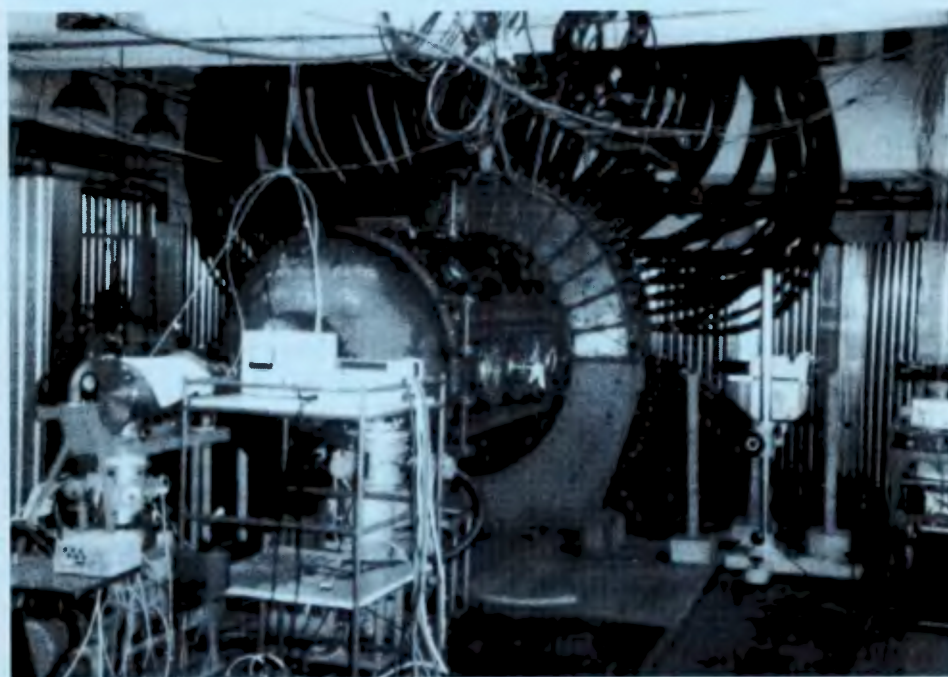


POSTĘPY FIZYKI

TOM **53** ZESZYT **2** ROK **2002**



DWUMIESIĘCZNIK
POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO



FIZYKA PLAZMY
W KIERUNKU UNIFIKACJI ODDZIAŁYWAŃ
MATEMATYKA I FIZYKA: MATKA I CÓRKA CZY SIOSTRY?
50 LAT OLIMPIAD FIZYCZNYCH

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Prezes: Prof. Maciej Kolwas
Wiceprezesa: Prof. Katarzyna Chałasińska-Macukow
Prof. Reinhard Kulesa
Sekretarz Generalny: Prof. Aleksandra Kopystyńska
Skarbnik: Dr Marek Kowalski
Członkowie ZG: Prof. Andrzej Bielski
Prof. Stanisław Chwirot
Prof. Jan Gaj
Prof. Bernard Jancewicz
Mgr Mirosław Trociuk
Prof. Jerzy Warczewski

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. Ryszard Siuda (Bydgoszcz)
Dr Stanisław Tkaczyk (Częstochowa)
Prof. Eugeniusz Czuchaj (Gdańsk)
Dr Andrzej Klimasek (Gliwice)
Prof. Jerzy Warczewski (Katowice)
Prof. Zbigniew Włodarczyk (Kielce)
Prof. Reinhard Kulesa (Kraków)
Prof. Stanisław Hałas (Lublin)
Dr hab. Bogusław Broda (Łódź)
Prof. Stefan Szymura (Opole)
Prof. Andrzej Dobek (Poznań)
Prof. Aleksander Szymański (Rzeszów)
Prof. Henryk Wrembel (Słupsk)
Prof. Adam Bechler (Szczecin)
Prof. Andrzej Bielski (Toruń)
Prof. Jacek Baranowski (Warszawa)
Prof. Jerzy Czerwonko (Wrocław)
Prof. Andrzej Więckowski (Zielona Góra)

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
Mirosław 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 Elżbieta Jartych (Lublin)
Dr Urszula Garuska (Łódź)
Dr Ryszard Czajka (Poznań)
Dr Małgorzata Klisowska (Rzeszów)
Mgr Małgorzata Kuzio (Słupsk)
Dr Janusz Typek (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Mgr Aleksandra Miłosz (Warszawa)
Prof. Bernard Jancewicz (Wrocław)
Mgr Justyna Jankiewicz (Zielona Góra)

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

Stan i perspektywy fizyki plazmy oraz badań nad kontrolowanymi reakcjami syntezy jądrowej*

Marek J. Sadowski

Instytut Problemów Jądrowych im. Andrzeja Sołtana, Otwock-Świerk

Status and prospects of plasma physics and research on controlled nuclear fusion reactions

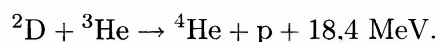
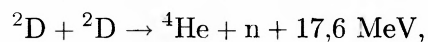
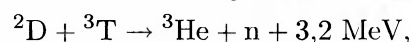
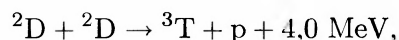
Abstract: The paper describes the most important nuclear fusion reactions and methods of generation of thermonuclear energy by means of nuclear explosions, as well as the main directions of research on the mastering of controlled nuclear fusion. Different methods of the high-temperature plasma confinement with external magnetic fields are discussed, particularly plasma facilities of the Tokamak- and Stellarator-type. The methods used for generation and inertial confinement of hot plasma by means of high-power laser beams are also described. The paper presents results of recent experiments of the Z-Pinch and Plasma-Focus type, as well as the results of research carried out in Poland.

1. Wprowadzenie

Od kilkudziesięciu lat wiadomo, że energia jądrowa może być wydzielana nie tylko przy rozszczepieniu ciężkich jąder atomowych, ale również przy łączeniu się jąder lekkich [1,2]. Przykładem jest łączenie czterech protonów w jądro helu. Prawdopodobieństwo zajścia takiej reakcji syntezy jest bardzo małe, ale proces może przebiegać przez szereg reakcji pośrednich. Suma mas czterech protonów jest większa niż masa końcowego jądra helu, a ubytek (niedobór) masy ulega przemianie w energię. W takim cyklu reakcji wydzielają się energia ok. 26 MeV. Z 1 g wodoru można otrzymać ok. $6 \cdot 10^5$ MJ. We wnętrzu Słońca w ciągu roku tylko jedno jądro na milion powstaje na drodze takich reakcji, ale ze względu na rozmiary Słońca wystarcza to do utrzymania jego tempe-

ratury. Należy dodać, że w gorących wnętrzach gwiazd mogą również przebiegać reakcje syntezy z udziałem jąder innych lekkich pierwiastków, np. litu, berylu i boru. Ze względu na fakt, że omawiane reakcje syntezy zachodzą w bardzo wysokiej temperaturze w stanie równowagi termodynamicznej, nazywane są reakcjami termojądrowymi.

Dla uzyskania nowych źródeł energii zaczęto poszukiwania reakcji syntezy jądrowej, które można realizować w warunkach ziemskich. Stwierdzono, że stosunkowo prosto można przeprowadzić reakcje łączenia jąder ciężkich izotopów wodoru (tj. deuteru i trytu)



* Artykuł oparty na wykładach wygłoszonych w czasie Letniej Szkoły Energetyki Jądrowej w Warszawie w czerwcu 2001 r. oraz na XXXVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu we wrześniu 2001 r.

Reakcje te są możliwe tylko wtedy, gdy oddziaływające jądra mają energię wystarczającą, aby pokonać barierę potencjału kulombowskiego. Przez analogię do procesów spalania chemicznego można powiedzieć, że musi być przekroczona „temperatura zapłonu”. W bardzo wysokiej temperaturze materia może jednak istnieć tylko w stanie plazmy. Gorąca plazma traci wiele energii przez intensywne promieniowanie, ale przy wzroście temperatury wydajność reakcji syntezy wzrasta szybko. Za temperaturę zapłonu reakcji termojądrowych uważa się więc taką temperaturę, przy której energia wydzielana z reakcji syntezy przekracza straty energii na promieniowanie. Dla plazmy deuterowej wynosi ona ok. 350 mln K, a dla plazmy deuterowo-trytowej – ok. 45 mln K.

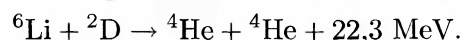
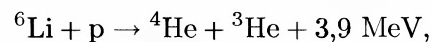
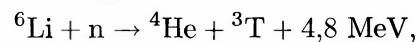
Reakcje syntezy jądrowej można realizować przez przyspieszanie deuterionów w akceleratorze do odpowiednio dużych energii i bombardowanie nimi tarczy zawierającej deuter lub tryt. Jest to sposób stosowany powszechnie w laboratoriach fizyki jądrowej. Reakcje syntezy jądrowej zachodzą wówczas bez osiągnięcia warunków równowagi termodynamicznej i nie można ich nazywać reakcjami termojądrowymi. Znając reakcje syntezy jądrowej i dążąc do pozyskania nowych źródeł energii, fizycy podjęli próby realizacji reakcji termojądrowych w warunkach ziemskich.

2. Wyzwalanie energii termojądrowej w sposób wybuchowy

Na początku lat 50. rozpoczęto próby z tzw. wzbogaconymi bombami atomowymi, w których wewnątrz rdzenia z ^{235}U umieszczano pewne ilości deuteru i trytu [2,3]. Innowacje te wprowadzono w wielu głowicach strategicznych, ale siła wybuchu pochodząca z syntezy była porównywalna z wkładem reakcji rozszczepienia. Dążąc do budowy coraz potężniejszych bomb termojądrowych, stopniowo zwiększano ilość deuteru i trytu. W pierwszej amerykańskiej bombie termojądrowej jako paliwo wykorzystano kilkaset litrów ciekłego deuteru, wewnątrz którego umieszczono cylinder plutonowy wypełniony mieszaną D–T. Dla wytworzenia gorącej plazmy i podgrzania jej do temperatury zapłonu wykorzystano energię wydzielaną przez wybuch bomby uranowo-plutonowej, którą umieszczono na końcu zbiornika z deuterem. W ten sposób w 1952 r. na atolu Eniwetok

zrealizowano wybuch pierwszej bomby wodorowej (bomby H), z której uzyskano energię równoważną wybuchowi ok. 10 mln ton trotylu (TNT).

Około 10 miesięcy później w byłym ZSRR przeprowadzono wybuch pierwszej bomby termojądrowej, w której wykorzystano reakcje syntezy z udziałem jąder litu:



Dwa lata później USA przeprowadziły próbny wybuch bomby litowej na atolu Bikini, w którym wyzwolono energię równoważną eksplozji ok. 15 megaton TNT. W następnych latach zrealizowano wiele eksplozji naziemnych, podziemnych i podwodnych. W nowoczesnych bombach termojądrowych typu 3F (fission-fusion-fission) wybuch zapalnika atomowego (zawierającego ^{235}U lub ^{239}Pu) stwarza warunki do zachodzenia reakcji termojądrowych w materiale zawierającym lit i deuter (${}^6\text{Li}$ -D). Wytworzone przy tym szybkie neutrony powodują z kolei reakcje rozszczepienia w osłonie wykonanej z ^{238}U , zwiększając moc wybuchu. Warto dodać, że rozszczepienie 1 kg uranu odpowiada wybuchowi 20 kiloton TNT (taka bomba zniszczyła Hiroszimę). Reakcje syntezy 1 kg ${}^6\text{Li}$ -D wyzwalają energię 68 kiloton TNT, a reakcje syntezy 1 kg mieszaniny D–T uwalniają energię 80 kiloton TNT [2,3]. Wybuchy termojądrowe można wykorzystać w sposób pokojowy, np. do wielkich robót ziemnych. Istnieją projekty, aby wykorzystać serie podziemnych wybuchów do wytwarzania energii, która byłaby odbierana i dostarczana na powierzchnię przez odpowiednie systemy wymiany ciepła, ale są to pomysły mało realne. Dlatego podjęto próby utrzymywania gorącej plazmy za pomocą pól magnetycznych.

3. Magnetyczne utrzymywanie gorącej plazmy

W latach 50. równocześnie z doskonaleniem techniki militarnej rozpoczęto intensywne badania nad budową reaktora termojądrowego [1–4]. Główną motywacją było dążenie do uzyskania dostępu do nowych źródeł energii. Zasoby paliw naturalnych ulegają wyczerpaniu. Przy obserwowanym wzroście zużycia energii, węgla może wystar-

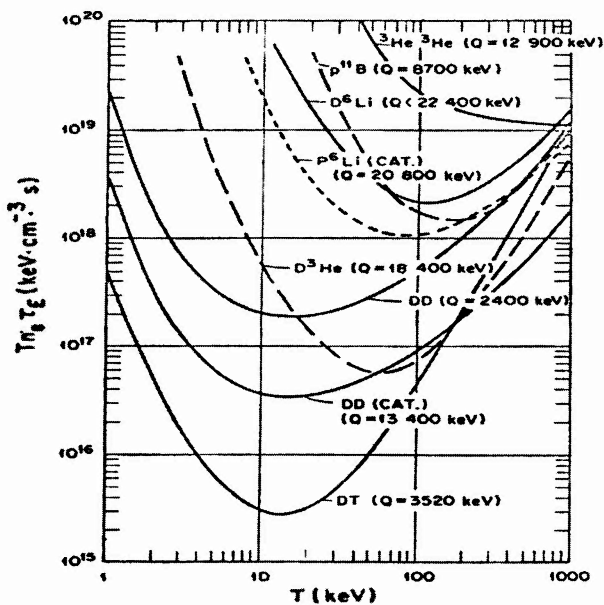
czyć na ok. 300 lat, a ropy naftowej na ok. 70 lat. Rozwój konwencjonalnej energetyki jądrowej, opartej na reakcjach rozszczepienia uranu i plutonu, napotyka na trudności związane z radioaktywnymi odpadami. Poza tym występuje problem proliferacji materiałów, które mogą służyć do produkcji broni jądrowej. Dlatego podjęto intensywne badania nad opanowaniem kontrolowanych reakcji termojądrowych.

Wiadomo, że deuter występuje w zwykłej wodzie w stężeniu 1 atom deuteru na ok. 5000 atomów wodoru. Niewielkim kosztem z 1 litra wody można wydzielić ok. 0,3 g deuteru. Całkowite zasoby deuteru na Ziemi wynoszą ok. 10^{17} kg, co odpowiada zapasom energetycznym rzędu 10^{24} kWh. Przy utrzymaniu dzisiejszego zużycia energii deuteru mogłoby wystarczyć na 20 miliardów lat. Problem polega na zbudowaniu reaktora termojądrowego. Dla uzyskania dodatniego bilansu energetycznego w takim reaktorze paliwo termojądrowe musi być podgrzane do temperatury zapłonu, gorąca plazma musi mieć odpowiednią gęstość (n), a czas jej utrzymywania (τ) musi być dostatecznie długi. Warunek ten opisuje tzw. kryterium Lawsona, wg którego dla uzyskania dodatniego bilansu z reakcji D–D należy zapewnić spełnienie warunku $n\tau > 10^{16}$ s/cm³, a dla reakcji D–T – $n\tau > 3 \cdot 10^{16}$ s/cm³.

Uwzględniając zależność od temperatury plazmy, lepiej posługiwać się tzw. parametrem zapłonu reakcji termojądrowych, który stanowi iloczyn $Tn_e\tau_E$, gdzie T oznacza tzw. temperaturę kinetyczną plazmy, n_e – koncentrację elektronową w plazmie, τ_E – energetyczny czas utrzymywania plazmy, uwzględniający wpływ wszystkich strat na promieniowanie (elektromagnetyczne i korpuskularne), dyfuzję cząstek, wymianę ładunków elektrycznych, przewodnictwo cieplne, niestabilności itd. Wartości tego parametru dla różnych reakcji syntezy przedstawia rys. 1.

Od początku zdawano sobie sprawę, że najprostszym sposobem wytworzenia gorącej plazmy jest wykorzystanie silnego liniowego wyładowania elektrycznego [4,5]. Kolumna zjonizowanej plazmy, przez którą przepływa silny prąd, ulega nagrzaniu, a jednocześnie plazma jest ściskana przez azymutalne pole magnetyczne i następuje tzw. pincz Z (ang. Z-pinch), tj. jej samościskanie wokół osi z. W układach tego typu wytwarzano stosunkowo gęstą i gorącą plazmę oraz impulsy szyb-

kich neutronów, świadczące o występowaniu reakcji syntezy, ale niestabilności kolumny plazmowej prowadziły do szybkiego rozpadu plazmy. Próbowano także realizować pincz toroidalny, indukując silne prądy w próżniowej komorze o kształcie obwarzanka, ale różne niestabilności magnetohydrodynamiczne powodowały szybki rozpad plazmowego torusa.



Rys. 1. Wartości parametru zapłonu dla najważniejszych reakcji syntezy jądrowej w funkcji wartości temperatury kinetycznej T , przy założeniu równości temperatury jonnej i elektronowej ($T = T_i = T_e$). Symbol CAT odpowiada reakcjom z „katalizatorami”.

W późniejszych eksperymentach zaczęto stosować zewnętrzne pola magnetyczne wytwarzane przez cewki umieszczone na osi cylindra, np. w pułapkach typu Mirror lub Cusp. W takich pułapkach linie sił pola nie zamykają się jednak wewnątrz plazmy i występują duże straty cząstek, uciekających wzdłuż linii sił pola ograniczającego. Stosując różne metody grzania plazmy, np. grzanie omowe oraz iniekcję wysokoenergetycznych jonów, w takich „otwartych” pułapkach magnetycznych uzyskano koncentracje plazmy ok. 10^{13} – 10^{14} cm⁻³ i czasy życia 10^{-3} – 10^{-1} s.

Następnym krokiem było użycie pułapek magnetycznych z komorą toroidalną i zamkniętymi liniami sił pola magnetycznego. Do najważniejszych konfiguracji zaliczały się układy typu Stellarator (opracowane w USA) oraz typu Tokamak (opracowane w ZSRR). W Stellaratorach oprócz

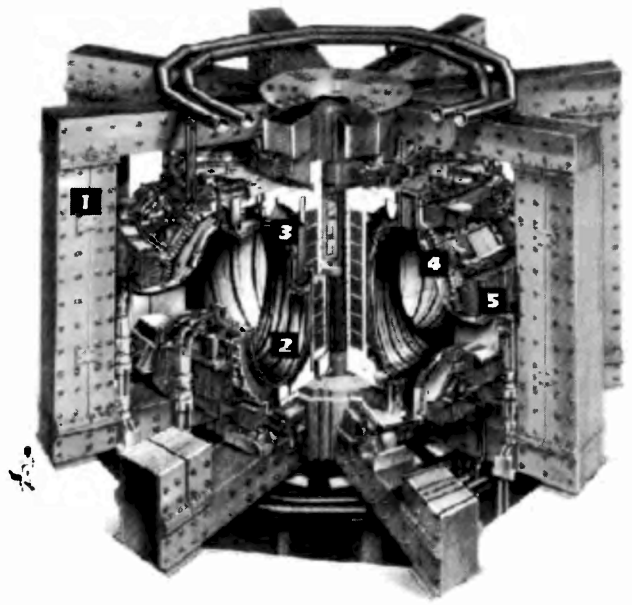
cewek nanizanych na toroid, które wytwarzały pole toroidalne B_z , stosowano specjalne uzwojenia spiralne, które wytwarzały pole B_θ . Powodowało to spiralne skręcenie wypadkowych linii sił pola magnetycznego (różne w różnych płaszczyznach) i poprawiało stabilizację sznura plazmowego. Do wytwarzania gorącej plazmy stosowano fale elektromagnetyczne o tak dobranych częstościach, aby uzyskać elektronowy lub jonowy rezonans cyklotronowy.

3.1. Badania gorącej plazmy w Tokamakach

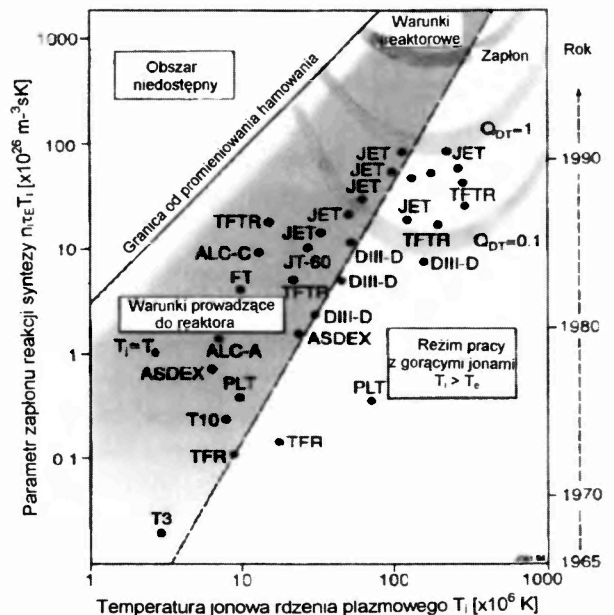
W latach 60. wielką karierę zrobiły pułapki typu Tokamak, w których toroidalna komora stanowiła wtórne uzwojenie wielkiego transformatora. Wytwarzany indukcyjnie toroid plazmowy był utrzymywany przez toroidalne pole magnetyczne od cewek zewnętrznych, a stabilizowany przez dodatkowe (tzw. poloidalne) pole, pochodzące od silnych prądów impulsowych płynących przez plazmę. W ciągu minionych dziesięcioleci zbudowano i zbadano wiele układów typu Tokamak, w tym całą rodzinę takich urządzeń (od T-1 do T-10) w Instytucie im. Kurczatowa w Moskwie [1–3]. Bardzo dobre parametry plazmy uzyskane w układzie T-10 zachęciły badaczy w Princeton (USA) do przebudowy w 1969 r. największego wówczas Stellaratora-C w pierwszy amerykański Tokamak ST. Później zaczął się wyścig w uzyskiwaniu coraz lepszych parametrów plazmy oraz budowa jeszcze większych układów tego typu. Do najsłynniejszych i największych urządzeń zalicza się układ JET [7], zbudowany przez Wspólnotę Europejską w Culham (Anglia), którego schemat przedstawiono na rys. 2.

Do innych wielkich urządzeń typu Tokamak zaliczał się układ TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) zbudowany w Princeton (USA) oraz japoński układ JT-60. Intensywne prace badawcze, które prowadzono w ciągu minionych 35 lat na wielu układach typu Tokamak, pozwoliły osiągnąć znaczną poprawę parametrów gorącej plazmy (rys. 3).

Dążąc do realizacji zapłonu reakcji termojądrowych, w 1991 r. w układzie JET zastosowano mieszaninę deuter-trytu i z reakcji D–D oraz D–T uzyskano moc 1.8 MW przez ok. 1 s. W 1994 r. w amerykańskim tokamaku TFTR, stosując również domieszkę trytu, uzyskano ok. 10 MW przez ok. 0,7 s. W roku 1997 w JET udało się zreali-



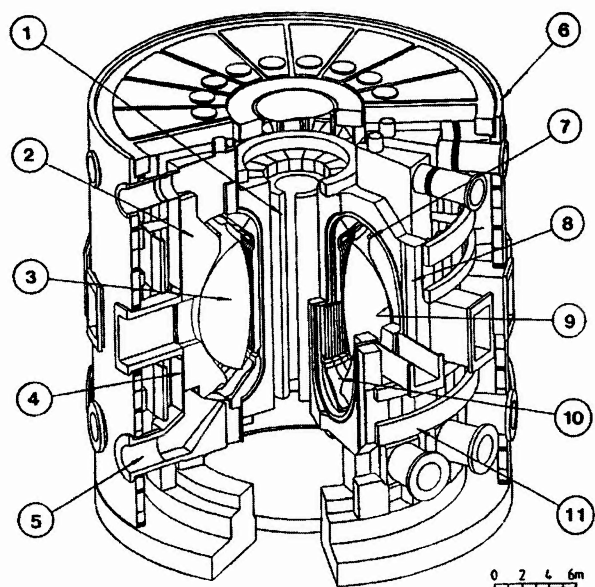
Rys. 2. Schemat budowy układu JET. Cyframi zaznaczono najważniejsze elementy: 1 – rdzeń wielkiego transformatora, 2 – toroidalną komorę próżniową, 3 – uzwojenia pierwotne na środkowej kolumnie transformatora, 4 – cewki nanizane na komorę, które wytwarzają toroidalne pole magnetyczne, 5 – dodatkowe uzwojenia, które wytwarzają pole stabilizujące. Sylwetka człowieka ukazuje skalę [7].



Rys. 3. Najlepsze wyniki eksperymentów plazmowych wykonanych w różnych układach typu Tokamak [7].

zować stosunkowo długie wyładowania, o czasie trwania ok. 6 s, uzyskując z reakcji syntezy średnią moc ok. 4 MW. W tym samym roku w JET

uzyskano też rekordowe moce 16 MW w wyładowaniach trwających ok. 2 s [8]. Należy jednak zaznaczyć, że w omawianych eksperymentach do grzania plazmy dostarczano ok. 22 MW w postaci wiązek wysokoenergetycznych cząstek obojętnych (NBI) oraz ok. 3 MW w postaci promieniowania mikrofalowego (ICRH). Dobre wyniki uzyskane w układach JET oraz TFTR na początku lat 90. przyspieszyły prace związane z projektowaniem nowego wielkiego układu ITER (International Tokamak Experimental Reactor), którego schemat pokazano na rys. 4.



Rys. 4. Schemat projektowanego układu ITER: 1 - uzwojenie pierwotne transformatora, 2 - wewnętrzna osłona toroidalnej komory eksperymentalnej, 3 - obszar gorącej plazmy, 4 - obudowa komory próżniowej, 5 - kanał wylotowy, 6 - kriostat uzwojeń nadprzewodzących, 7 - cewki do aktywnej kontroli plazmy, 8 - cewki wytwarzające toroidalne pole magnetyczne, 9 - wewnętrzna ścianka komory, 10 - płytki tzw. divertora, 11 - cewki dodatkowego pola magnetycznego [9].

W ramach współpracy między Wspólnotą Europejską, Japonią, USA i Rosją zorganizowano 4 wielkie zespoły, które opracowały szczegółowy projekt układu ITER [4,9]. W latach 1994–97 na realizację programu ITER wydano łącznie ok. 1,1 miliarda dolarów amerykańskich. W drugiej połowie lat 90. pojawiły się jednak objawy kryzysu. Z jednej strony badania na dużych układach typu Tokamak wykazały, że w gorącej plazmie pojawiają się różne niestabilności, np. „ballooning modes”, oraz duże straty powstających

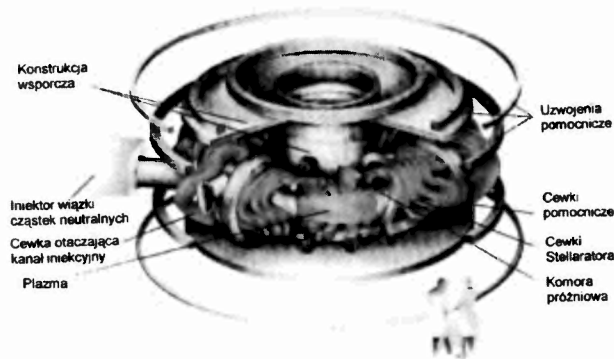
z reakcji D–T cząstek α (${}^4\text{He}$), które powinny grzać plazmę. W 1996 r. kilku teoretyków opracowało nową teorię rozwoju turbulencji w gorącej plazmie i wykazało, że przy parametrach planowanych dla układu ITER rozwój takich turbulencji może spowodować znaczne straty energii [10]. W rezultacie władze amerykańskie wycofały się z finansowania projektu ITER, którego koszt oceniano na ok. 10 miliardów dolarów. Niedawno Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej (IAEA) w Wiedniu ogłosiła oficjalne zakończenie 9-letnich prac nad projektem technicznym układu ITER, który powinien wytwarzać z reakcji syntezy moc 500 MW w impulsach trwających setki sekund. W lipcu 2001 r. władze Kanady zaoferowały lokalizację dla tej wielomiliardowej inwestycji nad jeziorem Ontario. Konkurencyjną ofertę złożyła Japońska Komisja Energii Atomowej, zabiegając o lokalizację układu ITER w Japonii. Władze USA nie zgłosiły dotychczas zainteresowania ponownym przystąpieniem do programu ITER i nie wiadomo, jak będzie finansowany ten wielki program. Wobec braku decyzji co do budowy układu ITER niektóre ośrodki badawcze ogłosiły, że będą kontynuować badania na mniejszych układach, np. NSTX i DIII-D w USA, TEXTOR w RFN itd. W lipcu 2001 r. badacze z General Atomics w USA zakomunikowali, że w układzie DIII-D udało się poprawić parametry plazmy przez wymuszenie szybkiej rotacji pierścienia plazmowego wokół jego toroidalnej osi.

W ciągu ponad 40 lat badań nad pułapkami magnetycznymi plazmy opracowano wiele koncepcji różnych reaktorów termojądrowych. Istotnymi elementami takich systemów muszą być osłony wewnętrzne i zewnętrzne, umożliwiające wykorzystanie wysokoenergetycznych neutronów (ok. 2,5 MeV z reakcji D–D oraz ok. 14 MeV z reakcji D–T) do produkcji ciepła oraz odtwarzania zużytego trytu. Szybkie neutrony powinny być wychwytywane przez osłonę wewnętrzną zawierającą lit, a produkowaną mieszaninę trytu i helu można poddawać rozdzielaniu w specjalnym układzie. Odzyskany tryt można stosować ponownie jako domieszkę do podstawowego paliwa (deuteru), a zbyteczny hel odprowadzać na zewnątrz. Wymienniki ciepła mogą dostarczać energię do turbin i generatorów, podobnie jak w zwykłych elektrowniach. Należy jednak zwrócić uwagę na dobór materiałów, uwzględniając obciążenia ra-

diacyjne i ciepłne. Rozwiązania konstrukcyjne powinny być modułowe, aby umożliwić stosunkowo łatwą wymianę podzespołów. Część proponowanych rozwiązań technicznych została już zastosowana w istniejących układach badawczych (m.in. w JET oraz TFTR) i sprawdzona w warunkach zbliżonych do warunków przewidywanych w przyszłych reaktorach. Szczegółowymi badaniami materiałowymi zajmują się obecnie liczne zespoły specjalistów.

3.2. Badania gorącej plazmy w Stellaratorach

W kilku krajach (zwłaszcza w Niemczech i Japonii) kontynuowane są intensywne prace nad układami typu Stellarator. W ciągu ostatnich 35 lat w Garching (Niemcy) przeprowadzono wiele eksperymentów na Stellaratorach Wendelstein (od W1-A aż do układu W7-AS) [11]. Układy te miały złożoną konfigurację, pokazaną na rys. 5.



Rys. 5. Uproszczony schemat układu Wendelstein 7-AS (wg [11]).

W najnowszych Stellaratorach uzyskano rekordowe wartości pola ograniczającego i udało się wytworzyć gorącą plazmę bez indukowania prądu obwodowego. Stosując różne metody grzania za pomocą promieniowania elektromagnetycznego o odpowiednio dobranych częstościach, uzyskano plazmę o parametrach zgodnych z przewidywaniami teorii i praw skalowania. Stało się to podstawą do opracowania projektu jeszcze większego Stellaratora Wendelstein 7-X, który zgodnie z decyzją rządu niemieckiego jest obecnie budowany w nowym ośrodku w Greifswaldzie (niedaleko od Szczecina).

Uruchomienie za kilka lat wielkiego układu Wendelstein 7-X pozwoli sprawdzić prawa ska-

lowania Stellaratorów i zrobić następny krok do budowy reaktora opartego na konfiguracji zamkniętej pułapki magnetycznej [14]. Tymczasem w wielu ośrodkach prowadzone są intensywne badania nad opanowaniem innych metod wytwarzania i utrzymywania gorącej plazmy o parametrach termojądrowych.

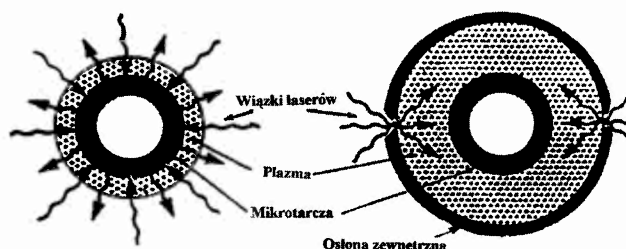
4. Inercyjne utrzymywanie gorącej plazmy

Równocześnie z badaniami różnych pułapek magnetycznych, w wielu ośrodkach (zwłaszcza militarnych) prowadzone były prace nad inercyjnym utrzymywaniem plazmy. Koncepcja polegała na wytwarzaniu bardzo gęstej i gorącej plazmy tak szybko, aby przed jej rozpadem zdążyła nastąpić duża liczba reakcji syntezy jądrowej. W pewnym sensie chodziło o realizowanie kontrolowanych wybuchów termojądrowych w małej skali. Obliczenia teoretyczne wykazały, że rozmiary mikrotarczy zawierającej paliwo termojądrowe (tj. deuter i tryt) muszą być odpowiednio małe (od kilkuset μm do kilku mm), zależnie od dostarczanej mocy. Początkowo do bombardowania mikrotarczy próbowano stosować silne impulsowe wiązki elektronów lub protonów. W rosyjskim układzie ANGARA zastosowano moduły generujące impulsy elektronów o energii 1–2,5 MeV, natężeniu ok. 400 kA i czasie trwania ok. 60 ns. Planowano zbudować 60–100 takich modułów [2]. Modułową konstrukcję miał też amerykański układ PBFA, który generował wiązki protonów o mocy 10^{14} W. Napotkano jednak na duże trudności z ogniskowaniem wiązek elektronowych lub protonowych na mikrotarczach i przekazywaniem energii gorącej plazmie. Rozpoczęto więc projektowanie wielkich systemów akceleratorowych, mogących dostarczać impulsowych wiązek ciężkich jonów o odpowiednio wielkiej energii, które można łatwiej ogniskować na mikrotarczy. Brak było jednak środków finansowych na realizację tych projektów, a konkurencję stanowiła technika laserowa.

Badania nad inercyjnym utrzymywaniem plazmy skoncentrowały się głównie na wykorzystaniu silnych impulsowych wiązek laserowych. Początkowo stosowano lasery ze szkła neodymowego ($\lambda = 1,05 \mu\text{m}$), a mikrotarcze stanowiły kuleczki szklane (o średnicy 100–500 μm), które wypełniano sprężoną mieszaniną deuteru i trytu. Stopniowo zwiększano rozmiary laserów i moc wytwa-

rzanych wiązek. W latach 70. w USA zbudowano układy JANUS (0,2–0,4 TW), ARGUS (2–4 TW) oraz SHIVA (25–30 TW), a w latach 80. – układy SHIVA-II (100–200 TW) i SHIVA-NOVA (200–300 TW) [12]. Duże układy laserowe zbudowano także we Francji (PHEBUS i LULI), w Japonii (od GEKKO-II do GEKKO-XII), w Wielkiej Brytanii (VULCAN i HELEN) oraz w ZSRR (DELFIN i inne).

Gdy zauważono, że lepiej absorbowana jest energia promieniowania laserowego o mniejszej długości fali, zaczęto stosować układy do wytwarzania 3. harmonicznej ($\lambda = 0,35 \mu\text{m}$). Poprawiono również symetrię kompresji plazmy przez zastosowanie wielu (10–100) wiązek laserowych i bardziej równomierne oświetlenie powierzchni mikrotarczy. Ulepszono też konstrukcję mikrotarczy, stosując m.in. zewnętrzną warstwę tzw. ablatora, która (ulegając jonizacji w pierwszej kolejności) ułatwiała absorpcję energii promieniowania laserowego i poprawiała kompresję plazmy D–T [13]. Przy użyciu takich mikrotarcz w japońskim układzie laserowym GEKKO XII, stosując 12 wiązek o łącznej mocy ok. 50 TW, uzyskano silną kompresję mikrotarczy zawierającej D–T i wydajność ok. 10^{12} neutronów/strzał. Równocześnie w wielu ośrodkach trwały prace nad optymalizacją konstrukcji mikrotarcz termojądrowych. Zaproponowano zastosowanie tarcz z napędem pośrednim (ang. indirect drive). W omawianej koncepcji wiązki laserowe są wprowadzane do wnętrza mikrotarcz z metalowymi ściankami (z niem. Hohlräum) i ulegają przekształceniu w intensywne promieniowanie rentgenowskie, które następnie podgrzewa mikrotarczę umieszczoną w centrum, jak pokazano na rys. 6.



Rys. 6. Porównanie konstrukcji mikrotarcz laserowych typu bezpośredniego (ang. direct drive) i pośredniego (ang. indirect drive) napędu.

W USA eksperymenty wykonane z wielkim układem laserowym NOVA i różnymi mikro-

tarczami oraz prowadzone równoległe symulacje komputerowe wykazały, że do celów termojądrowych potrzebne są jeszcze silniejsze impulsy o mocy rzędu 500 TW, w czasie ok. 4 ns, tj. energii ok. 2 MJ. Dlatego kosztem kilku miliardów dolarów rozpoczęto budowę nowego wielkiego układu laserowego NIF (National Ignition Facility) [14].

Należy dodać, że technologia laserowa rozwija się bardzo szybko. Opracowano nową koncepcję układu typu szybkiego zapalnika (ang. fast ignitor), w którym pierwszy silny impuls laserowy zapewnia wstępnie wytworzenie i kompresję gorącej plazmy, a drugi bardzo silny impuls (o mocy powyżej 10^{15} W) drażni kanał w gęstej i gorącej plazmie, powodując jej szybki zapłon termojądrowy. Budowane są również potężne lasery CO₂ oraz KrF. W ostatnich latach nastąpił znaczny rozwój laserów typu DPSSL (laserów na ciele stałym pompowanych przy użyciu silnych diod półprzewodnikowych), które charakteryzują się dużą sprawnością i możliwościami stosowania wysokiej repetycji. Niektóre laboratoria (zwłaszcza ILE w Japonii oraz LLNL w USA) planują wykorzystanie w najbliższych latach tego typu systemów laserowych do celów termojądrowych [15].

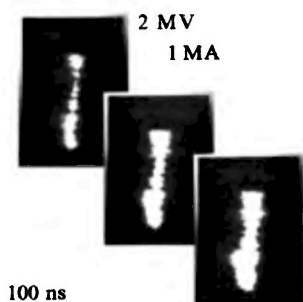
W minionych latach opracowano liczne projekty reaktorów termojądrowych opartych na inercyjnym utrzymywaniu gorącej plazmy, w których mikrotarcze termojądrowe wstrzeliwane byłyby do centrum dużej kulistej komory próżniowej z odpowiednią repetycją, umożliwiającą ich „podpalanie” za pomocą silnych impulsowych wiązek laserowych, wprowadzanych ze wszystkich stron. Wnętrze tej komory próżniowej byłoby obmywane ciekłym litem, który mógłby przechwytywać neutrony i zabezpieczać ścianki komory przed przeciążeniem kolejnymi mikrowybuchami termojądrowymi.

Ciągle rodzą się nowe pomysły także w innych dziedzinach badań plazmowych. Ostatnio lansowana jest np. koncepcja „Magnetized Target Fusion”, tj. syntezy opartej na wykorzystaniu namagnetyzowanej tarczy plazmowej [16]. Gęsta namagnetyzowana plazma (o koncentracji $> 10^{17} \text{ cm}^{-3}$) ma być wytwarzana np. w stożkowym dziale indukcyjnym i wstrzeliwana do obszaru, gdzie ma podlegać dalszej kompresji (do $> 10^{20} \text{ cm}^{-3}$) przez szybko narastające bardzo silne pole magnetyczne. Badania w tym kierunku są realizowane głównie w USA i mogą doprowa-

dzić do budowy reaktora termojądrowego o prostszej konstrukcji i mniejszych kosztach budowy.

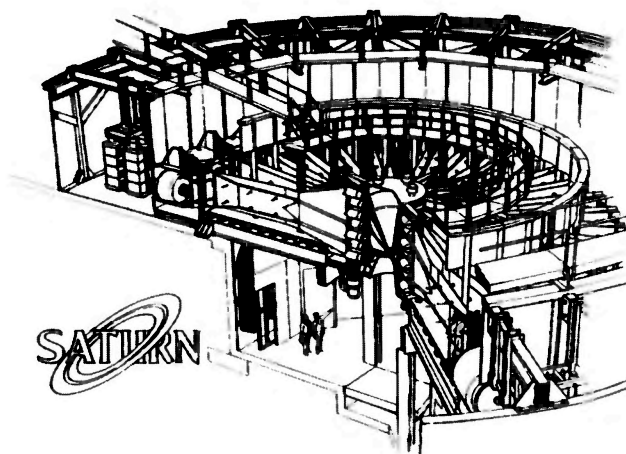
5. Utrzymywanie plazmy jej własnym polem magnetycznym

Inna metoda wytwarzania gęstej i gorącej plazmy termojądrowej polega na bezpośrednim wykorzystaniu bardzo silnych wyładowań elektrycznych między elektrodami osiowymi lub cylindrycznymi. W ostatnich latach nastąpił nawrót do badań wspomnianych we wstępie układów typu pincz Z, ponieważ nowoczesna technika impulsów wielkiej mocy umożliwia wytwarzanie ударов прądowych o natężeniu wielu MA [5,17]. Na świecie zbudowano wiele nowych układów o bardzo dużej mocy. Przykład takiego wyładowania pokazano na rys. 7.



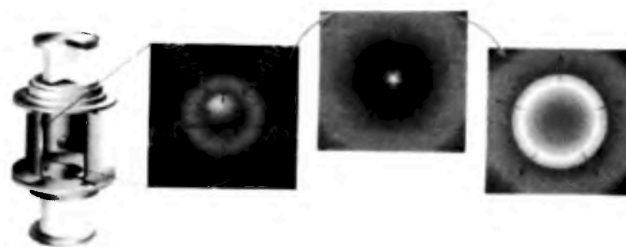
Rys. 7. Ultraszybkie fotografie silnoprądowego wyładowania typu pincz Z w Nevada Terawatt Facility (USA), które ukazują rozwój niestabilności plazmy.

Zainteresowanie potężnymi wyładowaniami typu pincz Z doprowadziło również do budowy wielkiego układu SATURN, którego schemat przedstawiono na rys. 8. W omawianym układzie przeprowadzono wiele eksperymentów, dokonując implozji tarcz wykonanych z wielu (do kilkuset) cienkich drucików metalowych i uzyskując emisję bardzo intensywnych impulsów rentgenowskich. Eksperymenty, które wykonano z cylindrami o średnicy 12,5 mm złożonymi z 70 drucików wolframowych o średnicach $7,5 \mu\text{m}$, a także z cylindrami o średnicy 25 mm złożonymi z 300 drucików wolframowych o średnicy $5,1 \mu\text{m}$, wykazały prawidłowe skalowanie wyładowań do czasów rzędu 200 ns oraz emisję impulsów promieniowania rentgenowskiego o całkowitej energii 450–800 kJ. Niedawno układ SATURN został zmodernizowany i przebudowany w Z-Machine,



Rys. 8. Schemat amerykańskiego układu SATURN, który zbudowano w Sandia Laboratories. Sylwetki ludzi pozwalają ocenić rozmiary tego układu [17].

w której można uzyskiwać prądy o natężeniu 27 MA. W eksperymentach, które wykonano z cylindrami złożonymi z 480 cienkich drucików wolframowych, uzyskano rekordowe wydajności promieniowania rentgenowskiego, osiągając moc ok. 290 TW. Tak potężne impulsy tego promieniowania można wykorzystać do inicjowania reakcji termojądrowych, według schematu na rys. 9.



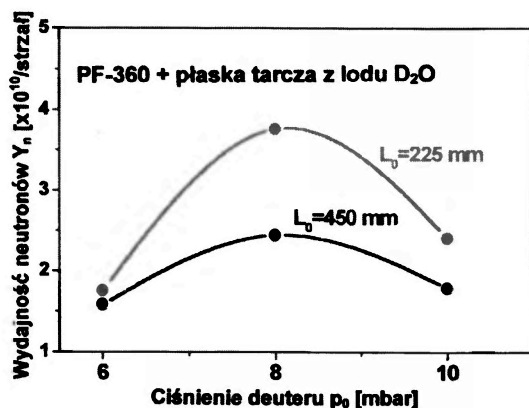
Rys. 9. Potrójny system typu Hohlraum z mikrotarczą termojądrową umieszczoną w środku. Potężne impulsy promieniowania rentgenowskiego, wytworzone przez wyładowania pinczu Z na obu końcach, mają powodować jonizację i implozję mikrotarczy oraz jej zapłon termojądrowy [5].

Najnowsze oceny teoretyczne wykazały, że do osiągnięcia zapłonu i odpowiedniej wydajności z reakcji syntezy jądrowej potrzebne będą impulsy rentgenowskie o mocy powyżej 1000 TW i energii ok. 16 MJ. Dla realizacji takich warunków w Sandia Laboratories rozpoczęto budowę wielkiego układu pinczu Z, nazwanego X-1 Machine [5].

Równocześnie z rozwojem badań nad układami typu pinczu Z wzrosło zainteresowanie ukła-

dami typu Plasma-Focus (PF), w których silnopiędowe wyładowanie między koncentrycznymi elektrodami wytwarza gęstą warstwę zjonizowanego gazu roboczego (ang. current sheath), podlegającą najpierw przyspieszeniu osiowemu, a po dojściu do końca elektrod – radialnej kompresji [6]. Dzięki temu na osi elektrod tworzy się gęste i gorące „ognisko plazmowe” o koncentracji 10^{17} – 10^{19} cm^{-3} , temperaturze do kilku keV i czasie trwania ok. 100 ns. Należy nadmienić, że badania układów typu PF w Polsce rozpoczęto w latach 60. Pierwsze układy PF (o energii 20–150 kJ) zbudowano w Instytucie Badań Jądrowych w Świerku, a potem przekazano do Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie [18]. W latach 70. zbudowano w Świerku układ PF-360, który po licznych modyfikacjach jest eksploatowany do dzisiaj [19].

Układ PF-360 był wykorzystywany do badań nad dynamiką wyładowań typu PF oraz optymalizacją impulsów neutronowych. Z wyładowań o energii ok. 200 kJ uzyskano w nim ok. 10^{11} neutronów/strzał, tj. liczbę porównywalną z wydajnością wyładowań o energii 380 kJ w układzie POSEIDON badanym w Stuttgarcie (RFN), co świadczyło o dobrej optymalizacji układu PF-360 [20]. Niedawno zakończono nową serię eksperymentów prowadzonych przy użyciu układu PF-360, w których dla zwiększenia emisji neutronów zastosowano po raz pierwszy specjalne tarcze kriogeniczne pokryte ciężkim lodem. W rezultacie przy niepełnej optymalizacji uzyskano istotny wzrost wydajności neutronów [21,22] (rys. 10).



Rys. 10. Średnia wydajność neutronowa z układu PF-360 dla wyładowań o energii 130 kJ, które przeprowadzono przy różnych ciśnieniach deuteru i różnych położeniach tarczy kriogenicznej.

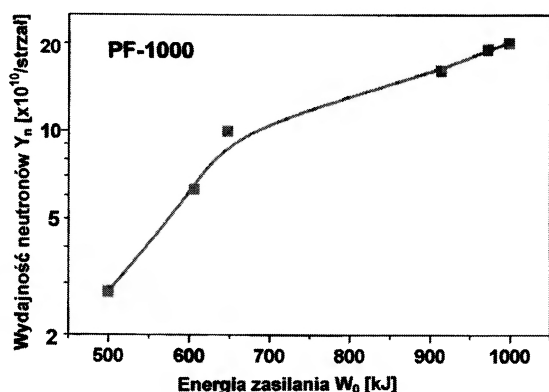
Badania te zrealizowano przy wsparciu z amerykańskiego grantu badawczego, a ich wyniki wzbudziły duże zainteresowanie specjalistów na forum międzynarodowym [22]. Należy dodać, że doświadczenie konstrukcyjne i badawcze z układów PF-150 i PF-360 było podstawą do zaprojektowania w Świerku wielkiego układu plazmowego PF-1000 o energii nominalnej ok. 1 MJ, który niedawno uruchomiono w Instytucie Fizyki Plazmy i Laserowej Mikrosyntezy w Warszawie [21]. Widok ogólny tego układu przedstawiono na rys. 11.



Rys. 11. Widok wielkiej komory eksperymentalnej układu PF-1000 wraz z kolektorem kabli WN i podstawowym wyposażeniem, które służy do pomiarów impulsów promieniowania rentgenowskiego oraz wysokoenergetycznych jonów i neutronów.

W układzie PF-1000 przeprowadzono również kilka serii badań nad dynamiką warstwy prądowej, emisją impulsów promieniowania rentgenowskiego oraz wiązek szybkich jonów [21–23]. W ubiegłym roku, po wyposażeniu tego układu w nowe, większe elektrody koncentryczne o długości 600 mm i średnicy 400 mm oraz 231 mm, udało się pierwszy raz w świecie zrealizować wyładowania PF o energii 1000 kJ dla konfiguracji Mathera. Uzyskano przy tym dobrze uformowaną kolumnę gęstej i gorącej plazmy. W układzie PF-1000, w ramach innego grantu amerykańskiego, przeprowadzono cykl badań w celu zwiększenia emisji szybkich neutronów. Z kilku serii wyładowań o energii ok. 1000 kJ, mimo niepełnej optymalizacji, uzyskano wydajność ok. $2 \cdot 10^{11}$ neutronów/strzał [22,23]. O niepełnej optymalizacji układu PF-1000 świadczyło załamanie skalo-

wania emisji neutronów dla wyładowań powyżej 650 kJ (rys. 12).



Rys. 12. Średnia wydajność emisji neutronów z reakcji syntezy D–D uzyskana z wyładowań w układzie PF-1000 przy różnych energiach i początkowych ciśnieniach 3–7 hPa D₂ [22].

W układzie PF-1000 nie udało się dotychczas przekroczyć rekordowej wydajności ok. 10^{12} neutronów z wyładowania o energii ok. 500 kJ [24], ale bardzo ważną obserwacją było stwierdzenie, że czas życia kolumny gęstej i gorącej plazmy w tym układzie jest wyjątkowo długi (200–350 ns) [22]. Należy tu dodać, że zdania specjalistów na temat praw skalowania wydajności reakcji syntezy w układach PF są podzielone. Niektórzy specjaliści uważają, że uda się uzyskać zwiększenie ilości emitowanych neutronów proporcjonalnie do czwartej potęgi natężenia prądu wyładowania. Prowadzi to do bardzo optymistycznych ocen możliwości przełomowego eksperymentu termojądrowego (ang. breakeven) [25].

Badania zjawisk PF prowadzone są teraz w ponad 20 krajach. Polski układ PF-1000 jest obecnie największym na świecie urządzeniem z elektrodami typu Mathera. W Instytucie im. Kurczatowa w Moskwie jest trochę większy układ z elektrodami o konfiguracji Filippowa, a w USA uruchomiono nowy układ Mathera o energii ok. 480 kJ. Doświadczenie i dorobek naukowy badaczy z dwóch polskich ośrodków plazmowych (IPJ oraz IFPiLM) zostały docenione. Pod auspicjami UNESCO w 1999 r. na terenie IFPiLM w Warszawie utworzono Międzynarodowe Centrum Gęstej Plazmy Namagnetyzowanej (ICDMP) [26]. Centrum to, korzystając z układu PF-1000 i specjalistycznej aparatury IFPiLM oraz IPJ, działa przy wsparciu finansowym UNESCO i KBN. Poza ze-

społami z IFPiLM oraz IPJ w pracach uczestniczą specjaliści i stażyści z kilkunastu krajów. Stwarza to nowe możliwości badań nad utrzymywaniem gorącej plazmy za pomocą jej własnych pól magnetycznych.

7. Podsumowanie

W latach 60. entuzjazm ludzi zajmujących się badaniami nad opanowaniem kontrolowanych reakcji syntezy jądrowej był bardzo duży. Osiągnięcie planowanego celu, tj. realizacja przełomowego eksperymentu i uzyskanie zapłonu reakcji termojądrowych, okazało się jednak trudniejsze niż przypuszczano. Dzięki wysiłkowi wielu grup badawczych na całym świecie i stosunkowo dużym nakładom finansowym, zwłaszcza na badania tokamaków i dużych układów laserowych, uzyskano jednak znaczny postęp. Wielokrotnie poprawiono rekordowe wartości temperatury, koncentracji i czasu utrzymywania gorącej plazmy. Pozostaje jednak do pokonania jeszcze wiele trudności. Opinie specjalistów są bardzo podzielone. Część badaczy uważa, że trzeba budować wielkie urządzenia badawcze. Inni uważają, że trzeba najpierw pogłębić wiedzę o zjawiskach fizycznych zachodzących w gorącej plazmie, prowadząc badania na różnych mniejszych układach. Trudno dzisiaj ocenić, kto ma rację i która ze znanych obecnie metod wytwarzania oraz utrzymywania plazmy okaże się najlepsza. Wiele zależy od decyzji politycznych i środków finansowych, których wielkość określa możliwości aparaturowe i kadrowe. Nie można przy tym wykluczyć, że pojawi się zupełnie nowa koncepcja, która doprowadzi do budowy przyszłego reaktora termojądrowego szybciej i taniej. Ludzkość powinna opanować metodę uzyskiwania energii syntezy jądrowej, biorąc pod uwagę następujące argumenty:

1) Zasoby paliw konwencjonalnych ulegają zniszczeniu i wyczerpaniu, niektóre kraje odczuwają kryzys energetyczny, a energetyka jądrowa oparta na paliwach rozszczepialnych ma trudności z zagospodarowaniem odpadów radioaktywnych. Dla wszystkich krajów dostępne są ogromne zasoby „paliw termojądrowych”.

2) Opanowanie energii syntezy jądrowej zmniejszy zagrożenia dla środowiska, nie będzie emisji tlenków węgla i dużej ilości odpadów radioaktywnych. Przyszły reaktor termojądrowy bę-

dzie bezpieczniejszy, nie będzie groził wybuchem jądrowym i zmniejszy zagrożenia związane z proliferacją broni jądrowej.

3) Energetyka oparta na syntezie jądrowej nie będzie wymagać ogromnych instalacji, potrzebnych np. przy korzystaniu z energii słonecznej, i nie będzie podlegać wahaniom sezonowym. Nie będą też potrzebne wielkie systemy do gromadzenia energii ani rozbudowane linie energetyczne, ponieważ bezpieczne reaktory można będzie rozmieszczać stosunkowo blisko użytkowników energii.

Literatura

- [1] W.F. Kalinin, *Termojądrowy reaktor przyszłości* (WNT, Warszawa 1968).
- [2] M. Sadowski, *Postępy Fizyki* **28**, 113 (1977); **33**, 75 (1982).
- [3] R. Rhodes, *Dark Sun: The Making of the Hydrogen Bomb* (Simon and Schuster, NY 1995).
- [4] P.E. Vandenplas, *Plasma Phys. Control. Fusion* **40**, A77 (1998).
- [5] G. Yonas, *Scientific American*, August 1998, s. 41.
- [6] M. Sadowski, *Journ. Tech. Phys.* **41**, Spec. Issue No. 1, 123 (2000).
- [7] *JET – Joint European Torus*, Public Relations Group JET Joint Undertaking (1992).
- [8] M. Keilhacker, M. Watkins, JET Team, *Europhys. News*, Nov./Dec. 1998, s. 230.
- [9] *ITER Newsletter* (IAEA, Vienna 1990).
- [10] News and Comments, *Science* **274**, 1600 (1996).
- [11] F. Wagner, *Journ. Tech. Phys.* **41**, Spec. Issue No. 2, 7 (2000).
- [12] J. Lindl, *Physics of Plasmas* **2**, 3933 (1995).
- [13] J. Meyer-ter-Vehn, S. Atzeni, R. Ramis, *Europhys. News*, Nov./Dec. 1998, s. 202.
- [14] E.I. Moses, w: *Current Trends in IFR – Proc. 4th Symp.* (Washington 2001).
- [15] Ch.D. Orth i in., w: *Current Trends in IFR – Proc. 3rd Symp.* (Washington 1999).
- [16] R.C. Kirkpatrick i in., w: *Current Trends in IFR – Proc. 4th Symp.* (Washington 2001).
- [17] C. Deeney i in., *Proc. ICOPS '99* (Monterey 1999).
- [18] M. Sadowski, *J. Moscow Phys. Soc.* **8**, 197 (1998).
- [19] M. Sadowski, *Probl. Atom. Sci. and Tech., Ser. Plasma Phys.* **3**, 73 (2000).
- [20] H. Herold i in., *Nuclear Fusion* **29**, 1255 (1989).
- [21] M. Sadowski, M. Scholz, *2000 ICPP – Proc.* (Quebec City 2000), t. II, s. 580.
- [22] M. Sadowski, M. Scholz, w: *Current Trends in IFR – Proc. 4th Symp.* (Washington 2001).
- [23] M. Scholz i in., *Nukleonika* **46**, 35 (2000).
- [24] P. Gratreau i in., *Nuclear Fusion Suppl.* (1971), s. 523.
- [25] J. Pouzo, w: *Current Trends in IFR – Proc. 3rd Symp.* (Washington 1999).
- [26] *International Centre for Dense Magnetised Plasmas, Proposal* (UNESCO, Paris 1995).

W kierunku unifikacji oddziaływań: teorie z dodatkowymi wymiarami*

Zygmunt Lalak

Instytut Fizyki Teoretycznej, Uniwersytet Warszawski

Towards the unification of fundamental forces: theories with extra dimensions

Abstract: String theory-borne Brane Worlds offer new insights into the field theoretical problem, known as the hierarchy problem, of explaining relations between various mass scales appearing in Nature. Gravity plays an active role in the dynamics of these models and modifies in an observable manner physics of electroweak and strong interactions. Theories with extra dimensions, along with supersymmetry, are presently the two most actively studied subjects in the physics reaching beyond the Standard Model.

1. Wstęp

Fizyka oddziaływań elementarnych dysponuje obecnie Modelem Standardowym, który niezwykle precyzyjnie opisuje na poziomie kwantowym siły elektromagnetyczne, słabe i silne aż do energii rzędu 100–1000 GeV. Model Standardowy opisany jest za pomocą kilkunastu niezależnych parametrów, których pochodzenia nie można w jego ramach wyjaśnić; przy tym parametry te różnią się między sobą w sposób, który wydaje się dość przypadkowy. Najtrudniejszym problemem Modelu Standardowego jest jednak unifikacja oddziaływań elektroślabych i silnych z czwartą, najdawniej poznaną i najbardziej powszechną siłą występującą w przyrodzie – grawitacją. Siły grawitacyjne są scharakteryzowane przez stałą sprzężenia o wymiarze odwrotnego kwadratu masy, zaś występująca tu skala masowa, odpowiadająca stałej Plancka M_P , jest rzędu 10^{18} GeV, tzn. jest 10^{15} razy większa niż skala elektroślaba $M_S = 10^3$ GeV, charakterystyczna dla fizyki Modelu Standardowego. Zrozumienie i wyjaśnienie

tak ogromnej rozpiętości (hierarchii) skal wykracza poza ramy dobrze znanej fizyki niskich energii i wymaga zupełnie nowych, niekonwencjonalnych idei.

2. Problem hierarchii

Jedną z dwu najpoważniejszych propozycji rozwiązania problemu hierarchii, obok supersymetrii, jest sugestia, że Wszechświat ma więcej niż 4 wymiary czasoprzestrzenne – co najmniej 5 i co najwyżej 11. Idea ta jest inspirowana przez kwantową teorię strun. W zakresie energii niższych niż energia napięcia struny fundamentalnej teorię strun można opisywać za pomocą efektywnych teorii pola, przyjmujących postać światów ścian.

W wielowymiarowym wszechświecie, który jest areną oddziaływań grawitacyjnych, zanurzone są powierzchnie o mniejszej liczbie wymiarów, zwane ścianami (przez analogię ze ścianami domenowymi), na których „żyją” światy podobne do naszego, w których cząstki oddziałują takimi siłami, jak znane siły elektroślabe i silne. W takich

*Wykład wygłoszony na XXXVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu we wrześniu 2001 r.

modelach hierarchia między skalą Plancka i skalą elektroslabą jest geometryczna, co bierze się stąd, że objętość przestrzeni, w której rozprzestrzeniają się oddziaływania grawitacyjne, jest inna niż objętość ściany, na której „żyje” Model Standardowy.

Najprostszą wersją rozwiązania problemu hierarchii jest model ADD (od nazwisk autorów: Nima Arkani-Hamed, Savas Dimopoulos, Georgi Dvali [1]), gdzie za jedyną skalę fundamentalną, wspólną dla wszystkich oddziaływań, przyjmuje się skalę elektroslabą M_S , a jej związek z efektywną skalą grawitacyjną jest następujący: $M_P^2 = M_S^{2+n} V^n$, gdzie n oznacza liczbę dodatkowych wymiarów, a V^n jest objętością rozpinaną przez te wymiary.

Jasne jest, że wybierając odpowiednio dużą objętość V^n można uzyskać dowolnie wielką hierarchię między skalą Plancka a skalą elektroslabą. Hipoteza, że to właśnie skala elektroslaba jest skalą podstawową, jest atrakcyjna dlatego, że potrzebne rozmiary dodatkowych wymiarów są, jak się okazuje, tak duże, iż ich obecność mogłaby modyfikować (w stosunku do czysto 4-wymiarowych przewidywań) wyniki uzyskiwane w obecnie prowadzonych i wkrótce uruchamianych eksperymentach. Na przykład, dla $n = 2$ promień dodatkowych wymiarów w modelu ADD byłby równy 0,1 mm, co powinno dać obserwowalne odstępstwo od znanej 4-wymiarowej grawitacji w nowoczesnych doświadczeniach testujących prawo Newtona na małych odległościach (dodajmy, że dotychczas takich odstępstw nie odkryto). Ponadto w zakresie energii porównywalnych ze skalą elektroslabą, która byłaby również fundamentalną skalą grawitacji, powinny dać o sobie znać nieperturbacyjne efekty grawitacyjne, np. powinna wystąpić masowa produkcja czarnych dziur. Wyparowują one termicznie, a na ścianie z Modelem Standardowym „żyje” więcej stopni swobody niż jest lekkich grawitacyjnych stopni swobody w dodatkowych wymiarach, zatem produkcja czarnych dziur w modelu ADD powinna dać obserwowalne efekty w konstruowanym obecnie w CERN-ie wielkim zderzaczach hadronowym (LHC).

3. Inne efekty na pograniczu teorii grawitacji i teorii cząstek

Źródłem obserwowalnych efektów mogą być także procesy z produkcją w zderzaczach nowych

cząstek grawitacyjnych, które mogą penetrować dodatkowe wymiary. Cząstki te, ciężkie grawitony, to tzw. mody Kaluzy–Kleina pola grawitacyjnego, związane z tym, że fizyczny promień dodatkowych wymiarów jest skończony. Ciężkie grawitony sprzęgają się do widzialnej materii, a przy tym mogą opuszczać ścianę z Modelem Standardowym, ich obecność prowadzi zatem do nowych procesów z pozornym niezachowaniem energii i pędu. Również takie procesy mogłyby, w sprzyjających okolicznościach, zostać zaobserwowane w LHC.

Oczywiście modele typu ADD nie są jedyną możliwą realizacją światów ścian, choć dobrze ilustrują korzyści płynące z idei dodatkowych wymiarów. Można sobie wyobrazić, że w dodatkowych wymiarach rozprzestrzeniają się nie tylko oddziaływania grawitacyjne, ale również uogólnione oddziaływania elektroslabe (oczywiście wtedy fizyczny promień dodatkowych wymiarów nie może być aż tak duży jak w modelu ADD). W tym przypadku otwierają się nowe możliwości tłumaczenia źródeł małych sprzężeń występujących w Modelu Standardowym (i rozszczepienia skal wewnątrz tego modelu). Można sobie wyobrazić, że niektóre cząstki, np. neutrino czy też pola podobne do skalarnych pól Higgsa, nie są uwięzione na naszej ścianie. Występują wówczas dwa interesujące efekty. Po pierwsze, funkcje falowe cząstek penetrujących całą przestrzeń muszą być normalizowane z uwzględnieniem objętości dodatkowych wymiarów. W związku z tym ich sprzężenia do cząstek uwięzionych na ścianie są tłumione przez odwrotność pierwiastka z V^n , co może tłumaczyć, dlaczego są małe. Po drugie, pola skalarnie typu pola Higgsa mogą przyjmować nietrywialną wartość próżniową, którą można interpretować jako efektywne sprzężenie niskoenergetyczne. Te konfiguracje próżniowe są rozwiązaniami równań ruchu analogicznych do równania Laplace’a określającego konfigurację potencjału skalarnego w teorii elektromagnetyzmu. Konfiguracje te są skoncentrowane wokół źródeł (ładunków) i zanikają wraz z oddalaniem się od tych źródeł. Można przyjąć, że źródła dla pola skalarnego umieszczone są na innej niż nasza, odległej ścianie. Wtedy małe sprzężenie na naszej ścianie, tzn. w Modelu Standardowym, można tłumaczyć w sposób geometryczny, przez dużą odległość do egzotycznej ściany ze źródłami. W tym przypadku odpowied-

nikiem hierarchii na ścianie jest zasada lokalności w przestrzeni tła: cząstki uwięzione na ścianie widzą wartości pola tła tylko lokalnie, w pobliżu ściany.

Dodatkowe możliwości otwierają się wówczas, gdy rozważa się modele z nietrywialną geometrią (metryką) wzdłuż dodatkowych wymiarów, zwane modelami ze skrzywionymi wymiarami. Najbardziej znanym modelem tego typu jest model zaproponowany przez Lisę Randall i Ramana Sundruma [2,3]. Jedno z najciekawszych zjawisk pojawiających się w tym kontekście to możliwość neutralizowania (zerowania) generowanych na ścianie wkładów do stałej kosmologicznej przez niezerowy gradient metryki wzdłuż dodatkowych wymiarów. Inną własność tych modeli to naturalne przeskalowanie wszystkich parametrów o wymiarze masy definiujących oddziaływanie na ścianie przez uniwersalny czynnik, zwany czynnikiem skrzywienia, zależny tylko od odległości fizycznej ściany od pewnej ściany pomocniczej zwanej ścianą Plancka. Jest to kolejne rozwiązanie problemu hierarchii oferowane przez światy ścian.

4. Zakończenie

Modele światów ścian, będące niskoenergetyczną manifestacją kwantowej teorii strun, prowadzą do nowego spojrzenia na różne przejawy problemu hierarchii w teorii oddziaływań fundamentalnych. Interesujące jest to, że traktują one grawitację w sposób zbliżony do tego, w jaki traktuje się pozostałe oddziaływania. Grawitacja jest tu nie tylko pasywnym tłem, ale w istotny i – co ważniejsze – obserwowalny sposób modyfikuje fizykę oddziaływań elektroślabych i silnych. Obok supersymetrii, fizyka teorii z dodatkowymi wymiarami – światów ścian – jest obecnie najbardziej aktywnie badaną i być może najbardziej obiecującą teorią wykraczającą poza Model Standardowy oddziaływań podstawowych.

Literatura

- [1] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, G. Dvali, *Phys. Lett. B* **429**, 263 (1998).
- [2] L. Randall, R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3370 (1999).
- [3] L. Randall, R. Sundrum, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4690 (1999).

Matematyka i fizyka: matka i córka czy siostry?*

Władimir I. Arnold

Instytut Matematyczny im. W.A. Stekłowa Rosyjskiej Akademii Nauk, Moskwa, Rosja

Mathematics and physics: mother and daughter or sisters?

Abstract: The unity of mathematics and physics is emphasized.

Lubiłem i wciąż lubię matematykę dla niej samej, ponieważ nie pozwala na niejasności i fałsz, które są mi wstrętne.

Stendhal

1. Wstęp

Oświadczenie, że matematyka jest tą częścią fizyki teoretycznej, w której doświadczenia są bardzo tanie [1], natychmiast spowodowało wiele napaści z obu stron, w tym parodię (napisaną przez A.M. Wierszyka)¹.

Zacznijmy od terminologii. W prawie wszystkich językach „matematyka” jest słowem obcym – zapożyczonym ze starogreckiego, w którym znaczyło „ściśłą wiedzę”². Spośród krajów współczesnych, jak się wydaje, tylko Holandia zastąpiła słowo obcego pochodzenia rodzimym wyrażeniem „wiedza pewna” (wiscunde). Stało się tak

zapewne za sprawą Stevina, który z zasady był przeciwny zaśmiecaniu języka ojczystego obcymi naleciałościami. Słowo „trójkąt” jest dla każdego bardziej zrozumiałe niż „romb”. Zmuszając dzieci do męki z obco brzmiącymi „fajłami” lub „baj-tami”, automatycznie kreujemy środowisko przyjazne „baksom” i „kilerom”, a stąd już tylko krok do przesłanek sugerujących zacofanie technologiczne, za które być może przyjdzie zapłacić losem Jugosławii.

Zdumiewające osiągnięcia Stevina w tworzeniu holenderskiej nauki i kultury do dziś mają widoczne skutki – kraj ten, chociaż niewielki, wyraż-

* Artykuł, opublikowany w *Usp. Fiz. Nauk* **169**, 12 (1999), został przetłumaczony za zgodą Autora [Translated with permission]. Niektóre z wyrażonych tu poglądów, np. o jedności matematyki i fizyki, były przedstawione we wcześniejszych wystąpieniach Autora podczas seminarium Francuskiego Towarzystwa Matematycznego (1998) i w Rosyjskiej Akademii Nauk (podczas seminarium w Instytucie Fizyki Teoretycznej i Doświadczalnej oraz seminarium W.L. Ginzburga w Instytucie Fizyki).

¹ **Przykład zadania matematycznego:** Na półce stoją obok siebie dwa tomy dzieł Puszkina, każdy o grubości 2 cm nie licząc okładek, a każda okładka ma grubość 2 mm. Mól przegryzł książki od pierwszej strony tomu pierwszego do ostatniej strony tomu drugiego. Ile wynosiła droga, która przebył mól?

Przykład zadania fizycznego: Wioślarz płynący łodzią w górę Newy zgubił pod mostem Kirowa kapelusz. Pod mostem Litejnym zawrócił i po 30 minutach dogonił kapelusz pod mostem Pałacowym. Znaleźć prędkość prądu Newy. (Tu wkracza fizyka: odległość od mostu Kirowa do mostu Pałacowego – 1 mila).

² Od mathesis ($\mu\alpha\theta\eta\sigma\iota\varsigma$) – uczenie się, wyuczenie, pojmowanie, poznanie, nauczanie; mathema ($\mu\alpha\theta\eta\mu\alpha$) – przedmiot nauczania, to co wyuczone, wiedza, znajomość rzeczy, nauka, sztuka (przyp. tłum.).

nie wyodrębnia się na tle innych. Nie tylko Amsterdam, tak bardzo lubiany przez Piotra Wielkiego, ale także Utrecht, Lejda, Zaandam i Groningen to znaczące ośrodki matematyczne.

Początkowo matematyka rozwijała się dla potrzeb rzeczywistych, praktycznych zagadnień (w przypadku Holandii – przede wszystkim hydraulicznych i hydrotechnicznych; planowano nawet zalanie wodą całego terytorium Holandii w razie najazdu hitlerowskich Niemiec, ale technika, jak się wydaje, zawiodła).

Postaram się opisać możliwie dużo zastosowań fundamentalnej matematyki, nie wchodząc w szczegóły techniczne. Na pierwszy rzut oka matematyka wydaje się zestawem rzemiosł, ale postaram się pokazać, że mamy tutaj do czynienia z jedną i tą samą sztuką – sztuką matematycznego opisanego świata.

Matematyczny opis świata opiera się na subtelnym wzajemnym oddziaływaniu ciągłych (płynnych) i dyskretnych (skokowych) zjawisk. Na przykład, funkcja $y = x^2$ ma pochodną $dy/dx = 2x$, opisującą prędkość płynnej zmiany y przy płynnej zmianie x , i punkt krytyczny ($x = 0$), w którym ma minimum.

Współczesna matematyka dysponuje potężną teorią osobliwości, będącą uogólnieniem teorii punktów krytycznych funkcji na przypadek, gdy jednocześnie rozpatruje się kilka funkcji zależnych na raz od wielu argumentów. Czytelnikowi, który chciałby już teraz zakosztować smaku tej teorii, proponuję porównać zbadane przez amerykańskiego matematyka H. Whitneya [2] odwzorowanie

$$y_1 = x_1^3 + x_1x_2, \quad y_2 = x_2 \quad (1)$$

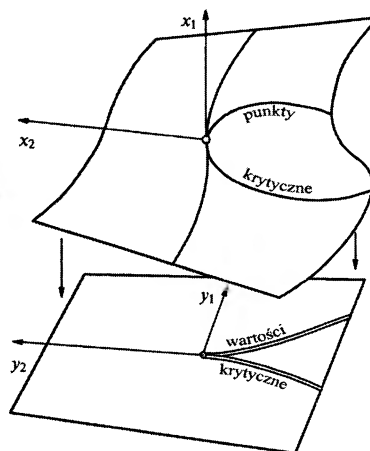
płaszczyzny ze współrzędnymi (x_1, x_2) na płaszczyznę ze współrzędnymi (y_1, y_2) , z odwzorowaniem

$$y_1 = x_1^2 - x_2^2, \quad y_2 = 2x_1x_2 \quad (2)$$

między takimi płaszczyznami (rys. 1).

Niezwykłym zjawiskiem okazuje się tutaj to, że odwzorowanie (1) jest stabilne (lub strukturalnie stabilne³) w tym sensie, iż każde dostatecznie bliskie odwzorowanie będzie posiadało (w pobliżu początku układu współrzędnych)

osobliwości, podobne do osobliwości odwzorowania (1).



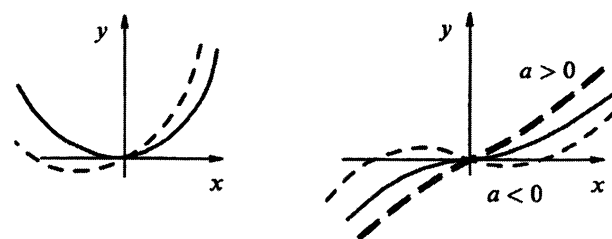
Rys. 1. Odwzorowanie Whitneya.

W przypadku odwzorowania (2) sprawa wygląda zupełnie inaczej, jak pokazuje przykład odwzorowania

$$y_1 = x_1^2 - x_2^2 + ax_1, \quad y_2 = 2x_1x_2 - ax_2, \quad (3)$$

gdzie a jest dostatecznie małe (co zresztą w tym przypadku nie jest konieczne).

Dla funkcji jednej zmiennej strukturalnie stabilny jest punkt zwykłego maksimum lub minimum (np. $x = 0$ dla funkcji $y = x^2$). Mała deformacja prowadzi do innej funkcji, dla której $x = 0$ już nie będzie punktem, w którym osiąga ona minimum. Jednakże punkt minimum pojawi się gdzieś w pobliżu (przykład: $y = x^2 + ax$, a małe). Z drugiej strony, punkt krytyczny $x = 0$ funkcji $y = x^3$ już nie jest strukturalnie stabilny (przykład: $y = x^3 + ax$, punkt krytyczny rozpada się na dwa⁴ lub znika, w zależności od znaku a , rys. 2).



Rys. 2. Punkty krytyczne: strukturalnie stabilny i niestabilny.

³ To ważne dla dalszych rozważań pojęcie wprowadzili Andronow i Pontriagin w 1937 r. Przez strukturalnie stabilny rozumieli oni taki układ, którego dynamika nie zmienia się jakościowo pod wpływem zaburzenia (przyp. tłum.).

⁴ Tego typu zjawisko rozdzielenia nazywa się bifurkacją punktu krytycznego.

Zbadanie przypadku $y = x^4$ pozwoli Czytelnikowi zdobyć własne doświadczenie. Zniknięcia w tym przypadku nie będzie, ale możliwe są bifurkacje.

Pouczające jest także znalezienie punktów krytycznych x i wartości krytycznych y dla odwzorowania (3). Równanie punktów krytycznych

$$\begin{vmatrix} \partial y_1 / \partial x_1 & \partial y_1 / \partial x_2 \\ \partial y_2 / \partial x_1 & \partial y_2 / \partial x_2 \end{vmatrix} = 0$$

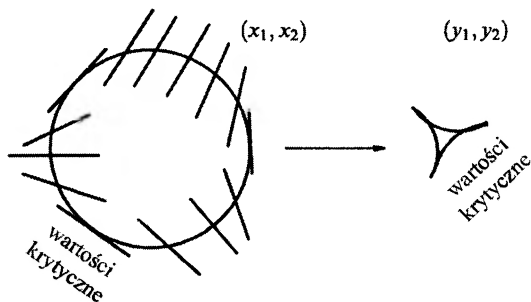
ma w tym przypadku postać

$$\begin{vmatrix} 2x_1 + a & -2x_2 \\ 2x_2 & 2x_1 - a \end{vmatrix} = 0, \quad 4(x_1^2 + x_2^2) = a^2.$$

A zatem punkty krytyczne tworzą okrąg $2x_1 = a \cos \varphi, 2x_2 = a \sin \varphi$. Dla wartości krytycznych otrzymujemy ze wzorów (3)

$$\begin{aligned} y_1 &= (1/4)a^2 \cos 2\varphi + (1/2)a^2 \cos \varphi, \\ y_2 &= (1/4)a^2 \sin 2\varphi + (1/2)a^2 \sin \varphi. \end{aligned}$$

Jak widać, wektor y jest sumą dwóch jednostajnie obracających się wektorów, przy czym wektor dwa razy krótszy obraca się dwa razy szybciej. Stąd łatwo pokazać, iż zbiór wartości krytycznych odwzorowania (3) jest małąkłą (dla małych a) hipocykloidą z trzema ostrzami (rys. 3). Warto zauważyć, że dla $a = 0$ to odwzorowanie może być rozpatrywane jako funkcja zespolona $w = z^2$ (przy czym $z = x_1 + ix_2, w = y_1 + iy_2$) z najprostszym punktem krytycznym. Jeżeli w wyniku zaburzenia funkcja nadal pozostanie zespolona, to charakter rozgałęzienia się nie zmieni i będzie tylko jeden punkt krytyczny, strukturalnie stabilny względem zespolonych zaburzeń.



Rys. 3. Punkty krytyczne i wartości krytyczne odwzorowania (3).

Jeżeli dopuścić rzeczywiste zaburzenia, np. (3), to, jak widzieliśmy, gubi się strukturalną stabilność i w pobliżu danego punktu krytycznego

pojawia się krzywa krytyczna, której obraz w odwzorowaniu ma trzy punkty zwrotne. Okazuje się, że jest to zjawisko trwałe – przy innych zaburzeniach ogólnej postaci będzie następował taki sam rozpad złożonego punktu krytycznego (2) na trzy punkty zwrotne łączącej je krzywej wartości krytycznych.

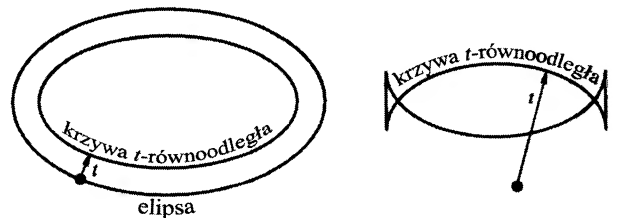
Teoria osobliwości, w której dowodzi się tych wszystkich własności, stanowi pomost pomiędzy najbardziej abstrakcyjnymi działami matematyki (teorią liczb, teorią grup i algebr Liego, teorią grup Coxetera generowanych przez odbicia, algebraiczną oraz symplektyczną geometrię i topologią, rachunkiem wariacyjnym oraz analizą zespoloną) a takimi obszarami zastosowań, jak tomografia, optymalne sterowanie, asymptotyki metod fazy stacjonarnej i punktu siodłowego, teoria rozchodzenia się fal, optyka, mechanika klasyczna i kwantowa, kwantowa teoria pola, mechanika nieba itd. Wszystko to szczegółowo opisano w książkach (patrz np. [3–6]).

2. Jednocząca siła matematyki

Teraz zilustruję przykładami, jak w zupełnie różnych dziedzinach zastosowań matematyki pojawia się ten sam obiekt (można przyjąć, że jest to linia wartości krytycznych odwzorowania (1)).

2.1. Front falowy (czoło fali)

Rozpatrzmy fale, które zaczynają się rozchodzić od jakiejś krzywej na płaszczyźnie z prędkością równą 1. Po czasie t czoło fali będzie krzywą t -równoodległą od krzywej wyjściowej. Na przykład, niech wyjściową krzywą będzie elipsa, a zaburzenie rozchodzi się do jej wnętrza (rys. 4).



Rys. 4. Rozchodzenie się czoła fali do wnętrza elipsy.

Eksperymentując nieco, można się przekonać, że chociaż dla małych t położona wewnątrz elipsy krzywa t -równoodległa jest gładka, to jednak dla dużych wartości t pojawiają się na niej cztery

punkty zwrotne typu półsześciennego⁵ (w otoczeniu takiego punktu krzywa jest opisana równaniem $p^2 = q^3$ w odpowiednim układzie gładkich współrzędnych (p, q) na płaszczyźnie).

Wyjaśnienie. Rozpatrzmy walec C , który jest iloczynem kartezjańskim krzywej wyjściowej i osi czasu t . Rozchodzenie się fal opisuje para odwzorowań

$$\mathbf{R} \xleftarrow{T} C \xrightarrow{F} \mathbf{R}^2,$$

z których pierwsze przypisuje punktowi (c, t) walca chwilę czasu t , a drugie – punkt płaszczyzny położony w odległości t od punktu c w kierunku normalnej przechodzącej przez punkt c krzywej wyjściowej.

Krzywe $T^{-1}(t)$ to izochrony na walcu. Odwzorowanie F przekształca izochrony w krzywe równoodległe. Wskutek osobliwości odwzorowania F , gładkie izochrony przekształcają się w krzywe równoodległe, mające punkty zwrotne. Aby się o tym przekonać, należy rozpatrzeć przypadek⁶ $F(p, q) = (p^2, q)$, $T(p, q) = q - p^3$. Wówczas izochrona $T = 1$ zostaje przekształcona w krzywą płaską $(p^2, 1 + p^3)$ z półsześcienną osobliwością $p = 0$. Można sprawdzić, że i dla ogólnych odwzorowań F i T będzie zachodziło podobne przekształcenie gładkiej izochrony w krzywą równoodległą z punktem zwrotnym.

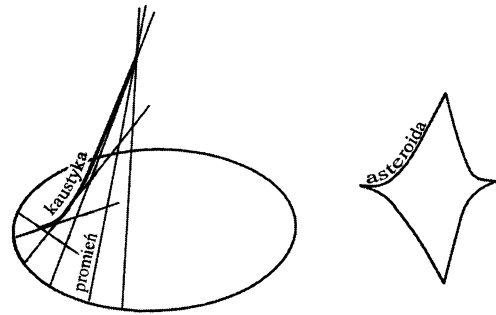
Półsześciennie osobliwości na krzywych równoodległych nie są szczególną własnością elipsy. Zamieniając elipsę na inną krzywą, otrzymamy analogiczne osobliwości frontu falowego, z reguły nadal półsześciennie. Ich liczba niekoniecznie jednak będzie równa 4.

2.2. Kaustyka

Kontynuując rozważania dotyczące rozchodzenia się fal od krzywej, rozpatrzmy układ promieni na płaszczyźnie. Promień, wychodzący z punktu c krzywej wyjściowej, to obraz całej prostej $\{c, t\}$, gdzie c jest ustalone, a t dowolne, w odwzorowaniu $F: C \rightarrow \mathbf{R}^2$ naszego walca na płaszczyznę. Promień tworzą te punkty krzywych równoodległych od krzywej wyjściowej, które leżą na normalnych do niej w punkcie c (oczywiście

w najprostszym przypadku płaszczyzny euklidesowej z metryką niezależną od czasu wszystkie te normalne się pokrywają; jeśli jednak posługiwać się nieco ostrożniejszą terminologią, wprowadzoną powyżej, to nasze określenie promieni pozostanie prawdziwe również w o wiele ogólniejszej sytuacji, np. w teorii relatywistycznej, finslerowskiej lub w teorii sterowania).

Narysujmy promień prostopadłe do elipsy (kierując je do wnętrza elipsy). Unaoczní się wtedy krzywa obwiednia tego układu prostych, tzw. kaus tyka⁷, ponieważ wzdłuż niej koncentruje się energia zachodzącego procesu (rys. 5). Jeżeli rysunek zostanie wykonany starannie, to będzie można zauważyć cztery punkty zwrotne (gdzie „przyżeganie” jest jeszcze silniejsze).



Rys. 5. Zbiór promieni normalnych do elipsy.

Ścisłe matematyczne określenie głosi: kaus tyka to zbiór wartości krytycznych odwzorowania $F: C \rightarrow \mathbf{R}^2$. Oczywiście, można rozpatrywać przypadki bardziej ogólnego rozchodzenia się zaburzenia, od źródła X do ekranu Y , zadanego odwzorowaniem $F: X \times \mathbf{R} \rightarrow Y$, gdzie rozmaitości X i Y są dowolnego wymiaru; kaus tyka jest zawarta w rozmaitości Y , a jej wymiar jest zwykle mniejszy od wymiaru Y o 1.

Wyjaśnienie. W przypadku elipsy odwzorowanie $F: S^1 \times \mathbf{R} \rightarrow \mathbf{R}^2$ ma cztery osobliwości typu 1. Na kaus tyce odpowiadają im cztery punkty zwrotne typu półsześciennego, połączone krzywą podobną do gwiazdy – obrazem „okręgu” punktów krytycznych w odwzorowaniu F .

Uwaga. Obliczenia (przytoczone niżej) pokazują, że kaus tyka – obwiednia układu

⁵ Autor nazywa krzywe opisywane funkcją wykładniczą $y = x^\alpha$ α -parabolami. Krzywą dla $\alpha = 3/2$ będziemy nazywali parabolą półsześcienną (przyp. tłum.).

⁶ Tutaj (p, q) – lokalne współrzędne na walcu (przyp. tłum.).

⁷ Od greckich słów *kaustikos* – palący, żrący, i *kauterion* – żelazo do piętnowania, przyżegania (przyp. tłum.).

normalnych do elipsy – jest asteroidą z czterema punktami zwrotnymi.

Asteroidę można zdefiniować jeszcze tak:

1) *asteroida to obraz okręgu $|z| = 1$ w odwzorowaniu $z \mapsto z^3 + 3\bar{z}$ (tj. asteroida to hipocykloida z czterema ostrzami);*

2) *asteroida to krzywa rzutowo dualna do „antykreśgu”: krzywej zadanej równaniem*

$$\frac{1}{u^2} + \frac{1}{v^2} = 1;$$

3) *asteroida to krzywa zadana w odpowiednich współrzędnych afinicznych równaniem*

$$x^{2/3} + y^{2/3} = 1.$$

Proste rachunki pokazują, że wszystkie te definicje (z dokładnością do przekształceń rzutowych lub afinicznych) prowadzą do tej samej krzywej. Na przykład, punkt $z^3 + 3\bar{z}$ opisuje dla $z = \exp(i\varphi)$ hipocykloidę z czterema ostrzami, ponieważ jego ruch jest toczeniem się okręgu o promieniu równym 1 wewnątrz nieruchomego okręgu o promieniu równym 4. Ruch ten jest czystym toczeniem, gdyż prędkość kątowna mniejszego okręgu jest trzy razy większa niż prędkość kątowna punktu styku i tym samym nie ma poślizgu.

Przy mnożeniu z przez i wielkość $z^3 + 3\bar{z}$ mnoży się przez $-i$. Tym samym obraz ma symetrię rzędu 4. Łatwo sprawdzić, że punktowi $z = 1$ ($\varphi = 0$) odpowiada na krzywej $z^3 + 3\bar{z}$, $z = \exp(i\varphi)$ półsześcienne punkt zwrotny:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re}(z^3 + 3\bar{z}) &= \cos 3\varphi + 3 \cos \varphi \\ &= 4 - 6\varphi^2 + O(\varphi^4), \\ \operatorname{Im}(z^3 + 3\bar{z}) &= \sin 3\varphi - 3 \sin \varphi \\ &= -4\varphi^3 + O(\varphi^5). \end{aligned}$$

Jest to zatem osobliwość półsześcienne. Odnotujmy także formuły wynikające ze wzorów de Moivre'a $\cos 3\varphi + i \sin 3\varphi = (\cos \varphi + i \sin \varphi)^3$:

$$\begin{aligned} \cos 3\varphi + 3 \cos \varphi &= 4 \cos^3 \varphi, \\ \sin 3\varphi - 3 \sin \varphi &= -4 \sin^3 \varphi, \end{aligned} \quad (4)$$

z których także widać półsześcienne charakter osobliwości.

Z tych formuł wynika także własność (3) hipocykloidy z czterema ostrzami. Rzeczywiście, jeżeli $z = p + iq$, to $p^2 + q^2 = 1$ na okręgu $z = \exp(i\varphi)$, gdzie $p = \cos \varphi$, $q = \sin \varphi$.

Oznaczając $z^3 + 3\bar{z}$ przez $x + iy$, ze wzorów (4) otrzymujemy

$$x = 4p^3, \quad y = -4q^3$$

i równanie okręgu $p^2 + q^2 = 1$ przekształca się w równanie asteroidy (3). Z niego przez różniczkowanie otrzymuje się równania (2).

Pokażemy, że kaustyka elipsy jest rzeczywiście asteroidą (z dokładnością do przekształceń afinicznych). W związku z udowodnioną własnością (2) wynika to z następującego faktu.

Lemat. *Zbiór normalnych do elipsy, rozpatrywany jako krzywa w płaszczyźnie dualnej, jest afinicznie równoważny antyokreśgowi.*

Zapiszmy równanie elipsy w postaci

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1. \quad (5)$$

Normalna $px + qy = 1$ przechodzi przez punkt (x_0, y_0) należący do elipsy i jest tam równoległa do gradientu formy kwadratowej (5):

$$\begin{aligned} px_0 + qy_0 &= 1, & q &= \frac{\lambda x_0}{a^2}, \\ -p &= \frac{\lambda y_0}{b^2}, & \frac{px_0}{a^2} + \frac{qy_0}{b^2} &= 0. \end{aligned}$$

Z powyższych równań otrzymujemy

$$x_0 = \frac{A}{p}, \quad y_0 = \frac{B}{q},$$

gdzie

$$A = \frac{a^2}{a^2 - b^2}, \quad B = \frac{b^2}{a^2 - b^2}.$$

Teraz warunek należenia punktu (x_0, y_0) do elipsy daje dla (p, q) warunek należenia do standardowej krzywej antydualnej do okręgu (przy wyborze odpowiedniej skali pomiaru p i q).

Uwaga 1. Wydaje mi się, że ten zdumiewający lemat algebraiczny może mieć związek ze znaną geometryczną własnością elipsy: spodki normalnych do stycznych do elipsy, spuszczonech z ogniska, tworzą okrąg.

Uwaga 2. Chociaż pokazaliśmy wyżej, że kaustyka elipsy jest asteroida, to punkty ogniskowe z problemu rozchodzenia się fal do wnętrza elipsy (wierzchołki asteroidy) nie są w ogólności ogniskami elipsy.

Rozchodzenie się fal wewnątrz elipsy łatwo zaobserwować w filiżance herbaty, kapnąwszy kroplę napoju w pobliżu środka jego lustra. Fale po odbiciu od ścianek zbiegną się w diametralnie

przeciwnym punkcie, w którym można nawet zauważyć nieznaczny plusk.

Rzecz w tym, że fale wychodzące z jednego ogniska elipsy skupiają się w drugim ognisku. Filizankę z punktem w pobliżu środka powierzchni cieczy można w przybliżeniu traktować jak elipsę z ogniskiem, ponieważ wpływ małego mimośrodu e elipsy na stosunek półosi jest drugiego rzędu małości ($b = a\sqrt{1 - e^2} = a(1 - e^2/2 + \dots)$) i nieeliptyczność filizanki można pominąć.

Półsześciennie osobliwości na kaustyce nie są szczególnie charakterystyczne dla elipsy. Zastępując elipsę przez inną krzywą, otrzymamy analogiczne osobliwości kaustyk, z reguły znowu półsześciennie. Jedynie ich liczba niekoniecznie będzie równa 4.

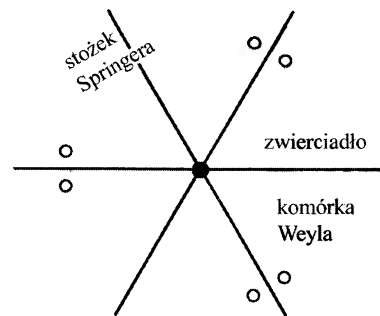
Uwaga. Arystofanes w *Obłokach* (ok. 450 r. p.n.e.) wspomina (z powołaniem się na Sokratesa) o praktycznym (prawniczym) wykorzystaniu kaustyk, tworzonych przez soczewki, które były do nabycia w aptece⁸. Polegało ono na tym, aby spalić dokument znajdujący się w rękach przeciwnika podczas procesu sądowego. Kaustyki Archimedes, dwieście lat później, były już mniej subtelne.

2.3. Grupy odbić

Odbiciem w przestrzeni euklidesowej nazywa się takie przekształcenie ortogonalne, którego zbiór punktów stałych stanowi hiperpłaszczyznę. Zbiór kilku hiperpłaszczyzn określa zbiór odbić. Generowana przez nie grupa nosi nazwę euklidesowej grupy odbić, jeśli jest skończona. Na przykład, dwie proste na płaszczyźnie generują grupę odbić (oznaczaną $I_2(p)$) wtedy i tylko wtedy, jeżeli kąt między prostymi wynosi π/p , gdzie p jest liczbą całkowitą. Ta grupa $I_2(p)$ jest grupą symetrii foremnego p -kąta na płaszczyźnie.

Wszystkie grupy odbić w przestrzeniach euklidesowych zostały sklasyfikowane i fakt ten stanowi jedno z najdonioślejszych dokonań współczesnej matematyki. Zdumiewające, że – jak się okazało – dokonanie to ma związki z przeróżnymi innymi ważnymi obiektami matematycznymi, np. z prostymi i pokrewnymi im (zespólnymi lub zwartymi) algebraami Liego w rodzaju $O(n)$, $SO(n)$, $U(n)$, $SU(n)$, $Spin(n)$, $Sp(n)$ itd.

Rozpatrzmy najprostszy przykład grupy symetrii trójkąta równobocznego $I_2(3) = A_2$ (odpowiada on algebrze Liego $SU(2)$, rys. 6). Niech na rzeczywistej płaszczyźnie euklidesowej trzy proste przecinają się parami pod kątami 120° w początku układu współrzędnych. Grupa generowana odbiciami w tych prostych składa się z sześciu elementów. Z abstrakcyjnego punktu widzenia jest to po prostu grupa permutacji trzech elementów. (Wskazane jest posługiwanie się modelem grupy odbić A_{n-1} za każdym razem, gdy mamy do czynienia z permutacjami n elementów). Orbity grupy $I_2(3)$ składają się albo z sześciu elementów (niezależnych na zwierciadłach), albo z trzech (ogólne punkty na zwierciadłach), a jeszcze jedną orbitę stanowi początek układu współrzędnych.



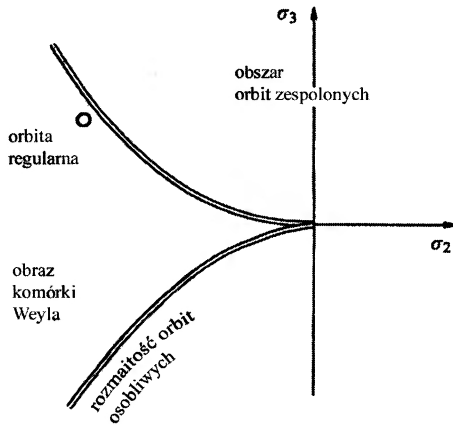
Rys. 6. Zwierciadła grupy odbić A_2 .

Rozmaitość orbit badał twórca algebry F. Vieta. Punkty na płaszczyźnie euklidesowej będziemy traktować jako liczby zespolone. W przestrzeni C^3 ze współrzędnymi (z_1, z_2, z_3) możemy wprowadzić odbicia w zwierciadłach $z_i = z_j$ (przestawiające współrzędne z_i i z_j). Otrzymujemy działanie $I_2(3)$ w C^3 . Przekątna $z_1 = z_2 = z_3$ pozostanie niezmienną, zatem hermitowsko ortogonalna płaszczyzna $z_1 + z_2 + z_3 = 0$ także nie zmieni położenia.

Przedłużyliśmy działanie $I_2(3)$ z R^2 na C^2 i teraz będziemy się posługiwać trzema zespolonymi współrzędnymi z_k . Wielomiany $\sigma_2 = z_1 z_2 + z_2 z_3 + z_3 z_1$ oraz $\sigma_3 = z_1 z_2 z_3$ są niezmiennicze względem działania grupy, podobnie jak $\sigma_1 = 0$. Z podstawowego twierdzenia o funkcjach symetrycznych wynika, że rozmaitością orbit naszego działania jest płaszczyzna C^2 ze współrzędnymi (σ_2, σ_3) . Możemy ją utożsamić z płaszczyzną wielomianów $\lambda^3 + \sigma_2 \lambda - \sigma_3$.

⁸ Autor wyraża wdzięczność pani F. Aicardi, która zwróciła jego uwagę na źródło.

Rozmaitość orbit regularnych (każdej składającej się z 6 elementów) można utożsamić z obszarem w C^2 , utworzonym przez wielomiany bez wielokrotnych pierwiastków. Orbity osobliwe tworzą krzywą wielomianów z wielokrotnymi pierwiastkami $\lambda^3 + \sigma_2\lambda - \sigma_3 = (\lambda - u)^2(\lambda + 2u)$. Wzdłuż tej krzywej $\sigma_3 = -2u^3$, $\sigma_2 = -3u^2$ i dlatego rozmaitość osobliwych orbit grupy $I_2(3)$ jest półsześciennej parabolą (rys. 7).



Rys. 7. Rozmaitość orbit grupy A_2 .

Okazuje się, że związek między grupami odbić, kaustykami i czołami fal wcale się nie ogranicza do półsześciennej osobliwości $I_2(3) = A_2$. Pozwala to na wykorzystanie mocnej algebraicznej techniki teorii grup odbić do badania kaustyk i frontów falowych w przestrzeniach wielowymiarowych (patrz np. [6]).

2.4. Całki oscylacyjne

N.N. Bogolubow przekonywał mnie, że matematycy powinni się zajmować fizyką kwantową. „Dobry artykuł – mawiał – tak czy owak przeczyta ok. tysiąca osób niezależnie od tego, czy zostanie opublikowany jako praca matematyczna, czy fizyczna. Jednakże, matematycy będą tę pracę czytać przez 100 lat, natomiast fizycy zapomną o niej po 100 dniach, nawet jeżeli będą się nią stale posługiwać”.

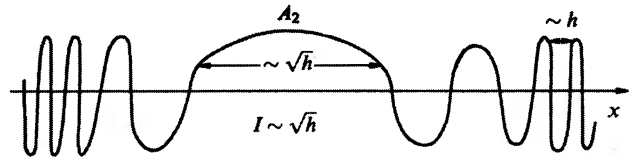
Teoria całek oscylacyjnych stanowi „kwantowy odpowiednik” teorii kaustyk i frontów falowych, chociaż pojawiła się na początku XIX w. (razem z „metodą fazy stacjonarnej” i „quasi-klasycznymi asymptotykami”) w pracach Carluccio i Jacobiego poświęconych asymptotykom ca-

łek potrzebnych w rachunku zaburzeń stosowanym w mechanice nieba⁹.

Definicja. Całką oscylacyjną z fazą S , amplitudą a i długością fali h nazywamy wielkość

$$I(h) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[\frac{iS(x)}{h} \right] a(x) dx.$$

Często rozpatruje się przypadek, gdy faza, amplituda i całka zależą od parametrów, a argument x jest wielowymiarowy ($x \in \mathbf{R}^n$) (rys. 8).



Rys. 8. Całka z funkcji oscylacyjnej jest mała.

Przykład 1. Całka Fresnela

$$I(h) = \int_{-\infty}^{\infty} \cos \left(\frac{x^2}{h} \right) dx \approx Ch^{n/2}.$$

Jeżeli faza nie ma punktów krytycznych, to całka maleje (dla $h \rightarrow 0$) szybciej niż dowolna potęga h z powodu interferencji wkładów pochodzących od bliskich punktów x . Wokół zwykłego (niezdegenerowanego) punktu krytycznego tworzy się „obszar fazy stacjonarnej”, w którym faza S jest wolnozmienna, a interferencja osłabiona, o promieniu rzędu \sqrt{h} , co prowadzi w n -wymiarowym przypadku do całki rzędu $h^{n/2}$. Można to ściśle udowodnić przez sprowadzenie do sumy (lub różnicy) kwadratów, dokonując zamiany zmiennych x (lema Morse’a).

Przykład 2. Całka Airy’ego. Jeżeli faza zależy od parametru, to dla niektórych wartości parametru punkt krytyczny fazy S może być zdegenerowany i nie można zastosować lematu Morse’a. Najprostszy przykład tego rodzaju to faza $S(x) = x^3 + \lambda x$, zależna od parametru λ . Przy przejściu λ przez 0 zlewają się ze sobą dwa niezdegenerowane punkty krytyczne.

Pojawiający się dla wartości krytycznej $\lambda = 0$ punkt krytyczny fazy $S(x) = x^3$ nazywa się punktem dwukrotnym i oznacza jako A_2 (zwykły, niezdegenerowany punkt krytyczny jest oznaczany przez A_1). Odpowiednia całka,

$$I(h) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left[\frac{i(x^3 + \alpha x + \beta)}{h} \right] a(x) dx,$$

⁹ Autor jest bardzo zobowiązany panu S. Graffiemu za wskazanie tych prac.

nazywa się całką Airy'ego. Całka ta opisuje zachowanie się światła w pobliżu kaustyki (A_1 odpowiada światłu w zwykłym punkcie).

Dokładniej, rozpatrzmy źródło światła Y i ekran X . Niech długość drogi optycznej od punktu y źródła światła do punktu x ekranu wynosi $S(x, y)$. Źródło i ekran można, dla ustalenia uwagi, traktować jako podzaimności w przestrzeni euklidesowej. W takim przypadku $S(x, y)$ jest po prostu odległością euklidesową x od y .

Wkład pochodzący od światła ze źródła y jest w punkcie obserwacji x proporcjonalny do $\exp(iS/h)$; współczynnik proporcjonalności zależy od natężenia źródła w punkcie y i od osłabienia rozchodzącego się światła, spowodowanego rozbieżnością wiązki promieni świetlnych. Prowadzi to do czynnika amplitudowego $a(x, y)$.

Badanie całki Airy'ego prowadzi do wniosku, że w przypadku n -wymiarowego źródła $I_{0,\beta}(h) \propto h^{n/2-1/6}$, co oznacza, iż w pobliżu kaustyki ($\alpha = 0$) natężenie światła jest wiele razy ($h^{-1/6}$) większe niż zwykle. Współczynnik $1/6$ nazywa się wykładnikiem osobliwości (w.o.) całki. W punktach bliskich kaustyce całkę w dalszym ciągu można oszacować przez $Ch^{n/2-1/6}$, gdzie współczynnik C jest jednostajnie ograniczony w otoczeniu punktu kaustyki typu A_2 .

Analogiczne oszacowania otrzymuje się dla wszystkich ogólnych jednoparametrycznych rodzin funkcji fazowych. Rzecz w tym, że można je sprowadzić do postaci $x^3 + \alpha x$ przez transformację współrzędnych x . W przypadku liczby parametrów $k > 1$ możliwe są bardziej złożone osobliwości kaustyk, gdzie natężenie światła jest jeszcze większe:

$$k = 2, \quad A_3, \quad S = x^4 + \alpha x^2 + \beta x, \quad \text{w.o.} = 1/4,$$

$$k = 3, \quad A_4, \quad S = x^5 + \alpha x^3 + \beta x^2 + \gamma x, \quad \text{w.o.} = 3/10,$$

$$k = 3, \quad D_4^+, \quad S = x_1^2 x_2 + x_2^3 + \alpha x_2^2 + \beta x_1 + \gamma x_2, \quad \text{w.o.} = 1/3,$$

$$k = 3, \quad D_4^-, \quad S = x_1^2 x_2 - x_2^3 + \alpha x_2^2 + \beta x_1 + \gamma x_2, \quad \text{w.o.} = 1/3.$$

Ma się rozumieć, że sama wartość całki Airy'ego ma asymptotykę $Ch^{n/2-(\text{w.o.})}$ zależną od wymiaru źródła n , i np. dla $n = 3$ prawdziwa (nor-

malna) forma A_3 ma postać

$$S = x_1^4 \pm x_2^2 \pm x_3^2 + \alpha x_1^2 + \beta x_1.$$

Wykładnik osobliwości wskazuje jedynie, ile razy ($h^{-(\text{w.o.})}$) asymptotyka zwiększa się przy zbliżaniu się do kaustyki i jej osobliwości.

Dla trójwymiarowej rozmaitości związanej z ekranem ($k = 3$) w typowym, ogólnym przypadku wiązki promieni od n -wymiarowego źródła nie obserwuje się innych osobliwości poza wymienionymi (zaraz opiszemy, jak wygląd funkcji S odbija się na formie kaustyki). Zatem wykładnik osobliwości w tym przypadku nigdy nie przekroczy $1/3$. Jak zaraz pokażemy, wartości wykładnika $1/3$ i $3/10$ są osiąmane tylko w pojedynczych punktach (D_4 i A_4), a wartość $1/4$ – na linii A_3 (osobliwości kaustyki).

Właśnie ten wynik, otrzymany w pracy [7], posłużył za podstawę współczesnej teorii kaustyk i frontów falowych w ich związku z grupami odbić. W pracy [7] badano niektóre modele nagrzewania się układów elektronicznych. Znajomość najwyższej temperatury w zlokalizowanym punkcie jest bardzo ważna, dlatego W.P. Masłow z moskiewskiego Instytutu Maszyn Elektronicznych zaproponował mi wspólne rozwiązanie tego problemu. Sukces był możliwy tylko dzięki zauważeniu nieoczekiwanego związku tajemniczych wykładników typowych osobliwości z liczbami Coxetera grup odbić (opisanymi niżej).

2.5. Osobliwości kaustyk

Rozpatrzmy układ optyczny, określony przez długość drogi optycznej $S(x, y)$ od źródła (x) do punktu rozmaitości obserwacji (y). Największy wkład w oświetlenie w punkcie y dają stacjonarne punkty fazy (funkcje x), w których $\partial S/\partial x = 0$. Kaustykę tworzą te punkty y , w których chociażby jeden z punktów stacjonarnych jest zdegenerowany, tj. w których hesjan $\det(\partial^2 S/\partial x^2)$ jest równy zeru:

$$C = \left\{ y: \exists x: \frac{\partial S}{\partial x} = 0, \quad \det \left(\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} \right) = 0 \right\}.$$

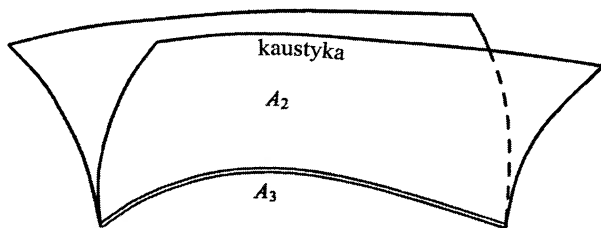
Innymi słowy, trzeba badać „powierzchnię krytyczną” (o wymiarze równym wymiarowi rozmaitości obserwacji y) w iloczynie kartezjańskim $X \times Y$, utworzoną przez punkty krytyczne funkcji

$S(\cdot, y)$, tj. zadaną równaniem $\partial S/\partial x = 0$, a następnie rzutować ją na Y wzdłuż X . Zbiór wartości krytycznych tego odwzorowania jednej k -wymiarowej rozmaitości na drugą nazywany jest kaustyką danego układu fal (lub promieni)¹⁰.

Przypadek A_2 . $S = x_1^3 + x_1 y_1 \pm x_1^2 \pm \dots \pm x_k^2$. Powierzchnia krytyczna $3x_1^2 + y_1 = 0, x_2 = \dots = x_k = 0, \partial^2 S/\partial x_1^2 = 6x_1 = 0$. Kaustyka: $y_1 = 0$ (dla $n > 1$ jest to $(n - 1)$ -wymiarowa powierzchnia). W przypadku Fresnela ($n = 1$) kaustyką jest jeden punkt na prostej.

Przypadek A_3 . $S = x_1^4 + x_1^2 y_1 + x_1 y_2$. Powierzchnia krytyczna $4x_1^3 + 2x_1 y_1 + y_2 = 0$. Kaustyka (porównaj z równaniami (1) we „Wstępie”): $y_1 = -6x_1^2, y_2 = 8x_1^3 -$ półsześcienne parabola $y_1^3 = \text{const} \cdot y_2^2$.

W przypadku $n = 2$ kaustyka A_3 nie ma innych osobliwości poza punktem zwrotnym. Osobliwości A_3 dostarcza np. układ normalnych do elipsy. W przypadku $n > 3$ osobliwość A_3 obserwuje się na „krawędzi zwrotnej” o kowymiarze 2 (krzywej zwrotnej kaustyki w przestrzeni trójwymiarowej dla $n = 3$, rys. 9). Krawędź ta jest półsześcienne w tym sensie, że przecięcie kaustyki płaszczyzną transwersalną do krawędzi jest krzywą z osobliwością półsześcienne.

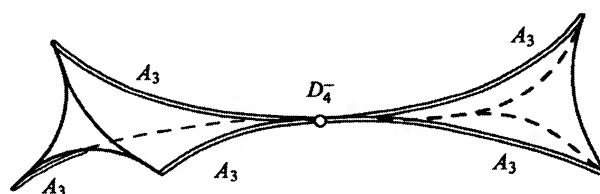


Rys. 9. Osobliwość A_3 jako krawędź zwrotna kaustyki.

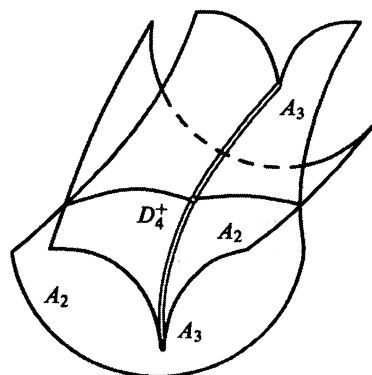
Przypadek D_4 . $k = 2, n = 3$. W obu przypadkach (D_4^+ i D_4^-) obliczenia są analogiczne do przeprowadzonych wyżej, jednakże z uwagi na ich uciążliwość wygodniej je przeprowadzić wykorzystując grupy odbić, jak to zostanie objaśnione dalej.

Odpowiedzi z punktu widzenia topologii są dosyć proste: w przypadku D_4^- (piramida)¹¹ kaustyka jest topologicznie zbudowana z podwójnego

trójgraniastego ostrosłupa, którego krawędzie – trzy gładkie, styczne w wierzchołku parabole – są skierowanymi na zewnątrz półsześcieniami krawędziami zwrotnymi (rys. 10). W przypadku D_4^+ kaustyka w dziedzinie zespolonej jest ta sama, lecz w dziedzinie rzeczywistej całkiem odmienna („portmonetka”, rys. 11). Topologicznie portmonetka ta jest podobna do pary gładkich powierzchni $z = \pm xy$, ale w rzeczywistości każda z powierzchni nie jest całkiem gładka: jedna ma półsześcienne krawędź zwrotną nad przekątną $x = y > 0$, a druga dla $x = y < 0$. W obu przypadkach krawędzie są skierowane ku drugiej części powierzchni.



Rys. 10. Piramida.



Rys. 11. Portmonetka.

Warto zaznaczyć, że holomorficznie identyczne powierzchnie piramidy i portmonetki mają wyraźnie różne grupy rzeczywistych symetrii.

Uwaga. Ważnym zagadnieniem (nawet z punktu widzenia teorii liczb, w której także wykorzystuje się asymptotyki całek oscylacyjnych – właśnie tym wslawił się I.M. Winogradow) byłoby

¹⁰ W przypadku wiązki promieni przechodzącej przez układ optyczny można zaobserwować miejsca o większym natężeniu światła. W przybliżeniu optyki geometrycznej kaustyki są miejscami pokrywania się dróg dwóch lub więcej promieni świetlnych (przyp. tłum.).

¹¹ Kaustyki D_4^- i D_4^+ znane są także pod innymi nazwami: odpowiednio pępek eliptyczny i pępek hiperboliczny (przyp. tłum.).

znalezienie możliwie dokładnego oszacowania całek oscylacyjnych przy zbliżaniu się do kaustyki.

Asymptotyka poza kaustyką jest sumą fresnelowskich wkładów pochodzących od punktów stacjonarnych, których współczynniki amplitudowe zależą od zamiany zmiennej, sprowadzającej fazę do postaci sumy kwadratów:

$$I(y) \sim \sum (C_s h)^{n/2}, \quad C_s \sim \frac{1}{\det_s} \left(\frac{\partial^2 S}{\partial x^2} \right). \quad (6)$$

Podczas zbliżania do kaustyki jeden z wyznaczników \det_s dąży do 0 i w efekcie oszacowanie przestaje mieć postać $Ch^{n/2}$. Jednak Colin de Verdier wysunął hipotezę, że mimo to wyrażenie (6) pozostaje jednostajnym oszacowaniem poza kaustyką także w pobliżu jej „złych” punktów. Udowodnił to dla punktów A_2, A_3, A_4, D_4 i ogólnie dla wszystkich osobliwości funkcji fazowej S w ogólnej postaci, zależnej od co najwyżej siedmiu parametrów y (zobaczymy niżej, że właśnie ten warunek gwarantuje tzw. prostotę osobliwości, a także ich związek z prostymi algebraami Liego).

Ukraiński bard i filozof Hryhori Skoworoda już dawno temu błogosławił Stwórcę za to, że wszystko, co niezbędne, uczynił prostym, a wszystko, co złożone – zbędnym. Jest to egemplifikacja nienagannych, w matematycznym sensie, reguł logiki, które wydają się niedostępne niektórym fizykom (*ŻETF* nie przyjął w swoim czasie interesującej pracy o niezmiennikach adiabatycznych, ponieważ – według zastępcy redaktora naczelnego – „autor twierdzi, że z A wynika B, podczas gdy każdy fizyk wie, że A z B nie wynika!”).

2.6. Kaustyki i grupy odbić

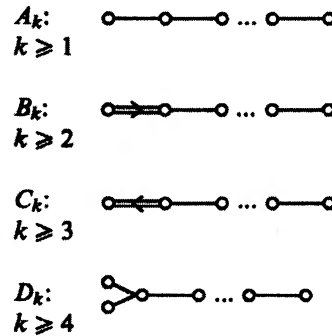
Wyżej powiązaliśmy z grupą odbić rozmaitość orbit, a w niej podrozmaitość (z osobliwościami) orbit nieregularnych. Sama rozmaitość orbit grupy generowanej przez odbicia jest zawsze gładka. Wynik ten stanowi uogólnienie twierdzenia o funkcjach symetrycznych odpowiedniej grupy symetrii k -wymiarowego sympleksu A_k .

Poniżej przedstawimy klasyfikację euklidesowych grup generowanych przez odbicia. Jest oczywiste, że iloczyn kartezjański grupy w R^m i grupy w R^n jest grupą odbić w R^{m+n} . Działanie grupy odbić w przestrzeni euklidesowej nazywa się nieprzywiedlnym, jeśli nie ma nietrywialnej podprzestrzeni niezmienniczej względem działania całej grupy.

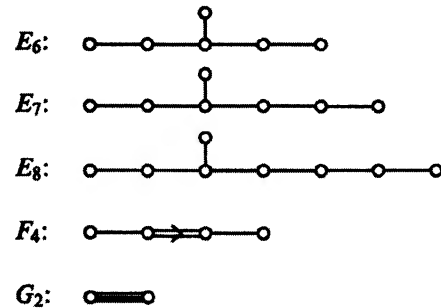
Każda grupa odbić euklidesowych jest iloczynem grup nieprzywiedlnych, wobec czego wystarczy opisać tylko te ostatnie.

Nieprzywiedlne grupy odbić dzielą się na dwie klasy: grupy krystalograficzne w R^N , zachowujące pewną siatkę Z^N liniowych całkowitoliczbowych kombinacji N liniowo niezależnych wektorów, i grupy niekrystalograficzne.

Grupy krystalograficzne obejmują cztery nieskończone serie



i pięć wyjątkowych grup



Diagramy ilustrują położenie zwierciadeł generujących odbicia. Kółko oznacza wektor bazowy, prostopadły do zwierciadła. Odcinek między dwoma kółkami oznacza kąt 120° , a brak odcinka – kąt 90° , podwójna kreska – kąt 135° , zaś kreska potrójna – kąt 150° . Znak $>$ wskazuje długość wektorów bazy: po jednej stronie od niego są one $\sqrt{2}$ razy dłuższe. Indeks k to wymiar przestrzeni (i liczba kółek na diagramie).

Powszechnie wiadomo, że diagramy tego rodzaju były wykorzystywane już przez Coxetera i Wittę; dlatego nazywane są diagramami Dynkina.

Przykład. B_2 i C_2 – grupy symetrii kwadratu, B_3 i C_3 – sześciianu. Różnica między B_k i C_k kryje się tylko w siatkach generowanych przez wektory bazowe: zwierciadła (a więc i grupy) są jednakowe.

Niekrytalograficzne grupy odbić euklidesowych:

$I_2(p)$ – grupa symetrii foremego p -kąta na płaszczyźnie, $p \neq 2, 3, 4, 6$;

H_3 – grupa symetrii ikosaedru w \mathbf{R}^3 ;

H_4 – grupa symetrii foremego hiperikosaedru w \mathbf{R}^4 .

Ikosaedr (dwudziestościan foremny) ma 30 krawędzi i 12 wierzchołków, grupę ruchów złożoną z 60 elementów z $SO(3)$ i grupę symetrii złożoną ze 120 elementów z $O(3)$.

Hiperikosaedr składa się ze 120 wierzchołków i 600 krawędzi (czworościanów foremnych). Można go zbudować, rozważając dwukrotne nakrycie spinowe:

$$\mathbf{R}^4 \supset S^3 = SU(2) = Spin(3) \rightarrow SO(3).$$

Przeciwobraz grupy złożonej z 60 obrotów ikosaedru jest zbiorem 120 punktów w S^3 . Właśnie te punkty stanowią wierzchołki hiperikosaedru.

Uwaga. Dowiedziono, że rozmaitości orbit wymienionych wyżej grup (i tylko tych grup) są gładkie¹².

Przykład. Dla A_k punktem wyjścia jest \mathbf{R}^{k+1} z bazą $\alpha_0, \dots, \alpha_k$. Wektory $e_1 = \alpha_0 - \alpha_1$, $e_2 = \alpha_1 - \alpha_2, \dots, e_k = \alpha_{k-1} - \alpha_k$ stanowią tzw. reper w \mathbf{R}^k (prostopadłej do przekątnej) z iloczynem skalarnym diagramu A_k . Zwierciadło prostopadłe do e_j definiuje to samo odbicie, co permutacja współrzędnych α_{j-1} i α_j . Tym samym grupa A_k działa na \mathbf{R}^k jak grupa symetryczna $S(k+1)$ permutacji współrzędnych w \mathbf{R}^{k+1} .

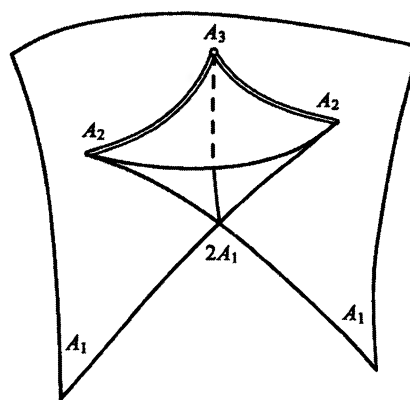
Współrzędnymi na rozmaitości orbit są bazowe niezmienniki $\sigma_2 = \alpha_1\alpha_2 + \dots + \alpha_{k-1}\alpha_k, \dots, \sigma_k = \alpha_1\alpha_2\dots\alpha_k$. Zgodnie z podstawowym twierdzeniem o funkcjach symetrycznych, wszystkie wielomiany w \mathbf{R}^k , niezmiennicze względem działania $S(k+1)$, są wielomianami zmiennych $\sigma_1, \dots, \sigma_k$. Wynika stąd, że $C^k/S(k+1) \approx C^k$ w sensie geometrii algebraicznej. W rzeczywistości twierdzenie jest prawdziwe nawet dla gładkich funkcji i gładka \mathbf{R} -rozmaitość $C^k/S(k+1)$ jest dyfeomorficzna \mathbf{R}^{2k} .

Rozmaitość nieregularnych orbit grupy odbić nazywa się wyróżnikiem grupy. Hiperpowierzchnia ta (w ogólności zespolona) w zespolonej rozmaitości orbit zwykle ma osobliwość.

Przykład. Dla A_2 wyróżnikiem jest półksiężycowa parabola $\sigma_2^3 = C\sigma_3^2$ w C^2 z osobliwością w zerze.

Wyróżniki grup odbić dostarczają bezpośrednio osobliwości frontów falowych typowych rodzin fal. Okazuje się, że i kaustyki mają naturalny algebraiczny opis w tym języku (patrz [8]).

Przykład. Dla A_3 wyróżnikiem jest powierzchnia w C^3 nazywana jaskółczym ogonem i utworzona w przestrzeni wielomianów $z^4 + az^2 + bz + c$ (ze współrzędnymi a, b, c) z wielomianów mających wielokrotny pierwiastek (rys. 12).



Rys. 12. Jaskółczy ogon – wyróżnik dla A_3 i kaustyka dla A_4 .

Istotnie, orbita punktu (z_0, z_1, z_2, z_3) w działaniu permutacji współrzędnych składa się z 24 punktów, a więc jest regularna wtedy i tylko wtedy, gdy wszystkie cztery pierwiastki z_j są różne.

Otrzymujemy wygodne formuły parametryzujące wyróżnik: na nim

$$x^4 + ax^2 + bx + c \equiv (x - u)^2(x^2 + 2ux + v)$$

(wykorzystaliśmy fakt, iż $\sigma_1 \equiv 0$). Zatem

$$a = v - 3u^2, \quad b = 2u^3 - 2uv, \quad c = u^2v.$$

Badanie tej powierzchni ułatwia przecięcie jej płaszczyzną $a = \text{const}$. Przecięcie to jest krzywą

$$b = -4u^3 - 2au, \quad c = au^2 + 3u^4.$$

Dla $a = 0$ mamy do czynienia z parabolą stopnia 3/4. Punkty osobliwe krzywej wyznacza równanie $6u^2 - a = 0$.

¹² Interesujące byłoby zbadanie grupy Liego z taką własnością rozmaitości orbit: twierdzenie Maxwella o funkcjach sferycznych wskazuje na ciekawe przykłady [9].

Jeżeli $a < 0$, to rzeczywistych punktów osobliwych nie ma i w płaszczyźnie rzeczywistej krzywa jest gładka. Ze wzrostem a do zera w punkcie 0 pojawia się punkt osobliwy stopnia 3/4, który dla $a > 0$ rozpada się na dwie osobliwości półsześcienne. W tym przypadku krzywa płaska przekształca się, podobnie jak układ linii równoległych od elipsy, przy pojawieniu się pierwszej osobliwości w ognisku kaustyki.

Można pokazać, że w rzeczywistości opisane zdarzenia nie tylko są podobne, ale także dyfeomorficzne: rozchodzące się fale zakreślają w czasoprzestrzeni powierzchnię z osobliwością typu jaskółczego ogona podczas przechodzenia czoła fali przez punkt zwrotny kaustyki.

Analiza tego przykładu prowadzi do następującej ogólnej konstrukcji, która – jak się okazuje – ma zastosowanie w przypadku ogólnych grup odbić.

Rozpatrzmy wyróżnik grupy odbić (jako zespoloną hiperpowierzchnię w C^n) z główną osobliwością w punkcie $\sigma = 0$. Załóżmy, że rozmaitość orbit C^n jest rozwłókniona nad C^{n-1} , tj. że zadane jest gładkie odwzorowanie $C^n \rightarrow C^{n-1}$ rzędu $n - 1$ w punkcie $\sigma = 0$.

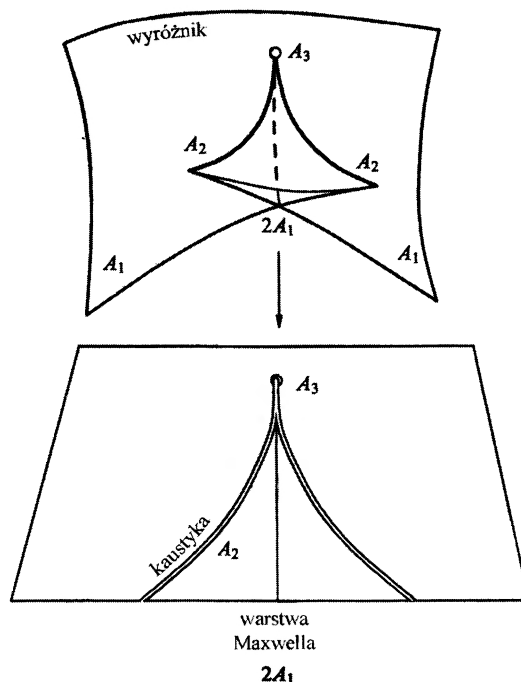
Okazuje się, że:

- 1) wszystkie takie odwzorowania ogólnej postaci są lokalnie równoważne (przekształcają się jedno w drugie za pomocą lokalnego holomorficznego dyfeomorfizmu C^n w pobliżu 0, który przekształca wyróżnik w siebie, a włókna odwzorowania we włókna);
- 2) rzut krawędzi zwrotnej wyróżnika jest kaustyką odpowiedniej osobliwości.

Przykład. Rzutowanie jaskółczego ogona (wyróżnika A_3) jest równoważne pominięciu współrzędnej c . Krawędź zwrotna wyróżnika rzutuje się w półsześciennej paraboli – kaustykę osobliwości A_3 . Na krawędzi zwrotnej mamy $a = v - 3u^2$, $b = 2u^3 - 2uv$, $a = 6u^2$, zatem na rzucie $a = 6u^2$, $b = -16u^3$ (rys. 13).

Uwaga. Oprócz krawędzi zwrotnej jaskółczy ogon ma także linię samoprzecięcia ($b = c = 0$). Rzut tej linii na płaszczyznę jest linią gładką. Jeśli przyjąć, że rzutowanie $C^3 \rightarrow C^2$ jest różniczkowaniem wielomianu $z^4 + az^2 + bz + c$, to linia samoprzecięcia składa się ze zbioru wielomianów z dwoma dwukrotnymi pierwiastkami. Rzut linii

samoprzecięcia jest „warstwą¹³ Maxwella” składającą się z wielomianów trzeciego stopnia, mających zerową całkę między punktami krytycznymi.



Rys. 13. Typowy rzut jaskółczego ogona na płaszczyznę.

Przy takim podejściu kaustyka składa się z wielomianów trzeciego stopnia z wielokrotnymi punktami krytycznymi. Staje się to oczywiste, jeżeli uwzględnić fakt, że wartość współrzędnej c , wzdłuż osi której rzutowanie jest różniczkowaniem wielomianu, na wyróżniku jest po prostu wartością krytyczną (ze znakiem minus) odpowiedniego wielomianu $x^4 + ax^2 + bx$.

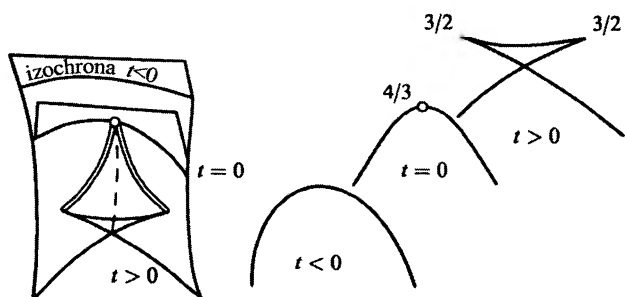
2.7. Ewolucja rozchodzących się fal

Układ rozchodzących się fal można opisać zespołem odpowiednich chwilowych frontów falowych Φ_t w przestrzeni „fizycznej”, ale można zamiast niego rozważać pojedynczy „duży front falowy” Φ w czasoprzestrzeni, którego przecięcia z izochronami $t = \text{const}$ są frontami chwilowymi [10].

Okazuje się, że duże fronty typowych układów rozchodzących się fal w n -wymiarowej przestrzeni charakteryzują się takimi samymi osobliwościami, jak fronty chwilowe w przestrzeni $(n + 1)$ -wymiarowej.

¹³ W jęz. angielskim – stratum (l.mn. strata), w jęz. rosyjskim – strat (przyp. tłum.).

Przykład. Chwilowe fronty na płaszczyźnie są liniami krzywymi. Ich rozchodzenie się opisuje duży front w trójwymiarowej czasoprzestrzeni. Taki front w typowej sytuacji ma osobliwości co najwyżej typu jaskółczego ogona. Z tego powodu typowa ewolucja rozchodzących się na płaszczyźnie frontów falowych jest równoważna typowej ewolucji przekrojów jaskółczego ogona powierzchniami $t = \text{const}$, gdzie t – funkcja ogólnej postaci, określona na trójwymiarowej przestrzeni zawierającej jaskółczy ogon (rys. 14).



Rys. 14. Ewolucja przekrojów jaskółczego ogona.

Ewolucję wyczerpują:

- 1) powstanie lub zanik dwóch półsześciennych punktów zwrotnych frontu przy przejściu jaskółczego ogona dużego frontu,
- 2) powstanie, zanik lub ewolucja dwóch półsześciennych punktów zwrotnych frontu w miejscu styczności izochrony z linią zwrotną dużego frontu,
- 3) powstanie, zanik lub ewolucja dwóch gałęzi frontu w miejscu styczności izochrony z gładką częścią frontu,
- 4) istnienie innych miejsc styczności izochrony z linią samoprzecięcia frontu.

Ciekawymi przykładami ewolucji frontów w \mathbf{R}^3 są ewolucje A_4 i D_4 . Podczas ewolucji A_4 łączą się dwa jaskółcze ogony frontu chwilowego, przy czym izochrona styka się z linią zwrotną dużego frontu.

Ewolucja D_4 może wyglądać różnie w zależności od znaku. Chyba najbardziej interesujące zjawisko związane jest z wykręcaniem się trzylistnego węzła w \mathbf{R}^3 , w trakcie którego jego wierzchołki ślizgają się po krawędziach zwrotnych ostrosłupa kaustyki, co zostało zobrazowane w pracach [3,4,6].

Przedstawione tutaj teorie znalazły także zastosowanie w badaniu fal uderzeniowych i kosmo-

logicznych bifurkacji ruchów ośrodków złożonych z pyłu (patrz [4,6]).

2.8. Deformacje wersalne

Przeprowadzona analiza osobliwości kaustyk, frontów falowych i ich ewolucji opierała się na formułach dla funkcji fazowych z p. 2.4. Teraz opiszemy technikę algebraiczną, która do tych formuł prowadzi.

Osobliwość całki oscylacyjnej jest w istocie zadana przez funkcję fazową $F(x)$ (dla całki Airy'ego $F(x) = x^3$). W celu obliczenia krotności punktu krytycznego (który będziemy uważać za początek układu współrzędnych) należy rozważyć orbitę F działania grupy dyfeomorfizmów. Okazuje się, że nieskończenie wymiarową przestrzeń funkcji w otoczeniu punktu krytycznego o skończonej krotności k można przedstawić w postaci iloczynu kartezjańskiego k -wymiarowej przestrzeni transwersalnej do orbity i nieskończenie wymiarowej przestrzeni, wzdłuż której nie ulega zmianie typ osobliwości. W przypadku Airy'ego skończenie wymiarowa przestrzeń składa się z funkcji $x^3 + ax + b$, a nieskończenie wymiarowa – z funkcji X^3 , gdzie $X = h(x)$ opisuje zamianę zmiennych.

W ogólnym przypadku krotność określa się za pomocą następującej konstrukcji algebraicznej. Najpierw rozważamy przestrzeń \mathcal{E} wszystkich funkcji x (mogą to być funkcje różnego stopnia gładkości, w naszym przypadku również po prostu formalne szeregi Taylora $f(x) = f_0 + f_1x + f_2x^2 + \dots$, tworzące pierścień $\mathcal{E} = \mathcal{C}[[x]]$).

W pierścieniu funkcji \mathcal{E} rozważmy ideał gradientowy, rozpięty przez pochodne cząstkowe rozpatrywanej wyjściowej funkcji F ,

$$I_F = \left\{ h_1 \frac{\partial F}{\partial x_1} + \dots + h_n \frac{\partial F}{\partial x_n} \right\},$$

gdzie $h_s \in \mathcal{E}$ – dowolne funkcje z \mathcal{E} . Przestrzeń I_F w rzeczy samej jest przestrzenią styczną do orbity F działania grupy dyfeomorfizmów, gdyż

$$F(x_1 + \varepsilon h_1, \dots, x_n + \varepsilon h_n) = F(x_1, \dots, x_n) + \varepsilon \left(h_1 \frac{\partial F}{\partial x_1} + \dots + h_n \frac{\partial F}{\partial x_n} \right) + o(\varepsilon).$$

Przykład. Dla $F = x^3$ znajdujemy

$$I_F = \{hx^2\} = \{h_2x^2 + h_3x^3 + \dots\}.$$

Ideał ten stanowi podprzestrzeń kowymiaru 2 w przestrzeni $\{h_0 + h_1x + h_2x^2 + \dots\}$ wszystkich szeregów potęgowych x .

Definicja. Krotnością punktu krytycznego funkcji F w 0 nazywa się kowymiar ideału gradientowego

$$\mu = \dim_{\mathbb{C}} \frac{\mathcal{C}[[x_1, \dots, x_n]]}{\{\sum h_s \partial F / \partial x_s\}}.$$

Przykład. Dla $F = x^3$ znajdujemy

$$\mu = \dim_{\mathbb{C}} \frac{\{h_0 + h_1x + \dots\}}{\{h_2x^2 + \dots\}} = \dim_{\mathbb{C}} \{ax + b\} = 2.$$

Przyjmijmy, że punkt krytyczny funkcji F w punkcie 0 ma skończoną krotność i przestrzeń ilorazowa \mathcal{E}/I_F jest generowana nad \mathbb{C} przez funkcje g_1, \dots, g_{μ} . Jako μ -parametrową przestrzeń transwersalną do orbity funkcji F w \mathcal{E} można wówczas wziąć przestrzeń

$$\{F + \lambda_1 g_1 + \dots + \lambda_{\mu} g_{\mu}\}, \quad \lambda_s \in \mathbb{C}.$$

Przykład. Dla $F = x^3$ otrzymujemy przestrzeń transwersalną $\{x^3 + ax + b\}$.

Definicja. Funkcja $S(x, y)$ nazywa się deformacją funkcji F , jeżeli $S(x, 0) = F(x)$. Podana powyżej przestrzeń transwersalna do orbity jest dwuparametrową deformacją funkcji x^3 z parametrami $y_1 = a, y_2 = b$.

Definicja. Prędkościami początkowymi deformacji S nazywa się funkcje $g_s(x) = \partial S / \partial y_s|_{y=0}$. W naszym przykładzie są to funkcje $g_1 = x$ i $g_2 = 1$.

Reguła wypisywania przestrzeni transwersalnych do orbity (nazywanych także deformacjami wersalnymi funkcji F) polega na tym, że deformacja jest wersalna, o ile jej prędkości początkowe tworzą bazę przestrzeni ilorazowej \mathcal{E}/I_F .

Funkcje fazowe, używane w p. 2.4 do konstruowania jaskółczego ogona, piramidy i portmonetki, to deformacje wersalne S funkcji $F = x_1^4 \pm x_2^2$ i $F = x_1^2 x_2 \pm x_2^3$.

W celu zbadania struktury orbit grupy dyfeomorfizmów w pobliżu F wystarczy prześledzić rodzinę o skończonej liczbie parametrów – deformację wersalną. W przestrzeni nieskończonej wymiarowej sytuacja jest podobna, z tym, że wszystko jest mnożone kartezyjańsko przez rozmierność nieskończonej wymiarową, tak więc każda orbita ma postać walca z nieskończonej wymiarową

gładką tworzącą, zaś podstawę stanowi rozmierność funkcji odpowiedniej klasy w deformacji wersalnej.

Przykład. Osobliwość A_2 (orbity funkcji x^3) stanowi krawędź zwrotna rozmierności funkcji z wartością krytyczną 0.

Uwaga. Przytoczone wyżej wyniki algebraiczne są prawdziwe zarówno dla formalnych, jak i analitycznych, a nawet tylko gładkich funkcji, z naturalnymi uzupełnieniami: nie wszystkie spośród μ -bifurkacyjnych punktów krytycznych mogą być rzeczywiste (np. dla $x^3 + ax$ przy $a > 0$ nie ma rzeczywistych punktów krytycznych, chociaż krotność μ wynosi 2).

Linia samoprzecięcia jaskółczego ogona odpowiada zarówno rzeczywistym, jak i zespolonym wielokrotnym punktom krytycznym. W przypadku rzeczywistym tylko połowa tej linii jest prawdziwą linią samoprzecięcia rzeczywistego jaskółczego ogona, zaś druga połowa – jej analitycznym przedłużeniem.

2.9. Liczby Coxetera

Algebraiczny opis wykładników osobliwości asymptotyk całek oscylacyjnych można ująć w następujący sposób. Rozpatrzmy zwierciadła odpowiedniej grupy euklidesowej generowanej przez odbicia w przestrzeni rzeczywistej \mathbb{R}^{μ} . Dzielą one przestrzeń na części, nazywane komórkami Weyla. Każda komórka jest stożkiem z symplcjonalną podstawą. Przedłużenia ścianek komórki (jest ich μ) dzielą przestrzeń na 2^{μ} części zwanych stożkami Springera. Każdy stożek Springera składa się z kilku komórek Weyla. Geometria komórek Weyla i zbudowanych z nich stożków Springera decyduje o geometrii frontów falowych i kaustyk.

Definicja. Odwzorowaniem Coxetera nazywa się złożenie odbić w ściankach jednej komórki Weyla.

Przykład. Trzy zwierciadła A_2 dzielą płaszczyznę na sześć komórek Weyla – kątów 60° . Każde odwzorowanie Coxetera to obrót o 120° .

Wartości własne odwzorowania Coxetera to pierwiastki różnych stopni m z 1. Liczbą Coxetera grupy odwzorowań nazywa się rząd odwzorowania Coxetera.

Przykład. Liczby Coxetera m niektórych grup krystalograficznych w \mathbb{R}^n przedstawia poniższa tabela.

A_n	B_n, C_n	D_n	E_6	E_7	E_8
$m = n + 1$	$2n$	$2n - 2$	12	18	30

Okazuje się, że liczby te są ściśle związane z asymptotykami odpowiednich całek oscylacyjnych.

Przykład. Dla D_n na płaszczyźnie x, y

$$I_h = \iint \exp \left[\frac{i(x^2 y + y^{n-1})}{h} \right] dx dy.$$

Przeprowadzimy zamianę współrzędnych $x = h^\alpha X, y = h^\beta Y$, dzięki której pozbywamy się dzielenia przez h :

$$I_h = \iint \exp [i(X^2 Y + Y^{n-1})] h^{\alpha+\beta} dX dY,$$

$$2\alpha + \beta = (n - 1)\beta = 1.$$

Otrzymujemy: $\beta = 1/(n-1), \alpha = (n-2)/(2n-2), \alpha+\beta = n/(2n-2)$. Zatem w punktach D_n całka I_h maleje jak $h^{n/(2n-2)}$, a nie – jak zwykle – proporcjonalnie do $h^{2/2}$. Na przykład, w punktach D_4 otrzymujemy $h^{2/3}$ zamiast h , tj. szybkość zaniku mniejsza się $h^{-1/3}$ razy.

Podobne rozważania prowadzą do wykładników osobliwości dla pozostałych osobliwości z listy – oczywiście jest powtórzenie sekwencji liczb Coxetera:

A_n	D_n	E_6	E_7	E_8
$\frac{n-1}{2n+2}$	$\frac{n-2}{2n-2}$	$\frac{5}{12}$	$\frac{8}{18}$	$\frac{14}{30}$

Analogiczna teoria powstała dla osobliwości B, C, F, G i powinna być stworzona dla $I_2(p), H_3$ i H_4 .

Przykład. W zwykłym punkcie A_1 wykładnik osobliwości wynosi 0, tj. czynnik wykładniczy w dwuwymiarowej całce oscylacyjnej jest proporcjonalny do h . W punkcie podwójnym A_2 (zwykłym punkcie kaustyki) wykładnik osobliwości wynosi $1/6$, tj. czynnik wykładniczy ma postać $h^{1-1/6}$. W punkcie potrójnym (punkcie zwrotnym kaustyki) światło jest jeszcze jaśniejsze – współczynnik osobliwości dla A_3 wynosi $1/4$, zaś czynnik wykładniczy $h^{1-1/4}$.

W punktach osobliwych D_4 (odpowiadających piramidzie i portmonetce) wykładnik osobliwości wynosi $1/3$, zaś czynnik wykładniczy $h^{1-1/3}$. Jednakże punkty te w ogólnych układach dwuwymiarowych pojawiają się tylko dla

szczególnych wartości parametru (np. czasu, jeżeli mowa jest o szumie przelatującego samolotu, a nie świetle).

2.10. Stożki Springera i liczby Bernoulliego

Opera przekształciła się w królestwo nudy, gdyż jest w niej zbyt wiele muzyki.
Beaumarchais, przedmowa do „Tarare”

Rozpatrzmy grupę odbić w R^n generowaną przez odbicia w n ściankach komórki Weyla. Przedłużenia tych ścianek dzielą przestrzeń, analogicznie do płaszczyzn współrzędnych, na 2^n części – stożki Springera, z których każdy składa się z kilku komórek Weyla (albo jednej). Jeden stożek zawiera najwięcej komórek Weyla – nazwiemy go głównym stożkiem Springera.

Przykład. Grupa A_2 odbić płaszczyzny w trzech zwierciadłach, tworzących kąty 120° w punkcie 0, ma główne stożki Springera złożone z dwóch komórek.

Definicja. Liczbą Springera grupy odbić nazywamy liczbę komórek Weyla zawartych w jej głównym stożku Springera.

Przykład. Liczba Springera grupy A_2 wynosi $a_2 = 2$, jak widzieliśmy wyżej. Policzenie kolejnych liczb Springera a_m dla grup A_m nie jest już takie łatwe (tzw. teoria „updown” ciągów). Pierwsze z nich są następujące: $a_m = 2, 5, 16, 61, 272, 1385, \dots (m = 2, 3, \dots)$. Pojawienie się liczby Eulera 61 wskazuje, że ciąg ten ma związek z liczbami Eulera i Bernoulliego.

Skonstruujmy wykładniczą funkcją tworzącą

$$P(t) = \sum_{k=0} \frac{a_k t^k}{k!}.$$

Okazuje się (twierdzenie francuskiego matematyka Andrégo), że

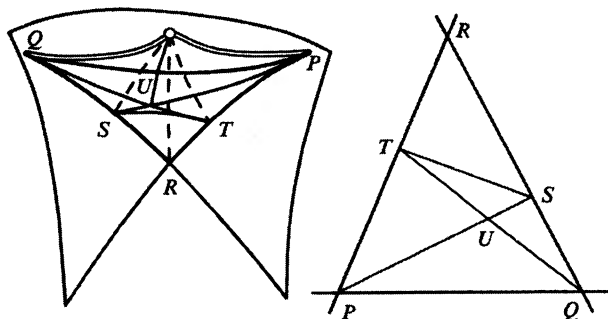
$$P(t) = \operatorname{tg} t + \operatorname{sect} t.$$

Poza tym współczynniki a_k łatwo policzyć za pomocą trójkąta typu trójkąta Pascala:

		1			
		1	0		
		0	1	1	
		2	2	1	0
	0	2	4	5	5

Każdy element każdego wiersza jest równy sumie elementów wiersza poprzedzającego, położonych na lewo lub na prawo od niego (w zależności od parzystości numeru wiersza). Wzdłuż lewego boku trójkąta położone są (poczynając od a_1) współczynniki szeregu Taylora dla tangensa, podzielone przez $k!$, a wzdłuż prawego boku – odpowiednie współczynniki dla sekansa. Analogiczna teoria istnieje dla innych grup odbić (patrz [11]).

Co do geometrii rozbitcia stożka Springera na komórki Weyla, to wygodnie zaczynać od przypadku A_3 w \mathbb{R}^3 . Wówczas stożek jest ostrosłupem o podstawie trójkąta, złożonym z pięciu komórek (rys. 15). Podział ten (dokonany za pomocą płaszczyzn symetrii czworoscianu foremnego) wygodnie jest przedstawić w postaci rozkładu trójkąta PQR w podstawie ostrosłupa na pięć trójkątów, stanowiących podstawy komórek Weyla. Wybierzmy po jednym punkcie S i T na bokach RQ oraz RP i poprowadźmy odcinki PS i QT , przecinające się w U . Podstawy komórek Weyla to trójkąty PQU , QUS , UST , TSR i PUT .



Rys. 15. Rozkład podstawy stożka Springera grupy A_3 na komórki Weyla.

Rozpatrzmy teraz jaskółczy ogon jako kastykę rodziny funkcji zmiennej x postaci $x^5 + ax^3 + bx^2 + cx$. Punkty a, b, c , odpowiadające funkcjom z czterema rzeczywistymi punktami krytycznymi, tworzą „ostrosłup” między krawędzią zwrotną i linią samoprzecięcia ogona. Warstwa Maxwella dzieli ten ostrosłup na części, we wnętrzu których funkcje są sobie topologicznie rów-

noważne (tj. rząd wartości krytycznych na osi rzędnych jest jednakowy). Okazuje się, że części tych jest pięć, są one ograniczone powierzchniami algebraicznymi i wszystkie podziały topologicznie są takie same, jak opisany wyżej podział stożka Springera na komórki Weyla. Topologiczną równoważność zadaje przy tym homeomorfizm algebraiczny, który w dodatku jest dyfeomorfizmem wnętrza ostrosłupa na wnętrze stożka Springera (a także wnętrza każdej krawędzi na wnętrze odpowiedniej krawędzi stożka). Rezultaty te przenoszą się i na inne grupy odbić.

Dyfeomorfizm, o którym tutaj mowa, jest formą rzeczywistą godnego uwagi odwzorowania Laszki–Looijengi (patrz [12,13]), które wielomianowi

$$a(z) = z^{k+1} + a_1 z^{k-1} + \dots + a_k, \quad a_k \in \mathbb{C}$$

przyporządkowuje wielomian

$$b(w) = \prod (w - c_s) = w^k + b_1 w^{k-1} + \dots + b_k, \quad b_s \in \mathbb{C}$$

o pierwiastkach c_s będących wartościami krytycznymi wielomianu a .

3. Granica między matematyką a fizyką

Problem wzajemnych relacji między tymi naukami był już wielokrotnie rozważany¹⁴. Na przykład, Hilbert wprost stwierdził, że geometria jest częścią fizyki, ponieważ nie ma żadnej różnicy między tym, jak otrzymuje swoje wyniki geometra, a jak – fizyk.

Obawiam się jednak, że Hilbert nie uważał geometrii po prostu za część matematyki – przecież twierdził, że dla matematyki wszystko jedno, czy jej „punkty” będą kuflami do piwa, a „proste” – ławami. Nie jest to całkiem pozbawione sensu, bowiem np. w geometrii Łobaczewskiego (w modelu Poincarégo) prostymi okazują się okręgi i jest to użyteczne.

Niestety, następcy Hilberta, w rodzaju Bourbakiego, wprowadzili te „nieszkodliwe” idee do nauczania matematyki w szkole, zastępując bogatą

¹⁴ Od wielu lat trwa dyskusja, czy matematyka jest nauką, czy sztuką. John von Neumann twierdził, iż „matematyka nie jest nauką empiryczną (...) a jednak jej rozwój jest ściśle połączony z naukami przyrodniczymi”. Henri Poincaré pisał o „odczuciu matematycznego piękna, harmonii liczb i kształtów, geometrycznej elegancji. Są to odczucia czysto estetyczne, znane wszystkim prawdziwym matematykom”. Efektownie ujął rzecz Eugene P. Wigner: „Stosowalność języka matematyki do formułowania praw fizyki jest cudownym darem, którego ani nie rozumiemy, ani na który nie zasługujemy” – w „Unreasonable effectiveness of mathematics in the natural sciences”, *Communications in Pure and Applied Mathematics* 13, 1–14 (1960) (przyp. tłum.).

w treści naukę o budowie Wszechświata zonglowaniem symbolami logicznymi. Nienawiść do matematyki rozprzestrzeniła się na cały świat, w Rosji jesteśmy w tym nawet opóźnieni.

Niedawno jeden z takich następców przysłał list, w którym – krytykując moje przekonanie, iż matematyka to część fizyki – upiera się, że żadnych podobieństw między tymi naukami nie ma. Interesujące jest jednak, że ten wybitny bourbakista odmówił udziału w napisaniu przeglądowej książki o matematyce w 2000 r., uzasadniając to tym, że „wspólne przedsięwzięcia matematyczne zawsze kończyły się porażką”. Nie wiem, czy przedsięwzięcie bourbakistów zostało rzeczywiście zakończone.

Wyliczanie wszystkich znaczących wypowiedzi (Pascala, Kartezjusza, Newtona, Huygensa, Leibniza) na ten temat byłoby zbyt długie, ale nie mogę się powstrzymać od powołania się na Diraca, który stwierdził, iż fizyk nigdy nie powinien polegać na intuicji fizycznej, stanowiącej najczęściej przykrywkę dla wcześniej przyjętych sądów. Jego zdaniem właściwe podejście polega na tym, żeby wziąć teorię matematyczną i stopniowo ją rozwijać, jednocześnie badając jej zastosowania w możliwie najważniejszych modelach.

Na przykład, poprawną teorię elektromagnetyczną otrzymuje się z równań Maxwella, a nie z uściślenia ras kociąt i gatunków bursztynu. Pytanie o kolor południka stanowi przykład nadużycia „intuicyjnie” przyjętych sądów.

Spodziewam się, że w niniejszym artykule pokazano, do jakich efektów prowadzi postępowanie zgodne z zaleceniami Diraca.

Przykładem niedopuszczalnego wpływu sądów przyjętych *a priori* tam, gdzie należałoby przemyśleć sensowną teorię matematyczną, jest reakcja Kartezjusza na barometryczne idee Pascala. Wychodząc od doświadczeń Torricellego z rurką wypełnioną rtęcią, Pascal zbudował odpowiedni przyrząd, zastępując włoską rtęć wodą i francuskim winem (nie jest to łatwe, ponieważ potrzebna jest solidna beczka, wytrzymująca ciśnienie dziesięciometrowego słupa wina lub wody). Pascal jednak potrafił zrobić wszystko – najpierw na wieży św. Jakuba w centrum Paryża, a później na górze Puy de Dôme w Owernii, i zbudował pierwsze barometry wodne (z próżnią nad słupem wody). Przyszedł do Kartezjusza – wybitnego uczonego (Pascal był wówczas jeszcze bar-

dzo młody) i opowiedział mu o swojej teorii – prawie zwanym dziś prawem Pascala itd. Kartezjusz, prekursor Bourbakiego, usunął wszelkie rysunki z opisu geometrycznego, określił wywody Pascala mianem bezużytecznej teorii i napisał do Huygensa: „Osobiście nie widzę nigdzie w przyrodzie próżni, poza głową Pascala”. Kilka miesięcy później głosił już wszem i wobec, iż to właśnie on nauczył wszystkiego Pascala. Dla Kartezjusza aksjomat „przyroda nie znosi próżni” był droższy niż teoria Pascala (później nie podobało mu się działanie na odległość wprowadzone przez Newtona, ponieważ uważał, że planety są poruszane wichrami eteru).

Oprócz pustki w głowie Pascala, Kartezjusz odkrył wiele rzeczy godnych uwagi, np. w teorii kaustyk do niego należy wyjaśnienie zjawiska tęczy i wyprowadzenie jej kąta rozwarcia. (43°) ze współczynnika załamania wody.

Ostatnimi laty na całym świecie obserwuje się powszechną tendencję do dyskredytowania nauki i wykształcenia przez biurokratów i menedżerów. Matematyka i fizyka jako pierwsze są wystawione na ciosy. Wspomnę np. niedawne „wojny kalifornijskie”: stan Kalifornia na wniosek G.T. Seaborga wprowadził nowe wymagania szkolne, które wywołały nieprzychylnie reakcje Waszyngtonu, ponieważ uznano, iż są sprzeczne z wymaganiami federalnymi. Senat zaoponował.

Oto dwa przykłady: nowy program przewidywał dla dziesięciolatków dodawanie prostych ułamków w kursie matematyki i naukę o trzech stanach skupienia wody w kursie fizyki. W programie federalnym woda ma tylko dwa stany skupienia (przechodzące jeden w drugi w lodówce); pojęcie pary wodnej uznane zostało za niedostępne dla przeciętnych uczniów, jako zbyt abstrakcyjne. Test przeprowadzony wśród nauczycieli szkolnych wykazał, że z reguły nie opanowali oni prostych ułamków i nawet do wykonania dzielenia 111 przez 3 potrzebują komputera. Próby usunięcia matematyki (w szczególności dowodów twierdzeń) podejmowane są także i przez naszych krzewicieli oświaty („humanizacja wykształcenia”).

Podkreślę, że dowodzenie twierdzeń zawsze odgrywało w matematyce rolę służebną, podobną do roli ortografii lub nawet kaligrafii w poezji. Matematyka, tak jak fizyka, jest nauką doświadczalną, a umiejętność dodawania prostych ułamków $1/2$ i $1/3$ jest standardowym elementem ogół-

nej kultury człowieka. Próby oduczenia od myślenia i zahamowania wszelkiego postępu to naturalne, lecz niebezpieczne następstwo ogólnoświatowej biurokratyzacji i walki z kulturą.

Rzymianie próbowali zostawić z nauki greckiej tylko część „praktycznie użyteczną” i następstwem tego był obskurantyzm średniowiecza.

Tłumaczył z języka rosyjskiego

Mirosław Hamera

Warszawa

Literatura

- [1] W.I. Arnold, *Usp. Mat. Nauk* **53** (1), 229 (1998); przekład polski: *Postępy Fizyki* **51**, 140 (2000).
- [2] H. Whitney, *Ann. Math.* **62**, 374 (1955).
- [3] W.I. Arnold, A.N. Warczenko, S.M. Husain-Sade, *Osobiennosti differentsiruemykh otobrazheniĭ*, t. I i II (Nauka, Moskwa 1982 i 1984).
- [4] W.I. Arnold, *Teoria katastrof*, wyd. 3 (Nauka, Moskwa 1990).
- [5] *Sovremiennyĭe problemy matematiki, Fundamentalnyĭe napravleniĭa*, t. 1, 3–6, 39 (WINITI, Moskwa 1985–89).
- [6] W.I. Arnold, *Osobiennosti kaustik i volnovykh frontov* (Fazis, Moskwa, 1998).
- [7] W.I. Arnold, *Funkc. analiz i prilozh.* **6** (3), 61 (1972).
- [8] W.I. Arnold, *Usp. Mat. Nauk* **34** (2), 3 (1979).
- [9] W.I. Arnold, *Usp. Mat. Nauk* **51** (6), 227 (1996).
- [10] V.I. Arnold, *Comm. Pure Appl. Math.* **29** (6), 537 (1976).
- [11] W.I. Arnold, *Usp. Mat. Nauk* **47** (1), 3 (1992).
- [12] W.I. Arnold, *Usp. Mat. Nauk* **29** (3), 243 (1974).
- [13] E. Looijenga, *Invent. Math.* **23** (2), 105 (1974).

50 lat Olimpiad Fizycznych*

Jan Mostowski

Instytut Fizyki PAN, Warszawa

50 years of Physics Olympiads

1. Powstanie Olimpiady Fizycznej

Przed pięćdziesięciu laty odbyła się pierwsza Olimpiada Fizyczna. Inspiratorem i inicjatorem utworzenia Olimpiady był prof. Wojciech Rubinowicz, wybitny fizyk, profesor Uniwersytetu w Czerniowcach oraz Politechniki i Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwowie przed wojną, a Uniwersytetu Warszawskiego po wojnie. Do idei Olimpiady zachęcił on wielu fizyków, a w szczególności Jerzego Pniewskiego i Leonarda Sosnowskiego, również profesorów Uniwersytetu Warszawskiego. Przy pomocy środowiska fizyków skupionych wokół Uniwersytetu Warszawskiego oraz przy współpracy Polskiego Towarzystwa Fizycznego przystąpili oni do organizacji Olimpiady.

Formalnej propozycji utworzenia Olimpiady Fizycznej poświęcony był memoriał Zarządu Głównego PTF, wystosowany do Ministerstwa Szkół Wyższych i Nauki w dniu 18 marca 1951 r. Ciekawe są argumenty, którymi się wtedy posłużono. Cytuję fragmenty tego memoriału:

„Jednym z najpilniejszych zadań stojących przed fizyką polską w okresie realizacji planu sześćdziesięcioletniego jest zwielokrotnienie kadr pracowników naukowych i pedagogicznych.

Niedobór kadr w dziedzinie fizyki, będący spuścizną okresu przedwojennego i wojny, został szczególnie silnie uwydatniony w pracach Podsek-

cji Fizyki I Kongresu Nauki Polskiej i w tezach przyjętych na Zjeździe Fizyków w Krakowie.

Stan ten nie uległ zasadniczej poprawie w latach powojennych ze względu na niedostateczny i często przypadkowy dopływ kandydatów na studia fizyczne.

W celu radykalnego przełomu w tej dziedzinie i zapewnienia dopływu jak najliczniejszych kadr młodych fizyków, Polskie Towarzystwo Fizyczne postanowiło wystąpić z inicjatywą zorganizowania zawodów uczniów szkół średnich pod nazwą »Olimpiada Fizyczna«.

Zawody takie odbywają się, jak wiadomo, w Związku Radzieckim, gdzie cieszą się ogromną popularnością. . .”

Memoriał ten podpisał prof. Leonard Sosnowski.

Ponad dwadzieścia pięć lat później, w roku 1979, Waldemar Gorzkowski tak skomentował (25 lat Olimpiad Fizycznych (WSiP, Warszawa 1979)) zawody w Związku Radzieckim: „Ogólnozwiązkowa Olimpiada Fizyczna w Związku Radzieckim istnieje dopiero od 10 lat (czyli od drugiej połowy lat sześćdziesiątych – J.M.) i jest rozgrywana według odmiennych zasad niż przyjęte u nas. (...) Autorzy memoriału mają tu na myśli konkursy z fizyki o lokalnym zasięgu organizowane przez niektóre wyższe uczelnie. Konkursy

* Artykuł jest nieco skróconą wersją przemówienia wygłoszonego przez przewodniczącego Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej na uroczystości zakończenia 50. OF.

takie często były nazywane Olimpiadami Fizycznymi”.

Memoriał Polskiego Towarzystwa Fizycznego spotkał się z życzliwym przyjęciem władz i w Dzienniku Urzędowym Ministerstwa Oświaty ukazało się Zarządzenie Ministra Oświaty i Prezesa Centralnego Urzędu Szkolenia Zawodowego (nr II-/Sr. 5591/51) z dnia 28 września 1951 r. w sprawie zorganizowania w szkołach zawodów w zakresie fizyki. Był to więc akt powołania Olimpiady Fizycznej.

Zgodnie z przyjętym regulaminem Olimpiady Polskie Towarzystwo Fizyczne powołało Komitet Główny w składzie: przewodniczący – prof. Jerzy Pniewski, kierownik Olimpiady – prof. Leonard Sosnowski, delegat PTF – prof. Andrzej Sołtan, delegat PTF – prof. Aniela Wolska, delegat Ministerstwa Oświaty – Piotr Halfter, delegat Ministerstwa Oświaty – Władysław Chłapowski, delegat Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego – prof. Bronisław Buras, delegat CUSZ – Stanisław Kowal, delegat CUSZ – Fryderyka Kamińska, sekretarz naukowy – mgr Halina Chęcińska. Powołano również 8 Komitetów Okręgowych Olimpiady Fizycznej: w Gdańsku, Gliwicach, Lublinie, Łodzi, Poznaniu, Toruniu, Warszawie i Wrocławiu.

W zawodach pierwszej Olimpiady w roku szkolnym 1951/52 wzięło udział 351 uczniów (w obecnej, pięćdziesiątej – 1500). Jak pisze Stefan Czarnecki (*Olimpiady Fizyczne I-IV*, PZWS, Warszawa 1956): „Było to niewiele, w stosunku do oczekiwań Komitetu Głównego Olimpiady. Jak wynika z meldunków o przebiegu zawodów, jedną z głównych przyczyn małej frekwencji był obojętny stosunek niektórych nauczycieli do zawodów olimpijskich. Zdarzało się, że nauczyciele nie ogłaszali uczniom tematów”.

Powiedzmy parę słów o finale pierwszej Olimpiady. Znów cytuję za Stefanem Czarneckim: „Do zawodów zostało dopuszczonych 50 uczestników, w tym sześciu ze szkół technicznych (chłopców 47, a dziewcząt 3). Zawody odbyły się w Warszawie w dniach 25 i 26 kwietnia. Uczestnicy mieli zapewnione zakwaterowanie i wyżywienie. Zawody teoretyczne odbywały się w auli PWSP przy ulicy Myśliwieckiej 6/8 (obecnie LO nr 2 im. Stefana Batorego – J.M.), doświadczalne – w pracowni PWSP i I pracowni Zakładu Fizyki Doświadczalnej U.W. Dla uczestników zorganizowano odczyt

naukowy, który wygłosił prof. dr Andrzej Sołtan, zwiedzanie autokarem Warszawy oraz uzyskano zbiorowe bilety do Teatru Narodowego na komedię Ostrowskiego *Las*. Zawody polegały na rozwiązaniu 4 zadań teoretycznych w ciągu 5 godzin (25 kwietnia) oraz zadania doświadczalnego w ciągu 4 godzin. . .

W wyniku ocen Komitet Główny wytypował 21 zwycięzców. Trzej pierwsi zwycięzcy rozwiązali wszystkie zadania z wynikami bardzo dobrymi, wobec czego Komitet Główny przyznał im trzy pierwsze nagrody”.

Byli to Iwo Białynicki-Birula, Andrzej Hildebrandt i Ryszard Kowalczyk. Wśród laureatów znaleźli się też: Zbigniew Dziuba, Kacper Zalewski, Dominik Rogula, Ryszard Engelking, Jan Stankowski, Tadeusz Pniewski i inni.

2. Dalsze lata Olimpiady Fizycznej

Olimpiada odbywała się regularnie co roku. Patrząc na obecny regulamin zawodów oraz na regulamin obowiązujący na pierwszych Olimpiadach można łatwo dojść do wniosku, że zmiany były niewielkie.

Zmieniali się jednak ludzie. Funkcje Przewodniczącego Komitetu Głównego Olimpiady pełnili kolejno: I (1951/52): prof. Jerzy Pniewski (1913–89), II–VI (1952/53–1956/57): dr Tadeusz Skaliński (1910–99), VII–XVII (1957/58–1967/68): prof. Szczepan Szczeniowski (1898–1979), XVIII–XXII (1968/69–1972/73): prof. Iwo Białynicki-Birula, XXIII–XXXV (1973/74–1985/86): doc. Jerzy Mycielski (1930–86), XXXVI–XXXVIII (1986/87–1988/89): prof. Henryk Szymczak, XXXIX–XL (1989/90–1990/91): prof. Jerzy Kołodziejczak, XL–XLIX (1990/91–1999): prof. Jerzy Prochorow, a od XLIX (1999/2000) – prof. Jan Mostowski.

Mimo upływu pięćdziesięciu lat nie zmienił się wcale charakter zawodów. Co roku finalistami i laureatami zostają najlepsi uczniowie szkół średnich. W moim przekonaniu najcenniejszą nagrodą jest ogłoszenie zwycięzcy i związana z tym opinia. Wręczane są też nagrody pieniężne i rzeczowe, na ogół książkowe. Oprócz tego finaliści i laureaci Olimpiady otrzymują nagrody niematerialne: zostają zwolnieni z egzaminu maturalnego z fizyki, otrzymując automatycznie ocenę najwyższą. Również wiele wyższych uczelni przyjmuje na stu-

dia finalistów i laureatów Olimpiady bez egzaminów. Te dwie niematerialne nagrody są chyba najbardziej pożądane przez uczniów i najwyżej przez nich cenione. Chciałbym w tym miejscu serdecznie podziękować wydawnictwom, które od wielu lat są fundatorami nagród książkowych. Są to: Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Wydawnictwo Naukowe PWN (które w tym roku obchodzi swoje pięćdziesięciolecie) oraz Prószyński i S-ka, które od 10 lat funduje zwycięzcom Olimpiady roczne prenumeraty swoich pism *Wiedza i Życie* oraz *Świat Nauki*.

Miło mi też powiedzieć, że projekt regulaminu nowej matury, czyli matury, która ma obowiązywać w przyszłości, zachowuje te same przywileje dla olimpijczyków. Nie jest natomiast jasne, jakie będzie stanowisko wyższych uczelni w stosunku do olimpijczyków, kiedy egzamin maturalny zastąpi egzaminy wstępne.

W 1968 r. powstała Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna. Polscy uczestnicy regularnie biorą w niej udział, ze zmiennym powodzeniem. Wyłaniani byli oni spośród najlepszych laureatów polskiej Olimpiady Fizycznej. Również w roku 2001 pięciu najlepszych olimpijczyków zaproszono do udziału w MOF w Turcji na przełomie czerwca i lipca. Międzynarodowa Olimpiada jest konkursem o wielkim prestiżu w środowisku fizyków. W ostatnich latach biorą w niej udział uczniowie szkół średnich z ok. 60 krajów z całego świata. Już trzy razy MOF odbyła się w Warszawie.

Jednym z inicjatorów stworzenia Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej i wieloletnim jej szefem jest dr Waldemar Gorzkowski. Muszę tu powiedzieć, że dr Gorzkowski to jedna z najbardziej zasłużonych osób w Olimpiadzie Fizycznej. Przez wiele lat był jej sekretarzem naukowym, co oznaczało, że redagował i układał większość zadań. Jego działalność nie ograniczała się jednak do Olimpiady. Zorganizował on też konkurs prac uczniowskich z fizyki, jak również jego międzynarodowy odpowiednik „First Step to Nobel Prize in Physics”.

Obecnie Komitet Główny Olimpiady Fizycznej składa się z kilkunastu osób. W większości są to pracownicy naukowi Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego oraz Instytutu Fizyki PAN. Tradycyjnie w skład Komitetu Głównego wchodzi nauczyciel fizyki ze szkoły średniej oraz student Wydziału Fizyki UW, były olimpijczyk. Po-

nadto Olimpiada ma 13 Komitetów Okręgowych; ich członkowie to na ogół pracownicy wyższych uczelni. W sumie w działalność Olimpiady zaangażowanych jest ok. 100 osób. Im wszystkim wyrażam serdeczne podziękowanie.

Olimpiada to też Olimpijczycy. W ciągu 50 lat istnienia Olimpiada Fizyczna nadała 826 tytułów laureatów, niektórym osobom – wielokrotnie. Wielu z laureatów to obecni profesorowie fizyki lub innych nauk. Młodszy to często aktywni pracownicy zajmujący się nauką lub innymi formami działalności. Jeszcze młodszy to studenci lub wciąż uczniowie. Jak sądzę, zwycięstwo w Olimpiadzie ułatwiło im start życiowy.

Chciałbym też podziękować jeszcze jednej grupie osób związanych z Olimpiadą, odgrywającej bardzo istotną rolę w jej funkcjonowaniu. Są to nauczyciele. To im zawdzięczamy wykształcenie młodych ludzi. To oni przede wszystkim przygotowują i zachęcają swoich uczniów do nauki i spróbowania swoich sił w Olimpiadzie. Niektórzy wychowali już wielu olimpijczyków. Rekordzistami są: Marek Golka (VI LO Radom) – 22 laureatów, Hanna Szyburska (I LO Łódź) – 21 laureatów, Jan Szafraniec (VI LO Radom) – 21 laureatów, Marian Bąk (XIV LO Wrocław) – 15 laureatów, Stanisław Lipiński (obecnie XIV LO Warszawa, przedtem XLV LO Warszawa) – 10 laureatów, Marek Zwoliński (XIV LO Warszawa) – 10 laureatów.

Wymieniłem tu kilka nazwisk najbardziej „wydajnych” nauczycieli. Ale zasłużonych nauczycieli jest znacznie więcej. Zresztą nie wszyscy dobrzy i zaangażowani nauczyciele mają możliwość wychowania olimpijczyka. Musimy mieć na uwadze fakt, że Olimpiada jest trudna – jedynie kilkudziesięciu uczniów z całego kraju może dojść do finału. Chciałbym serdecznie podziękować wszystkim nauczycielom za ich pracę nad uczeniem naszej młodzieży.

3. Refleksje

Lata pięćdziesiąte, gdy powstawała Olimpiada Fizyczna, były bardzo niekorzystne dla Polski i dla świata. Sytuacja polityczna i militarna na świecie była trudna. Były to lata szczytowego zagrożenia zimnej wojny. W Korei toczyła się wojna będąca militarną konfrontacją dwóch światowych potęg. W Europie, podzielonej na wschodnią (bę-

dącą pod wpływami ZSRR) i zachodnią, trwał ostry konflikt, który ocierał się o wybuch kolejnej wojny na wielką skalę.

Polska znajdowała się w radzieckiej strefie wpływów. W naszym kraju panował ustrój totalitarny, stalinizm. Budowa socjalizmu miała bezwzględny priorytet, nawet nad odbudową kraju po zniszczeniach wojennych. Były to bardzo trudne lata dla Polski, zarówno gospodarczo jak i politycznie.

Paradoksalnie jednak, lata te były bardzo dobre dla fizyki i fizyków. Cały świat zdawał sobie sprawę z roli, jaką odegrali fizycy w konstrukcji bomby atomowej. Budowano pierwsze elektrownie jądrowe, w zasięgu ręki wydawała się też sprawa uzyskania kontrolowanej reakcji termojądrowej i dostępu do niemal nieograniczonej ilości energii. Gdzieś w cieniu fizyki jądrowej rodziła się współczesna fizyka ciała stałego, która wkrótce później stała się podstawą elektroniki.

Fizyka rozwijała się szybko również i w Polsce. W tym czasie Marian Danysz i Jerzy Pniewski odkryli hiperjądra – odkrycie to wciąż jest uważane za największe w historii powojennej Polski. Powstawały wizje wielkiego rozwoju polskiej fizyki jądrowej, mającej stanowić intelektualną bazę polskiego przemysłu jądrowego. Olbrzymie znaczenie dla rozwoju polskiej fizyki miał też przyjazd Leopolda Infelda do Polski w roku 1952.

Po pięćdziesięciu latach świat wygląda zupełnie inaczej. Skończyła się zimna wojna, a wraz z nią zapotrzebowanie na militarne zastosowania fizyki. Społeczeństwa wielu krajów odwróciły się od niej. Wielkie odkrycia naukowe z dziedziny fizyki nie budzą większego zainteresowania wśród szerszych grup ludzi. Nic dziwnego, że poziom finansowania badań fizycznych znacznie się zmniejszył. Najbardziej drastycznym przykładem odwrotu od fizyki była odmowa finansowania przez Kongres USA wielkiego akceleratora – superzderzacza. Również i w Polsce wyraźnie widać brak zainteresowania fizyką wśród szerokich warstw społeczeństwa. W wielu środowiskach do dobrego tonu należy wręcz chełpienie się swoją nieznaną fizyką (również matematyką).

Trudno jest wskazać zasadnicze przyczyny upadku prestiżu fizyki w społeczeństwie. Z pew-

nością znaczną rolę odegrała postawa niektórych zawodowych fizyków, ich pogoń za spektakularnymi wynikami kosztem szerszej działalności. Domagali się oni pieniędzy, jak również zaszczytów i sławy, nie zwracając uwagi na to, że ich wyniki muszą być choćby w drobnej części zrozumiałe dla szerokich warstw społecznych. Bardzo negatywną rolę odegrało też długotrwałe zaniedbywanie przez zawodowych fizyków zagadnień edukacji, kształcenia nauczycieli, pisania podręczników itd. Zbyt małą wagę przykładano też do popularyzacji fizyki. Odwrót od fizyki to m.in. wynik tych wszystkich zaniedbań.

W opinii wielu osób przełom XX i XXI w. to okres biologii. Ta nauka rozwija się bardzo szybko, dokonano tu spektakularnych odkryć. Z perspektywy fizyka widać jednak, że biolodzy robią dziś dokładnie te same błędy, które kiedyś robili fizycy – nie dbają należycie o akceptację społeczną swojej działalności, rozbudzają nadmiernie oczekiwania w zakresie możliwych zastosowań swoich wyników, zaniedbują też problemy edukacji oraz popularyzacji swojej dziedziny wiedzy.

W dzisiejszych czasach fizyka musi wrócić do swojego naturalnego stanu, tj. takiego, jaki miała przed zbudowaniem bomby jądrowej. Fizyka powinna znów stać się jedną z dziedzin nauk przyrodniczych, uprawianą przede wszystkim na uniwersytetach, dobrze uczoną w szkołach i akceptowaną przez społeczeństwo.

Chciałbym, by kolejne edycje Olimpiady Fizycznej, a może bardziej nowe pokolenia olimpijczyków, pomogły w powrocie fizyki do zasłużonego jej miejsca. Chciałbym, aby przez następne pięćdziesiąt lat Olimpiada dobrze służyła młodemu pokoleniu; aby tak jak dotychczas potrafiła zachęcić młodych ludzi do głębszego zainteresowania się fizyką, by spełniała swoją rolę w wynajdowaniu utalentowanych uczniów. Chciałbym też, by Olimpiada przyczyniła się do popularyzacji fizyki, przede wszystkim w szkołach średnich. Nauczycielom serdecznie życzę, by ich uczniowie sprawili im radość w postaci dyplomów Olimpiady. Z całego serca życzę wszystkim tegorocznym uczestnikom 50. Olimpiady Fizycznej dalszych sukcesów w szkole, na studiach i w życiu.

Mechanika kwantowa wkracza do szkoły*

Franz Bader**

Ludwigsburg, Niemcy

Quantum mechanics goes to high school

*Abstract****: New high-school teaching programs, introducing basic concepts of quantum physics in several German lands, are described. Didactic value of Bohr's atom model is critically discussed. Other approaches to teaching basic quantum mechanics are proposed.

1. Wstęp

Model atomu Bohra z roku 1913 należy do standardowego programu nauczania fizyki w szkole średniej. Stosunkowo łatwo go przedstawić i przyswoić, ale wielu nauczycieli fizyki poprzestaje na nim i nie wspomina nawet o elementach współczesnej fizyki kwantowej. Z fatalnymi skutkami, jak twierdzi angielski dydaktyk fizyki D. Jones [1]: „At best, students have to unlearn such concepts. At worst they are left in a cloud of confusion” (W najlepszym razie uczniowie muszą się oduczyć tych koncepcji, w najgorszym – pozostają w cieniu chmury nieporozumień). Istnienie tej „chmury nieporozumień” na temat fizyki kwantowej w głowach wielu uczniów potwierdzają, jak się wydaje, aktualne badania nad poziomem nauczania w niemieckich szkołach średnich [2–4]. Za pomocą nowego programu i zmienionej metodyki dydaktycy próbują dopasować podstawy fizyki kwantowej do całego procesu nauczania.

Czy trawiony kryzysem proces nauczania fizyki winno się dodatkowo dociążyć balastem trudnej mechaniki kwantowej? Kilkadziesiąt lat temu fizyka w liceach, także w klasach o profilu humanistycznym, była uważana za trudny, ale i atrakcyjny przedmiot. Nauczyciel mógł z niekłamaną dumą prowadzić uczniów do źródeł poznania praw Wszechświata. Przynajmniej fizykę klasyczną mógł przedstawiać jako bardzo uproszczoną, ale spójną i zrozumiałą konstrukcję myślową, dodatkowo pogłębianą przez doświadczenia przeprowadzane w szkole. Wielu uczniów stwierdziło później, że wysiłek włożony w naukę fizyki opłacił się w przyszłości.

Co się zmieniło dzisiaj? Wiele przesłanek przemawia za tym, że fizyka traktowana jest w szkole średniej jako jeden z najmniej lubianych przedmiotów [5], chociaż szkolne pracownie fizyczne są dziś lepiej wyposażone niż dawniej. Czy uczenie fizyki stało się anachronizmem? Czy nauczyciele innych przedmiotów prześcignęli nas w nowoczesności? Oni dyskutują wszakże sprawy

* Artykuł „Quantenmechanik macht Schule”, opublikowany w *Physikalische Blätter* 56, zesz. 10, s. 65 (2000), został przetłumaczony za zgodą Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 2000 by Wiley-VCH Verlag GmbH] (przyp. Red.).

** Dr Franz Bader jest nauczycielem fizyki i autorem podręczników szkolnych (przyp. Red.).

*** Streszczenie dodane przez Redakcję (przyp. Red.).

bliższe życia, posługując się przy tym nierzadko Internetem, a nie tylko podając suche, uporządkowane fakty. Uczniowi trudniej dziś podjąć wysiłek umysłowy niezbędny przy systematycznym zgłębianiu pojęć i praw przyrody. Fizyka jednak wymaga właśnie takiego wysiłku, jeśli ma nauczyć rozumienia podstawowych zjawisk i dostarczyć uczniowi ogólnego wykształcenia. Materiał przerabiany w szkole wydaje się przestarzały i nawet media podejmujące tematy związane z fizyką czynią to często lepiej niż nauczyciel w klasie szkolnej.

Dawniej przy układaniu programów nauczania brano pod uwagę przede wszystkim konieczność przygotowania uczniów do studiów wyższych. Dziś uczniowie wybierają fizykę także w celu zrozumienia prowadzonych w mediach dyskusji problemów energetycznych, zagadnień kosmologii, fizyki medycznej czy fizyki cząstek elementarnych. Takim wymaganiom nie mogą sprostać programy nauczania, w których fizyka współczesna reprezentowana jest w sposób marginalny. Potwierdziły to wyniki międzynarodowych badań TIMSS¹ na temat wyników nauczania, z których wynika wzrost zainteresowania fizyką współczesną u uczniów klas maturalnych. Pozostaje więc tylko pytanie: jak nauczać fizyki w ostatnich klasach liceum?

2. Fizyka kwantowa w szkole

Fizyka kwantowa nie występuje samodzielnie w podręcznikach i programach nauczania, ale jest ukryta pod hasłem „fizyki atomowej”. Fizykę mikroświata próbuje się wyjaśnić za pomocą pojęć klasycznych i poglądowych modeli. Występujące granice stosowania modeli i konieczne poprawki uzasadnia się często „zaburzeniami” lub „nieoznaczonością”, którą klasyczny aparat pomiarowy wprowadza do układu kwantowego. Tylko mimochodem uczniowie się dowiadują, że mechanika kwantowa podlega zupełnie innym prawom i zasadom niż fizyka klasyczna, za to wiele czasu i energii poświęca się próbom uprzyświelenia dualizmu „cząstka–fala”. Ponieważ jednak nawet cząsteczka fulerenu składająca się z 70 atomów węgla wytwarza własny obraz interferencyjny, należy zrezygnować z tego rodzaju pojęć [6]. Już do opisu zwykłej

interferencji trzeba użyć nowoczesnej, kwantowej interpretacji.

3. Wirujące wektory zastępują liczby zespolone

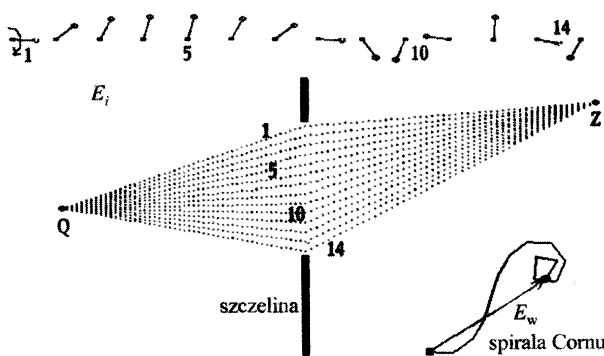
Nauczyciele i urzędnicy w ministerstwach nie siedzą bezczynnie. Na przykład, w Badenii-Wirtembergii przedstawiono projekt programu nauczania, który uczniom klas maturalnych ma otworzyć wrota do współczesnej fizyki. Program ten ma ich zachęcać do zastanawiania się nad zasadami przyczynowości i determinizmu, przedstawić różnice między rzeczywistością fizyczną a jej matematycznym opisem, przejawiające się w nieodwracalności procesu pomiaru, oraz zwrócić uwagę na filozoficzne konsekwencje fizyki. W klasie maturalnej będzie się odchodzić od podejścia klasycznego. Uczniowie powinni się dowiedzieć, że fizyka kwantowa jest abstrakcyjną, lecz w pełni niezależną strukturą myślową, a nie zmodyfikowaną fizyką klasyczną, „rozmytą” dzięki zasadzie nieoznaczoności.

Zamiast liczb zespolonych uczniowie mają w zreformowanym programie posługiwać się modelem wirujących wektorów-strzałek. Nadają się one także do opisu fal klasycznych, jeśli rzutuje się je na linię prostą i wykorzystuje tylko ich części rzeczywiste [7]. Na rysunku 1 każdej fali wypromieniowanej ze źródła Q do celu Z przyporządkowuje się wektor \mathbf{E}_i , który obraca się o 360° po przebiegnięciu przez falę odcinka równego jej długości λ . W punkcie Z dodaje się wszystkie te wektory, otrzymując wypadkową amplitudę $\mathbf{E}_w = \sum \mathbf{E}_i$. Wielkość $|\mathbf{E}_w|^2$ wyznacza natężenie światła na ekranie w punkcie Z. To postępowanie można unaocznić za pomocą spirali Cornu, którą uczeń może odtworzyć na domowym komputerze. W ten sposób trudne elementy teorii można przybliżyć w atrakcyjnej postaci jako rodzaj zabawy. Nowy program wykorzystuje oprogramowanie komputerowe pozwalające na wykonywanie eksperymentów numerycznych, np. opisujących przechodzenie światła przez szczeliny czy uginanie promieniowania na krawędzi przesłony.

Aby przewyciężyć rozdźwięk tkwiący w dualizmie korpuskularno-falowym, nowy program

¹ Third International Mathematics and Science Study, amerykański program badań edukacyjnych, zob. <http://nces.ed.gov/timss/> (przyp. Red.).

korzysta z koncepcji przedstawionych przez Richarda Feynmana w książeczce *QED – osobliwa teoria światła i materii* (Prószyński i S-ka, Warszawa 2001), którą można polecać uczniom jako wstęp do fizyki współczesnej. Bez konieczności modyfikacji wprowadzonego formalizmu obracających się wektorów daje się przedstawiać interpretację zasady Huygensa (rys. 1). Tory ruchu zaburzeń falowych, dobrze znane z obserwacji fal na wodzie, można interpretować jako możliwe trajektorie obiektu kwantowego; służą one do pomocy w obliczeniach. Sumując odpowiadające im wektory, otrzymujemy prawdopodobieństwo obserwacji obiektu w danym punkcie. Nowym elementem takiej „zasady superpozycji możliwości kwantowych” jest to, że nie sugeruje ona ani przez chwilę, iż cząstka kwantowa istotnie przebiegła którąś konkretną drogę, jak cząstka klasyczna, a to tylko my nie umiemy rozróżnić, która to była trajektoria. Zarazem metoda ta pokazuje nieobiektywność i nieoznaczoność kwantowego świata. Dzięki symulacji komputerowej rozchodzenia się paczki falowej można ilościowo zademonstrować relację nieoznaczoności [7,8].



Rys. 1. Mechanika kwantowa bez liczb zespolonych. Każdej możliwej drodze z Q do Z przyporządkowany jest obracający się wektor, który odpowiada (zespolonej) wartości funkcji falowej ψ (u góry rysunku). Sumując wektory w punkcie Z otrzymuje się spiralę Cornu (na dole, po prawej stronie). Wielkość wypadkowa $|E_w|^2$ wyznacza prawdopodobieństwo znalezienia cząstki w punkcie Z. Im więcej uwzględnimy dróg (w tym przykładzie 14), tym większą uzyskamy dokładność wyniku. Wektory opisują formalnie fale de Broglie’a bez podawania, co „faluje”.

Kolejnym wyzwaniem dla nauczania fizyki jest koncepcja nielokalności. Można ją przybliżyć za pomocą zasady komplementarności [9].

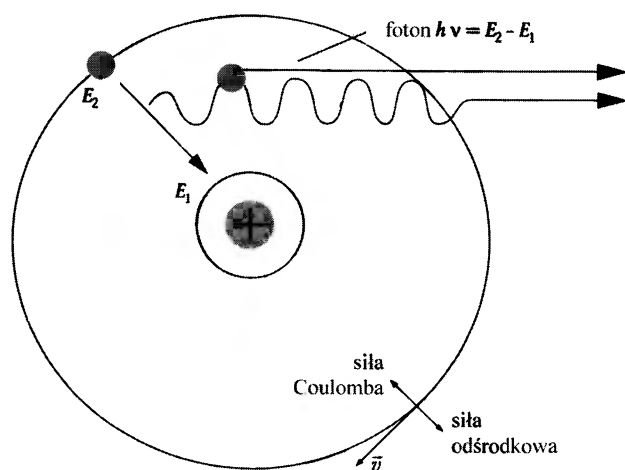
W każdym pomiarze interferencyjnym informację, „którą drogą biegł promień” i kontrast prążków interferencyjnych są wielkościami komplementarnymi: im dokładniej potrafimy wyznaczyć trajektorię cząstki kwantowej, tym słabsze będą obserwowane efekty interferencyjne. Jeśli układ nie ma kontaktu z otoczeniem, to należy dodać wektory przyporządkowane wszystkim równouprawnionym trajektoriom – zachodzi interferencja. Jeśli jednak przyrząd pomiarowy umożliwia ustalenie, którą drogę przebywa dany obiekt, to trzeba wziąć pod uwagę tylko odpowiadający jej wektor. Ze względu na tę informację o drodze obiektu zanika interferencja. Uczniom można zaproponować przeprowadzenie uproszczonych doświadczeń tego typu [10]. Pokazują one, że w czasie pomiaru rzeczywistość powstaje, a nie jest tylko rejestrowana.

Opisane wektory są tylko abstrakcyjnymi symbolami i wirują jedynie w naszych głowach lub na ekranie komputera. Z modelu falowego wykorzystują jedynie to, co jest potrzebne w doświadczeniach – długość i fazę, odrzucając zaś balast innych, wewnętrznie sprzecznych pojęć. Feynman twierdził, iż nikt nie może wszystkiego zrozumieć, czyli wyjaśnić za pomocą klasycznych obrazów. Ten, kto przy nich obstaje, nie tylko błędnie wykląda zasady fizyki kwantowej, ale też nie wykorzystuje wielu ludzkich możliwości posługiwania się formalnymi symbolami. Nowoczesne metody nauczania nie powinny siłą blokować użycia narzędzi matematycznych po to, by dopuszczać jedynie to, co można przedstawić w sposób poglądowy. Powinny one jednak zarazem uwzględniać ludzkie formy myślenia i obrazowania pojęć. Kwantowej koncepcji Feynmana można zarzucić to, że – choć nie jest fizycznie fałszywa – pozostaje zbyt mocno związana z modelem klasycznym. Ułatwia ona jednak nauczanie, przede wszystkim dlatego, że stosunkowo łatwo uwidacznia kontrast między fizyką klasyczną i kwantową.

4. Atom jako obiekt kwantowy w formalizmie wirujących wektorów

W tradycyjnym nauczaniu fizyki dominuje model atomu Bohra – punktowe elektrony okrążają jądro atomu wodoru, jak przedstawiono na rys. 2; czasem wręcz przedstawia się je jako drga-

jące struny. Model ten nie jest zadowalający, gdyż krążące elektrony tracą energię i powinny w końcu upaść na jądro. Uczniowie wybierający kurs fizyki mają prawo oczekiwać, że zostaną nauczeni takiego modelu, którego potem nie będą musieli odrzucać i który odpowiada programowi nauczania chemii. Znalezienie przekonującej alternatywy do modelu atomu Bohra jest więc ważnym zadaniem dydaktyki fizyki kwantowej. Taką alternatywą może być model wykorzystujący przedstawiony formalizm wirujących wektorów. Formalizm ten pozwala nie tylko na opis doświadczeń interferencyjnych, ale także na eleganckie przedstawienie zagadnienia kwantowania poziomów energetycznych atomu.



Rys. 2. W atomie Bohra elektrony krążą po dyskretnych orbitach. W zasadzie musiałyby wtedy wypromieniowywać energię i zostać przyciągnięte przez jądro atomu. Zamiast tego między orbitami zachodzą kwantowe przeskoki elektronów, w wyniku których emitowane są cząstki punktowe lub paczki falowe. Model taki wprowadza duże zamieszanie pojęciowe i utrudnia nauczanie.

Rozważmy problem kwantowej cząstki (o masie m) w jednowymiarowej nieskończonej studni potencjału o szerokości L . Stacjonarne stany tego zagadnienia odpowiadają ścisłym wartościom energii $E_n = \hbar^2 n^2 / (8mL^2)$, przy czym $\Delta E_n \approx \hbar / \Delta t \rightarrow 0$ dla $\Delta t \rightarrow \infty$. W tym przypadku dwie biegnące w przeciwnych kierunkach fale ψ tworzą falę stojącą [7]. Odpowiadające im wektory określają niezależne od czasu wartości $|\psi(x)|^2$, zgodne z rozwiązaniem równania Schrödingera [11]. Rozkład ładunku elektrycznego dany przez $-e|\psi(x)|^2$ nie wykonuje przy tym oscylacji, a więc cząstka nie traci energii na promieniowanie, w przeciwieństwie do drgających strun

i elektronów w modelu Bohra. W szkole należy uczciwie przyznać, że stabilności atomu, tak ważnej dla naszego makroświata, nie można wytłumaczyć na sposób klasyczny. Jeśli ktoś próbuje tutaj zobrazować $|\psi(x)|^2$ jako „ciecz elektronową”, to musi uwzględnić energię potencjalną oddziaływań poszczególnych rozmytych ładunków cząstkowych i otrzymuje błędne wartości energii, bo nie wziął pod uwagę interpretacji Borna.

Od problemu studni potencjału przejść można do jednowymiarowego równania Schrödingera, które uczniowie mogą rozwiązywać numerycznie, analogicznie do przewidzianego programem nauczania równania różniczkowego opisującego drgania wymuszone. W ten sposób w wyniku zadanych warunków brzegowych otrzymuje się dyskretne poziomy energetyczne. Odpowiednie funkcje potencjału wstawione do programu komputerowego pozwolą uczniom rozwiązywać zadania dla różnych studni, np. obliczać część radialną funkcji falowej atomu wodoru (wystarczającą w 3-wymiarowym modelu powłokowym), zaznajomić się ze zjawiskiem tunelowym, prostym modelem pasmowym ciała stałego oraz fizycznymi podstawami wiązań chemicznych. Na przykładzie oscylatora harmonicznego można zademonstrować kwantowanie drgań oraz wprowadzić pojęcie fotonu jako poziomu energii skwantowanego pola [7]. Jeżeli uczniowie zapoznali się z liczbami zespolonymi, to można ich zapoznać z pojęciem operatora. Rozważając różne stany polaryzacji, można im przedstawić pojęcie stanu w przestrzeni Hilberta [12].

W niniejszym artykule faworyzowano kopenhaską interpretację mechaniki kwantowej. W różnych niemieckich krajach związkowych plany nauczania fizyki obejmują też omówienie alternatywnych koncepcji czołowych autorów (np. teorii Davida Bohma, twórcy modelu fal pilotujących). Zanim jednak przedstawi się je uczniom, dobrze jest wspomnieć o związanych z nimi kontrowersjach [13,14].

Tłumaczyli z języka niemieckiego
Karol Życzkowski

Centrum Fizyki Teoretycznej PAN
Warszawa

Jerzy Gronkowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Literatura

- [1] D.G.C. Jones, *Eur. J. Phys.* **15**, 170 (1994).
- [2] G. Simonson, *phys. did.* **7**, 3 (1980).
- [3] *Quantenphysik in der Schule*, red. H. Fischler (IPN, Kiel 1992).
- [4] H. Wiesner, *Physik in der Schule* **34**, 95; 136 (1996).
- [5] M. Vollmer, *Phys. Bl.* **56**, z. 6, s. 21 (2000).
- [6] M. Arndt, A. Zeilinger, *Phys. Bl.* **56**, z. 3, s. 69 (2000).
- [7] F. Bader, *Eine Quantenwelt ohne Dualismus* (Schroedel, Hannover 1996); *Physik in unserer Zeit* **29**, 108 (1998); *Phys. Bl.* **54**, z. 7, s. 656 (1998).
- [8] H. Genz, *Gedankenexperimente* (Wiley-VCH, Weinheim 1999).
- [9] B.-G. Englert, H. Walther, *Physik in unserer Zeit* **23**, 212 (1992).
- [10] K. Gehrman, M. Rode, *Praxis-Naturwiss./Physik* **48**, z. 8, s. 28 (1999).
- [11] G. Collins, *Physics Today* **46**, z. 11, s. 17 (1993).
- [12] W. Salm, *Zugänge zur Quantentheorie*, Aulis, Praxis-Schriftenreihe, t. 56.
- [13] B.-G. Englert, M. Scully, G. Suessmann, H. Walther, *Z. Naturforsch.* **47a**, 1175 (1992).
- [14] L. Mandel i in., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3667 (1992).

Lasery światłowodowe wzbudzane podczerwienią

Franciszek Kaczmarek

Instytut Fizyki, Uniwersytet im. Adama Mickiewicza, Poznań

Upconversion fiber lasers

Abstract: The phenomenon of infrared-to-visible upconversion fluorescence and upconversion fiber lasers are described. Recent construction of such a laser in the Institute of Physics of the Adam Mickiewicz University in Poznań is presented.

1. Wstęp

Konwersja częstotliwości w górę (ang. infrared-to-visible upconversion) obserwowana była już w latach sześćdziesiątych XX w. w związkach pierwiastków ziem rzadkich [1,2]. Pierwsze lasery wykorzystujące to zjawisko zostały zbudowane w latach 70. przez Johnsona i Gugenheima [3] oraz Silversmitha i in. [4]. Ośrodkiem czynnym w tych laserach były kryształy domieszkowane iterbem i erbem, schłodzone do temperatury ciekłego azotu. Jednak prawdziwy rozwój wzbudzanych podczerwienią laserów emitujących światło widzialne nastąpił dopiero po zastosowaniu ośrodków czynnych w postaci światłowodów domieszkowanych jonami ziem rzadkich. Najlepszą matrycą okazało się nie szkło kwarcowe, ale odpowiednio domieszkowane szkło fluorowo-cykonowe (oznaczane skrótowo ZBLAN), z którego wyciągano termicznie światłowód.

Przewaga światłowodu nad ośrodkiem typu objętościowego polega na tym, że: 1) otrzymuje się dużą gęstość mocy wzbudzającej przy stosunkowo niewielkiej mocy całkowitej – na przykład, jeśli moc całkowita źródła wzbudzającego wynosi 100 mW, to gęstość mocy wprowadzonej do światłowodu o średnicy rdzenia ok. 2 μm wynosi kilka

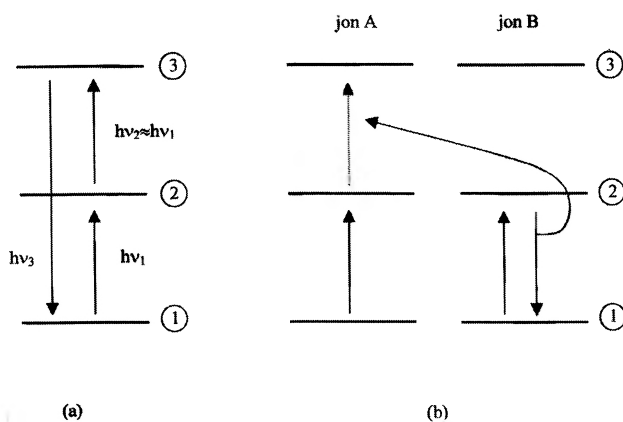
MW/cm²; 2) zachowana jest duża gęstość mocy wzbudzającej wzdłuż drogi rzędu kilku metrów; 3) emisja wymuszona jest ukierunkowana wzdłuż światłowodu, a więc znacznie mniejsza jest rola zwierciadeł rezonatora lasera; 4) ułatwione jest ewentualne chłodzenie ośrodka czynnego. Lasery światłowodowe wzbudzane podczerwienią i działające w temperaturze pokojowej zostały zbudowane przez Whitleya i in. [5] oraz Alaina i in. [6] w latach 1991–92. Obszerny przegląd wielu podobnych typów laserów tego typu można znaleźć w pracy Jouberta [7].

2. Mechanizm fluorescencji wzbudzanej podczerwienią

Zasadniczym warunkiem otrzymania efektywnej fluorescencji w zakresie widzialnym przy wzbudzeniu ośrodka wiązką podczerwoną jest dobrane takich jonów (w postaci domieszki), by istniał wzbudzony stan pośredni o długim czasie życia (metatrwały), a górny stan wzbudzony (tzw. stan fluorescencyjny) był bardzo słabo tłumiony przez przejścia bezpromieniste. Jednym z najlepszych ośrodków tego typu jest szkło fluorowo-cykonowe (typu ZBLAN) domieszkowane jonami ziem rzadkich. Z odpowiednio przygotowanej pre-

formy wyciąga się następnie światłowód, w którym tylko jego rdzeń jest domieszkowany jonami ziem rzadkich. Typowa koncentracja tych jonów waha się w granicach od ok. 500 do kilku tysięcy ppm. Szkło stosowane jako matryca nie może zawierać fononów o dużej energii, zatem selekcji odpowiedniego materiału dokonuje się na podstawie pomiaru widma fononowego.

Założmy, że uproszczony schemat poziomów energetycznych jonu ziem rzadkich (np. Er^{3+}) w matrycy typu ZBLAN ma postać układu trójpoziomowego (rys. 1). Rozważmy najpierw mechanizm wzbudzenia stopniowego (rys. 1a), który w spektroskopii określa się jako absorpcję ze stanu wzbudzonego. Pierwszy foton podczerwony przenosi jon do stanu 2 o długim czasie życia, a kolejna absorpcja fotonu z tego stanu powoduje wzbudzenie do wyższego, fluorescencyjnego stanu 3. Jeśli $\nu_2 \neq \nu_1$, wówczas można zastosować dwie różne wzbudzające wiązki podczerwone. Przejście $3 \rightarrow 1$ wiąże się z emisją światła widzialnego. Jako przykład podamy, że czasy życia jonu Er^{3+} w matrycy typu ZBLAN (o koncentracji jonów 1000 ppm) w stanach 2 i 3 wynoszą odpowiednio: $\tau_2 = 7 \pm 0,3$ ms i $\tau_3 = 530$ μ s [8]. Jeżeli ten sam jon znajduje się w matrycy krystalicznej lub w szkłe kwarcowym, to czas τ_2 może ulec skróceniu do kilkuset mikrosekund [9,10]. Fluorescencja z poziomu 3 przy wzbudzeniu wiązką podczerwoną ma wówczas charakter śladowy.



Rys. 1. Schemat metod wzbudzenia: a) proces dwustopniowy, wzbudzenie także ze stanu metatrwałego; b) kooperatywny proces wzbudzenia.

Kolejny możliwy proces wzbudzenia określa się jako kooperatywne wzbudzenie pary jonów (rys. 1b). Wzbudzenie wiązką podczerwoną prze-

nosi jony A i B tego samego rodzaju do stanu metatrwałego 2. Następnie jon B może wrócić do stanu podstawowego, przekazując uwolnioną energię jonowi już wzbudzonemu A. Ten ostatni osiąga w ten sposób stan 3, skąd emituje w przejściu $3 \rightarrow 1$ wiązkę widzialną. Przekazywanie energii w takim układzie odbywa się bez przenoszenia ładunku – przez oddziaływanie kulombowskie typu dipolowego. Proces ten w zasadzie nie zachodzi, gdy koncentracja jonów aktywnych jest niezbyt duża (do ok. 1000 ppm). Jeśli jest ona większa, to opisana wcześniej absorpcja ze stanu wzbudzonego może zostać zdominowana przez proces oddziaływania kooperatywnego.

Badając kinetykę fluorescencji, można w zasadzie określić rodzaj mechanizmu wzbudzenia [8]. W przypadku dominacji oddziaływań kooperatywnych, maksimum fluorescencji może pojawić się nawet po wyłączeniu impulsu wzbudzającego (ze względu na stosunkowo długi czas życia poziomu 2).

Bardzo skuteczną metodą zwiększenia wydajności fluorescencji jest domieszkowanie matrycy dwoma rodzajami jonów (np. erbu i iterbu). Wymagana jest przy tym dobra korelacja odpowiednich poziomów energetycznych. Jonem aktywnym jest wówczas jon erbu. Wzbudzony jon iterbu przekazuje energię przejścia (ze stanu metatrwałego do stanu podstawowego) jonowi erbu, a ten z kolei osiąga wzbudzony stan fluorescencyjny, skąd następuje emisja światła w zakresie widzialnym.

Niekiedy obserwuje się także wzbudzenie typu lawinowego (ang. photon avalanche excitation) [11]. Proces ten może występować w ośrodkach czynnych o dużej koncentracji jonów aktywnych. Warunkiem jego wystąpienia jest zgranie energii fotonu wzbudzającego z energią przejścia ze stanu wzbudzonego do wyższego stanu fluorescencyjnego. Proces ten nie odgrywa większej roli, więc pominiemy jego szczegółowy opis.

3. Laser światłowodowy

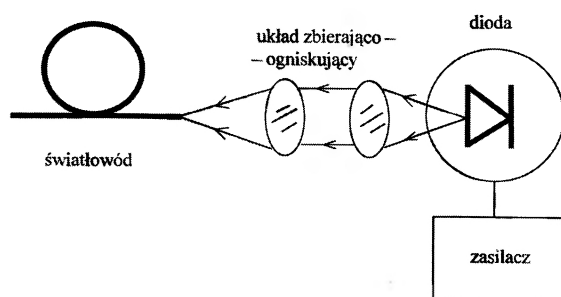
Wzbudzenie (zasilanie) podczerwinią lasera światłowodowego z konwersją częstotliwości odbywa się zwykle za pomocą diod półprzewodnikowych, emitujących wiązki o długości fali od ok. 700 nm do 1,6 μ m. Rzeczą niezwykle istotną jest dopasowanie rozmiarów emitera diody do średnicy

rdzenia światłowodu. Na przykład, światłowody jednomodowe o średnicy rdzenia rzędu kilku mikrometrów należy wzbudzać diodami o emiternach tej samej wielkości. Autor tego artykułu stosuje diody emitujące wiązki (w jednym modzie poprzecznym) o długości fali ok. 800 nm i o przekroju emitera $1 \mu\text{m} \times 3 \mu\text{m}$. Średnice rdzeni stosowanych światłowodów wynoszą 1,7–1,9 μm . Większość diod nie nadaje się do wzbudzania lasera, ponieważ standardowe rozmiary ich emiternów wynoszą $3 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, co w zasadzie uniemożliwia skupienie ich wiązki do rozmiarów kilku mikrometrów. Niektóre diody wyposażone są fabrycznie w światłowody wyprowadzające światło (ang. pigtails). Średnice owych końcówek światłowodowych są zwykle zbyt duże (od ok. 10 do kilkuset mikrometrów), co również uniemożliwia odpowiednie skupienie wiązki wzbudzającej.

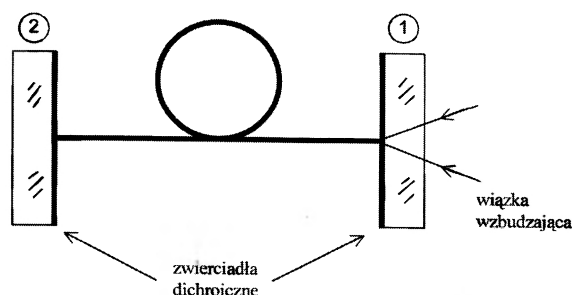
Złącze półprzewodnikowe emitujące światło umieszczone jest zwykle na podłożu termoelementu, a sama dioda jest przymocowana do dużego radiatora. Za pomocą tego termoelementu można zmieniać temperaturę pracy diody i w ten sposób nieznacznie ją przestrajac. Typowy temperaturowy współczynnik zmian długości emitowanej fali wynosi ok. 0,3 nm/K. Typowa dioda waży kilka lub kilkanaście gramów, a radiator – nawet kilka kilogramów. Diody półprzewodnikowe są urządzeniami niezmiernie delikatnymi. Przepięcia, ładunki statyczne lub promieniowanie odbite mogą uszkodzić diodę.

Schemat wzbudzenia światłowodu ukazano na rys. 2. Zasadniczą funkcję spełnia tu układ optyczny, zapewniający koncentrację możliwie największej mocy emisyjnej diody na bardzo małej średnicy rdzenia światłowodu. Zależnie od parametrów emitera diody, jakości układu optycznego i średnicy rdzenia światłowodu, efektywność wzbudzenia może wynosić 40–70%, lecz bardzo trudno ją zwiększyć. Schemat ideowy lasera podano na rys. 3. Jego rezonator jest utworzony z dwóch zwierciadeł dichroicznych. Pierwsze przepuszcza niemal w całości wiązkę wzbudzającą i odbija (także niemal w całości) wiązkę lasera, natomiast drugie, wyjściowe, odbija z powrotem do światłowodu tę część wiązki wzbudzającej, która nie ulega absorpcji w światłowodzie, a przepuszcza (w części z góry określonej) wiązkę lasera. Wymiana zwierciadeł wyjściowych umożliwia pomiar zależności mocy lasera od przepuszczalno-

ści tych zwierciadeł. Rzeczą interesującą jest fakt, że w przypadku dużego wzmocnienia optycznego w światłowodzie zwierciadło 2 można usunąć, a jego funkcję pełni wówczas powierzchnia czołowa rdzenia, która zapewnia współczynnik odbicia fresnelowskiego równy ok. 4%. Powierzchnie czołowe światłowodu muszą być optycznie gładkie i ściśle przylegać do zwierciadeł. Próg gęstości mocy powodującej uszkodzenie warstw dielektrycznych zwierciadeł powinien wynosić nie mniej niż kilka MW/cm².



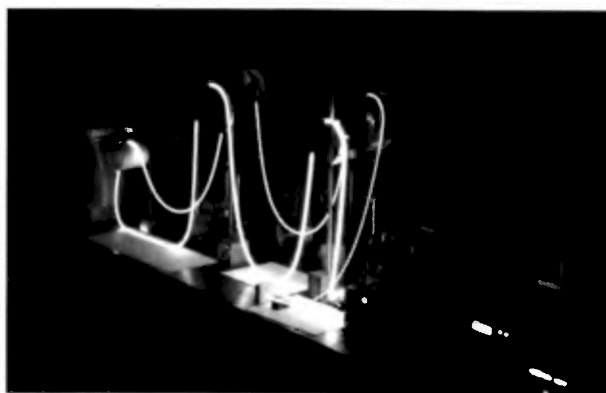
Rys. 2. Układ wzbudzający światłowód.



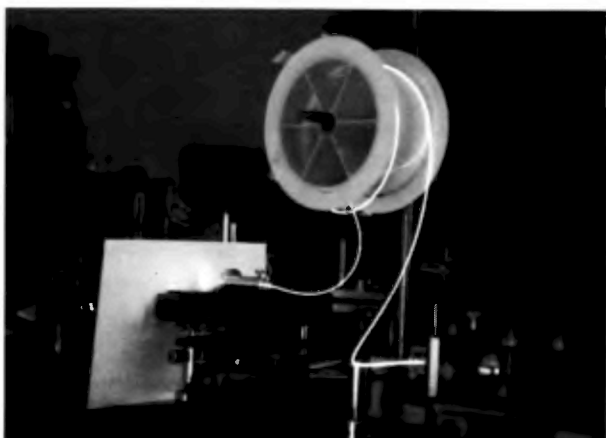
Rys. 3. Rezonator lasera wzbudzanego podczerwinią.

Prezentowany w tym artykule laser światłowodowy, zbudowany w Zakładzie Elektroniki Kwantowej IF UAM w Poznaniu, był wzbudzany diodą typu SDL o mocy maksymalnej 150 mW, emitującą w jednym modzie poprzecznym wiązkę o długości fali 803 nm. Światłowód typu ZBLAN domieszkowany erbem (1000 ppm) miał średnicę rdzenia 1,7 lub 1,9 μm . Jeśli długość światłowodu wynosiła nie mniej niż 1,5 m, laser ten emitował światło zielone o długości fali ok. 540 nm, nawet bez udziału zwierciadła wyjściowego (fot. 1 i 2).

Wzbudzenie fluorescencji za pomocą wiązki podczerwonej jest stosunkowo proste. Niekiedy, w przypadku dużego wzmocnienia optycznego, obserwuje się także wzmocnioną emisję sponta-



Fot. 1. Fluorescencja widzialna ($\lambda \approx 540$ nm) obserwowana w światłowodzie fluorowo-cyrkonowym domieszkowanym erbem, wzbudzana wiązką podczerwoną o długości fali 803 nm. Długość światłowodu 5 m. Świecenie spontaniczne, w przeciwieństwie do emisji wymuszonej, zachodzi we wszystkich kierunkach.



Fot. 2. Światłowodowy laser wzbudzany podczerwinią. Na białym ekranie widoczny jest stożek emisji lasera. Długość światłowodu wynosiła 2 m, a średnica jego rdzenia 1,9 μm .

niczną bez udziału zwierciadeł. Zbudowanie lasera nie jest jednak rzeczą łatwą. Oto ważniejsze czynniki, od których zależy powodzenie: zapewnienie dostatecznej mocy wzbudzenia (tj. mocy rzeczywiście „wpompowanej” do rdzenia światłowodu), wysoka jakość optyczna zwierciadeł i wysoki próg gęstości mocy powodującej ich uszkodzenie, wysoka jakość optyczna końcówek światłowodu, prostopadłość rdzenia światłowodu do powierzchni

zwierciadeł, ściśle przyleganie tych końcówek do zwierciadeł. Wydajność lasera światłowodowego wzbudzanego podczerwinią nie jest zbyt duża. Waha się ona od kilku do kilkudziesięciu procent. Ich zakres widmowy może pokrywać pasmo od ok. 500 nm do ok. 1,3 μm . Lasery tego typu mogą więc również emitować wiązki podczerwone, jednak zawsze długość fali emisji jest mniejsza od długości fali wiązki wzbudzającej. Wykorzystuje się więc w szczególności jonów ziem rzadkich, ale głównie jony erbu, holmu, prazeodymu, iterbu i tulu.

Lasery tego typu mogą stanowić uzupełnienie urządzeń do przetwarzania częstotliwości, a więc układów do generacji wyższych harmonicznych światła albo układów parametrycznych. W przypadku zasilania ich laserem półprzewodnikowym spełniają one również warunek, który w języku angielskim określa się jako „all solid state”, tzn. zbudowane wyłącznie z ciał stałych.

Moja praca w zakresie laserów światłowodowych wzbudzanych podczerwinią stała się możliwa dzięki jej finansowaniu przez KBN, grant nr 2 P03 B 019 19.

Literatura

- [1] L.F. Johnson, H.J. Gugenheim, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 51 (1969).
- [2] L.G. Van Uitert, S. Singh, H.J. Levinstein, L.F. Johnson, W.H. Grodkiewicz, I.E. Geusic, *Appl. Phys. Lett.* **15**, 53 (1969).
- [3] L.F. Johnson, H.J. Gugenheim, *Appl. Phys. Lett.* **19**, 44 (1971).
- [4] A.J. Silversmith, W. Lenth, R.M. Macfarlane, *Appl. Phys. Lett.* **51**, 1977 (1987).
- [5] T.J. Whitley, C.A. Millar, R. Wyatt, M.C. Brierely, D. Szabest, *Electron. Lett.* **27**, 1785 (1991).
- [6] J.Y. Alain, M. Momic, H. Poignant, *Electron. Lett.* **28**, 111 (1992).
- [7] J. Joubert, *Opt. Mater.* **11**, 181 (1999).
- [8] F. Kaczmarek, Z. Stryła, A. Jendrzejczak, *Appl. Phys. B* **73**, 125 (2001).
- [9] F. Kaczmarek, H. Malak, *Acta Phys. Polon. A* **89**, 669 (1996).
- [10] F. Kaczmarek, A. Jendrzejczak, *Opt. Appl.* **29**, 371 (1999).
- [11] R. Scheps, *IEEE J. Quantum Electron.* **31**, 309 (1995).

Pomiary Temperatury i Ciepła w Przemysle i Nauce

Ósme Międzynarodowe Sympozjum na temat pomiaru temperatury i ciepła w przemyśle i nauce zorganizowane zostało w czerwcu 2001 r. w Berlinie przez Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) i VDI/VDE Gesellschaft Mess- und Automatisierungstechnik (GMA), jak zwykle pod patronatem Międzynarodowej Konfederacji Pomiarów IMEKO.

Podobnie jak w latach poprzednich, w Sympozjum uczestniczyło ok. 200 osób z trzydziestu kilku krajów całego świata. Wygłoszono 6 referatów plenarnych, ok. 100 komunikatów oraz przedstawiono ponad 150 prac plakatowych. Zarówno komunikaty, jak i plakaty zgrupowane były w kilkunastu blokach tematycznych. Obok zagadnień podstawowych, takich jak wyznaczanie temperatury termodynamicznej czy realizacja skali temperatury, referowane były prace o charakterze zastosowań, dotyczące pomiarów i kontroli temperatury w przemyśle, meteorologii, oceanografii, pomiarów temperatury w procesach dynamicznych, a także bezkontaktowych metod pomiaru temperatury.

Wśród zagadnień podstawowych na uwagę zasługuje doniesienie o wprowadzeniu nowej tymczasowej skali temperatury w zakresie najniższych temperatur. Skala nosi nazwę „The Provisional Low Temperature Scale from 0.9 mK to 1 K, PLST 2000” (Tymczasowa Skala Niskich Temperatur od 0,9 mK do 1 K, TSNT-2000). Skala opracowana została przez ośrodki metrologiczne Wielkiej Brytanii, Holandii, USA, Niemiec i Francji i zatwierdzona przez Międzynarodową Konferencję Miar jako skala tymczasowa. Zdefiniowana jest przez wykorzystanie temperaturowej zależności ciśnienia topnienia zestalonego ^3He . Badania nad udoskonaleniem tej skali i najlepszym przybliżeniem jej do temperatury termodynamicznej kontynuowane są nadal w ramach projektu Unii Europejskiej w 5. Programie Ramowym, o czym autorzy informowali na Sympozjum w oddzielnym doniesieniu. Innym zagadnieniem z zakresu termometrii niskotemperaturowej, które finansowane jest przez Unię, a o którym także mówiono w Berlinie, jest udoskonalenie europejskiej spójności w pomiarach temperatury poniżej 0°C przez zastosowanie przenośnych wielokomponentowych komórek do realizacji stałych punktów temperatury. Koordynatorem projektu jest Instytut Metrologii w Turynie (IMGC), a w jego realizacji uczestniczy także placówka polska – Instytut Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych PAN we Wrocławiu. Celem projektu jest opracowanie nowego urządzenia wzorcowego, które zawierać będzie komórki ze wszystkimi substancjami definiującymi stałe punkty temperatury Międzynarodowej Skali Temperatury z 1990 r. w zakresie niskich temperatur i które zostanie zarekomen-

dowane do stosowania w europejskich ośrodkach metrologicznych. Udział polskiego instytutu w realizacji projektu ma podwójne znaczenie – Polska została uznana za równorzędnego partnera czołowych ośrodków metrologicznych w Europie, a ponadto będzie miała dostęp do nowoczesnego europejskiego wzorca temperatury zaraz po jego opracowaniu. Mamy w tych badaniach także własny wkład, bowiem opracowana w INTiBS PAN miniaturowa komórka rtęci będzie stanowiła element wzorca.

Dużo wystąpień poświęconych było metodom wzorcowania termometrów, międzylaboratoryjnym porównaniom parametrów czujników wzorcowych i urządzeń do realizacji punktów stałych, a także metodom opracowywania budżetu niepewności wyznaczania temperatury. Zagadnienia te nabierają szczególnego znaczenia wobec podpisanego w październiku 1999 r. przez kraje sygnatariuszy Międzynarodowej Konwencji Miar dokumentu „Wzajemne uznawanie państwowych wzorców jednostek miar oraz świadectw wzorcowania i świadectw pomiarów wydawanych przez krajowe instytucje metrologiczne” (MRA). Dokument zawiera dwa załączniki: B – w którym przedstawione są wyniki porównań kluczowych krajowych wzorców jednostek miar, i C – gdzie zawarte są informacje o możliwościach wzorcowania poszczególnych ośrodków metrologicznych.

W Sympozjum uczestniczyła kilkunastoosobowa grupa polskich termometrystów z GUM-u, wyższych uczelni i instytutów naukowych. Przedstawiono 12 prac, w większości dotyczących zastosowań, np. prace „Investigations of an Airfoil Surface Temperature Changes of a Jet Plane on Flight in Changing Atmospheric Conditions” – Wojskowa Akademia Techniczna (A.J. Panas, W. Sobieraj, J. Terpiłowski, Z. Jakielaszek) czy „Dynamic Temperature Errors Correction by the Use of Artificial Neural Network” – Politechnika Łódzka (L. Jackowska-Strumiłło), a także z zakresu pomiarów własności termofizycznych, jak prace „Estimation of the Temperature Dependent Thermal Conductivity and Specific Heat for a Cellular Concrete” – Wojskowa Akademia Techniczna (J. Zmywaczyk, P. Koniorczyk, M. Skórski) i „Dynamic Method to Determine Thermal Parameters of Heat Insulating Materials” – Politechnika Częstochowska (S. Chudzik, W.A. Minkina) oraz dotyczących pomiarów wilgotności, którym coraz więcej poświęca się uwagi, np. praca „Improvement of the Primary Humidity Standard in GUM” – Główny Urząd Miar (K. Flakiewicz).

Sympozjum towarzyszyła wystawa aparatury kontrolno-pomiarowej, na której kilkanaście firm reklamowało swoje wyroby służące do pomiarów temperatury.

Kolejne Sympozjum TEMPMEKO 2004 odbędzie się za trzy lata w Chorwacji. Wcześniej jednak, bo na październik 2002 r., zaplanowana jest konferencja „Temperature, Its Measurement and Control in Science and In-

dustry", która co 10 lat organizowana jest w Ameryce, tym razem w Chicago (USA).

Anna Szmyrka-Grzebyk
Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

13. Międzynarodowa Konferencja Wzrostu Kryształów (ICCG-13)

W dniach od 30 lipca do 4 sierpnia 2001 r., tuż po 11. Międzynarodowej Letniej Szkole Wzrostu Kryształów (ISSCG-11), w Uniwersytecie Doshisha w Kyoto (Japonia) odbyła się pod patronatem Międzynarodowej Organizacji Wzrostu Kryształów (IOCG – International Organization for Crystal Growth) 13. Międzynarodowa Konferencja Wzrostu Kryształów (ICCG-13) w połączeniu z 11. Międzynarodową Konferencją Wzrostu z Fazy Gazowej oraz Epitaksji (ICVGE-11). Konferencja była sponsorowana przez: Japońską Radę Nauki, Japońskie Towarzystwo Fizyki Stosowanej oraz Japońskie Stowarzyszenie Wzrostu Kryształów, i wspierana przez Japońskie Ministerstwo Edukacji, Sportu, Kultury, Nauki i Techniki (MEXT) oraz 18 japońskich towarzystw naukowych (m.in. Fizyczne, Chemiczne, Mineralogiczne i Farmaceutyczne).

Komitet organizacyjny połączonej konferencji składał się z komitetu wykonawczego i komitetu miejscowego. Komitetem wykonawczym kierowali: T. Nishinaga (Meijo University, w latach 1995–2001 prezes IOCG), przewodniczący ICCG-13; H. Takei (Osaka University), wiceprzewodniczący ICCG-13; K. Takahashi (Teikyo University of Science and Technology), przewodniczący ICVGE-11; T. Ohachi (Doshisha University, Kyoto), sekretarz; H. Matsunami (Kyoto University), przewodniczący programowy. Członkowie komitetu miejscowego pochodzili z różnych ośrodków japońskich.

W konferencji wzięło udział 1239 uczestników (w tym 56 osób towarzyszących) z 41 krajów. Oczywiście najsilniej reprezentowanym krajem była Japonia, gospodarz konferencji: 713 osób, co stanowiło ok. 58% wszystkich uczestników. Następne silnie reprezentowane kraje to: Rosja (85), Stany Zjednoczone (64), Niemcy (61), Chiny (40), Korea Płd. (39), Ukraina (25), Indie (23), Francja (21), Wielka Brytania (21), Izrael (18), Holandia (15), Tajwan (12) i Polska (11). W przypadku niektórych krajów (Rosji, Chin, Ukrainy i Indii) rzeczywista liczba uczestników prawdopodobnie była niższa o kilkanaście procent, ponieważ na sesjach plakatowych i prezentacjach ustnych nie przedstawiono wielu prac autorów z tych krajów.

Organizatorzy konferencji początkowo otrzymali 1320 streszczeń prac, z których przed rozpoczęciem konferencji 283 zostały odrzucone przez organizatorów lub wycofane przez samych autorów. W związku z tym w *Abstracts Book* opublikowano 1137 streszczeń podzielonych

na dwie kategorie: G (General Sessions) i T (Topical Sessions), zaprezentowanych łącznie w 21 tematach podczas 73 sesji tematycznych w formie wykładów (głównie 30-minutowych), 5-minutowych komunikatów ustnych połączonych z późniejszymi przedstawieniami na sesjach plakatowych oraz samych plakatów. Sesje plakatowe trwały po 1,5 godz., jednakże każdy plakat był ekspozycyjny od 8.30 do 18.30. W sumie podczas konferencji przedstawiono 970 prac, a 29 firm, w tym 5 wydawnictw, miało swoje wystawy.

Pierwszy dzień był przeznaczony na rejestrację uczestników konferencji. Następnego dnia gości powitał prof. T. Nishinaga, przewodniczący konferencji, a krótką historię światowego ruchu wzrostu kryształów przedstawił jeden z byłych prezesów IOCG, prof. R. Kern z Uniwersytetu w Marsylii (Francja). Następnie życzenia owocnych obrad złożyli uczestnikom konferencji przedstawiciele uniwersytetów w Kyoto, prefektury Kyoto i japońskiego ministerstwa edukacji, kultury i nauki. Sekretarz konferencji odczytał życzenia od premiera Japonii Junichiro Koizumi. Po oficjalnej inauguracji rozpoczął się maraton równoległych sesji tematycznych i sesji plakatowych. Drugiego i trzeciego dnia trwania konferencji, gdy wykłady plenarne odbywały się rano, było 7–9 równoległych ustnych sesji tematycznych przed i po przerwie obiadowej, dwie sesje plakatowe oraz jedna sesja wieczorna. Rano 4. i 5. dnia nie było wykładów plenarnych, za to odbyło się 12 równoległych sesji tematycznych oraz jedna sesja plakatowa. Czwartego dnia po obiedzie odbyła się świetnie zorganizowana wycieczka konferencyjna na szczyt góry Heie, połączona z kolacją po japońsku na brzegu jeziora Biwa. Piątego dnia po południu odbyła się kolejna sesja wykładów plenarnych (IOCG Award Lectures, patrz niżej) oraz walne zebranie IOCG.

Ostatniego, 6. dnia konferencji odbyło się łącznie 14 równoległych sesji tematycznych oraz 2 sesje plakatowe. Następnie, po krótkiej przerwie, odbyła się sesja zakończona zamknięciem konferencji. Gospodarz oraz urzędujący prezes IOCG prof. T. Nishinaga przedstawił ogólne sprawozdanie dotyczące uczestników, streszczeń, materiałów, które będą opublikowane w *Journal of Crystal Growth*, oraz członków wielu podkomitetów związanych z organizacją ICCG-13. Wyraził on zadowolenie z przebiegu konferencji oraz podziękował wszystkim, którzy brali w niej udział jako uczestnicy i jako organizatorzy. Na koniec nowo wybrany prezes IOCG, prof. R.F. Sekerka (USA), wyraził wdzięczność prof. T. Nishinadze za wspólną organizację ICCG-13 oraz gościnność i oficjalnie zamknął konferencję.

Warto wspomnieć, że podczas walnego zebrania IOCG gospodarze konferencji ICCG-14 i szkoły ISSCG-12 w roku 2004 (Francja i Niemcy) przedstawili stan przygotowań do organizacji tych imprez odpowiednio w Grenoble i Berlinie, a gospodarze ICCG-15 i ISSCG-13 w roku 2007 (Salt Lake City, USA) poinformowali uczestników o swej ogólnej koncepcji organizacyjnej. Podano też do wiadomości, że kandydatami do organizacji ICCG-16 i ISSCG-14 w roku 2010 są odpowiednio Polska i Chiny.

Oprócz dwóch godzinnych wykładów wieczornych: „Badania wzrostu kryształów krzemu *ab ovo*” (Silicon crystal growth research from the beginning, T. Abe, Japonia) i „Postępy wzrostu półprzewodników III–V z fazy stopionej” (Recent progress in the melt growth of III–V compound semiconductors, J.B. Mullin, W. Brytania) wygłoszono następujące 7 półgodzinnych wykładów plenarnych na 3 sesjach: 1) „Wzrost kryształów białek w przestrzeni kosmicznej obecnie i w przyszłości” (Protein crystal growth in space, past and future, L.J. DeLucas, USA); 2) „Półprzewodniki azotkowe – rola w przyszłym świecie” (Nitride semiconductors, impact on future world, I. Akasaki, Japonia); 3) „Obliczenia *ab initio* mechanizmów epitaksjalnego wzrostu półprzewodników” (First principles calculations for mechanisms of semiconductor epitaxial growth, A. Oshiyama, Japonia); 4) „Wzrost kryształów w warunkach mikrogravitacji – dotychczasowe wyniki i perspektywy” (Crystal growth under microgravity, present results and future prospects towards the international space station, K.W. Benz, Niemcy); 5) „Naładowane rodzime defekty punktowe w GaAs i innych związkach III–V” (Charged native point defects in GaAs and other III–V compounds, D.T.J. Hurle, W. Brytania); 6) „Zastosowania teorii stabilności morfologicznej” (Applications of morphological stability theory, S.R. Coriell, USA); 7) „Analiza doświadczalna i modelowanie procesów wzrostu z fazy stopionej” (Experimental analysis and modeling of melt growth processes, G. Müller, Niemcy).

Wykłady (5) i (6) oraz (7) były związane z przyznaniem D.T.J. Hurle'owi i S.R. Coriellowi wspólnej Nagrody im. Franka, a G. Müllerowi – Nagrody im. Laudise'a jako wyraz uznania za ich wkład odpowiednio w teorię i technologię wzrostu kryształów.

Sesje obejmujące podstawowe problemy wzrostu kryształów objętościowych (w szczególności tlenków i fluoroków oraz materiałów o szerokiej przerwie wzbronionej typu azotków, SiC oraz diamentu), cienkich warstw i epitaksji stanowiły lwią część prac przedstawionych na konferencji. Podobnie jak na kilku ostatnich konferencjach z cyklu ICCG, wielu zainteresowanych miały: teoria i praktyka morfologii i kinetyki wzrostu kryształów, ogólne aspekty wzrostu kryształów z różnych faz oraz zasadnicze zagadnienia teoretyczne i operacyjne krystalizacji przemysłowej. Ponadto, jak wynikało z przedstawionych prac, mimo szerokiego zainteresowania w ostatnich latach badaniami kryształów białek oraz skomplikowanych związków organicznych, badania dotyczące wzrostu i charakteryzacji klasycznych materiałów typu dwuzasadowego fosforanu potasu (KDP), siarczanu trójglicyny (TGS), niobianu litu, krzemu, GaAs i kwarcu jeszcze nie straciły na aktualności. Jednakże za nowe tendencje można uznać: badania nanostruktur w postaci kropek i nanorurek, obserwacje *in situ* powierzchni kryształów objętościowych oraz cienkich warstw, krystalizację w warunkach mikro-

gravitacji i procesy transportowe, wreszcie krystalizację związków wieloskładnikowych typu chalkopirytów.

Materiały z konferencji, zawierające około 500 prac, ukazały się w 3 tomach czasopisma *Journal of Crystal Growth*, a wszyscy regularni uczestnicy otrzymają je w formie CD-ROM-u.

Według autora tego sprawozdania, za bardzo dobrą organizację konferencji należą się jej gospodarzom co najmniej trzy ukłony po japońsku. Za pewną usterkę organizacyjną można jedynie uznać umieszczenie prac o podobnym profilu w różnych sesjach. Jednakże ze strony organizacyjnej taka sytuacja była nieunikniona z powodu olbrzymiej liczby zgłoszonych prac przy jednoczesnej konieczności spełnienia warunku, aby liczba prac do wygłoszenia w sesjach tematycznych była podobna. Z punktu widzenia uczestnika konferencji taka sytuacja nie umożliwiała śledzenia wszystkich prac, którymi był on zainteresowany. Na szczęście starannie wydane streszczenia w opasłej, ważącej ponad dwa kilogramy *Abstracts Book*, częściowo zaspokoily to pragnienie.

Należy podkreślić, że Polskę reprezentowało jedynie 9 regularnych uczestników z: Instytutu Technologii Materiałów Elektronicznych w Warszawie (3 osoby), Uniwersytetu Śląskiego (2), Instytutu Fizyki PAN w Warszawie (1), Instytutu Technologii Elektronowej w Warszawie (1), Politechniki Lubelskiej (1) i Uniwersytetu Warszawskiego (1). Nasuwa się więc wniosek, że Polska wypadła słabo nawet w porównaniu z niektórymi małymi krajami, jak Izrael, Tajwan czy Korea Płd., mimo że 4 uczestników otrzymało częściowe dofinansowanie od organizatorów jako wyraz uznania za aktywność Polskiego Towarzystwa Wzrostu Kryształów w rozwijaniu nauki o krystalizacji. Przedstawiliśmy 13 prac, w większości w postaci prezentacji ustnej, które wzbudziły pewne zainteresowanie. Nie mieliśmy żadnego wykładu na zaproszenie, jednakże autor sprawozdania miał zaszczyt przewodniczyć 2 sesjom: Crystal Growth General oraz Industrial Crystallization, i recenzować kilka prac zgłoszonych do publikacji w materiałach konferencji.

Nieliczny udział polskich naukowców w ICCG-13 jest wynikiem niemożności (z różnorodnych przyczyn), na szczeblu zarówno lokalnym jak i centralnym, zdobywania środków do uprawiania nauki nawet w kraju, w tym do utrzymywania kontaktów z innymi krajowymi i zagranicznymi ośrodkami naukowymi, oraz w celu uczestnictwa w międzynarodowych konferencjach specjalistycznych. Można się spodziewać, że przy obecnym poziomie finansowania nauki skutki tej polityki będą za kilka lat trudne do odrobienia. W szczególności grozi nam niemożność poniesienia ciężaru organizacji IOCG-16 w 2010 r.

Keshra Sangwal
Instytut Fizyki PL
Lublin

Ultradźwięki i ich zastosowania

Antoni Śliwiński: *Ultradźwięki i ich zastosowania*, wydanie drugie zmienione, Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 2001, s. 426.

Książka jest drugą, rozszerzoną wersją monografii wydanej w 1993 r. w ramach serii „Fizyka dla Przemysłu”. Autor, jeden z wybitnych i zasłużonych akustyków polskich, posiada olbrzymi dorobek w dziedzinie akustyki fizycznej i ultradźwięków. Mimo upływu ośmiu lat książka jest nadal jedną z najważniejszych pozycji tego rodzaju wydanych w Polsce.

W publikacji zachowana została ta sama liczba i układ rozdziałów, co w pierwszym wydaniu. Tak więc, rozdział 1 zawiera krótki wstęp i rys historyczny, rozdz. 2 poświęcony jest propagacji fal w ośrodkach sprężystych, a rozdz. 3 – ogólnej charakterystyce pola akustycznego i źródeł promieniowania. Rozdział 4 dotyczy w całości tłumienia fal, a rozdz. 5 – metod generacji i detekcji ultradźwięków. Pozostałe trzy rozdziały (6, 7 i 8) poświęcone są zastosowaniom ultradźwięków podzielonym na trzy grupy.

W nowym wydaniu część teoretyczna książki, obejmująca pierwsze pięć rozdziałów, została wzbogacona o dwa paragrafy dotyczące układów chaotycznych (rozdz. 4) oraz jeden krótki paragraf w rozdz. 5, poświęcony zjawisku akustoelektrycznemu dla fal powierzchniowych.

W części dotyczącej zastosowań ultradźwięków rozszerzone zostały dwa rozdziały: rozdz. 6 („Zastosowania ultradźwięków o małym natężeniu”) i rozdz. 8 („Niektóre inne zastosowania ultradźwięków”). W rozdz. 6 dodano siedem paragrafów dotyczących: analizy falkowej i jej zastosowań, silników i sterowników ultradźwiękowych, sensorów, elementów hydroakustyki, detekcji zanieczyszczeń powierzchniowych w akwenach otwartych oraz wytwarzania i transmisji zlokalizowanych impulsów samospójnych. Rozdział 8 został uzupełniony o pięć nowych paragrafów poświęconych: tomografii akustooptycznej, ultradźwiękom i diagnostyce MRJ, ogniskowaniu wiązek ultradźwiękowych o dużym natężeniu, sterowaniu procesami technologicznymi za pomocą ultradźwięków oraz pikosekundowym impulsom ultradźwiękowym w cienkich warstwach. Uzupełnienia te są bardzo cenne i dotyczą ważnych dziedzin, które nabrały szczególnego znaczenia w ostatnim okresie.

Spis literatury został znacznie wzbogacony i podany w nowym, alfabetycznym układzie, a skowidz – znacznie rozszerzony. Pewną wadą jest brak numeracji pozycji bibliograficznych.

Książka wydana jest starannie pod względem wydawniczym niż poprzednia wersja oraz wzbogacona o 12 kolorowych ilustracji o wysokim poziomie graficznym. Ma

też większy format i sztywne okładki. Niemniej jednak zawiera usterki, które dotyczą zarówno dysproporcji treściowych, jak i błędów merytorycznych oraz redakcyjnych.

Z pierwszego wydania pozostała pewna nierównomierność potraktowania materiału zwłaszcza w pierwszej, teoretycznej części książki, wynikająca zapewne z osobistych preferencji i zainteresowań Autora, jak również niezbyt usystematyzowane i nieopozbawione błędów przedstawienie metod wytwarzania i odbioru ultradźwięków. Zbyt skrótowy wydaje się zwłaszcza ogólny opis i charakterystyka przetworników, w tym zbyt uproszczony obwód zastępczy najważniejszego w tej dziedzinie zastosowań – przetwornika piezoelektrycznego. W tym ostatnim przypadku celowe, jak się wydaje, byłoby uwzględnienie klasycznego już schematu Masona, nadającego się do opisu właściwości zarówno przetwornika fal objętościowych, jak i powierzchniowych. Wynikające zeń właściwości impedancyjne przetwornika w funkcji częstotliwości mają bezpośrednie implikacje przy analizie właściwości przetwornika międzypalczastego i układów akustoelektrycznych. Szczególnie rażą powtórzone z pierwszego wydania błędy we wzorach na częstotliwości rezonansowe przetwornika piezoelektrycznego (patrz szczegółowy spis uwag podany poniżej) oraz zależności między 3-decybelową szerokością pasma a dobrocią (p. 6.1.2 i 6.1.3). Zaletą jest natomiast pewne rozszerzenie rozdziału poświęconego akustoelektronice – jednej z najważniejszych dziedzin współczesnych zastosowań ultradźwięków.

A oto szczegółowe uwagi dotyczące błędów merytorycznych:

s. 54: określenie „promień kuli większy od długości fali” nie jest ścisłe – jest on pomnożony przez 2π ;

s. 125: podane wartości prędkości fali akustycznej w aluminium (4000 m/s) nie są dokładne. Prędkość fali podłużnej wynosi ok. 6200 m/s, fali poprzecznej – ok. 3100 m/s;

s. 128: przy klasyfikacji przetworników działających na zasadzie elektromagnetycznej należałoby uwzględnić przetwornik elektromagnetyczny i odróżnić go od magnetoelektrycznego na zasadzie: magnetoelektryczny – o ruchomej cewce (dynamiczny), elektromagnetyczny – o ruchomej kotwicy;

s. 130: odnośnik do książki Maleckiego (1964) jest niewłaściwy; w monografii tej (*Teoria fal i układów akustycznych*) autor nie zajmował się przetwornikami elektroakustycznymi;

s. 137: w zdaniu „Jeżeli amplituda zmian nie przewyższa tej stałej wartości. . .”, powinno być raczej „dużo mniejsza”; niezbędny jest bowiem silniejszy warunek, aby fala nie była zniekształcona;

s. 141: wzory (5.15) i (5.16) powinny mieć odpowiednio postaci (patrz tablica 5.3):

$$f_n = (2n - 1) \frac{c_l}{2d}; \quad \text{dla } n = 1, 2, 3 \dots \quad (5.15)$$

$$f_n = (2n - 1) \frac{c_t}{2d}; \quad \text{dla } n = 1, 2, 3 \dots \quad (5.16) \quad \text{dratu, tzn.}$$

Ponadto, w odniesieniu do ostatniego zdania na tej stronie, wzbudzenie przetworników do wyższych drgań harmoniczych możliwe jest tylko dla harmoniczych nieparzystych;

s. 144: wyrażenia na częstotliwości rezonansowe w tablicy 5.3 nie są zbyt czytelne (brak wyraźnego oznaczenia f_n , zaś x_n nie powinno znajdować się pod pierwiastkiem), a określenia „usztynwione” i „swobodne” sposoby drgań nie są wyjaśnione;

s. 149: pokazany na rys. 5.21a schemat przetwornika piezoelektrycznego nie jest schematem ogólnym, gdyż powstał przy założeniu, że promieniowanie jest jednostronne, a zakres częstotliwości obejmuje okolicę rezonansu szeregowego;

s. 151: na rys. 5.22, zamiast „pierścień ceramiczny” lepsze byłoby określenie „pierścień piezoceramiczny”; przy określaniu roli śruby ściągającej warto zaś dodać, że jej ważną funkcją jest także wprowadzanie stałej polaryzacji przetwornika;

s. 153: przetworniki elektromagnetyczne są czymś innym niż przetworniki magnetoelektryczne!

s. 187: na rys. 6.5b, przy definicji pasma związanego z dobrocią powinno być 3 dB zamiast 6 dB, jeżeli szerokość pasma Δf ma być związana z dobrocią Q zależnością (6.13);

s. 310: we wzorze (6.94) wyrażenie na współczynnik odbicia (dla energii) powinno być podniesione do kwa-

$$R_E = \left(\frac{Z_S - Z_L}{Z_S + Z_L} \right)^2 \quad \text{oraz} \quad T_E = 1 - R_E.$$

Co do uwag natury redakcyjnej, to:

s. 341: na rys. 2.9 brakuje oznaczeń składowych A1 i A3 omawianych w tekście;

s. 124: pierwszy człon wzoru (5.3) powinien mieć raczej postać $\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}$;

s. 127: sformułowanie „w ostatnich latach” w odniesieniu do publikacji z r. 1982 wydaje się niezbyt fortunate;

s. 138: zamiast „pseudoelektryczność” powinno być „pseudopiezoelektryczność”;

s. 150: współczynnik sprzężenia elektromechanicznego oznaczany jest przez K , a w tablicy 5.3 przez k ;

s.151: zamiast „sandwich” powinno być „sandwich”;

stosowany w tekście i opisach rysunków (np. 6.10 i 6.15) „attenuator” powinien być zastąpiony polskim terminem „tłumik”;

s. 210: na rys. 6.21b brak jest opisu bloków 7 i 15; mało czytelne są fotografie funkcji korelacji na rysunkach 6.26 i 6.27;

s. 416₂₅: w skorowidzu powinno być 202–229.

Andrzej Leszczyński

Instytut Radioelektroniki PW
Warszawa

PTF

Rola i zadania Polskiego Towarzystwa Fizycznego

*Towarzystwa naukowe są tworam i XIX-wiecznymi.
Czy istnieje dla nich miejsce w XXI wieku?*

Polskie Towarzystwo Fizyczne powstało w 1920 r. jako ogólnokrajowe rozwinięcie Towarzystwa Warszawskiego. Towarzystwo powstało w celu jednoznacznie zapisanym w statucie.

Tak więc celami PTF są:

- 1) upowszechnianie fizyki oraz nauk pokrewnych, podnoszenie ogólnego poziomu wiedzy fizycznej i popieranie rozwoju fizyki w Polsce,
- 2) umacnianie więzi między fizykami zatrudnionymi w oświacie, nauce, przemyśle i innych dziedzinach gospodarki,
- 3) reprezentowanie środowiska fizyków w społeczeństwie.

Dziś wiele instytucji profesjonalnie zajmuje się fizyką, upowszechnianiem jej zdobyczy, nauczaniem – pierwotne zadania Towarzystwa stają się mniej precyzyjnie zdefiniowane. Gromadzi się więc wiele pytań związanych z istnieniem i zadaniami PTF. Spróbujmy wymienić najważniejsze.

— Towarzystwo jest mało reprezentatywne – wielu wybitnych fizyków, ważnych dla środowiska, nie widzi celowości zapisania się do PTF-u.

— Słaba łączność struktur Towarzystwa z członkami. Struktura trójstopniowa – Zarząd Główny (ZG), zarządy Oddziałów, członkowie – niezbędna ze względu na wielkość PTF, niekiedy utrudnia przepływ informacji oraz często powoduje brak poczucia identyfikacji członków z Zarządem Głównym i jego działaniem oraz *vice versa*.

— Wobec ogólnego kryzysu nauczania fizyki szczególnie nieprzyjemny, a być może w perspektywie czasu groźny, jest mały udział w PTF nauczycieli, brak ich zainteresowania Towarzystwem.

— Brak jakichkolwiek kontaktów z fizykami pracującymi poza fizyką.

— Brak zainteresowania młodzieży tak Towarzystwem, jak i wyborem kariery związanej z fizyką.

— Brak pieniędzy na cele związane z działalnością Towarzystwa – nagrody, konkursy młodzieżowe, współpracę zagraniczną, prowadzenie biura, baz danych, prowadzenie wykładów, wydawanie czasopism.

Jednocześnie szybko zmieniające się warunki zewnętrzne przynoszą bardzo poważne nowe zadania, w których rozwiązywaniu PTF powinien brać udział. Są to m.in.:

— stała reforma edukacji i związana z nią chęć ze-
pchnięcia trudnych nauk ścisłych na margines nauczania;

brak, poza garstką entuzjastów, dobrych nauczycieli i prawie całkowity brak dydaktyków fizyki;

— ogólny brak głębszego zainteresowania fizyką, poza jej najbardziej spektakularną bądź niepokojącą społeczeństwo powierzchnią;

— starzenie się środowiska fizyków, połączone ze zbliżającym się niżej demograficznym;

— brak stosownych funduszy na prace badawcze, stypendia dla doktorantów, niskie płace uniemożliwiające młodym, zdolnym fizykom poświęcenie się pracy naukowej.

Wobec ogromu zadań i problemów wyraźnie rysuje się konieczność odnowienia i umocnienia Towarzystwa. Cel ten jest trudny i wydaje się, że powinien być osiągnięty stopniowo. Proponowana strategia – cel długofalowy – to umocnienie PTF jako centrum informacji i ośrodka opiniotwórczego oraz integrującego środowisko fizyków i środowiska ludzi związanych charakterem pracy z szeroko rozumianą fizyką.

Na forum międzynarodowym konieczna jest żywa współpraca integrująca środowisko towarzystw narodowych środkowej Europy, a jednocześnie umocnienie działań i obecności reprezentantów PTF-u w Europejskim Towarzystwie Fizycznym, co wydaje się szczególnie ważne wobec zbliżającej się integracji z Unią Europejską.

Aby osiągnąć cele strategiczne, potrzebna jest stosowna taktyka. Bardzo ważnymi jej elementami są, jak się wydaje:

— nowy statut, mający na celu m.in. mniejsze sformalizowanie Oddziałów, umożliwiające bardziej elastyczne działanie, bezpośrednie wybory na wszystkie stanowiska, kadencje czteroletnie, połowa składu ZG wybierana co 2 lata;

— elektroniczne bazy danych o członkach i potencjalnych członkach, ułatwiające komunikowanie się;

— czasopismo internetowe korzystające ze strony WWW Towarzystwa;

— łączność z nauczycielami, wspomaganie i kształcenie nauczycieli przez m.in. konkursy dla młodzieży, Physics on Stage, konferencje i wykłady dla nauczycieli;

— zdobycie grupowych (wspierających) członków Towarzystwa;

— współpraca z innymi towarzystwami naukowymi; współpraca z ministerstwami Edukacji i Nauki, agencjami (rządowymi), wydawnictwami, dużymi firmami komputerowymi itp.

Taktyka w sposób oczywisty powinna być dopasowana do zmieniających się uwarunkowań zewnętrznych. Na koniec wspomnijmy o życzeniach: więcej aktywnych sekcji, więcej aktywnych członków indywidualnych i grupowych (wspierających), więcej pieniędzy.

Maciej Kolwas, prezes PTF

Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych nadany przez Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej otrzymał w dniu 28 listopada 2001 r. Krzysztof Rykaczewski (Phys. Div. Oak Ridge National Laboratory i UW); w dniu 22 stycznia 2002 r. tytuł otrzymali: Kazimierz Jan Łątka (UJ), Andrzej Michalak (UMCS) i Michał Ostrowski (UJ).

www.prezydent.pl

Doktorat h.c. Jerzego Janika

W dniu 7 stycznia 2002 r. w auli Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu odbyła się uroczystość nadania tytułu doktora honoris causa – najwyższej godności akademickiej – krakowskiemu fizykowi, prof. Jerzemu A. Janikowi. Uroczystości przewodniczył JM Rektor UAM prof. Stefan Jurga. Dziekan Wydziału Fizyki prof. Andrzej Dobek przedstawił Honorowego Doktora, a laudację jego osiągnięć wygłosił prof. Wojciech Nawrocik. Recenzentami byli profesorowie: Jan Stankowski (IFM PAN, Poznań), Tadeusz Luty (Wydział Chemii PWr) i Jerzy Konarski (Wydział Chemii UAM).

W wykładzie pt. „Refleksje fizyka nad słowem ESSE – JEST” Doktor Honorowy rozważał trzy pytania: co to znaczy, że coś jest? dlaczego coś jest? czym coś jest?

Uroczystość zaszczytlili swoją obecnością i odczytali listy gratulacyjne dostojni goście: wicemarszałek Województwa Wielkopolskiego Kazimierz Kościelny, wiceprezydent miasta Poznania Paweł Klepka, JM Rektor Politechniki Poznańskiej prof. Jerzy Dembczyński oraz prof. Jan van Loef z Uniwersytetu w Delft w Holandii. W imieniu dyrektora Instytutu Fizyki Jądrowej im. H. Niewodniczańskiego, prof. Andrzeja Budzanowskiego, adres gratulacyjny odczytał prof. Andrzej Hrynkiewicz. Przybyli członkowie rodziny Doktora Honorowego, współpracownicy z Instytutu Fizyki Jądrowej i Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego oraz wierni przyjaciele. Pisemne gratulacje nadeszły od Jego Świątobliwości Papieża Jana Pawła II, podpisane przez Sekretarza Stanu arcybiskupa Leonarda Sandri, od arcybiskupa Józefa Życińskiego, metropolity lubelskiego, i innych.

Przyznanie najwyższej godności akademickiej stanowi okazję do przypomnienia sylwetki Honorowego Doktora oraz jego największych dokonań.

Jerzy Janik pochodzi ze Lwowa. Urodził się w 1927 r. Po maturze zdanej na kompletach tajnego nauczania w Krakowie w 1944 r. rozpoczął studia matematyki i fizyki na tajnym Uniwersytecie Jagiellońskim. Ukończył oba kierunki i w 1948 r. zaczął pracować na stanowisku asystenta w Instytucie Fizyki UJ. Jako jeden z najzdolniejszych uczniów prof. Niewodniczańskiego cieszył się jego szacunkiem i ogromnym zaufaniem. — Może kolega zajmie się neutronami — zaproponował prof. Henryk Niewodniczański. — Dobrze, Panie Profesorze — odpowiedział młody magister, bez zadawania dodatkowych pytań, co mierzyć, skąd brać neutrony, czym je rejestrować...

Wkrótce powstała praca doktorska mgra Jerzego Janika pt. „Rozpraszanie powolnych neutronów w selenie i arsenie”, obroniona w 1950 r. Promotorem był oczywiście prof. Henryk Niewodniczański.

Metoda rozpraszania neutronów używana do badania fazy skondensowanej materii stała się głównym narzędziem pracy doktora (a od 1954 r. docenta) Jerzego Janika, wokół którego szybko zgromadził się zespół młodych fizyków i chemików zainteresowanych nową tematyką. W 1960 r. doc. Jerzy Janik został profesorem.

W marcu 1968 r., kiedy studenci protestowali przeciwko zdjęciu „Dziadów” Adama Mickiewicza ze sceny w Teatrze Narodowym w Warszawie, prof. Jerzy Janik wystąpił w ich obronie. Aresztowanym za udział w demonstracji groziło wyrzucenie ze studiów. Dzięki swojej interwencji Profesor zaskarbił sobie serca wielu uratowanych od represji. Niestety, jak się później okazało, zapłacił za to cenę niewspółmierną: własne odejście z Uniwersytetu, oficjalnie umotywowane możliwością zatrudnienia wyłącznie na jednym etacie.

Od założenia przez Henryka Niewodniczańskiego w 1955 r. Instytutu Fizyki Jądrowej w krakowskich Bronowicach Jerzy Janik pracował jako kierownik Zakładu Badań Strukturalnych. W 1998 r. tę funkcję przekazał swemu uczniowi, doc. dr hab. Tadeuszowi Wasiutyńskiemu, a sam pełni teraz funkcję konsultanta, ciesząc się nadal niezmiennym szacunkiem i autorytetem.

Ważną dziedziną działalności Jerzego Janika są seminaria naukowe, które prowadzi z ogromną charyzmą. Dotyczy to zarówno seminariów studenckich, jak zakładowych czy środowiskowych. Profesor dba o jasność i klarowność referatów, nie pozwala przemycić najmniejszych luk w rozumowaniu. Również bardzo dba o dobre kontakty towarzyskie: na seminaria należy przychodzić nieco wcześniej, żeby przy kawie lub herbacie porozmawiać o sprawach bieżących. Szczególnym przykładem połączenia serdecznych kontaktów międzyludzkich i naukowych są konferencje zwane „Janik's Friends Meetings” – Spotkania Przyjaciół Janika. Odbywają się one co dwa lata od końca lat 50. Profesor sam zaprasza wszystkich uczestników tych konferencji. Są to znani fizycy z największych ośrodków fizyki fazy skondensowanej w całym świecie, z którymi Jerzy Janik współpracuje podczas licznych wyjazdów za granicę, a także fizycy polscy, którzy w ten sposób są promowani. Jak nazwa wskazuje, są to przyjaciele Profesora do grobowej deski, a nawet i dłużej, ludzie złączeni współpracą, ludzkim zrozumieniem i serdecznością. „Janik's Friends Meetings” (JFM) są konferencjami interdyscyplinarnymi: oprócz tematów dotyczących fizyki fazy skondensowanej ich program obejmuje zagadnienia społeczne, filozoficzne, a nawet związane ze sztuką i poezją. Zawsze w programie przewidziany jest też czas na poznawanie zabytków kultury polskiej oraz polskiego krajobrazu. Na JFM uczeni przyjeżdżają z żonami, które niejednokrotnie mają też okazję przedstawienia swoich referatów. Każde takie spotkanie otwiera kolejnym fizykom drzwi do wyjazdów na stypendia w renomowanych ośrodkach naukowych i na odwrót – do Polski przyjeżdżają

młodzi fizycy z innych krajów i tu odbywają staże, robią doktoraty, nabierają doświadczeń badawczych. Profesor Michio Soraï z Uniwersytetu w Osace nazwał tę konferencję prawdziwym salonem naukowym, żałując, że w Japonii takiego salonu niestety już znaleźć nie można. (Na uroczystości poznańskiej byli obecni przedstawiciele wiernych „friendów”: pani Aud Riste z Norwegii, prof. Jan van Loef z Holandii i prof. Karl Michel z Belgii).

Jeszcze w latach 50. refleksje nad związkiem między nauką a religią doprowadziły młodego Jerzego Janika do spotkania z ks. Karolem Wojtyłą. Wokół tych dwóch indywidualności zgromadziło się wkrótce grono krakowskich i nie tylko krakowskich intelektualistów, prowadzących wspólne dyskusje, połączone też ze śpiewaniem kołęd w domu państwa Janików lub wycieczką narciarską w góry. Początkowo nieformalne, spotkania te przekształciły się w seminaria naukowe, w których brali udział fizycy, biologowie, teologowie, filozofowie. Odbywały się one przez wiele lat. Po wyborze kardynała Wojtyły na papieża seminaria zostały przeniesione do Castel Gandolfo i nadal, co dwa lata, są organizowane przez prof. Janika. Ostatnie, w 2001 r., nosiło tytuł „Modele Boga”. Profesor bardzo skrupulatnie dobiera uczestników seminarium i starannie przygotowuje jego program. Do tej pory odbyło się 11 takich spotkań. Uczestniczyli w nich katolicy, protestanci, prawosławni i ludzie wątpiący. Tu, podobnie jak na JFM, referenci przyjeżdżają z rodzinami.

Profesor Janik jest dumny z osiągnięć swoich uczniów, cieszy się nimi. Najbardziej zasłużonych nagradza zaproszeniem na seminarium do Castel Gandolfo. Wygłaszane w obecności Jana Pawła II referaty, wspólne modlitwy i rozmowy z nim przy jednym stole dostarczają mnóstwo niezapomnianych wrażeń na całe życie.

Naukową drogę Jerzego Janika szeroko opisał w laudacji prof. Wojciech Nawrociak. Pozwól sobie zacytować obszerne jej fragmenty.

Profesor Jerzy Janik w swoich eksperymentach stosuje metody rozpraszania neutronów jako główne narzędzie badawcze. Możliwie pełną informację o badanych obiektach można uzyskać tylko przez stosowanie uzupełniających się metod doświadczalnych.

Dlatego oprócz dominującej w zespole Profesora metody badania rozpraszania neutronów rozwinięto również, z jego inicjatywy, metodę kalorymetrii adiabatycznej i skaningowej, metody optyczne: spektroskopii absorpcyjnej w podczerwieni i rozpraszania ramanowskiego, oraz spektroskopię dielektryczną. Profesora najbardziej interesują obiekty, które ogólnie można nazwać: faza skondensowana – materia miękka. Materia miękka to układy molekularne, które łatwo ulegają deformacji pod działaniem niewielkich sił: mechanicznych, elektrycznych, magnetycznych czy też fluktuacji termicznych. Struktura faz mezoskopowych określa makroskopowe własności fizyczne. W materii miękkiej wspomniana łatwość deformacji bardzo często wynika stąd, że całe cząsteczki albo ich części wykonują szybkie przypadkowe reorientacje. Jerzy Janik już od lat 50. bada szybkie reorientacje w gazach, cieczech i ciałach stałych. Prowadzi eksperymenty

pozwalające śledzić charakterystyki czasowe i geometrię reorientacji. Wyniki doświadczalne porównuje z przyjętym modelem teoretycznym. Dopiero wtedy można wyznaczyć średni czas między kolejnymi przeskokami orientacyjnymi i kąty obrotu oraz określić wpływ tych reorientacji na strukturę i przejścia fazowe w badanych materiałach.



Od lewej – Promotor, Doktor Honorowy, Rektor (fot. Stanisław Wróbel).

Prace Jerzego Janika wyróżnia precyzyjnie wykonany eksperyment, gruntownie przemyślany model teoretyczny i staranne porównanie modelu z wynikami pomiarów. Zastosowanie w fizyce powolnych neutronów jako narzędzia badań struktury i dynamiki molekularnej w materii skondensowanej zaczęło się zaraz po II wojnie światowej, kiedy jako źródła neutronów pojawiły się reaktory jądrowe. Jednak możliwość zaobserwowania za pomocą neutronów ruchów odbywających się w materii molekularnej w skali pikosekundowej została dostrzeżona przez Profesora jeszcze przed dostępem w Polsce do reaktorów, w oparciu o tradycyjne radowo-berylowe źródło neutronowe. W pierwszej połowie lat 50. Jerzy Janik, współpracując z młodym teoretykiem Włodzimierzem Kołosem, późniejszym doktorem honoris causa Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu, zaobserwował efekt zmniejszania się przekroju czynnego na rozpraszanie neutronów wywołany przypadkową, hamowaną reorientacją w cząsteczkach alkoholu metylowego i metylotolu. Te pionierskie prace Jerzego Janika zostały zauważone i zakwalifikowane do przedstawienia na I Konferencji Genewskiej ds. Pokojo-

wego Wykorzystania Energii Jądrowej w 1954 r. Uru-
chomienie w Polsce reaktora „Ewa” w Świerku pozwo-
liło Profesorowi na kontynuowanie prac neutronowych na
poziomie światowym. Profesor Jerzy Janik i jego zespół
przebadali przekroje czynne na rozpraszanie neutronów
w wielu układach skondensowanych charakteryzujących
się szybkimi reorientacjami albo całych cząsteczek, np.
w metanie, lub ich fragmentów, np. grup metylowych.
Tej tematyce – badaniu wpływu na strukturę i przejścia
fazowe w fazie skondensowanej stochastycznych reorien-
tacji molekularnych – Jerzy Janik pozostał wierny do dzi-
siał.

Profesor opublikował sto kilkadziesiąt prac w recen-
zowanych czasopismach naukowych o zasięgu międzyna-
rodowym. Najczęściej współautorem tych prac była jego
żona, ś.p. prof. Janina Janikowa. Z jej inicjatywy prze-
prowadzono wiele badań, zorganizowano sesje pomiar-
owe. Pani Profesor była szczególnie odpowiedzialna za
chemiczną czystość eksperymentu i opracowanie wyni-
ków pomiarów. Wśród współautorów znajdujemy również
wiele nazwisk fizyków z zagranicznych ośrodków nauko-
wych: T. Riste, K. Otnes, I. Svare, R. Pynn z Norwegii,
H. Palevsky ze Stanów Zjednoczonych, R. Pick, F. Vo-
lino z Francji, H. Kresse z Niemiec, F. Szapiro, W. Go-
likow i R. Ozierow ze Związku Radzieckiego oraz wielu,
wielu innych, dobrze znanych specjalistów w dziedzinie
fizyki fazy skondensowanej. Dla fizyka eksperymentatora
i kierownika Zespołu niezwykle ważną część aktywności
stanowi organizacja i ciągłe doskonalenie warsztatu ba-
dawczego. Jerzy Janik stawia Zespołowi zadania mające
na celu budowę od podstaw lub modernizację skompliko-
wanych urządzeń stosowanych w badaniach.

— Przez wiele lat obserwowałem współpracę Profe-
sora z wybitnymi eksperymentatorami oraz wysoko wy-
kwalifikowanymi inżynierami i technikami, w wyniku któ-
rej, mimo ciągłego braku pieniędzy na rozwój nauki w Pol-
sce, dzięki wiedzy, zapałowi i zaangażowaniu Profesora
i Zespołu powstawały urządzenia eksperymentalne świa-
towej klasy — mówił w laudacji prof. Wojciech Nawro-
cik. Jako przykład można podać spektrometr neutro-
nowy NERA zainstalowany przy jedynym w świecie re-
aktorze impulsowym w Zjednoczonym Instytucie Badań
Jądrowych w Dubnej oraz zautomatyzowany kalorymetr
adiabatyczny, pracujący w Instytucie Badań Jądrowych
w Krakowie. Spektrometr NERA jest kolejnym wysokiej
klasy spektrometrem neutronowym zbudowanym przez
grupę krakowską w Dubnej. Jego zaletą jest m.in. uni-
katowa możliwość badania dynamiki molekularnej próbki
w różnych temperaturach i ciśnieniach przy równocze-
snym śledzeniu struktury próbki. Działalność naukowa
prof. Jerzego Janika w znacznym stopniu oparta jest na
bardzo szerokiej współpracy zagranicznej. Badania neu-
tronowe wykonywał m.in. w Brookhaven (USA), Kjeller
(Norwegia) i Dubnej (Rosja), a badania rozpraszania ra-
manowskiego m.in. na Uniwersytecie Piotra i Marii Curie
w Paryżu. Wiele innych badań wykonanych zostało w róż-
nych ośrodkach naukowych w Polsce i za granicą. Szeroka
współpraca, w tamtych trudnych czasach, umożliwia

wykonanie badań naukowych na wysokim poziomie, po-
zwalała też na organizację wielu seminariów, na których
w szerokim gronie wybitnych specjalistów z całego świata
poznawano kierunki rozwoju współczesnej fizyki, dysku-
towano wyniki badań, ustalano plany na przyszłość.

Profesor wypromował 32 doktorów, z których 7 uzy-
skało stopień doktora habilitowanego i 7 tytuł profesora.
Przyciągał do siebie zdolnych studentów i absolwentów,
włączał ich do pracy naukowej zespołu, stawiał wysokie
wymagania, ale jednocześnie stwarzał młodym ludziom
szansę prezentowania swoich wyników na seminariach,
ułatwiał im wyjazdy zagraniczne i przygotowywał do sa-
modzielnej pracy naukowej. Zasługi Jerzego Janika w sto-
sunku do Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu
w pełni kwalifikują go do godności doktora honoris causa
tej uczelni. Jerzy Janik współpracuje z fizykami Uniwer-
sytetu Poznańskiego już ponad 45 lat. W latach sześć-
dziesiątych dzięki jego referatom na temat badań ukła-
dów magnetycznych wygłaszanych w ówczesnej katedrze
fizyki teoretycznej rozpoczęto w Poznaniu badania fal spi-
nowych. Dzięki inicjatywie Profesora i jego ciągłemu po-
parciu od 1970 r. ponad 30 pracowników IF UAM prze-
bywało w Dubnej na kilkumiesięcznych, a czasami kil-
kuletnich stażach naukowych, zdobywając tam stopnie
naukowe i biorąc udział w badaniach na światowym po-
ziomie w różnych laboratoriach tego Instytutu, nie tylko
w Laboratorium Fizyki Neutronowej. Zjednoczony Insty-
tut Badań Jądrowych odwiedziło także kilkudziesięciu
studentów UAM; niektórzy z nich wykonywali tam swoje
prace magisterskie lub pomiary potrzebne do prac dok-
torskich. Kontakty pracowników UAM z prof. Janikiem
i jego krakowskim zespołem niewątpliwie przyczyniły się
do wzbogacenia działalności naukowej na Wydziale Fizyki
UAM. Z grona pracowników Uniwersytetu Poznańskiego
w seminariach w Castel Gandolfo uczestniczyli profesoro-
wie: Wojciech Nawrocik i Zbigniew Jacyna-Onyszkiewicz,
który już dwa razy wygłaszał referaty.

Dnia 7 stycznia 2002 r. Profesor Jerzy Janik dołą-
czył do niezwykle szacownego grona doktorów honoris
causa UAM w Poznaniu. Wcześniej godność tę otrzymali
m.in. Maria Curie-Skłodowska, Jan Ignacy Paderewski,
Wisława Szymborska, Stefan Stuligrosz, Włodzimierz Ko-
łós i Papież Jan Paweł II. Serdecznie Panu Profesorowi
gratulujemy i życzymy satysfakcji z dalszej pracy, wspa-
nianego zdrowia oraz kolejnych zaszczytów.

Małgorzata Nowina Konopka

Hyams profesorem honorowym IFJ

Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie nadał tytuł
profesora honorowego Bernardowi Hyamsowi „w uznaniu
jego wybitnych osiągnięć w doświadczalnej fizyce cząstek
elementarnych i dokonaniach w rozwijaniu współpracy na-
ukowej CERN-u z IFJ-em”. Działalność profesora honoro-
wego przedstawił jego wieloletni współpracownik Krzysz-
tof Rybicki.

CERN Courier 42, nr 1 (2002)

Niebieski laser zaświecił

W drugiej połowie 2000 r. rozpoczął się zainicjowany przez prof. Sylwestra Porowskiego, dyrektora Centrum Badań Wysokociśnieniowych (CBW) „Unipress” PAN, Strategiczny Program Rządowy „Rozwój niebieskiej optoelektroniki” finansowany przez KBN na wniosek ministra gospodarki. Jak wiadomo, polską specjalnością jest wytwarzanie w warunkach wysokich ciśnień, rzędu 2 GPa, i temperatur ok. 1600°C wysokiej jakości monokryształów GaN, które mogą służyć jako podłoża do homoepitaksji struktur azotkowych (zob. np. I. Grzegory i in., *Acta Phys. Pol. A* **100** (Suppl.), 57 (2001)). W pierwszym, dwuletnim etapie Programu jako wykonawcy uczestniczą: CBW „Unipress” PAN, Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych i Lubuskie Zakłady Aparatów Elektrycznych LUMEL S.A. Z wykonawcami współpracują m.in. grupy z instytutów: Fizyki Doświadczalnej UW, Fizyki PAN, Optoelektroniki Wojskowej Akademii Technicznej, Technologii Elektronowej, Technologii Próżniowej oraz z Wydziału Elektroniki Mikrosystemów i Fotoniki Politechniki Wrocławskiej. Zgodnie z harmonogramem, do końca 2001 r. konsorcjum miało otrzymać diodę laserową z azotków grupy III. Otrzymanie lasera wymagało opracowania metod projektowania przyrządów optoelektronicznych, zbudowania czystego pomieszczenia, opanowania epitaksji ze związków metaloorganicznych struktur wielowarstwowych oraz ich domieszkowania, trawienia i metalizacji. Należało też zbudować oprzyrządowanie do zasilania i testowania struktur laserowych. Zdaniem polskich i zagranicznych specjalistów wykonanie tych prac w ciągu kilkunastu miesięcy nie było możliwe. Na przekór tym opiniom 12 grudnia 2001 r. zaobserwowano akcję laserową w diodzie zasilanej prądem impulsowym o natężeniu powyżej 1,5 A w temperaturze -40°C . Zgodnie z opublikowanymi już wynikami (I. Grzegory i in., *Acta Phys. Pol. A* **100** (Suppl.), 229 (2001); www.consult.unipress.waw.pl/) długość fali dominującego modu wynosiła 425 nm. Wprowadziło to konsorcjum do bardzo elitarnego klubu zespołów, które potrafią wytwarzać lasery niebieskie z azotku galu. Ze względu na to, że jedynie w „Unipressie” opanowano metodę wzrostu podłoża GaN, jest nadzieja, że lasery otrzymane przez konsorcjum będą miały wyższe moce i mniejsze prądy progowe niż otrzymywane w innych laboratoriach. Zdaniem prof. Jacka Kossuta, który przewodniczy Interdyscyplinarnej Sekcji KBN do spraw Programu Rozwoju Niebieskiej Optoelektroniki, ze względu na dotychczasowe osiągnięcia należy oczekiwać dalszego finansowania tego przedsięwzięcia, tak aby doprowadzić do produkcji i sprzedaży urządzeń wykorzystujących to nowe źródło światła.

T. D.

Setny tom *Acta Phys. Pol. A*

W drugiej połowie 2001 r. wychodziły kolejne zeszyty tomu 100 *Acta Physica Polonica A*. Z tej okazji ukazał się zeszyc dodatkowy – Vol. 100 – Supplement.

We wstępie redaktor naczelny czasopisma, Jerzy Prochory, zwraca uwagę, że w mniemaniu wielu fizyków wiek XXI może przynieść zmiany pojęć fizycznych i naszego zrozumienia przyrody, a co za tym idzie, zmiany technologii i warunków życia, co zresztą już się uwidacznia w powstawaniu nowych kierunków badań, np. w mechanice kwantowej czy fizyce ciała stałego. Supplement zawiera prace oryginalne i artykuły przeglądowe na temat najbardziej aktualnych i szybko rozwijających się dziedzin objętych tematyką *Acta Phys. Pol. A*.

Wstępem do zeszytu jest wspomnienie „The first 50 years of *Acta Physica Polonica*” pióra Wiesława Czyży, który był przez 20 lat redaktorem tego czasopisma, a obecnie jest redaktorem honorowym *Acta Phys. Pol. B*. W 1920 r. zaczęły wychodzić *Sprawozdania i Prace Polskiego Towarzystwa Fizycznego* zawierające artykuły w języku polskim ze streszczeniami w językach obcych. W 1932 r. nastąpiła zmiana nazwy na *Acta Physica Polonica* i prace ukazywały się po niemiecku, francusku lub angielsku. Od 1970 r. czasopismo podzieliło się na 2 serie: *A* (fizyka ogólna, fizyka materii skondensowanej, optyka i elektronika kwantowa, fizyka atomowa i molekularna, fizyka stosowana) i *B* (cząstki elementarne, fizyka jądrowa, teoria względności, teoria pola), przy czym część *A* zachowała dawną numerację tomów, a część *B* zaczęła numerować tomy od nowa.

Suplement został pięknie wydany na papierze kredowym z wieloma barwnymi ilustracjami. Z okazji jubileuszu składamy Kolegom z *Acta Physica Polonica A* serdeczne gratulacje oraz życzenia dalszego rozwoju świetnego i tak potrzebnego czasopisma.

Redakcja PF

Fizyczna lista przebojów

Dwumiesięcznik *Science Watch*, wydawany przez Instytut Informacji Naukowej (ISI), w ostatnim numerze 2001 r. przedstawił listę najczęściej cytowanych prac z fizyki w kilku poprzednich miesiącach. Notatka, którą przygotował S. Milton z Uniwersytetu w Cambridge, nosi tytuł „Dwuborek magnezu i elektronika spinowa powodują zamieszanie”. Listę otwierają dwa artykuły Lisy Randall (MIT, Uniwersytet w Princeton) i Ramana Sundruma (Uniwersytet Bostoński) opublikowane przez *Phys. Rev. Lett.* w 1999 r. Z prac tych wyrasta model świata d-wymiarowych błon (d-brane world), w którym podstawowa energia może być mniejsza od skali Plancka, a więc bardziej dostępna doświadczalnie. Na trzeciej i piątej pozycji znajdują się artykuły z *Nature* i *Phys. Rev. Lett.* z 2001 r., które informują o odkryciu nowego nadprzewodnika MgB_2 oraz o efekcie izotopowym boru w tym materiale (zob. K. Wysokiński, *PF* **52**, 198 (2001)). Lista zawiera także dwie prace dotyczące mikrofalowego promieniowania reliktoowego, które powstały przy współpracy międzynarodowych zespołów z odpowiednio siedemnastu i dwunastu instytucji. Na miejscu dziewiątym sklasyfikowano pracę z 1999 r. zespołu kierowanego przez noblistów z r. 2001, Erica C. Cornella i Carla E. Wie-

mana, na temat wirów w kondensacie Bosego–Einsteina. Wśród wymienionych artykułów, na pozycji szóstej, siódmej i ósmej znajdują się prace dotyczące badań półprzewodników półmagnetycznych, a szerzej elektroniki spinowej. Dwie z nich, opublikowane w *Nature* w 1999 r. przez zespoły z Sendai, Santa Barbara i Würzburga, donoszą o optycznej detekcji zjawiska wstrzykiwania spinów. Trzecia praca, Tomasza Dietla (IF PAN) i współpracowników z Sendai i Grenoble, ukazała się w *Science* w 2000 r. Przedstawiono w niej model teoretyczny ferromagnetyzmu, który został odkryty w Sendai w półprzewodnikach grupy III–V ($\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$) oraz w Grenoble i Warszawie w materiałach grupy II–VI ($\text{Zn}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te:N}$), a także zasugerowano, w jakich materiałach należy oczekiwać szczególnie silnych sprzężeń ferromagnetycznych. Zagadnienia poruszone w powyższych artykułach Dietl przedstawił podczas toruńskiego Zjazdu Fizyków Polskich w 2001 r. (zeszyt dodatkowy *PF 53D*, 14 (2002)).

Na pytanie, czy zgodnie z sugestią Milтона, autora notatki w *Science Watch*, należy spodziewać się szybkiej komercjalizacji wyników badań z dziedziny spintroniki, prof. Dietl odpowiada: „Duże zainteresowanie półprzewodnikami ferromagnetycznymi wiąże się także z ich ciekawymi własnościami fizycznymi: ich opis teoretyczny musi uwzględniać silne korelacje spinowo spolaryzowanych elektronów na powłokach d i p , a także nieporządek magnetyczny i elektrostatyczny oraz związaną z nim lokalizację Andersona–Motta. Jeśli chodzi o zastosowania, istnieją dobrze finansowane programy naukowe, zarówno w Japonii i USA, jak i w Europie (w których uczestniczymy). Ich celem jest m.in. wykorzystanie półprzewodników ferromagnetycznych do budowy pamięci magnetycznych o dowolnym dostępie (MRAM). Kiedy wielkie przedsiębiorstwa będą w stanie skomercjalizować wyniki tych prac, nie jest jeszcze jasne. Na razie prowadzone szeroko badania naukowe zwiększają zyski firmy Puremat, dzia-

łającej w Instytucie Fizyki PAN pod kierunkiem prof. Andrzeja Mycielskiego. Firma ta zmonopolizowała światową produkcję czystego manganu i magnezu. W szczególności mangan używany na uniwersytetach w Grenoble, Santa Barbara, Sendai i Würzburgu pochodzi z Polski”.

B. W.

Physik Journal

Czasopismo Niemieckiego Towarzystwa Fizycznego (DPG) *Physikalische Blätter* zmieniło swój tytuł na *Physik Journal*. Nie zmienił się ani język (niemiecki), ani okładka, ani układ i charakter publikacji. Czasopismo otrzymują wszyscy członkowie DPG (jest ich 42 000). Dla wielu fizyków pracujących w przemyśle i gospodarce stanowi ono jedyną łączność z Towarzystwem.

B. W.

C.G. Shull (1915 – 2001)

Clifford Glenwood Shull zmarł 31 marca 2001 r. w Lexington (Massachusetts). Wniósł olbrzymi wkład w badania rozpraszania neutronów, za co otrzymał w 1994 r. Nagrodę Nobla z fizyki.

Shull urodził się 23 września 1915 r. w Pittsburghu (Pennsylvania). Studia rozpoczął na Politechnice w Pittsburghu, po czym studiował fizykę na Uniwersytecie Nowojorskim, gdzie w 1941 r. doktoryzował się z fizyki jądrowej. Później zajął się metodą dyfrakcji neutronów w zastosowaniu do badań struktury i dynamiki wewnętrznej materii skondensowanej (zob. wykład noblowski Shulla „Początki rozwoju badań nad rozpraszaniem neutronów”, *PF 47*, 129 (1996)).

B. W.

NOWE KSIĄŻKI

- Bohdan Dziunikowski, *O fizyce i energii jądrowej*, Uczelniane Wyd. Naukowo-Dydaktyczne AGH, Kraków 2001.
- Richard P. Feynman, *QED – osobliwa teoria światła i materii*, z jęz. angielskiego tłum. Helena Białkowska; Prószyński i S-ka, Warszawa 2001, s. 156, cena 29 zł.
- Jacques Devooght, *Sąd nad energią jądrową: współczesny proces czarownic*, z jęz. francuskiego tłum. Andrzej Strupczewski; wyd. Polskie Tow. Nukleoniczne, Warszawa 2001, cena 10 zł; zamówienia: kowal@are.waw.pl.
- J.F.C. Kingman, *Procesy Poissona*, z jęz. angielskiego tłum. Adam Bobrowski; PWN, Warszawa 2002, s. 118.
- Hermann Haken, Hans Christoph Wolf, *Atomy i kwanty – wprowadzenie do współczesnej spektroskopii atomowej*, z jęz. angielskiego tłum. Irena Deperasińska i Jerzy Prochorow; wyd. II zmienione, PWN, Warszawa 2002, s. 568.
- Robert A.W. Johnstone, Malcolm E. Rose, *Spektrometria mas*, z jęz. angielskiego tłum. Karol Bal i Marek Daniewski; PWN, Warszawa 2001, s. 465.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2002 r. wynosi 30,00 zł za pół roku, 60,00 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.

2. Cena prenumeraty ze zleceniem dostawy za granicę: cena prenumeraty krajowej + rzeczywiste koszty wysyłki. Wpłaty przyjmuje „RUCH” S.A. Oddział Krajowej Dystrybucji Prasy na konto: PEKAO SA IV O/Warszawa nr 12401053-40060347-2700-401112-001 lub w kasie Oddziału (Warszawa, ul. Jana Kazimierza 31/33). Zlecenia na prenumeratę dewizową, przyjmowane od osób zamieszkałych za granicą, realizowane są od dowolnego numeru.

3. Terminy przyjmowania wpłat na prenumeratę krajową i zagraniczną: do 5 grudnia – na I półrocze roku następnego, do 5 czerwca – na II półrocze roku bieżącego.

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 40% zniżki. Taka sama zniżka (40%) przysługuje studentom. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

INFORMACJE DLA AUTORÓW I TŁUMACZY

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowny i być przystępne dla ogółu fizyków.

2. Układ pracy (tytuł i autor, angielski tytuł i streszczenie, tekst, odnośniki literaturowe itd.) powinien odpowiadać formie przyjętej w *Postęпах Fizyki* (patrz artykuły np. w tym zeszycie).

3. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach. Niezbędne napisy (tylko w języku polskim, z wyjątkiem reprodukowanych ilustracji o charakterze dokumentów historycznych) powinny być czytelne i dostosowane do wielkości rysunku. Opisy osi wykresów powinny odpowiadać ogólnie przyjętym regułom, np. „temperatura” lub „ T [K]” czy „ t [°C]”, a liczby w układzie dziesięt-

nym należy podawać z przecinkiem, nie kropką. Fotografie prosimy przysyłać w postaci odbitek, a razie ich braku – plików o odpowiednio dużej zdolności rozdzielczej.

4. Prace należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres (również elektroniczny) do dalszej korespondencji.

5. Prosimy autorów o nadsyłanie – wraz z wydrukami – plików, zawierających teksty artykułów oraz rysunki, pocztą elektroniczną (nasz adres: postepy@fuw.edu.pl) lub na dyskietkach czy innych nośnikach.

6. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny. Maszynopisów prac niezamówionych i niezakwalifikowanych do druku Redakcja nie zwraca.

7. Autora obowiązuje szybkie wykonanie korekty autorskiej.

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. Jana Kazimierza 31/33, skrytka pocztowa 12, 00-958 Warszawa, Poland.

SPIS TREŚCI

M.J. Sadowski – Stan i perspektywy fizyki plazmy oraz badań nad kontrolowanymi reakcjami syntezy jądrowej	57
Z. Lalak – W kierunku unifikacji oddziaływań: teorie z dodatkowymi wymiarami	68
RÓŻNE	
W.I. Arnold – Matematyka i fizyka: matka i córka czy siostry?	71
WSPOMNIENIA – ROCZNICE	
J. Mostowski – 50 lat Olimpiad Fizycznych ...	89
NAUCZANIE FIZYKI	
F. Bader – Mechanika kwantowa wkracza do szkoły	93
NOWE URZĄDZENIA I METODY DOŚWIADCZALNE	
F. Kaczmarek – Lasery światłowodowe wzbudzone podczerwienią	98
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	102
RECENZJE	105
KRONIKA	107

CONTENTS

M.J. Sadowski – Status and prospects of plasma physics and research on controlled nuclear fusion reactions	57
Z. Lalak – Towards the unification of fundamental forces: theories with extra dimensions	68
MISCELLANEA	
W.I. Arnold – Mathematics and physics: mother and daughter or sisters?	71
RECOLLECTIONS – ANNIVERSARIES	
J. Mostowski – 50 years of Physics Olympiads	89
PHYSICS TEACHING	
F. Bader – Quantum mechanics goes to high school	93
NEW DEVICES AND EXPERIMENTAL TECHNIQUES	
F. Kaczmarek – Upconversion fiber lasers	98
MEETINGS AND CONFERENCES	102
REVIEWS	105
CHRONICLE	107

WKRÓTCE

- *Wykład noblowski 2000 Žoresa I. Ałfiorowa*
- *Granty KBN z fizyki: XX i XXI konkurs*
- *Manfred Schroeder o rozwoju i przyszłości fizyki*

JUŻ SIĘ UKAZAŁ

tom dodatkowy *Postępów Fizyki*, **53D** (2002), zawierający materiały XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu w 2001 roku – teksty wykładów plenarnych J.A. Zakrzewskiego, T. Dietla, J. Spałka, M. Horodeckiego, W.A. Kamińskiego, J. Stankowskiego, W. Gawlika, Ł.A. Turskiego, L. Jacaka, J. Barnasia, W. Bednarka, W. Duchy i K. Ernsta oraz teksty wykładów sekcyjnych – łącznie 184 strony.