, 199 (1994).
- [2] M. Bouchiat, T.-R. Carver, C.M Varnum, *Phys. Rev. Lett.* **5**, 463 (1960).
- [3] F.D. Colegrove, L.D. Scheerer, G.K. Walters, *Phys. Rev.* **132**, 2561 (1963).
- [4] P.J. Nacher, M. Leduc, *J. Phys. (France)* **46**, 2057 (1985).
- [5] L. Darrasse, G. Guillot, P.J. Nacher, G. Tastevin, *C.R. Acad. Sci. Paris* **324**, 691 (1997).

Efekty synchronizacji w funkcjonowaniu mózgu

Stanisław Drożdż, Jarosław Kwapien

Institut Fizyki Jądrowej, Kraków

Niewątpliwie jedną z najbardziej złożonych struktur, jakie występują we Wszechświecie, jest mózg człowieka. Z kolei dwie najważniejsze charakterystyki złożoności to chaos i kolektywność. W świetle współczesnych, ogólnych koncepcji dotyczących tego typu układów można się spodziewać, iż najbardziej dynamicznie kreatywne struktury powstają właśnie na granicy pomiędzy chaosem a kolektywnością [1]. Koncepcja ta wydaje się szczególnie atrakcyjna w kontekście układów biologicznych. W przypadku mózgu już intuicja podpowiada, że to właśnie ten obszar daje najlepsze warunki do szybkiego powstawania różnych kolektywnych wzorców aktywności kory mózgowej, jak również do wydajnej komunikacji pomiędzy nimi, a w końcu do ich likwidacji i zastępowania przez nowe. Są to również elementy potrzebne do zrozumienia mechanizmu współistnienia lokalnej specjalizacji poszczególnych ośrodków kory mózgowej oraz globalnej ich koordynacji. Poniżej przedstawione badania [2] idą w kierunku wstępnej identyfikacji podstawowych charakterystyk tego typu korelacji w mózgu człowieka.

Część doświadczalna tych badań bazuje na wielokanałowych pomiarach czasowej zmienności pól magnetycznych generowanych w obydwu półkulach mózgowych w odpowiedzi na regularnie dostarczane impulsy akustyczne. Istnienie zmiennych pól magnetycznych na zewnątrz czaszki wynika z faktu, że przekaz informacji w mózgu jest związany z przepływem słabych prądów elektrycznych na poziomie neuronowym. Pomiar generowanych w ten sposób, również bardzo słabych, pól magnetycznych wymaga użycia kwantowych nadprzewodzących urządzeń interferencyjnych (SQUID). Odpowiednia technika pomiaru takich pól to magnetoencefalografia (MEG) [3], która w tym przypadku służy do rejestracji dwóch

serii czasowych (zmiennych w czasie pól magnetycznych) reprezentujących równoległe zachowanie ośrodków audytoryjnych w obydwu półkulach. Odpowiednie stymulacje tych ośrodków polegają na podawaniu krótkich (50 ms) impulsów akustycznych (50 dB, o częstotliwości 1 kHz) w 120 odstępach jednosekundowych. Niezależnie przeprowadzono trzy rodzaje tego typu doświadczeń: stymulacja z podawaniem impulsu do lewego ucha, stymulacja z podawaniem impulsu do prawego ucha oraz równoczesne stymulacje obustronne. Dla lepszej statystyki badaniom tego typu poddano pięć (dorosłych) osób.

Analiza tych eksperymentów dostarcza przekonującego dowodu istnienia mierzalnych efektów dynamicznej synchronizacji neuronowej w odpowiedzi mózgu na tego typu stymulacje audytorijne. Co więcej, efekty takie zachodzą na dwóch rozróżnialnych poziomach przestrzennych i obejmują dwie różne skale czasowe. Jeden z nich to skoordynowana odpowiedź neuronów zlokalizowanych w obszarze ośrodka audytoryjnego, a przejawia się ona znaczącym maksimum w amplitudzie pola magnetycznego, około 100 ms po podaniu impulsu. Globalne charakterystyki odpowiedzi ośrodka słuchu są określone przez moment podania impulsu, natomiast milisekundowa ewolucja sygnału może się znacznie różnić przy kolejnych powtórzeniach. Widma mocy takich sygnałów mają charakter typu $1/f$ [4]. Wszystko to może wskazywać na efekty typu samoorganizacji w stanie krytycznym [5] jako podstawowy mechanizm koordynujący kolektywne zachowanie odpowiedniej grupy neuronów. Tego typu scenariusz implikuje lawinowy, a więc w dużej mierze stochastyczny charakter takiej kolektywności. Mechanizm ten okazuje się spójny z pewnymi modelami typu sieci neuronowych [6,7]. Drugim

zidentyfikowanym poziomem korelacji jest komunikacja pomiędzy ośrodkami audytoryjnymi w obydwu półkulach. Analiza ta bazuje na wywodzącej się z pojęcia entropii koncepcji informacji wzajemnej. Pozwala ona określić stopień funkcjonalnej zależności pomiędzy dwoma seriami czasowymi. W tym przypadku te serie to sygnały MEG reprezentujące przeciwległe półkule mózgowe. Otrzymane wyniki jasno pokazują, że półkula kontralateralna (przeciwna w stosunku do ucha, do którego podany jest sygnał) systematycznie wyprzedza półkulę ipsilateralną o około 10 ms. Mechanizm tej komunikacji ma więc charakter opóźnionej synchronizacji. Ten wynik, jak również fakt, że korelacje pomiędzy przeciwległymi sygnałami MEG pochodzącymi z różnych prób są zdecydowanie słabsze, oznacza, iż mamy do czynienia z bezpośrednim transportem informacji pomiędzy półkulami. Biorąc pod uwagę fakt, że wykładniki Lyapunova dla sygnałów MEG są zdecydowanie dodatnie, możemy o powyższych zjawiskach mówić jako o najbardziej ogólnym znanym przypadku synchronizacji

w przestrzennie rozciągniętych układach chaotycznych [8].

Literatura

- [1] S.A. Kauffman, *The Origins of Order – Self-Organization and Selection in Evolution* (Oxford University Press, Oxford 1993).
- [2] J. Kwapien, S. Drożdż, L.C. Liu, A.A. Ioannides, *Phys. Rev. E* **58**, 6359 (1998); S. Drożdż, J. Kwapien, A.A. Ioannides, L.C. Liu, „Collectivity in the brain sensory response”, LANL Preprint Archive, cond-mat/9901134.
- [3] M. Hämäläinen, R. Hari, R.J. Ilmoniemi, J. Knuutila, O. Lounasmaa, *Rev. Mod. Phys.* **65**, 413 (1993).
- [4] P. Dutta, P.M. Horn, *Rev. Mod. Phys.* **53**, 497 (1981).
- [5] P. Bak, *How Nature Works – the Science of Self-Organized Criticality* (Copernicus, Springer-Verlag, New York 1996).
- [6] R.D. Traub, R. Miles, R.K.S. Wong, *Science* **243**, 1319 (1989).
- [7] D. Stassinopoulos, P. Bak, *Phys. Rev. E* **51**, 5033 (1995).
- [8] A. Amengual, E. Hernandez-Garcia, R. Montagne, M. San Miguel, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4379 (1997).

Zastosowania laserów w medycynie ze szczególnym uwzględnieniem chorób nowotworowych

Alfreda Graczyk, Mirosław Kwaśny, Zygmunt Mierczyk

Instytut Optoelektroniki, Wojskowa Akademia Techniczna, Warszawa

1. Wstęp

Zastosowania laserów w medycynie stają się coraz bardziej powszechne. Specyficzne właściwości promieniowania laserowego, mające szczególne znaczenie w zastosowaniach medycznych, to jego duża intensywność, monochromatyczność oraz mała rozbieżność wiązki. Dzięki tym właściwościom lasery stworzyły nowe możliwości operacyjne, zwłaszcza w zabiegach endoskopowych i laparoskopowych. Lasery umożliwiły również rozwój wielu nowych technik diagnostycznych.

Ze względu na zastosowania wynikające z charakteru oddziaływania na tkankę, lasery stosowane w urządzeniach medycznych dzieli się umownie na wysokoenergetyczne (chirurgiczne) i niskoenergetyczne (biostymulacyjne). Lasery wysokoenergetyczne są stosowane w zestawach przeznaczonych do destrukcji lub usuwania tkanki (cięcie, odparowanie i koagulacja). Lasery niskoenergetyczne znalazły zastosowanie w terapii bólu, medycynie sportowej, dermatologii, reumatologii i stomatologii. Są również stosowane w diagnostyce i terapii nowotworów metodą fotodynamiczną.

Oddziaływanie promieniowania laserowego na tkankę biologiczną zależy w dużej mierze od własności (głównie absorpcyjnych) tkanki biologicznej oraz od charakterystyk promieniowania laserowego, w tym od długości fali generowanego promieniowania, rodzaju pracy lasera (ciągła, impulsowa), wartości jego parametrów wyjściowych, takich jak gęstość mocy i energii, wartość mocy (średniej mocy) i energii, czas ekspozycji (długość impulsu, częstotliwość jego powtarzania). W zależności od mocy promieniowania i czasu działa-

nia promieniowania laserowego na tkankę, rozróżnia się następujące mechanizmy oddziaływania:

- 1) fotochemiczne (fotostymulacja, metoda fotodynamiczna),
- 2) termiczne (koagulacja, odparowanie),
- 3) fotoablacyjne (nietermiczne usuwanie tkanki),
- 4) elektromechaniczne (fotodestrukcja).

2. Oddziaływania fotochemiczne

Reakcje fotochemiczne są obserwowane przy bardzo małych wartościach gęstości mocy promieniowania laserowego, poniżej 10 mW/cm^2 . Ten rodzaj oddziaływania promieniowania laserowego na tkankę biologiczną wykorzystuje się w biostymulacji i w metodzie fotodynamicznej.

W procesie biostymulacji laserowej zastosowanie znajdują lasery ciągłego działania He-Ne (632,8 nm) i półprzewodnikowe (670 nm, 830 nm) oraz impulsowe lasery półprzewodnikowe (904 nm).

3. Oddziaływanie w procesie terapii fotodynamicznej

Metoda terapii fotodynamicznej (PDT) polega na selektywnym utlenieniu materiału biologicznego tkanki nowotworowej przez tlen singletowy lub formy rodnikowe [1]. Czynniki te generowane są przez rozpuszczony w komórkach tlen molekularny, wprowadzony egzogennie barwnik (fotosensybilizator, fotouczulacz), lepiej akumulujący się w chorych niż w zdrowych tkankach, oraz światło o odpowiedniej mocy i długości fali dopasowanej do pasm absorpcji barwnika. Pozwala to na wybiórcze niszczenie tkanek nowotworowych,

chroniąc jednocześnie tkanki zdrowe. Metoda stosowana jest do leczenia nowotworów skóry, dróg moczowo-płciowych, płuc, przelyku, języka, gardła, żołądka, jelit, pęcherza moczowego. Metoda PDT w porównaniu z tradycyjnymi metodami leczenia nowotworów (chirurgia, naświetlanie, chemioterapia) jest bardziej selektywna, ogólnie dobrze tolerowana, daje dobre efekty kosmetyczne, może być wielokrotnie powtarzana i ponadto łączy się z diagnostyką.

Wiele ośrodków badawczych wykorzystuje metodę laserowo indukowanej fluorescencji (LIF) do analizowania stanu tkanek biologicznych w diagnostyce miażdżycy, kamicy nerkowej i moczowej, a przede wszystkim wczesnych faz nowotworów. Optyczne metody spektralne (metody optycznej biopsji) w przeciwieństwie do badań histopatologicznych są nieinwazyjne, nie wymagają pobierania materiału poprzez biopsję cienkoigłową, ilość analizowanego materiału jest nielimitowana, promieniowanie doprowadzane i odbierane jest światłowodami, sygnały są mierzone w czasie rzeczywistym, te same obszary można analizować wielokrotnie. Detekcja nowotworów metodą LIF polega na rejestracji obszarów o różnej fluorescencji pod wpływem padającego promieniowania pobudzającego odpowiednie barwniki fluoryzujące (fluorofory) zawarte w materiale biologicznym.

4. Oddziaływanie termiczne

Oddziaływanie termiczne obserwuje się dla gęstości mocy o wartościach powyżej 1 W/cm^2 . Efekty oddziaływania zależą od temperatury, jaką możemy wywołać w tkance, oświetlając ją laserem. Promieniowanie laserów niskoenergetycznych wywołuje podwyższenie temperatury tkanki nie więcej niż o $0,1 - 0,5^\circ\text{C}$. W przypadku laserów wysokoenergetycznych (do 100 W) możliwe jest uzyskanie temperatury $> 150^\circ\text{C}$.

Spośród wielu wykorzystywanych tu laserów wymienić należy laser molekularny na dwutlenku węgla CO_2 , laser argonowy Ar i laser na ciele stałym Nd:YAG . Laser argonowy koaguluje naczynia włoskowate, $H = 25 - 570 \text{ J/cm}^2$, $t = 0,5 \text{ s}$ (mała głębokość penetracji $0,5 - 2,5 \text{ mm}$), zaś laser Nd:YAG naczynia o większych średnicach,

$H = 600 - 2000 \text{ J/cm}^2$, $t = 2 \text{ s}$ (głębokość penetracji $2 - 8 \text{ mm}$).

5. Oddziaływanie ablacyjne

Efekty ablacyjne występują w przypadku oddziaływania krótkich impulsów o wartości gęstości mocy powyżej 1 MW/cm^2 na tkankę charakteryzującą się dużą wartością współczynnika absorpcji. W wyniku oddziaływania lasera, w tkance na bardzo małej głębokości wnikania (kilka mm) zachodzą procesy dysocjacji molekuł, następuje gwałtowne rozerwanie struktur komórkowych i ich wyrzucenie. Pozostała część tkanki nie jest podgrzana.

Metodą ablacji odparowuje się tkankę nowotworową, przeprowadza rekanalizację naczyń krwionośnych, usuwa skrzepy naczyniowe, a także wykonuje niektóre zabiegi w oftalmologii [7]. Wykorzystuje się tu lasery TEA-CO_2 , Er:YAG ($2,9 \mu\text{m}$), Ho:YAG ($2,1 \mu\text{m}$) oraz Nd:YAG ($1,06 \mu\text{m}$), a także lasery z zakresu $450 - 500 \text{ nm}$ (barwnikowe), 308 nm (ekscymerowy XeCl) i ok. 200 nm (193 nm – ekscymerowy ArF oraz 213 nm – piąta harmoniczna Nd:YAG).

6. Oddziaływanie elektromechaniczne*

Oddziaływanie elektromechaniczne, nazywane również fotodestrukcją, występuje przy bardzo dużych wartościach gęstości mocy promieniowania laserowego, powyżej 100 MW/cm^2 , i nie zależy od wartości współczynnika absorpcji tkanki. Wykorzystuje się je w przypadku tkanek o dużej wartości transmisji dla promieniowania laserowego.

Impuls laserowy o bardzo dużej mocy zostaje skupiony na małej powierzchni. W miejscu skupienia występuje bardzo silne pole elektryczne, rzędu 10^9 V/cm , które powoduje jonizację tkanki. Opisany wyżej efekt mechanicznego działania wiązki laserowej w mikroobszarze wykorzystywany jest głównie w mikrochirurgii przedniego odcinka oka.

Literatura

- [1] *Fotodynamiczna metoda rozpoznawania i leczenia nowotworów*, praca zbiorowa pod red. A. Graczyk (Dom Wydawniczy BELLONA, Warszawa 1999).

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 1999 r. wynosi 15,00 zł za pół roku, 30,00 zł za rok. Prenumeratę można zamówić za pośrednictwem:

I. RUCH-u

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora. Dostawa egzemplarzy następuje w uzgodniony sposób.
2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę jest o 100% wyższa od krajowej. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto w PBK SA XIII O/Warszawa nr 11101053-16551-2700-1-67 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 od osób zamieszkałych w kraju: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata krajowa) oraz do 20 listopada – na I półrocze roku następnego, do 20 maja – na II półrocze roku bieżącego (prenumerata zagraniczna).
4. Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru w danym roku kalendarzowym.

II. ZARZĄDU GŁÓWNEGO PTF

Prenumeratę można także zamówić w Zarządzie Głównym PTF, drogą wpłaty na konto ZG PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 10201097-335245-270-1-111 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową na wskazany adres.

III. ODDZIAŁÓW PTF

Prenumeratę można zamówić również w oddziale 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%. Taka sama zniżka (30%) przysługuje studentom, niezależnie od odsetka prenumeratorów w danym oddziale. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

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. Maszynopisów prac nie zamówionych i nie zakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS), founded in 1949, is published bimonthly in Polish with abstracts in English by the Polish Physical Society with a support of the Polish State Research Committee (KBN) and the Physics Faculty of the Warsaw University.

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

PROGRAM ZJAZDU	3
Sesja plenarna P1	
P. Haensel – Jądra atomowe we wnętrzu gwiazd neutronowych	5
Sesja S1A: Fizyka i kosmos	
M. Demiański – Granice Wszechświata	9
Sesja S1B: Fizyka stosowana	
K. Wierzbowski, A. Baczmański, J. Tarasiuk – Badanie deformacji plastycznej w materiałach polikrystalicznych o znaczeniu przemysłowym	11
A. Rogalski – Nowe trendy w rozwoju detektorów promieniowania elektromagnetycznego	13
E. Leja, T. Pisarkiewicz – Od fizyki cienkich warstw do technologii przemysłowej	15
J. Klamut, T. Palewski – Możliwości badań w silnych polach magnetycznych	17
M. Kuś – Komputery kwantowe	19
Sesja plenarna P2	
T. Czosnyka – Dzień dzisiejszy i plany badań warszawskiego cyklotronu ciężkich jonów	21
D. Kiełczewska – Na tropie masy neutrin	24
S. Taczanowski – Transmutacje, układy podkrytyczne i energia	28
J. Turnau – O popularyzacji fizyki w szerokim rozumieniu	29
Sesja S2A: Fizyka związana z Ziemią	
A. Guterch, M. Grad – Sejsmiczny eksperyment POLONAISE '97	33
M. Lewandowski – Geomagnetyzm i jego znaczenie dla rekonstrukcji globalnych procesów geodynamicznych (ruchy kontynentów, ewolucja Ziemi)	35
R. Teisseyre, Z. Czechowski – Procesy fizyczne w ogniskach trzęsień ziemi	37
Sesja S2A': Optyka	
S. Chudzyński, A. Czyżewski, W. Skubiszak, T. Stacewicz, K. Stelmaszczyk, A. Szymański, K. Ernst – Lidar w badaniach atmosfery	39
Sesja S2B: Promieniotwórcze skażenie środowiska i energetyka jądrowa	
A. Hrynkiewicz – Źródła promieniowania jonizującego w środowisku	41
Sesja plenarna P3	
J.M. Baranowski – Lasery niebieskie	43
M. Brewczyk, K. Rzązewski – Kondensat Bosego-Einsteina – nowy stan materii	44
Sesja plenarna P4	
J. Kossut – Rola wymiaru układu fizycznego na przykładzie półprzewodników	48
J. Korecki – Niskowymiarowe magnetyki	51
J.A. Hołyst – Metody fizyki w ekonomii i socjologii	56
Sesja S4A: Nauczanie fizyki	
H. Szydłowski – Wykorzystanie komputera w kształceniu fizyków: stan obecny i perspektywy	59
J. Gajewski – IdS – Program „Internet dla Szkół”	61
D. Bauman – Nauczanie fizyki w wyższych szkołach technicznych	63
W. Błasiak – Zadania, szanse i ograniczenia dydaktyki fizyki w świetle reformy systemu edukacji	65
J. Ginter – Ruchome ilustracje do „Fizyki fal”	67
Z. Gołąb-Meyer – Czy zagraża nam rewolucja w nauczaniu fizyki?	67
E. Kapuścik – Czego łatwiej się nauczyć: fizyki czy gry w szachy?	70
J. Warczewski – Dydaktyka fizyki jako dyscyplina naukowa	70
Sesja S4B: Fizyka i medycyna	
G. Kontrym-Sznajd – Kwanty anihilacji elektron-pozyton w diagnostyce medycznej i badaniu struktury elektronowej	73
T. Dohnalik – Tomografia NMR z użyciem gazów szlachetnych spolaryzowanych optycznie	75
S. Drożdż, J. Kwapien – Efekty synchronizacji w funkcjonowaniu mózgu	77
A. Graczyk, M. Kwaśny, Z. Mierczyk – Zastosowania laserów w medycynie ze szczególnym uwzględnieniem chorób nowotworowych	79