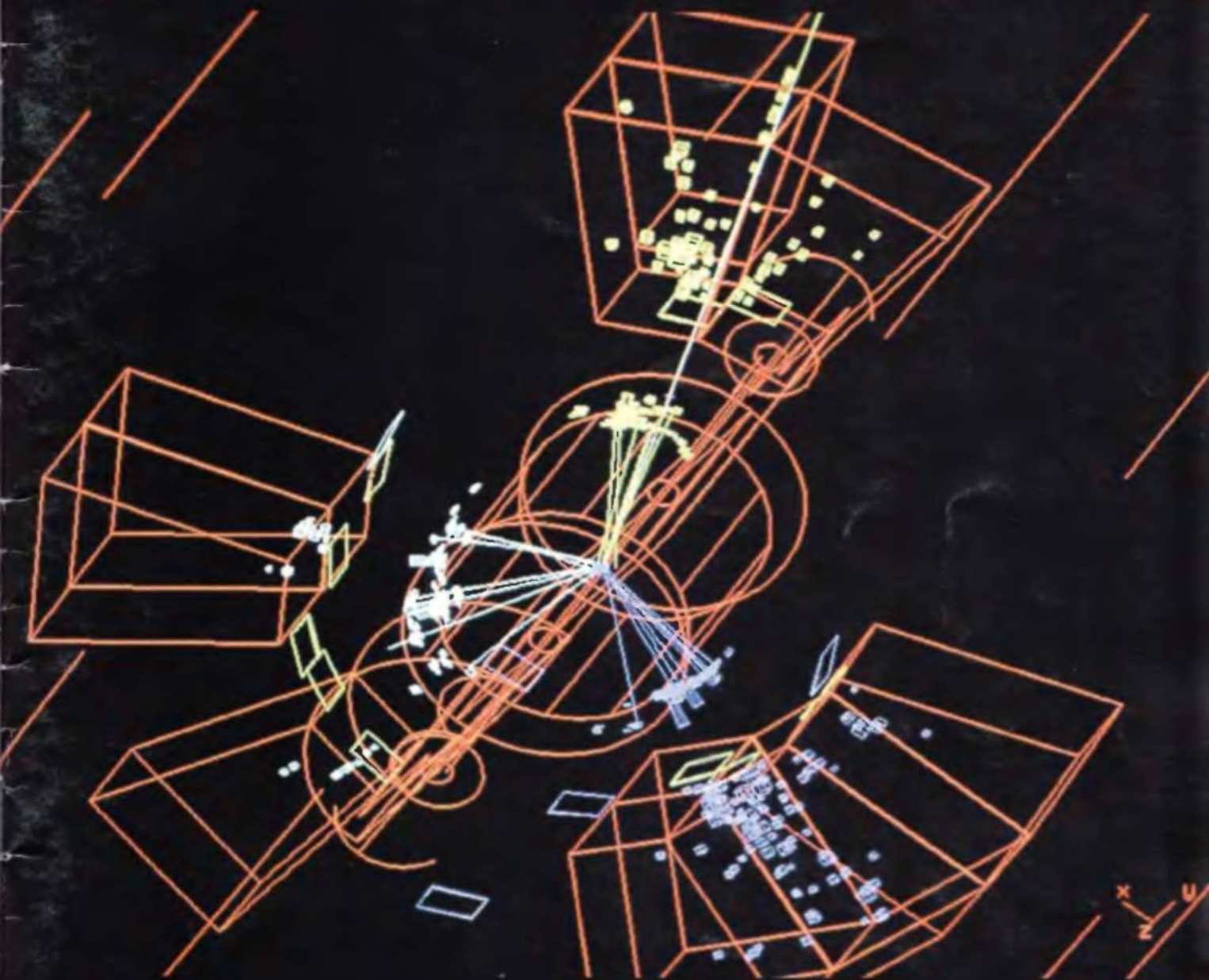


POSTĘPY FIZYKI

Dwumiesięcznik Polskiego Towarzystwa Fizycznego

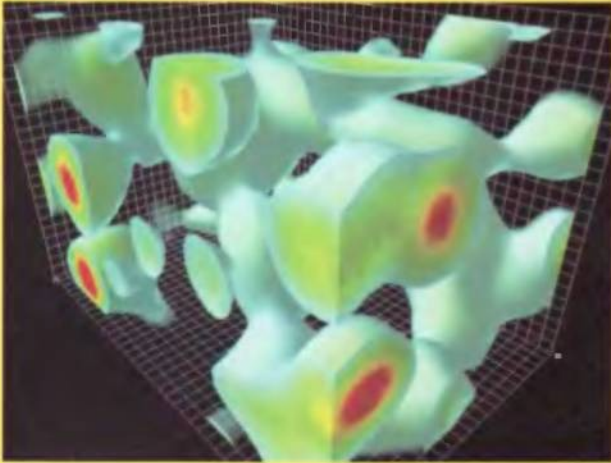


Statystyka Natansona

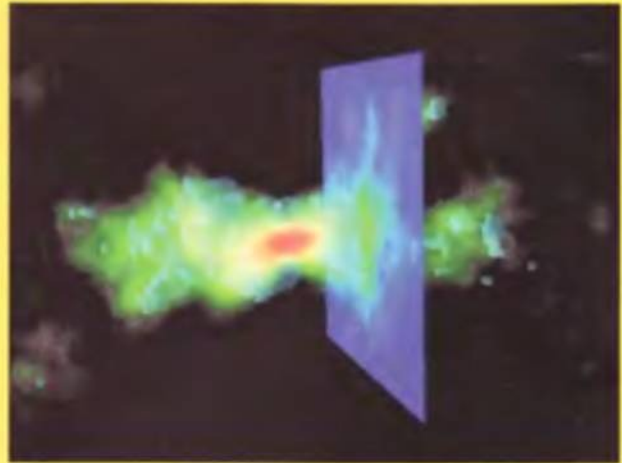
Asymptotyczna swoboda

Energetyka wodorowa





Rys. I. Klatka z animacji pokazującej spontaniczne kwantowe fluktuacje pola gluonowego (dzięki uprzejmości Dereka B. Leinwebera z University of Adelaide (Australia), www.physics.adelaide.edu.au/theory/staff/leinweber/VisualQCD/Nobel/). Dla ekspertów: rysunek pokazuje gęstość ładunku topologicznego typowego przyczynku do całki funkcjonalnej po usunięciu modów o wielkiej częstotliwości.



Rys. II. Obliczony efektywny rozkład energii pól spowodowany wprowadzeniem do próżni, a następnie usunięciem pary kwark-antykwar (dzięki uprzejmości Grega Kilcupa, www.physics.ohio-state.edu/~kilcup). Obliczając energię zawartą w takich polach oraz w analogicznych polach wytworzonych przez inne zaburzenia, przewiduje się wartości mas hadronów. W pewnym głębokim sensie takie pola są hadronami.



Rys. III. Obraz torów cząstek wylaniających się ze zderzenia dwu jądrowi złota o dużych energiach (dzięki uprzejmości zespołu STAR z Brookhaven National Laboratory). Powstająca kula ognia i jej późniejsze rozszerzanie się odtwarzają na krótko i w małej skali warunki fizyczne, jakie ostatni raz panowały podczas Wielkiego Wybuchu.

RADA REDAKCYJNA

Andrzej Kajetan Wróblewski (przewodniczący), Mieczysław Budzyński, Andrzej Dobek, Witold Dobrowolski, Zofia Gołąb-Meyer, Adam Kiejna, Józef Szudy

REDAKTOR HONOROWY

Adam Sobiczewski

KOMITET REDAKCYJNY

Jerzy Gronkowski (redaktor naczelny), Mirosław Łukaszewski, Magdalena Staszal, Marek Więckowski, Barbara Wojtowicz

Adres Redakcji:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, e-mail: postepy@fuw.edu.pl, Internet: postepy.fuw.edu.pl

KORRESPONDENCI ODDZIAŁÓW PTF

Maciej Piętka (Białystok), Marian Głowacki (Częstochowa), Ryszard Drozdowski (Gdańsk), Roman Bukowski (Gliwice), Jerzy Warczewski (Katowice), Małgorzata Wysocka-Kunisz (Kielce), Małgorzata Nowina Konopka (Kraków), Elżbieta Jartych (Lublin), Marcin Ostrowski (Łódź), Ewa Pawelec (Opole), Lidia Skibińska (Poznań), Małgorzata Klisowska (Rzeszów), Małgorzata Kuzio (Słupsk), Janusz Typek (Szczecin), Winicjusz Drozdowski (Toruń), Aleksandra Miłoś (Warszawa), Bernard Jancewicz (Wrocław), Justyna Jankiewicz (Zielona Góra)

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD GŁÓWNY

Maciej Kolwas (prezes), Katarzyna Chataśńska-Macukow i Reinhard Kulessa (wiceprezesa), Helena Białkowska (sekretarz generalny), Marek Kowalski (skarbnik), Bernard Jancewicz, Franciszek Krok, Maria Mucha, Andrzej Ptok, Barbara Sagnowska i Mirosław Trociuk (członkowie)

Adres Zarządu:

ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel./fax: (22) 6212668, e-mail: ptf@fuw.edu.pl, Internet: ptf.fuw.edu.pl

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW PTF

Eugeniusz Żukowski (Białystok), Stefan Kruszewski (Bydgoszcz), Danuta Ptusa (Częstochowa), Marek Grinberg (Gdańsk), Andrzej Klimasek (Gliwice), Wiktor Zipper (Katowice), Janusz Braziewicz (Kielce), Zbigniew Majka (Kraków), Jerzy Żuk (Lublin), Bogusław Broda (Łódź), Ryszard Pietrzak (Opole), Roman Świetlik (Poznań), Marian Kuźma (Rzeszów), Grzegorz Karwasz (Słupsk), Adam Bechler (Szczecin), Ryszard S. Trawiński (Toruń), Jerzy Garbarczyk (Warszawa), Adam Kiejna (Wrocław), Paweł B. Szczaniecki (Zielona Góra)

REDAKTORZY NACZELNI INNYCH CZASOPISM

WYDAWANYCH POD EGIDĄ PTF

Jerzy Prochorow – Acta Physica Polonica A, Andrzej Staruszkiewicz – Acta Physica Polonica B, Andrzej Jamiołkowski – Reports on Mathematical Physics, Marek Kordos – Delta, Zofia Gołąb-Meyer – Foton, Adam Smólski – Fizyka w Szkole

Czasopismo 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

Opracowanie okładki: Studio Graficzne etNova Piotr Zendak i Wspólnicy sp.j., tel.: (22) 8735520, e-mail: etnova@etnova.pl

Druk i oprawa: „UNI-DRUK”, Warszawa, ul. Buńczuk 7b

ISSN 0032-5430

SPIS TREŚCI

J. Spałek – Statystyka Natansona–Bosego–Einsteina? Krytyczne tak	146
F. Wilczek – Asymptotyczna swoboda: od paradoksu do paradygmatu	154
G.W. Crabtree, M.S. Dresselhaus, M.V. Buchanan – Energetyka wodorowa	168
WSPOMNIENIA	
Wspomnienia o Sławku Chojnackim	177
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	181
NOWI PROFESOROWIE	182
RECENZJE	184
KRONIKA	186

Szanowni Czytelnicy!

Przedstawiamy Wam dziś powakacyjny, przedzjazdowy zeszyt *Postępów*.

Znajdziecie w nim artykuł Józefa Spałka o publikacjach Władysława Natansona dotyczących statystyki fotonów. Publikacje te były wcześniejsze od prac Bosego i Einsteina. Pytanie, czy uznanie pierwszeństwa w nauce jest ważne, wydaje się pytaniem retorycznym. Nagradzanie pionierów jest jednym z wypracowanych przez społeczeństwo mechanizmów stymulujących rozwój nauki. Wykład noblowski Franka Wilczka opisuje ciąg zdarzeń, które doprowadziły do nagrodzonych odkryć. Mogłoby się wydawać, że odkrycia te były nieuniknione – jeśli nie zrobiliby tego Laureaci, zrobiłby to niedługo później ktoś inny. Ale rywalizacja o palmę pierwszeństwa i powszechne uznanie jest jedną z motywacji do intensywnej pracy – choć nie mniej ważna jest przygoda związana z odkrywaniem tajemnic.

Zapewne trochę inna niż w badaniach fundamentalnych jest motywacja w przypadku takich dziedzin, które mogą w krótkim czasie prowadzić do praktycznych zastosowań i którymi w związku z tym zainteresowany jest przemysł. Artykuł o perspektywach energetyki wodorowej zwraca naszą uwagę na ważne problemy cywilizacyjne. Ale pokazuje również, że nawet jeśli koncepcja jest jasna i nie brakuje pieniędzy, badania mogą być prawdziwym wyzwaniem.

Życzę inspirującej lektury i... do zobaczenia na Zjeździe!



Marek Więckowski

Na okładce:

Fotografia z detektora współpracy L3 pokazująca trzy dżety powstające w wyniku anihilacji elektronu z pozytonem przy wysokiej energii (dzięki uprzejmości zespołu L3 z CERN-u). Dżety te to właśnie materializacja kwarka, antykwarka i gluonu (ilustracja do wykładu noblowskiego Franka Wilczka – s. 154).

Statystyka Natansona–Bosego–Einsteina? Krytyczne tak*

Józef Spałek

Zakład Teorii Materii Skondensowanej, Instytut Fizyki im. Mariana Smoluchowskiego, Uniwersytet Jagielloński

The Natanson–Bose–Einstein statistics? A critical “yes”

Abstract: A forgotten theoretical papers of Władysław Natanson from 1911 of the energy distribution of photons enclosed in a cavity in the state of thermodynamic equilibrium is recalled and critically assessed. In his papers the fundamental role of the indistinguishability principle of photons had been formulated for the first time twelve years before the famous articles of Bose and Einstein were published.

1. Wstęp – współczesny pogląd na rozkład statystyczny cząstek

Pod pojęciem statystyki cząstek, zwłaszcza kwantowych, rozumiemy zwykle ich rozkład w funkcji ich energii. Statystyka dotyczy zwykle układu bardzo wielu cząstek, a punktem wyjścia jest koncepcja idealnego gazu kwantowego, czyli układu złożonego z nieoddziałujących i nierozróżnialnych cząstek (ta ostatnia cecha stanowi ważny punkt niniejszego artykułu). Przy takim punkcie wyjścia mogą się natychmiast pojawić wątpliwości co do stosowalności takiego podejścia także do oddziałujących cząstek, lecz okazuje się, że wyniki otrzymane w tak wyidealizowanej sytuacji stosują się także do wielu bardziej realistycznych sytuacji. Co więcej, w przypadku statystycznego podejścia do kwantowej natury światła takim realistycznym gazem jest idealny gaz fotonów opisujący gęstość energii promieniowania elektromagnetycznego, będącego w równowadze termodynamicznej z materią zbiornika, który go ogranicza. A to, że taki problem jest fundamentalny, wykazał już Max Planck w roku 1900, a następnie Władysław Natanson w 1911 r. [1] i niezależnie Satyendra Nath Bose w roku 1923 [2]. Zanim jednak zajmiemy się bezpośrednio fundamentalnym wkładem Natansona, musimy nieco dokładniej powiedzieć, dlaczego pojęcie rozkładu statystycznego jest tak ważne przy opisie układów wielocząstkowych.

Współcześnie pojęcie statystyki jest związane z symetrią funkcji falowej układu wielu cząstek w spójnym stanie kwantowym, nawet gdy te cząstki nie oddziałują między sobą. A mianowicie, taka funkcja falowa ma być niezmiennicza względem przestawień dowolnej pary współrzędnych cząstek (symetryczna względem transpozycji dla przypadku fotonów). Jed-

nakże, gwoli zachowania wierności historycznej, taka koncepcja statystyki, a także związek statystyki ze spinem cząstek (Pauli 1940), będą tu – przynajmniej na razie – konsekwentnie ignorowane.

1.1. Pojęcie rozkładu statystycznego (Boltzmann)

Fizyka statystyczna, zajmująca się układem wielu cząstek w równowadze z otoczeniem (ale także przepływami hydrodynamicznymi w układach nierównowagowych oraz przemianami fazowymi i zjawiskami krytycznymi w ich pobliżu), na swym podstawowym poziomie odchodzi od opisu czysto mechanicznego, gdyż określa rozkład cząstek w funkcji energii przy zadanej temperaturze T i ich koncentracji („gęstości”) N/V (średniej liczbie cząstek N przypadającej na jednostkę objętości V). Od temperatury zależy średni przekaz energii z chaotycznego (na ogół) otoczenia. Aspekt mechaniczny pojawia się jedynie pod postacią liczby dostępnych stanów $g(\varepsilon)$ dla danej energii ε cząstki, rozumianej też jako gęstość stanów, jeśli energia dostępna dla cząstki pobudzonej szumem termicznym jest dowolna.

W ogólnym przypadku liczbę cząstek $dn(\varepsilon)$ w małym przedziale energii $[\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon]$ można zapisać jako

$$dn(\varepsilon) = f(\varepsilon)g(\varepsilon)d\varepsilon, \quad (1)$$

gdzie $f(\varepsilon)$ jest gęstością prawdopodobieństwa obsadzenia dowolnego stanu o energii ε , natomiast $g(\varepsilon)d\varepsilon$ jest liczbą stanów dostępnych dla cząstki w tym przedziale. W takim przypadku całkowita liczba cząstek N dana jest przez

$$N = \int_0^{\infty} f(\varepsilon)g(\varepsilon)d\varepsilon, \quad (2)$$

a całkowita energia zgromadzona w układzie

*Rozszerzona wersja referatu wygłoszonego 18 czerwca 2004 r. na specjalnej sesji rocznicowej Polskiej Akademii Umiejętności w Krakowie.

$$E = \int_0^{\infty} f(\varepsilon)g(\varepsilon)\varepsilon d\varepsilon. \quad (3)$$

Całkowanie we wzorach (2) i (3) przebiega po pełnym zakresie energii dostępnych dla pojedynczej swobodnej cząstki. Wzory (1–3) stanowią podstawę makroskopowego opisu układu wielu cząstek, przy czym o ile ε jest energią mechaniczną cząstki, o tyle E jest energią termodynamiczną (wewnętrzną) układu w stanie stacjonarnym, będącego w kontakcie termicznym z otoczeniem. Znalezienie funkcji $f(\varepsilon)$ oraz $g(\varepsilon)$ stanowi zatem rozwiązanie termodynamicznego opisu gazu nieoddziałujących cząstek, np. w gazie.

1.2. Gęstość stanów dla fotonów

Założmy za Natansonem, że potrafimy obliczyć funkcję $g(\varepsilon)$ określającą liczbę stanów kwantowych dostępnych dla fotonów w zbiorniku (wnęce) o objętości V . Ponieważ wielkość tę wyznaczył już Planck, posłużymy się tutaj jego wynikiem. Gęstość stanów dla fotonów dana jest wzorem

$$g(\omega) = \frac{V}{2\pi c^3} \omega^2. \quad (4)$$

gdzie ω jest częstotliwością promieniowania, a c – prędkością światła w próżni. Ponieważ mamy już wzory (3) oraz (4), pozostaje nam jedynie wyznaczyć funkcję $f(\varepsilon)$, którą się jeszcze zajmiemy. Najpierw podamy jednak kilka uwag historycznych na temat tej funkcji rozkładu. Zauważmy tylko jeszcze, iż wzór (4) nie zawiera stałej Plancka, co wynika z liniowego związku dyspersyjnego $\omega = ck$, gdzie $k = 2\pi/\lambda$ jest wektorem falowym promieniowania o częstotliwości ω i długości fali λ .

1.3. Uwaga o rozkładzie statystycznym: od Boltzmann’a do Plancka

Koncepcja rozkładu statystycznego energii cząstek została wprowadzona przez Boltzmann’a, który zauważył, że w układach złożonych z bardzo wielu atomów (wtedy jeszcze obiektów hipotetycznych!) należy znaleźć optymalny rozkład cząstek, gdyż pojęcie równowagi mechanicznej nie jest tutaj zasadnicze, a nawet właściwe w sytuacji, gdy mamy w układzie szum termiczny. Na podstawie rozważań kombinatorycznych (do których niebawem przejdziemy) otrzymał wynik

$$f(\varepsilon) = A \exp\left(-\frac{\varepsilon}{k_B T}\right). \quad (5)$$

Stałą A wyznacza się z warunku

$$\int_0^{\infty} f(\varepsilon)d\varepsilon = 1, \quad (6)$$

co prowadzi do wniosku, że $A = (k_B T)^{-1}$, gdzie k_B jest stałą Boltzmann’a. Wstawienie wzoru (5) do wyrażenia (3) nie prowadzi do poprawnych wyników, nawet gdy wykorzystamy wzór Plancka $\varepsilon = \hbar\omega$, gdzie

$\hbar = h/2\pi$, a h jest stałą Plancka. Należało zatem, według Plancka [3], zmienić wyrażenie (5) i założyć, że promieniowanie o danej częstotliwości może być emitowane tylko porcjami o energii $\varepsilon_n = n\hbar\omega$, gdzie $n = 0, 1, 2, \dots$ i korzystając z rozkładu Boltzmann’a znaleźć średnią energię fotonów przypadającą na jeden stan o częstotliwości ω :

$$\bar{\varepsilon}(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} n\hbar\omega \exp\left(-\frac{n\hbar\omega}{k_B T}\right) = \frac{\hbar\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}. \quad (7)$$

Zauważmy w tym miejscu, że – jak się wydaje – postulat kwantowy Plancka co do energii jest tutaj pomieszany z klasycznym rozkładem Boltzmann’a. Einstein zinterpretował stany o energii $n\hbar\omega$ jako stany z n fotonami w zbiorniku, przy czym fotony o energii $\hbar\omega$ są korpuskularnymi odpowiednikami fal o tej samej częstotliwości. Stąd stan o energii $\varepsilon_n = n\hbar\omega$ to po prostu stan z n fotonami w układzie. Jednakże wzór na $\bar{\varepsilon}(\omega)$ był dalej niezadowolający właśnie z tego względu, że używamy z jednej strony rozkładu Boltzmann’a (cząstki klasyczne), a z drugiej strony wysoce hipotetycznych obiektów dyskretnych („kwantowych”) o energii $\hbar\omega$. Należało się tutaj popisać inwencją w znalezieniu jednolitej, spójnej zasady, która doprowadziłaby do wzoru na $\bar{\varepsilon}(\omega)$. Taką zasadę znalazł Władysław Natanson [1], i to na 12 lat przed pracą Bosego z 1923 r.

2. Kanoniczna wersja rozkładu statystycznego dla fotonów: metoda kombinatoryczna Einsteina

Odwróćmy tutaj kolejność historyczną odkryć i zreferujemy najpierw bardziej współczesne ujęcie wprowadzenia funkcji rozkładu. Dzięki temu docenimy nietyrwialność podejścia Natansona do tego problemu.

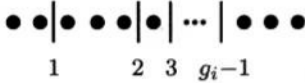
Rozkład statystyczny dla fotonów w postaci, w jakiej go się obecnie podaje w podręcznikach [4], wprowadza się w następujący sposób. Niech liczba fotonów o danym dyskretnym poziomie energetycznym ε_i (liczba obsadzeń) wynosi n_i , przy czym $0 \leq n_i < \infty$. Jeśli dla fotonów dostępnych jest $g_i \equiv g(\varepsilon_i)$ stanów o energii ε_i , to ze względu na to, że na każdym poziomie może być dowolna liczba cząstek, problem sprowadza się do znalezienia liczby sposobów postawienia $g_i - 1$ przegród dla n_i cząstek (rys. 1). Właśnie to wymieszanie g_i stanów (przegród) z n_i obsadzeniami wprowadza w sposób jawny zasadę nierozróżnialności cząstek i odzwierciedla fizyczną sytuację, gdy nie wiemy, która cząstka jest w którym ze stanów o tej samej wartości energii. Liczba fizycznie nierównoważnych mikrokonfiguracji w takim układzie jest wtedy inna niż dla cząstek klasycznych i dana wzorem

$$W_i = \frac{(g_i + n_i - 1)!}{(g_i - 1)!n_i!}. \quad (8)$$

Liczbę wszystkich konfiguracji układu nieoddziałujących cząstek wyznaczamy wtedy oczywiście ze wzoru

$$W = \prod_i W_i, \quad (9)$$

gdzie iloczyn obejmuje wszystkie możliwe stany jedno-cząstkowe o różnych dozwolonych wartościach energii. Sens wzoru (8) staje się jaśniejszy, gdy spojrzymy na rys. 1.



Rys. 1. Rozkład cząstek po g_i stanach (komórkach) o tej samej energii ε_i . Poszczególne stany są przedstawione jako oddzielone przegrodami dla cząstek. Okoliczność, że możemy te przegrody wstawić w dowolne miejsca, rozdzielając n_i cząstek, jest wyrazem nierozróżnialności cząstek wynikającej z ich natury kwantowej.

Poszczególne stany o tej samej wartości energii są więc jakby oddzielonymi przegrodami „komórkami” dla cząstek. Za Boltzmanem uznajemy, że stan równowagi termodynamicznej to stan o maksymalnej liczbie konfiguracji W_{\max} (czyli stan najbardziej prawdopodobny) przy zadanej energii całkowitej E . Ze względu na to, że wygodniej jest optymalizować wielkość addytywną (która okazała się entropią układu), funkcjonal, który maksymalizujemy przy zadanym E ma postać

$$F\{n_i\} = k_B \ln W + \alpha_0 \left(\sum_i \varepsilon_i n_i - E \right), \quad (10)$$

gdzie α_0 oznacza mnożnik Lagrange’a. Stałą proporcjonalności przy $\ln W$ nazwał Planck stałą Boltzmanna; jej wartość wynosi ok. $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K}$. Natomiast zakładając, że zarówno g_i jak i n_i są dużymi liczbami ($g_i, n_i \gg 1$) możemy przyjąć, że $\{n_i\}$ jest argumentem ciągłym funkcji F i warunek konieczny na maksimum $F\{n_i\}$ zapisać w postaci różniczkowej $\partial F / \partial n_i = 0$. Prowadzi to (przy założeniu przybliżenia Stirlinga dla silni: $\ln x! \approx x(\ln x - 1)$) do wyrażenia na wartość najbardziej prawdopodobną n_i w postaci

$$\bar{n}_i = \frac{g_i}{\exp(-\alpha_0 \varepsilon_i) - 1}. \quad (11)$$

Porównując to wyrażenie z odpowiednikiem klasycznym (wzór Boltzmanna) dla wysokoenergetycznych stanów ($\varepsilon_i \rightarrow \infty$), otrzymamy, że

$$\bar{n}_i = \frac{g_i}{\exp(\varepsilon_i / k_B T) - 1}. \quad (12)$$

Jeśli weźmiemy pod uwagę, że rozkład energii jest ciągły, tj. $\varepsilon_i \rightarrow \varepsilon = \hbar\omega$, $g_i \rightarrow g(\omega)$ oraz $\bar{n}_i \rightarrow n(\omega) = f(\omega)g(\omega)$, to otrzymamy następujący wzór na rozkład częstości:

$$f(\omega) = \frac{1}{\exp(\hbar\omega / k_B T) - 1}. \quad (13)$$

Wzór (13) stanowi modyfikację wzoru Boltzmanna (5) i uzyskaliśmy go, podkreśliły raz jeszcze, przez wymieszanie stanów (przegród) z obsadzeniami, wyrażając w ten sposób naszą niewiedzę, w którym stanie jest foton, gdy ma ich dostępnych g_i przy zadanej częstości ω_i . Taką zasadę zliczania rozdziałów cząstek po stanach o tej samej energii nazwalibyśmy zasadą nierozróżnialności. Ponadto założyliśmy, że liczba fotonów (kwantów promieniowania) w stanie o energii $\varepsilon_i = \hbar\omega_i$ może być dowolna, tj. $n_i = 0, 1, 2, \dots$. Skończona jest natomiast liczba \bar{n}_i określająca najbardziej prawdopodobną liczbę fotonów o częstości ω_i w układzie o temperaturze T . Odzwierciedla to fakt, że liczba fotonów emitowanych i pochłanianych może się zmieniać wskutek szumu termicznego przekazywanego ze ścian zbiornika, a liczba fotonów według wzoru (2) opisuje w przybliżeniu średnią liczbę fotonów w układzie w sytuacji, gdy średnia energia termiczna $\bar{\varepsilon}(\omega)$ układu jest określona przez temperaturę ścian materialnych zbiornika; w naszym przypadku $\bar{\varepsilon}(\omega) = \hbar\omega f(\omega)$.

Po takim przygotowaniu formalnym jesteśmy w stanie pokrótce przeanalizować oryginalne podejście Natansona. Będę tutaj posługiwał się jego podręcznikiem teorii promieniowania [5] (rys. 2) z 1912 r.

3. Oryginalne podejście Natansona

W poprzednim punkcie otrzymaliśmy wartość najbardziej prawdopodobnej liczby \bar{n}_i obsadzeń cząstek przy dostępnych g_i stanach o zadanej wartości energii cząstki ε_i . Innymi słowy, otrzymaliśmy wartości \bar{n}_i / g_i prawdopodobieństwa obsadzenia poziomu energetycznego ε_i , które możemy nazwać prawdopodobieństwem lokalnym, bo dotyczy obsadzenia pojedynczej „komórki” (i -tego stanu).

3.1. Liczba fotonów na stan

Inaczej do obliczenia \bar{n}_i podszedł Natanson. Po pierwsze, zamiast mówić o „komórkach” (czyli o liczbach g_i dostępnych stanów kwantowych), mówi o „atomach materii”, z których każdy może zawierać $n_i = 0, 1, 2, \dots, p$ kwantów o energii $\varepsilon_i = \hbar\omega_i$ (jest to niepoprawne założenie, ale pamiętajmy, że był to rok 1911 i teoria Bohra budowy atomu jeszcze nie powstała!). Natomiast definiuje liczbę N_i „atomów” (powinno być: stanów) zawierających i fotonów o danej częstości; zatem N_i opisuje liczbę atomów/stanów z liczbą i zaabsorbowanych kwantów. Oprócz tego wprowadza wielkość n_I – liczbę kwantów w I -tym atomie.

Następnie Natanson wprowadza liczbę konfiguracji, które dziś nazwalibyśmy globalnymi. Uważa mianowicie, że „atomy materii” absorbujące i emitujące kwanty są rozróżnialne, w związku z czym liczba fizycznie nierównoważnych konfiguracji stanów wyraża się wzorem

$$U = \frac{N!}{N_1! N_2! \dots N_p!}. \quad (14)$$

$$(13) \quad \frac{E}{N} = \frac{1}{2} k T;$$

zatem istotnie, jak powinniśmy byli otrzymać, wielkość $\frac{1}{2} k T$ jest średnią kinetyczną energią cząsteczki gazu doskonałego o temperaturze T . Por. § 32.

§ 52. Teoria Plancka. Drugie główne twierdzenie. Przyjmujemy teraz równanie (8) § 49-go, czyli twierdzenie Boltzmann'a. Zamiast znaku ∞ wstawiamy wartość największą, którą osiąga wielkość, dana przez formułę (5) § 39-go. Ze względu na równania (7) i (8) § 38-go oraz (6) § 43-go otrzymujemy, co następuje:

$$(1) \quad S = k \{ N \log N - N \log N_0 - n \log x \} + \text{const.},$$

gdzie stała dodatkowa nie powinna zależeć od n .

Wzór (1) jest ogólny. Przejdźmy teraz do uważania dwóch przypadków szczególnych, o których mówiliśmy w artykułach 46 i 47. Przypuśćmy po pierwsze, że Q § 46-go jest bardzo małym, znacznie od jedności mniejszym ułamkiem. Z § 47-go wiadomo, że popełnimy bardzo mały błąd, jeżeli położymy w tym razie

$$(2) \quad x = \frac{Q}{1+Q}; \quad N_0 = \frac{N}{1+Q}.$$

Z powyższego równania (1) wyprowadzamy podówczas:

$$(3) \quad S = k \{ (n+N) \log (n+N) - n \log n - N \log N \} + \text{const.}$$

Według (8) § 48-go mamy jednakże, w stanie równowagi:

$$(4) \quad \frac{\partial S}{\partial n} = \frac{\epsilon}{T}.$$

Z (3) i (4) wypada natychmiast:

$$(5) \quad Q = \frac{n}{N} = \frac{E}{N\epsilon} = \frac{1}{e^{\epsilon/T} - 1},$$

gdzie e jest podstawą logarytmów naturalnych. Z tego równania (5), które nazywamy *drugim głównym równaniem Teorii*, otrzymamy niebawem formułę promieniowania, odkrytą przez Plancka.

Przypominamy obecnie z § 47-go, że, jeżeli Q jest mała, wartość (x) leży pomiędzy ówczesną α oraz Q . Zatem, ażeby uzyskać równanie (5) Plancka, musieliśmy przyjąć za (x) jego dolną granicę. Jeżeli do równania (1) wstawimy zamiast (x) jego górną granicę, t. j. jeżeli założymy

Rys. 2. Strona monografii [5] z jawnym wyrażeniem na rozkład statystyczny dla liczby fotonów n o energii $\epsilon = \hbar\omega$ przy N dostępnych stanach (funkcja wykładnicza ma tu symbol e). Zauważmy także wzór (3) na entropię bozonów o zadanej energii $\hbar\omega$ (wynik dla całkowitej entropii jest podany jako wzór (32) w obecnym artykule).

Ponadto, liczba rozkładów wspólnych dla N atomów (stanów) oraz n kwantów (fotonów), gdy fotony są nierozróżnialne, jest dana wzorem

$$U_{\Sigma} = \frac{(n+N-1)!}{n!(N-1)!}. \quad (15)$$

Symbol U_{Σ} oznacza tu sumę liczb konfiguracji rozmieszczeń atomów z n fotonami oraz n fotonów pomiędzy atomami. Zauważmy od razu, że wzór powyższy ma taką samą postać jak wzór (8), lecz tam zamiast całkowitej liczby atomów mamy liczbę stanów g_i o danej energii ϵ_i . Podobna uwaga dotyczy n_i , zatem obecnie n musi odgrywać rolę średniej liczby fotonów w układzie (czy też wartości najbardziej prawdopodobnej). Widać teraz, dlaczego obecne podejście jest podejściem globalnym, w którym zadane są dwie liczby:

$$\sum_{i=0}^p N_i = N, \quad (16)$$

$$\sum_{i=0}^p i N_i = n. \quad (17)$$

Następnie wprowadzamy prawdopodobieństwo P obsadzenia rozważanego rozdziału energii. W tym celu definiujemy wielkość

$$P = \frac{U}{U_{\Sigma}} = \frac{N!n!(N-1)!}{(n+N-1)!} \left(\prod_{i=0}^p N_i! \right)^{-1}. \quad (18)$$

Prawdopodobieństwo to opisuje typową konfigurację z n fotonami w układzie. Osiąga ono wartość maksymalną przy zadanych n oraz N , gdy iloczyn $\prod_{i=0}^p N_i!$ przyjmuje wartość minimalną. Stąd też cały problem sprowadza się do znalezienia warunkowego minimum

wyrażenia

$$F\{N_i\} = k_B \ln \prod_{i=0}^p N_i! + U_0 \left(\sum_{i=0}^p N_i - N \right) + V_0 \left(\sum_{i=0}^p iN_i - N \right), \quad (19)$$

gdzie podobnie jak poprzednio (por. (10)) wzięliśmy logarytm minimalizowanej funkcji i zastosowaliśmy mnożniki Lagrange’a, którymi są teraz parametry U_0 oraz V_0 . Również, podobnie jak poprzednio, stosujemy wzór Stirlinga do pierwszego wyrazu, a także uważamy N_i za dostatecznie duże, abyśmy mogli szukać minimum F względem $\{N_i\}$ jako argumentu ciągłego. Wtedy warunek $\partial F/\partial N_i = 0$ prowadzi do równania

$$\ln N_i + U_0 + iV_0 = 0. \quad (20)$$

Parametr U_0 można wyznaczyć przez przepisanie tego równania dla $i = 0$, co prowadzi do zależności

$$U_0 = -\ln N_0. \quad (21)$$

Natomiast zapisując V_0 jako

$$V_0 = -\ln x, \quad (22)$$

otrzymujemy rozwiązanie równania (20) w postaci

$$N_i = N_0 x^i. \quad (23)$$

Zauważmy, że wielkość x jest nadal nieokreślona (podobnie jak N_0), ale przy normalnym rozkładzie należy oczekiwać, że $0 < x < 1$. Zależność (23) pozwala nam przepisać równania (16) oraz (17) odpowiednio w następującej postaci:

$$N_0 + N_0 x + N_0 x^2 + \dots + N_0 x^p = N, \quad (24)$$

$$N_0 x + 2N_0 x^2 + \dots + pN_0 x^p = n. \quad (25)$$

Układ tych równań sprowadza się do jednego przez wprowadzenie fundamentalnej – jak się okazuje dopiero teraz – wielkości

$$Q = \frac{n}{N}. \quad (26)$$

Dzieląc mianowicie wielomian (25) przez (24) przy założeniu, że $N_0 \neq 0$, otrzymamy równanie

$$f_Q(x) = (p - Q)x^p - (p - 1 - Q)x^{p-1} + \dots + (1 - Q)x - Q = 0. \quad (27)$$

Jest to równanie na wielkość x przy zadanych p oraz Q . W świetle tego, co wiemy obecnie, założenie, że $p < \infty$ może się wydawać nieuzasadnione, ale skomentujemy to w sensie pozytywnym w następnym punkcie. Na razie przeanalizujemy rozwiązanie Natansona, żeby doprowadzić rzecz do końca.



Władysław Natanson (1864–1937)

W tym momencie zaczyna się rozumowanie fizyczne Natansona, gdyż charakter rozwiązania zależy od stosunku $Q = n/N$, który powinien być wielkością wyjściową teorii. Na podstawie twierdzeń „przypisywanych Harriotowi bądź Kartezjuszowi” równanie (27) może mieć tylko jeden pierwiastek dodatni, ponieważ $f_Q(0) < 0$, a $f_Q(1) > 0$. Problem w tym, jaka jest wartość Q : $Q \ll 1$ czy $Q \gg 1$? Skracając rozważania Natansona, możemy powiedzieć, że oczywiście dla niskiej temperatury ($T \rightarrow 0$) $Q \ll 1$, natomiast w obszarze klasycznym z pewnością mamy $Q \geq 1$, jeśli nie $Q \gg 1$, gdyż wtedy $T \rightarrow \infty$ i liczba fotonów zawartych w szumie termicznym może być dowolnie duża.

3.2. Entropia kwantowego gazu fotonów i rozkład statystyczny

Niestety, tutaj linia dotychczasowego rozumowania się załamuje i żeby wyciągnąć wnioski z równania (27), trzeba wprowadzić dodatkowy składnik. Natanson zauważył mianowicie, że entropia takiego gazu fotonów przy zadanej liczbie N atomów ma postać (na podstawie wzoru (15) i po uwzględnieniu przybliżenia Stirlinga)

$$S = k_B \ln[N(\ln N - 1) - N_i(\ln N_i - 1)], \quad (28)$$

więc wprowadził we wzorze (28) dodatkową stałą, którą my ignorujemy, bo gaz kwantowy winien mieć entropię równą zero, gdy nie ma kwantów (zob. poniżej, gdy wypiszemy ten wzór w bardziej odpowiedniej postaci). Biorąc pod uwagę wzór (23), otrzymamy, że

$$S = k_B(\ln N - N \ln N_0 - n \ln x). \quad (29)$$

W tym momencie Natanson robi zasadnicze przybliżenie, a mianowicie uważa, że popełnimy mały błąd, jeśli założymy, że

$$x = \frac{Q}{1 + Q} \quad \text{oraz} \quad N_0 = \frac{N}{1 + Q}, \quad (30)$$

gdyż uważamy, że $Q \ll 1$ (granica kwantowa). Wtedy otrzymamy następujący wzór na entropię:

$$S = k_B[(n + N) \ln(n + N) - n \ln n - N \ln N]. \quad (31)$$

Łatwo doprowadzić to wyrażenie do postaci

$$S = k_B N[(1 + Q) \ln(1 + Q) - Q \ln Q]. \quad (32)$$

Jest to entropia gazu n fotonów rozmieszczonych w N „atomach”. Z definicji temperatury termodynamicznej mamy, że w stanie równowagi

$$\frac{\partial S}{\partial E} = \frac{1}{T}. \quad (33)$$

Uważając, że dla każdej częstości promieniowania mamy stan równowagi, możemy przyjąć, że dla danej energii (częstości ω) $E = n\varepsilon \equiv n\hbar\omega$ i wobec tego

$$\frac{\partial S}{\partial n} = \frac{\hbar\omega}{T}, \quad (34)$$

a stąd otrzymamy

$$Q = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1}. \quad (35)$$

Jest to poszukiwany wzór na rozkład statystyczny fotonów. To rozwiązanie, które otrzymaliśmy w granicy $n/N \ll 1$, prowadzi do rozkładu Boltzmana w granicy $\hbar\omega/k_B T \gg 1$. Należy zatem oczekiwać, że wzór wyprowadzony przez Natansona ma charakter ogólny mimo jego wyprowadzenia dla warunków szczególnych. Tak jest istotnie, z czego chyba Natanson nie zdawał sobie sprawy (a szkoda!).

Widzimy zatem, że dla domknięcia teorii wystarczyło tylko posłużyć się związkiem (23) oraz wyrażeniem na entropię gazu fotonów. Autor niniejszego opracowania zdaje sobie sprawę z dłużyzny podanego wywodu. Biorąc jednak pod uwagę okoliczność, iż jest to prawdopodobnie pierwsze, a być może jedyne opracowanie teorii fotonów według Natansona, uważa za usprawiedliwione podanie go w szczegółach. W następnym punkcie krótko omówimy tę teorię jakościowo, żeby podejście Natansona mogli ocenić także historycy nauki.

3.3. Rozkład Plancka

Rozkład (35) zwany obecnie rozkładem Bosego–Einsteina został zaproponowany przez Plancka na podstawie założenia, że absorpcja lub emisja promieniowania o danej częstości dokonuje się porcjami energii $E_i = i\hbar\omega$. Einstein w roku 1906 dopowiedział, że łatwo sobie wyobrazić takie procesy absorpcji i emisji kwantami $\hbar\omega$, gdyż samo promieniowanie elektromagnetyczne widocznie składa się z cząstek – fotonów – o energii $\hbar\omega$, a energia fali elektromagnetycznej o danej częstości zawiera z reguły wiele takich kwantów. Hipoteza Einsteina znalazła piękne potwierdzenie w wytłumaczeniu zjawiska fotoelektrycznego, ale także później w interpretacji zjawiska Comptona i wielu innych

doświadczeniach. Oczywiście, nie było wiadomo (i dalej nie wiemy!), jak dokładniej związać te fotony jako cząstki z falami elektromagnetycznymi; postulujemy jedynie interpretację statystyczną Borna jako probabilistyczną interpretację formalizmu falowego w języku cząstek.

Zostawiając jednak na boku całą tę dyskusję, nierozwiązaną do dziś, chcemy za pomocą wzoru (35), zinterpretowanego jako rozkład najbardziej prawdopodobny, znaleźć wzór na średnią energię promieniowania $U(\omega)d\omega$ zawartą w przedziale częstości $[\omega, \omega + d\omega]$. Korzystając ze wzoru (13), otrzymujemy

$$U(\omega)d\omega = \frac{g(\omega)\omega}{\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1} d\omega, \quad (36)$$

gdzie $g(\omega)$ jest gęstością stanów daną wzorem (4), czyli liczbą fal elektromagnetycznych w jednostkowym przedziale częstości, a $f(\omega) = [\exp(\hbar\omega/k_B T) - 1]^{-1}$ jest gęstością prawdopodobieństwa obsadzenia fotonem danego stanu („atomu” w języku Natansona) o tej energii. Zauważmy, że Natanson naprawdę interpretuje wszystko w stylu Plancka (a nie Einsteina) – w naczyniu (wnęce) rozchodzą się fale (stąd $g(\omega)$ w języku falowym), natomiast $f(\omega)$ jest zadane w języku cząstek materii. To samo $f(\omega)$ należy stosować zarówno do materii tworzącej wnękę, w której zamknięte są fale, jak i do samych fal, ponieważ są one ze sobą w równowadze.

Jest rzeczą zadziwiającą, że tak skomplikowane etapy rozumowania doprowadziły Natansona do tak prostego wyniku. Najprawdopodobniej nie byłoby to możliwe, gdyby nie znał on z góry wyniku, który chciał otrzymać, tj. wzoru na rozkład Plancka. Jednakże Natanson użył jako pierwszy fundamentalnej zasady, znajdującej odzwierciedlenie we wzorze (15), którą przedyskutujemy w następnym punkcie; jest nią nierozróżnialność fotonów. Zauważmy także, jak bardzo skomplikowane i w gruncie rzeczy mało jasne jest to rozumowanie w porównaniu z późniejszym podejściem Einsteina.

4. Podejście Natansona: omówienie jakościowe

Przyпускаjąc, że Czytelnik nie będzie chciał się wglębiać w szczegóły rozważań ilościowych podanych w punktach 2 oraz 3. Wobec tego omówimy tutaj (i skrytykujemy) główne cechy jakościowe podejścia Natansona.

Istnieje niewątpliwie różnica między podejściem Bosego i podejściem Natansona do wyprowadzenia wzoru Plancka. Natanson użył tutaj jako „komórki” absorbującej lub emitującej foton po prostu atomu. Bose mówi już o stanach („modach”) samego promieniowania, co jest ściślej ze współczesnego punktu widzenia. Jednakże nie ma to znaczenia w analizie ilościowej, jeśli tylko zastąpimy zwrot „atom materii” odpowiednią częstością drgań dopuszczalną we wnęcie

zawierającej promieniowanie. W ten sposób rozkład promieniowania jest określony przez samo promieniowanie, będące w równowadze ze ściankami materialnymi wnęki. Takie podejście jest poprawne i upraszcza niezmiernie analizę pod warunkiem, że przyjmuje się zasadę nierozróżnialności fotonów wprowadzoną właśnie przez Natansona co najmniej 12 lat wcześniej od Bosego, co jest głównym powodem do jego chwały.

Nierozróżnialność cząstek objawia się tutaj po raz pierwszy jako fakt, że nie wiemy, które fotony są w danym „atomie”. Natanson pisał o tym bardzo obrazowo (por. [5], ss. 55–56):

Rozważaliśmy przed chwilą rozdziały (rozkłady – J.S.) energii. Gdy o nich mówimy, nie jesteśmy obowiązani przypuszczać z tego tytułu, że możemy rozpoznawać atomy albo jednostki energii (kwanty zaabsorbowane przez te atomy – J.S.). Jeżeli chcemy wyznaczyć pewien rozdział energii, powinniśmy podać liczbę atomów, które uzyskują (każdy) pewną wiadomą liczbę jednostek energii; ale w tym celu nie potrzeba nam wiedzieć, które mianowicie atomy otrzymały tę liczbę. Inaczej mają się rzeczy, gdy zajmujemy się rozkładami energii (na poszczególne atomy – J.S.). Nie moglibyśmy określić pojęcia rozkładu, gdybyśmy nie przypuszczali implícite w określeniu, że możemy odróżniać atomy, że potrafimy przekonać się o tem, z którym atomem mamy do czynienia. Takie założenie zawiera się w samym pojęciu rozkładu. Co do jednostek energii zawiera się w niem jednak założenie przeciwne. Tworząc rozkłady, postępujemy tak, jak gdybyśmy nie umieli stwierdzić tożsamości jednostek.

Ten cytat możemy skomentować tylko tak: co za piękne oddanie różnicy między sposobem wyrażenia liczby konfiguracji cząstek nierozróżnialnych wzorem (18) z jednej strony, a z drugiej wzorem (15) – liczby rozróżnialnych i niezależnych statystycznie podukładów! Pierwsze zdania wyrażają nierozróżnialność poszczególnych fotonów („które mianowicie atomy otrzymały tę liczbę”), a następne mówią już tylko o rozróżnialnych liczbach konfiguracji, rozróżnialnych komórkach, atomach czy stanach. Tak więc Natanson odkrył fundamentalną zasadę nierozróżnialności cząstek kwantowych (fotonów) (całkiem nietrywialna koncepcja nawet dziś!). Można nawet zaryzykować stwierdzenie, że zauważył jej głębię w odróżnieniu od Bosego, który jej explicite nie wyodrębnił, przez co jego praca była w większym stopniu heurystyczna (w tym samym stylu, co heurystyka Plancka przy wprowadzeniu kwantów energii). Zarówno jednak Natanson, jak i Bose przyjmują hipotezę Plancka kwantów energii bez dyskusji.

5. Konkluzje

Czy zatem odpowiedź na pytanie postawione w tytule jest twierdząca? Moim zdaniem – tak! Niestety, taki stan rzeczy ma już tylko znaczenie historyczne. Nie pierwszy to przypadek, że izolacja lokalnego środowiska od świata, a przede wszystkim publikowanie w mało znanych czasopismach naukowych, prowadzi do zapomnienia. Szkoda. Dziś do propagowania swoich idei, nawet kontrowersyjnych, mamy przynajmniej strony internetowe.

Ciekawa jest także okoliczność, że Władysław Natanson nie próbował zabrać głosu na temat swoich prac już po publikacjach Bosego i Einsteina. Być może wynikało to z jego zajęcia się w późniejszych latach życia raczej popularyzacją, a może – jako człowiek znany z wielkiej skromności – uznał po ukazaniu się artykułu Einsteina, że jego własna praca straciła już znaczenie. Nie potrafię odpowiedzieć na to pytanie.

6. Postscriptum – pokłosie zasady nierozróżnialności: kondensacja Bosego–Einsteina

Rozkład zwany obecnie rozkładem Bosego–Einsteina przybrał dzisiejszy kształt po pracach Einsteina z 1925 r. [6] (należy wtedy do rozważań p. 2 dodać prawo zachowania całkowitej liczby cząstek, jeśli ich masa $m_0 \neq 0$), a w drugiej połowie lat dwudziestych ubiegłego wieku powiązany został przez Diraca z parzystością funkcji falowej względem przestawienia par cząstek. Obchodzimy zatem w Światowym Roku Fizyki 2005 nie tylko stulecie prac Einsteina na temat szczególnej teorii względności czy koncepcji fotonu jako cząstki, ale także 80-lecie najwspanialszego triumfu koncepcji nierozróżnialności cząstek, a mianowicie zjawiska kondensacji Bosego–Einsteina, którego istnienie zostało potwierdzone dopiero 10 lat temu w gazie atomów uwięzionych w pułapce optycznej [7].

Nietrywialność idei tej kondensacji polega na tym, że może ona zachodzić dla nieoddziałujących cząstek materialnych (bozonów), co przy pierwszym zetknięciu się z nią sprawia podstawowe kłopoty w jej zaakceptowaniu. Można bowiem zadać sobie naiwne pytanie: jak jest możliwy nagły przeskok w określonej temperaturze T_c większości cząstek do stanu podstawowego, skoro te cząstki ze sobą nie oddziałują? W dodatku energia szumów termicznych $k_B T_c$ w tej temperaturze znacznie przewyższa odstęp $\Delta\varepsilon$ między dwoma poziomami energetycznymi dozwolonymi dla cząstek w takim gazie.

Odpowiedzią (częściową!) na ten zarzut jest magiczne określenie – spójność kwantowa stanu wielocząstkowego tego gazu. Funkcja falowa N nieoddziałujących cząstek nie jest bowiem prostym iloczynem odpowiednich funkcji dla pojedynczych cząstek

$$\psi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) = \prod_{i=1}^N \psi_{\alpha_i}(\mathbf{r}_i), \quad (37)$$

ale zszytyzowanym iloczynem wyrażającym symetrię względem wszystkich możliwych przestawień (permutacji) współrzędnych tych cząstek:

$$\begin{aligned} &\psi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_N) \\ &= \frac{1}{\sqrt{N!}} [\psi_{\alpha_1}(\mathbf{r}_1)\psi_{\alpha_2}(\mathbf{r}_2) \dots \psi_{\alpha_N}(\mathbf{r}_N) \\ &\quad + \psi_{\alpha_1}(\mathbf{r}_2)\psi_{\alpha_2}(\mathbf{r}_1) \dots \psi_{\alpha_N}(\mathbf{r}_N) + \dots]. \quad (38) \end{aligned}$$

Postać czynnika normalizacyjnego wynika stąd, że mamy $N!$ permutacji iloczynu N wyrazów o tym samym znaku. Zasada nierozróżnialności prowadzi zatem

do kondensacji, gdyż wiąże owych N cząstek w jeden stan kwantowy z ustalonym czynnikiem fazowym niezależnie od tego, w której równoważnej konfiguracji się one znajdują. W ten sposób zagadka kondensacji nieoddziałujących cząstek zastąpiona została tajemniczą nielokalnością powiązań tych cząstek („spooky action at a distance” według określenia Einsteina), ale chyba głębiej już się tego na razie nie da uzasadnić. Paradoksalność sytuacji wyraża się także w tym, iż Einstein przewidział kondensację bozonów w 1925 r. na podstawie rozważań statystycznych, ale odżegnał się od spójności w powyższym sensie w innej sytuacji – występowania takich stanów splątanych w eksperymentach kilkucząstkowych. *Ignoramus et ignorabimus?*

Nie będziemy się tutaj zajmować w szczegółach ilościowym podejściem do kondensacji Bosego–Einsteina w idealnym gazie bozonów, gdyż zagadnienie to wchodzi w zakres podstawowego kursu fizyki statystycznej czy fizyki materii skondensowanej i jest omawiane w wielu podręcznikach. Nadmienimy tylko, że kondensacja dotyczy cząstek z niezerową masą spoczynkową i to tylko w idealnych gazach trójwymiarowych lub w splełkowanych układach cząstek. Stosunkowo łatwy argument prowadzi do wartości $T_c = 0$ dla fotonów. Stanów fotonów powyżej progu akcji laserowej nie można uważać za kondensat w sensie Bosego–Einsteina.

Chciałbym wyrazić wdzięczność prof. Bronisławowi Średniawie za zwrócenie uwagi na potrzebę szerszego omówienia tego aspektu fundamentalnego prac Natansona (por. też [8]), a także profesorom Adamowi Strzałkowskiemu i Andrzejowi Fulińskiemu za zachętę do wygłosze-

nia referatu na ten temat. Dziękuję również Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej za finansowe wsparcie niezależnych badań oraz prof. Iwonowi Białynickiemu–Biruli za interesującą dyskusję.

Literatura

- [1] L. [Ladislas – red.] Natanson, „On statistical theory of radiation”, *Extraits du Bulletin de l’Académie des Sciences de Cracovie*, Série A, s. 134 (1911); wersja niemiecka: *Phys. Z.* **12**, 659 (1911).
- [2] S.N. Bose, *Z. Phys.* **26**, 178 (1924).
- [3] M. Planck, *Verh. Deutsch. Phys. Ges.* **2**, 237 (1900); *Ann. Phys.* **4**, 553 (1901); zob. także artykuł popularny na stulecie wzoru i stałej Plancka: A. Kiejna, *Postępy Fizyki* **51**, 294 (2000).
- [4] Patrz np. L.D. Landau, E.M. Lifshitz, *Statistical physics*, wyd. III, cz. 1 (Pergamon Press, Oxford 1986), p. 55.
- [5] W. Natanson, *Zasady teorii promieniowania* (Wydawnictwo Redakcji Prac Matematyczno-Fizycznych, Warszawa 1912).
- [6] Prace Bosego i Einsteina są przedstawione przystępnie w pięknej monografii: A. Pais, *Pan Bóg jest wyrafinowany...* (Prószyński i S-ka, Warszawa 2001).
- [7] M.H. Anderson i in., *Science* **269**, 198 (1995).
- [8] B. Średniawa, *Złota Księga Wydziału Matematyki i Fizyki*, red. B. Szafirski (Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków 2000), s. 454; por. także uwagi w artykule: I. Białynicki–Birula, *Postępy Fizyki* **52**, 248 (2001). Świetne wprowadzenie w prace Natansona i atmosferę naukową tamtych czasów, zwłaszcza w UJ, stanowi monografia: B. Średniawa, *Historia filozofii przyrody i fizyki w Uniwersytecie Jagiellońskim*, Rozprawy z dziejów nauki i techniki, t. 12 (Komitet Historii Nauki i Techniki PAN, Warszawa 2001), szczególnie cz. IV, s. 86–106.



Prof. JÓZEF SPAŁEK zajmuje się fizyką skorelowanych układów elektronowych, takich jak nadprzewodniki wysokotemperaturowe, układy ciężkich fermionów oraz układy z przejściem metal–izolator. Ostatnio bada skorelowane układy nanoskopowe i kwantowe zjawiska krytyczne w układach silnie skorelowanych fermionów. Jest stypendystą Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej, członkiem Rady Nauki przy Ministerstwie Nauki i Informatyzacji, a także kierownikiem Zakładu Teorii Materii Skondensowanej w Instytucie Fizyki UJ.

Asymptotyczna swoboda: od paradoksu do paradygmatu*

Frank Wilczek

Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, MA, USA

Asymptotic freedom: from paradox to paradigm

Nobel Lecture, 8 December 2004, Stockholm

1. Dwa paradoksy

W fizyce teoretycznej paradoksy są rzeczą dobrą. Jest to paradoksalne, gdyż paradoks wydaje się sprzecznością, a sprzeczność oznacza poważny błąd. Ale Natura nie może dopuszczać sprzeczności. Gdy nasze teorie fizyczne prowadzą do paradoksu, musimy znaleźć jakieś z niego wyjście. Paradoksy skupiają na sobie naszą uwagę i zaczynamy intensywniej myśleć.

Kiedy w roku 1972 David Gross i ja rozpoczynaliśmy pracę, która doprowadziła do tej Nagrody Nobla¹, motywowały nas paradoksy. Ich rozwiązywanie doprowadziło nas do odkrycia nowej zasady dynamicznej – asymptotycznej swobody. Zasada ta doprowadziła z kolei do powstania nowej, pogłębionej koncepcji cząstek elementarnych, do nowego zrozumienia, dlaczego materia ma masę, oraz do nowego i o wiele bardziej zrozumiałego obrazu wczesnego Wszechświata, a także do nowych idei dotyczących jedności sił występujących w Przyrodzie. Dziś pragnę przedstawić Państwu historię tych idei.

1.1. Paradoks pierwszy: kwarki rodzą się wolne, ale żyją w okowach

Pierwszy paradoks był fenomenologiczny.

Na początku dwudziestego stulecia w wyniku pionierskich prac Rutherforda, Geigera i Marsdena fizycy odkryli, że prawie cała masa i cały ładunek dodatni atomu są skupione w małym jądrze znajdującym się w jego środku. W roku 1932 Chadwick odkrył neutrony; wraz z protonami można było je uważać za składniki, z których zbudowane są jądra atomów. Jednakże znane siły – grawitacji i elektromagnetyzmu – nie wystarczałyby do wiązania ze sobą protonów i neutronów dostatecznie ściśle, aby tworzyły one obiekty tak małe jak obserwowane jądra. Fizycy stanęli wobec nowej siły, najpotężniejszej w przyrodzie. Zrozumienie

tej nowej siły stało się wielkim wyzwaniem dla fundamentalnej fizyki.

Aby odpowiedzieć na to wyzwanie, fizycy przez wiele lat gromadzili dane, przede wszystkim doprowadzając do zderzeń protonów z neutronami i badając to, co w wyniku zderzeń powstawało. Wyniki tych badań były jednak skomplikowane i trudne do interpretacji.

Gdyby zderzające się cząstki były rzeczywiście podstawowe (niezniszczalne), to oczekivalibyśmy, że ze zderzenia wyjdą te same cząstki, które były na początku, ze zmienionymi jedynie trajektoriami lotu. Często wynikiem zderzenia było jednak wiele cząstek. Stan końcowy mógł się składać z kilku kopii zderzających się cząstek lub z zupełnie innych cząstek. W ten sposób odkryto całe mnóstwo nowych cząstek. Chociaż cząstki te, ogólnie nazywane hadronami, są nietrwałe, zachowują się poza tym w sposób dość podobny do protonów i neutronów. Zmieniło to charakter zagadnienia. Przestało być naturalne myślenie o nim jak o badaniu nowej siły wiążącej ze sobą w jądrach atomowych protony i neutrony. Zamiast tego objawił się cały nowy świat zjawisk. Świat ten składał się z wielu nowych, nieoczekiwanych cząstek, które mogły przekształcać się jedne w drugie na wiele wprawiających w osłupienie sposobów. Ta zmiana w postrzeganiu zagadnienia odzwierciedliła się w zmianie terminologii. Zamiast mówić o siłach jądrowych, fizycy zaczęli mówić o oddziaływaniach silnych.

Wielkiego kroku naprzód w teorii oddziaływań silnych dokonali Murray Gell-Mann i George Zweig, wysuwając na początku lat sześćdziesiątych ubiegłego wieku koncepcję kwarków. Jeśli się założyło, że hadrony nie są cząstkami podstawowymi, lecz są złożone z kilku bardziej podstawowych typów cząstek – z kwarków – wszystko zaczynało układać się w logiczną ca-

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 2004 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright © 2004 by the Nobel Foundation]

¹ Z uwagi na charakter i zakres tego tekstu opatruję go niewieloma odnośnikami. Obszerne spisy literatury można znaleźć w naszych głównych oryginalnych artykułach [1–3].

łość. Dziesiątki obserwowanych hadronów można było zrozumieć, przynajmniej z grubsza, jako różne sposoby łączenia się ze sobą kwarków zaledwie trzech rodzajów („zapachów”). Dany zbiór kwarków może mieć różne orbity przestrzenne lub różnie ustawione spiny. Energia konfiguracji zależy od tych czynników, będzie więc kilka stanów o różnych energiach, dających zgodnie ze wzorem $m = E/c^2$ cząstki o różnych masach. W analogiczny sposób rozumiemy widmo stanów wzbudzonych atomu: różnym stanom odpowiadają różne orbity i różne ustawienia spinów elektronów. (Energie elektronów w atomach są jednak dość małe i wpływ ich zmian na całkowitą masę atomów jest nieznaczny).

Reguły stosowania kwarków do modelowania rzeczywistości wydawały się jednak dość dziwaczne.

Zakładano, że gdy kwarki znajdują się blisko siebie, to ledwie zauważają się nawzajem. Gdy jednak próbowano wyizolować pojedynczy kwark, okazywało się to niemożliwe. Ludzie szukali pojedynczych kwarków usilnie, lecz bezskutecznie. Obserwuje się tylko stany związane kwarka i antykwarka (mezony) lub stany związane trzech kwarków (bariony). Tę doświadczalną prawidłowość podniesiono do rangi zasady uwięzienia. Nadanie jej dostojnej nazwy nie uczyniło jej jednak mniej dziwną i tajemniczą.

Ujawniły się też inne bardzo dziwne cechy kwarków. Zakładano, że mają one ładunki elektryczne, których wartości stanowią ułamki ($2/3$ lub $1/3$) tego, co wydaje się podstawową jednostką ładunku, czyli ładunku niesionego przez elektron lub proton. Wiadomo, że wszystkie inne obserwowane ładunki są, z bardzo dużą dokładnością, całkowitymi wielokrotnościami tej podstawowej jednostki. Ponadto nie wyglądało na to, by do jednakowych kwarków stosowały się normalne reguły kwantowej statystyki. Reguły te wymagałyby, aby kwarki, jako cząstki o spinie $1/2$, były fermionami o antysymetrycznych funkcjach falowych. Schematu, w jaki układają się obserwowane bariony, nie daje się jednak zrozumieć przy użyciu antysymetrycznych funkcji falowych: konieczne są funkcje symetryczne.

Atmosfera dziwaczności i tajemniczości otaczająca kwarki zgęstniała do paradoksu, kiedy Jerome Friedman, Henry Kendall i Richard Taylor wraz ze swymi współpracownikami ze stanfordzkiego laboratorium akceleratora liniowego SLAC użyli wysokoenergetycznych fotonów do penetrowania wnętrza protonu (wszyscy trzej otrzymali za tę pracę Nagrodę Nobla w roku 1990). Odkryli oni, że wewnątrz protonu rzeczywiście znajdują się obiekty wyglądające jak kwarki. Co jednak zaskakujące, odkryli ponadto, że gdy kwarki zostaną mocno uderzone, poruszają się (ściślej: przenoszą energię i pęd) pozornie tak, jakby były cząstkami swobodnymi. Zanim wykonano doświadczenie, większość fizyków oczekiwała, że cokolwiek jest przyczyną oddziaływań silnych, powinno też być przyczyną obfitego wypromieniowywania energii przez kwarki, a co za tym idzie, szybkiego zamierania ruchu gwałtownie przyspieszonych kwarków.

Na pewnym poziomie komplikacji taki związek promieniowania z siłami wydaje się nieunikniony i głęboki. W rzeczy samej, związek sił z promieniowaniem kojarzy się z najbardziej chlubnymi wydarzeniami w historii fizyki. W roku 1864 Maxwell przewidział istnienie promieniowania elektromagnetycznego – którym jest m.in. zwykle światło – jako konsekwencji podanego przez siebie spójnego i ogólnego opisu sił elektrycznych oraz magnetycznych. Nowe promieniowanie Maxwella zostało następnie wytworzone i wykryte przez Hertza w 1883 r. (i na przestrzeni XX wieku zrewolucjonizowało sposób, w jaki operujemy materią i porozumiewamy się między sobą). Znacznie później, w roku 1935, Yukawa na podstawie swojej analizy sił jądrowych przewidział istnienie pionów, które rzeczywiście odkryto w końcu lat czterdziestych. Posługując się uogólnieniem takich koncepcji, udanie przewidziano istnienie wielu innych hadronów. (Dla ekspertów: mam tu na myśli liczne rezonanse, które najpierw zobaczono w analizie fal parcjalnych, a dopiero później bezpośrednio wyprodukowano). Z nowszej historii: istnienie bozonów W oraz Z, a także kolorowych gluonów i ich własności wydedukowano jeszcze przed ich doświadczalnym odkryciem. W roku 1972 odkrycia te były jeszcze przed nami, ale potwierdziły one *ex post*, iż nasz niepokój był uzasadniony: z oddziaływaniem o dużej mocy powinno wiązać się promieniowanie o dużej mocy. To, że najpotężniejsze w przyrodzie oddziaływanie – oddziaływanie silne – nie stosowało się do tej zasady, stanowiło wyraźny paradoks.

1.2. Paradoks drugi: zarówno szczególna teoria względności, jak i mechanika kwantowa dobrze się sprawdzają

Drugi paradoks ma bardziej koncepcyjny charakter. Mechanika kwantowa i szczególna teoria względności są dwiema wielkimi teoriami XX-wiecznej fizyki. Obie znakomicie się sprawdzają. Ale te dwie teorie są oparte na całkowicie różnych koncepcjach, które trudno ze sobą pogodzić. W szczególności teoria względności stawia na równych prawach przestrzeń i czas, mechanika kwantowa zaś traktuje je całkowicie odmiennie. Doprowadziło to do twórczego napięcia, którego rozwiązanie zaowocowało trzema wcześniejszymi Nagrodami Nobla (nasza zaś jest kolejną).

Pierwszą z tych nagród otrzymał P.A.M. Dirac (w 1933 r.). Wyobraźmy sobie cząstkę poruszającą się średnio z prędkością bardzo bliską prędkości światła i której położenie jest trochę niepewne, tak jak tego wymaga teoria kwantowa. W oczywisty sposób będzie więc pewne prawdopodobieństwo zaobserwowania tej cząstki jako poruszającej się trochę szybciej niż z prędkością średnią, czyli szybciej niż światło, na co nie pozwala szczególna teoria względności. Jedyne znane sposoby załagodzenia tego napięcia polega na przyjęciu koncepcji antycząstek. Mówiąc bardzo ogólnie, wymagana niepewność położenia staje się akceptowalna dzięki dopuszczeniu możliwości, że z aktem pomiaru

może wiązać się kreacja wielu cząstek nieodróżnialnych od cząstki pierwotnej, o różnych położeniach. Aby zgadzał się bilans zachowywanych liczb kwantowych, dodatkowym cząstkom musi towarzyszyć taka sama liczba antycząstek. (Do przewidywania, że antycząstki muszą istnieć, doprowadził Dirac – zamiast heurystycznego rozumowania podobnego do przedstawionego tu przeze mnie – szereg pomysłowych interpretacji i reinterpretacji odkrytego przezeń eleganckiego równania falowego. Nienunikniony charakter i ogólność jego wniosków oraz ich bezpośredni związek z podstawowymi zasadami mechaniki kwantowej i szczególnej teorii względności stają się oczywiste dopiero z perspektywy czasu).

Drugą i trzecią z tych nagród przyznano Richardowi Feynmanowi, Julianowi Schwingerowi i Sin-Itiro Tomonadze (w 1965 r.) oraz Gerardowi 't Hooftowi i Martinusowi Veltmanowi (1999). Głównym problemem, z jakim wszyscy oni zmierzali się w taki lub inny sposób, był problem rozbieżności w nadfiolecie.

Kiedy weźmie się pod uwagę szczególną teorię względności, teoria kwantowa musi w krótkich przedziałach czasu dopuszczać fluktuacje energii. Jest to uogólnienie fundamentalnej dla nierelatywistycznej mechaniki kwantowej komplementarności pędu i położenia. Mówiąc nieprecyzyjnie, energia może być pożyczona i spożytkowana do wytworzenia par znikających wirtualnych cząstek oraz antycząstek. Każda taka para umiera zaraz po swoich narodzinach, ale nowe pary ciągle wyskakują jak bąbelki z wrzącej wody, tak że ustala się pewien ich rozkład równowagowy. W ten sposób funkcja falowa pustej (na pozór) przestrzeni gęsto wypełnia się cząstkami wirtualnymi, a sama pusta przestrzeń zaczyna zachowywać się jak ośrodek dynamiczny.

Cząstki wirtualne o bardzo wielkich energiach stwarzają problemy szczególnego rodzaju. Jeśli próbujemy obliczyć, jak bardzo oddziaływania i właściwości rzeczywistych cząstek zmieniają się pod wpływem ich oddziaływania z cząstkami wirtualnymi, to z powodu przyczynków pochodzących właśnie od cząstek wirtualnych o bardzo wielkich energiach otrzymujemy najczęściej wyniki rozbieżne.

Problem ten jest w prostej linii pochodną problemu, którym wcześniej zajmował się Planck i który w istocie dał impuls do powstania teorii kwantów, tj. problemu „katastrofy w nadfiolecie” w teorii promieniowania ciała doskonale czarnego. W tamtym przypadku problem polegał na tym, że zgodnie z fizyką klasyczną ustalenie się równowagi przy dowolnej skończonej temperaturze wymagało, by w modach o wysokich częstościach pola elektromagnetycznego pojawiających się w wyniku termicznych fluktuacji była zawarta nieskończona energia. Trudność sprawiała możliwość występowania fluktuacji o małych amplitudach i bardzo szybkiej zmienności w czasie i przestrzeni. Wprowadzany przez teorię kwantów element dyskretyzacji eliminuje możliwość występowania fluktuacji

o bardzo małych amplitudach, ponieważ ogranicza od dołu ich możliwe rozmiary. Pozostałe fluktuacje o (względnie) dużych amplitudach nie powodują kłopotów, gdyż – jak przewiduje teoria – występują bardzo rzadko. Jednakże fluktuacje kwantowe w porównaniu z fluktuacjami termicznymi znacznie efektywniej wzbudzają mody o wysokiej częstotliwości w postaci cząstek wirtualnych. Mody te więc powracają i znów nas straszą. Dają one m.in. rozbieżne przyczynki do energii pustej przestrzeni zwane energią drgań zerowych.

Podstawowa obserwacja wyzyskiwana w teorii renormalizacji, rozwiniętej po to, by sobie radzić z takimi trudnościami, jest następująca. Jakkolwiek wydaje się, że oddziaływania z wysokoenergetycznymi cząstkami wirtualnymi prowadzą do rozbieżnych poprawek, to jednak mają one pewną specyficzną strukturę. Mianowicie, w obliczeniach różnych wielkości fizycznych powtarzają się w kółko te same poprawki. Na przykład w elektrodynamice kwantowej (QED) występują tylko dwa niezależne wyrażenia rozbieżne: jedno pojawia się przy obliczaniu poprawek do masy elektronu, a drugie – poprawek do jego ładunku. Aby rachunek uczynić poprawnie określonym matematycznie, trzeba w sposób sztuczny wykluczyć z niego mody o największych energiach lub osłabić ich oddziaływania za pomocą procedury obcięcia zwanej regularyzacją. Na końcu chcemy usunąć to obcięcie, ale na pośrednich etapach musimy je zachowywać, aby mieć poprawnie określone (skończone) wyrażenia matematyczne. Jeśli masę i ładunek elektronu zgodzimy się wziąć z doświadczenia, to możemy do ich mierzonych wartości przyrównać formalne wyrażenia na te wielkości, uwzględniające potencjalnie rozbieżne poprawki. Uczyniwszy to, możemy usunąć obcięcie. Otrzymujemy wówczas dla wszystkich innych interesujących nas w QED wielkości poprawnie określone wyniki, wyrażone przez zmierzoną masę i zmierzony ładunek.

Feynman, Schwinger i Tomonaga rozwinęli w ramach QED metodę wypisywania poprawek pochodzących od oddziaływań z dowolną skończoną liczbą wirtualnych cząstek i wykazali, że w najprostszych przypadkach renormalizacja działa. (Operuję tu terminologią trochę nieprecyzyjnie; zamiast mówić o liczbie wirtualnych cząstek, bardziej właściwe byłoby mówić o liczbie wewnętrznych pętli w danym diagramie Feynmana). Ogólny dowód podał Freeman Dyson. Była to dość skomplikowana praca, wymagająca nowych metod matematycznych. Z kolei 't Hooft i Veltman wykazali, że renormalizacja działa również w szerszej klasie teorii, obejmującej także spontanicznie naruszone teorie z cechowaniem, które Glashow, Salam i Weinberg wykorzystali już wcześniej do zbudowania modelu (obecnie już) standardowego oddziaływań elektroslabych. Również i ta praca była skomplikowana i w wysokim stopniu nowatorska.

Owe znakomite prace nie wyeliminowały jednak wszystkich trudności. Bardzo głęboki problem wykrył Landau [4], który przedstawił argumenty świadczące

o tym, że dopóki występuje jakiś niezneutralizowany wzajemny wpływ, dopóty cząstki wirtualne powinny się gromadzić wokół cząstki rzeczywistej. Nazywa się to ekranowaniem. Proces ten zakończyłby się jedynie pod warunkiem, że źródło i jego chmura wirtualnych cząstek przestałyby być interesujące dla następnych wirtualnych cząstek. Wówczas jednak na końcu nie pozostałby żaden niezneutralizowany wzajemny wpływ; tym samym nie byłoby żadnego oddziaływania!

Tak więc wszystkie te sukcesy odniesione w ramach QED oraz bardziej ogólnych teorii pola były – według Landaua – jedynie przejściowe. Obliczając wpływ każdej konkretnej liczby cząstek wirtualnych, można otrzymać skończone wyniki, ale kiedy zsumuje się wszystkie takie przyczynki, aby uwzględnić możliwość powstania dowolnej liczby cząstek wirtualnych, otrzymuje się nonsens: albo wynik jest nieskończony, albo w ogóle brak jakiegokolwiek oddziaływania.

Landau i ludzie z jego szkoły poparli ten intuicyjny wniosek rachunkami wykonanymi w ramach wielu różnych teorii pola. Wykazali, że we wszystkich rozpatrywanych przez nich przypadkach ekranowanie rzeczywiście zachodzi i z góry przekreśla każdą próbę wykonania wewnętrznie spójnego, pełnego rachunku opartego na bezpośrednim dodaniu przyczynków co raz to większej liczby wirtualnych cząstek. W QED i w teorii elektroslabej możemy ten problem zamieść pod dywan, ponieważ wyniki rachunków uwzględniających tylko niewielką liczbę cząstek wirtualnych doskonale zgadzają się z doświadczeniem i z konieczności takiego ograniczenia się czynimy cnotę. Takie pragmatyczne podejście wydawało się jednak wysoce wątpliwe w przypadku oddziaływań silnych – gdy wirtualne cząstki oddziałują silnie, nie ma żadnego powodu, by oczekiwać, że w grę nie wchodzi całe ich mnóstwo.

Landau sądził, że przekreślił kwantową teorię pola jako drogę do pogodzenia mechaniki kwantowej ze szczególną teorią względności. Według niego któraś z tych teorii musiała ustąpić. Albo mechanika kwantowa, albo szczególna teoria względności miałyby w końcu zawieść. Jeśli nie, to należało wynaleźć zasadniczo nowe, wykraczające poza kwantową teorię pola metody pogodzenia ich ze sobą. Landaua nie rozczarowywała taka konkluzja, gdyż w praktyce kwantowa teoria pola – mimo iż w rozwijanie jej wkładano wiele wysiłku – nie była bardzo pomocna przy próbach zrozumienia oddziaływań silnych. Jednakże ani on, ani nikt inny nie zaproponował żadnej użytecznej alternatywy.

Mieliśmy więc paradoks polegający na tym, iż połączenie mechaniki kwantowej i szczególnej teorii względności w nieunikniony – jak się wydawało – sposób prowadziło do kwantowej teorii pola, ale kwantowa teoria pola, mimo osiągnięcia z pragmatycznego punktu widzenia znacznego sukcesu, sama siebie logicznie podważała wskutek występowania katastrofalnego ekranowania.

2. Paradoks utracony: antyekranowanie, czyli asymptotyczna swoboda

Powyższe paradoksy zostały rozwiązane dzięki odkryciu przez nas asymptotycznej swobody.

Odkryliśmy, że w pewnych szczególnych kwantowych teoriach pola występuje w istocie antyekranowanie. Z powodów, które zaraz wyjaśnię, nazwaliśmy tę własność asymptotyczną swobodą. Zanim opiszę charakterystyczne cechy tych teorii, chciałbym w dość ogólny sposób naszkicować, jak zjawisko antyekranowania pozwala uniknąć naszych paradoksów.

Antyekranowanie odwraca i „stawia na głowie” problem Landaua. W przypadku ekranowania źródło wpływu – nazwijmy je ładunkiem, rozumiejąc, że może on być czymś innym niż ładunek elektryczny – wytwarza neutralizującą ten wpływ chmurę cząstek wirtualnych. Z dużego ładunku znajdującego się w środku otrzymuje się w dużej odległości mały, obserwowalny wpływ. Konsekwencją antyekranowania, czyli asymptotycznej swobody jest zaś to, że sam z siebie mały ładunek katalizuje powstanie chmury wirtualnych cząstek zwiększającej jego moc. Ja lubię to sobie wyobrażać jako chmurę burzową, która narasta w miarę oddalania się od swego źródła.

Ponieważ cząstki wirtualne same niosą ładunki, ten wzrost jest samowzmacniającym się procesem, który zdaje się wymykać spod kontroli. W szczególności wzrost chmury burzowej wymaga energii i pojawia się groźba, że wymagana energia będzie rosła do nieskończoności. Gdyby tak było, to przede wszystkim nie dałoby się nigdy wytworzyć samego źródła. Odkryliśmy więc, jak pozbyć się choroby Landaua – przeganiając pacjentów!

W tym miejscu nasz pierwszy paradoks, uwięzienie kwarków, z teoretycznej konieczności czyni cnotę. Sugeruje on bowiem, że w istocie istnieją źródła – mianowicie kwarki – które nie mogą istnieć samodzielnie. Mimo to – uczy nas przyroda – te uwięzione cząstki mogą odgrywać pewną rolę jako podstawowe cegiełki. Jeśli w pobliżu cząstki będącej źródłem znajdzie się jej antycząstka (np. koło kwarka – antykwark), to katastrofalny wzrost burzowej chmury antyekranowania nie jest już nieunikniony. Tam bowiem, gdzie na chmurę źródła nakłada się antychmura antyźródła, mogą się one wzajemnie znosić. Związane razem kwarki i antykwarki mogą współistnieć, mając skończoną energię, choć każda z tych cząstek w odosobnieniu powodowałaby nieskończone zaburzenie.

Najbardziej palącym problemem, do którego musieliśmy się odnieść – ponieważ wiązał się ściśle ze szczegółowymi ilościowymi wynikami doświadczalnymi – był paradoksalny brak wypromieniowywania energii przez kwarki poddawane przez Friedmana, Kendalla i Taylora gwałtownym przyspieszeniom. To także daje się zrozumieć w ramach fizyki antyekranowania. Zgodnie z tym mechanizmem widziany z bliska ładunek kolorowy kwarka jest mały. Swej zdolności do silnego

oddziaływania nabywa on dopiero poprzez narastanie chmury cząstek wirtualnych na dużych odległościach. Ponieważ własna moc kolorowego ładunku kwarka jest mała, jest on ze swoją chmurą związany dość luźno. Można go z niej wybić i wówczas – przez krótką chwilę – będzie się zachowywał tak, jakby nie miał żadnego ładunku kolorowego i w związku z tym nie oddziaływał silnie. Reagując na zmienioną sytuację, cząstki wirtualne wytwarzają nową chmurę współporuszającą się z kwarkiem, ale procesowi temu nie towarzyszy silne wypromieniowywanie energii i pędu. Właśnie dzięki temu – według nas – najistotniejsze aspekty eksperymentu wykonywanego w SLAC-u – tj. inkluzywne przekroje czynne, zależne tylko od całkowitego przepływu energii i pędu – dawało się analizować w taki sposób, jak gdyby kwarki były cząstkami swobodnymi, choć w rzeczywistości oddziałują one silnie i naprawdę są uwięzione.

W taki właśnie sposób antyekranowanie rozwiązało oba pięknie zazębiające się paradoksy.

Swobodę asymptotyczną wykazują – jak odkryliśmy – teorie nazywane nieabelowymi teoriami pola z cechowaniem lub teoriami Yanga–Millsa [5]. Stanowią one daleko idące uogólnienie elektrodynamiki. Teorie te postulują istnienie kilku różnych rodzajów ładunków ściśle powiązanych symetrią. Tak więc zamiast jednego tworu – „ładunku” – mamy kilka „kolorów”. Podobnie, zamiast jednego fotonu mamy całą rodzinę kolorowych gluonów.

Kolorowe gluony same także niosą ładunki kolorowe. W tym względzie teorie nieabelowe różnią się od elektrodynamiki, w której foton jest elektrycznie obojętny. W porównaniu z fotonem w elektrodynamice, gluony odgrywają zatem w dynamice teorii nieabelowych znacznie aktywniejszą rolę. To właśnie wpływ wirtualnych gluonów jest odpowiedzialny za antyekranowanie, które w QED nie zachodzi.

Bardzo szybko stało się dla nas jasne, że na właściwą teorię oddziaływań silnych wyjątkowo dobrze nadawała się jedna szczególna teoria wykazująca asymptotyczną swobodę. Z powodów fenomenologicznych chcieliśmy, aby możliwe było budowanie bariionów z trzech kwarków, a mezonów – z kwarka i antykwarka. W świetle przeprowadzonej wyżej dyskusji wymaga to, aby ładunki kolorowe trzech różnych kwarków mogły znosić się wzajemnie, kiedy się je zestawi razem. Może to zachodzić, jeśli trzy kolory wyczerpują wszystkie możliwości. Doprowadziło nas to do grupy cechowania $SU(3)$ z trzema kolorami i ośmioma gluonami. Gwoli uczciwości muszę powiedzieć, że już parę lat wcześniej kilku fizyków, kierując się różnymi przesłankami, sugerowało posiadanie przez kwarki trójwartościowej kolorowej zmiennej wewnętrznej (z wcześniejszych prac proponujących odgrywanie przez kolor dynamicznej roli szczególnie jasna i głęboka jest praca [6]). Adaptacja tych koncepcji do naszych szczególnych potrzeb nie wymagała już wielkiego wysiłku wyobraźni.

Wykorzystując zaawansowany technicznie aparat kwantowej teorii pola (m.in. grupę renormalizacji, rozwinięcia iloczynów operatorów i odpowiednie zależności dyspersyjne), byliśmy w stanie podać konsekwencje naszej teorii znacznie bardziej szczegółowo i ilościowo, niż sugeruje to mój nieprecyzyjny, operujący obrazami język. W szczególności oddziaływanie silne nie zanika nagle i istnieje niezerowe prawdopodobieństwo, że szturchnięte kwarki będą promieniować. Prawdopodobieństwo takiego promieniowania znika bowiem jedynie asymptotycznie, gdy wchodzące w grę wartości energii dążą do nieskończoności. Potrafiliśmy obliczyć z dużą dokładnością obserwowalne efekty promieniowania występującego przy skończonych wartościach energii i opierając się na tych rachunkach, podać przewidywania, które można było sprawdzić doświadczalnie. W owym czasie, i jeszcze przez kilka następnych lat, dane nie były wystarczająco dokładne, aby zweryfikować nasze szczegółowe przewidywania. Z końcem lat siedemdziesiątych, gdy dane te stały się dokładniejsze, przewidywania te zaczęły jednak wyglądać dobrze, a dziś już wyglądają znakomicie!

Odkrycie asymptotycznej swobody i jej realizowania się w niemal jednoznacznie określonych teoriach doprowadziło nas do nowego spojrzenia na zagadnienie oddziaływań silnych. Wcześniej poszukiwania szły szerokim frontem, a uzyskiwane wyniki przynosiły jedynie fragmentaryczne zrozumienie. Teraz zaś mieliśmy jedną konkretną teorię pretendującą do opisywania oddziaływań silnych; teorię, którą można było sprawdzić i być może nawet falsyfikować, ale przy której nie można było majstrować. Nawet dziś, czytając jeszcze raz naszą deklarację z pracy [2]: „Przypomnijmy wreszcie, że zaproponowane teorie wydają się jednoznacznie wyróżnione, jeśli potraktuje się poważnie zarówno wyniki ze SLAC-u, jak i oparte na grupie renormalizacji podejście do kwantowej teorii pola”, ponownie przeżywam ową mieszaninę ożywienia i niepokoju, którą wówczas odczuwałem.

3. Cztery paradygmaty

Podane przez nas rozwiązanie paradoksów, które nami kierowały, miało nieoczekiwane konsekwencje dla innych zagadnień i wykraczało daleko poza swój pierwotny zakres zastosowań.

3.1. Paradygmat pierwszy: twarda rzeczywistość kwarków i gluonów

Aby być w zgodzie z faktami, należało kwarkom przypisać wiele dziwnych własności – paradoksalną dynamikę, bardzo dziwne ładunki i niekonwencjonalną statystykę – więc ich „rzeczywiste istnienie” było w roku 1972 wciąż bardzo dyskusyjne. I to mimo że umożliwiały one uporządkowanie hadronów, a nawet mimo że Friedman, Kendall i Taylor już je wcześniej „zaobserwowali”! Fakty doświadczalne nie mogły oczywiście zniknąć, ale ich ostateczne znaczenie pozostawało wątpliwe. Czy kwarki miały być cząstkami

podstawowymi o prostych własnościach, przydatnymi do sformułowania bardziej fundamentalnej teorii, czy też miały się okazać jedynie interesującymi tworamiposrednimi, które należało zastąpić jakąś głębszą koncepcją?

Dziś już wiemy, jak potoczyła się ta historia, i trudno sobie wyobrazić, jak mogłaby się potoczyć inaczej. Ale Przyroda jest niezwykle twórcza, podobnie jak fizycy teoretycy, nie jest więc niemożliwe fantazjowanie na temat alternatywnych scenariuszy. Na przykład kwazicząstki uczestniczące w kwantowym ułamkowym zjawisku Halla, które nie są cząstkami podstawowymi, lecz pojawiają się jako kolektywne wzbudzenia układu zwykłych elektronów, także nie mogą istnieć w odosobnieniu, mają ułamkowe ładunki i podlegają niekonwencjonalnej statystyce! Podobne rzeczy dzieją się w modelu Skyrme'a, w którym nukleony są kolektywnymi wzbudzeniami pionów. Można byłoby więc fantazjować, że kwarki powstają według podobnego przepisu i że okażą się w jakiś sposób kolektywnymi wzbudzeniami albo hadronów, albo bardziej fundamentalnych preonów, albo strun.

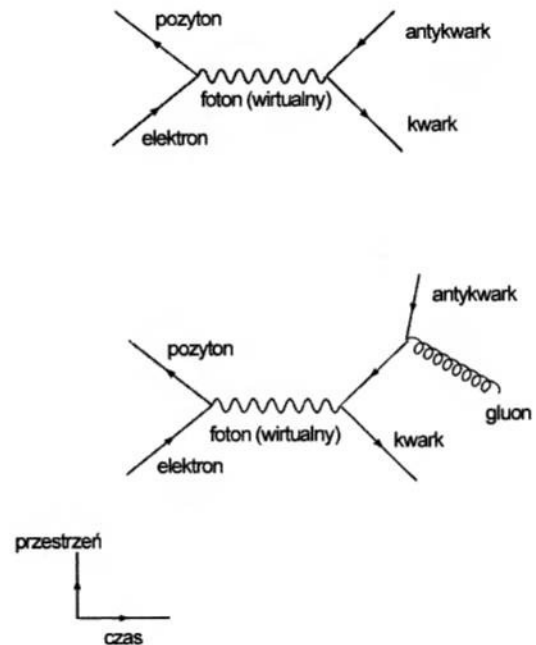
Wraz z nowym spojrzeniem na zagadnienie oddziaływań silnych, o którym przed chwilą mówiłem, przyszło nowe spojrzenie na kwarki i gluony. Nazwy te przestały tylko określać empiryczne efekty lub spekulatywne elementy składowe prowizorycznych modeli fenomenologicznych. Kwarki, a zwłaszcza gluony stały się doskonale prostymi tworamip, których własności są w pełni określone przez matematyczne procedury.

Można je nawet zobaczyć! Oto rysunek (patrz okładka), który teraz objaśnię.

Dla fizyki doświadczalnej asymptotyczna swoboda jest wielkim dobrodziejstwem, ponieważ prowadzi do pięknego zjawiska, jakim jest powstawanie dżetów. Jak już zauważyłem wcześniej, atmosfera tajemniczości otaczająca kwarki brała się w znacznym stopniu z tego, że nie można było ich wyizolować. Jeśli jednak zamiast na pojedynczych hadronach skupimy się na przepływach energii i pędu, to, jak zaraz wytłumaczę, kwarki i gluony stają się widoczne.

Wyrazem asymptotycznej swobody jest wyraźna różnica między dwoma rodzajami promieniowania. Twarde promieniowanie, zdolne znacznie zmienić kierunek przepływu energii i pędu, występuje rzadko. Za to promieniowanie miękkie, które – nie zmieniając kierunku przepływu energii i pędu – prowadzi do powstawania nowych cząstek poruszających się w tym samym kierunku, występuje powszechnie. Właśnie to miękkie promieniowanie wiąże się z postępującym w czasie tworzeniem się chmur, które omawiałem wcześniej. Zastanówmy się, jakie ma to znaczenie dla badań doświadczalnych; jako przykład rozważmy eksperyment podobnego typu, co wykonywany przy wielkim zderzaczu elektronowo-pozytonowym LEP w CERN-ie w latach dziewięćdziesiątych, lub podobny do tego, którego wykonywanie rozważa się w międzynarodowym zderzaczu liniowym ILC w przyszłości. W takich urzą-

dzeniach bada się to, co powstaje w wyniku anihilacji elektronów i pozytonów zderzających się ze sobą przy wielkich energiach. Anihilacja ta zachodzi poprzez wirtualny foton lub bozon Z, czyli poprzez procesy dobrze rozumiane na gruncie elektrodynamiki i teorii oddziaływań elektroślabych. W wyniku anihilacji powstają kwark i antykwark, które muszą poruszać się z bardzo dużymi prędkościami w przeciwnych kierunkach, zgodnie z zasadami zachowania energii i pędu. Jeśli twarde promieniowanie nie wystąpi, to skutkiem promieniowania miękkiego będzie przekształcenie kwarka w wiązkę hadronów poruszających się w tym samym kierunku, czyli w dżet. W podobny sposób dżetem poruszającym się w przeciwnym kierunku staje się antykwark. Obserwowanym rezultatem jest wówczas przypadek dwudżetowy. Od czasu do czasu (w LEP-ie mniej więcej w 10% przypadków) wystąpi promieniowanie twarde, polegające na emisji przez kwark (lub antykwark) gluonu w wyraźnie innym kierunku. Od tego momentu stosuje się to samo rozumowanie co poprzednio i otrzymujemy przypadek trójdżetowy, taki jak pokazany na okładce. Teoria czasoprzestrzennego procesu odpowiedzialnego za takie zdarzenia jest przedstawiona na rys. 1. W mniej więcej 1% przypadków powstaną cztery dżety itd. Względne prawdopodobieństwa powstania różnych liczb dżetów, zależność tych prawdopodobieństw od całkowitej energii, względne częstości występowania dżetów pod różnymi kątami, a także całkowita energia każdego z dżetów – wszystkie te szczegółowe charakterystyki powstającego rozkładu można przewidzieć ilościowo. Przewidywania te niemal bezpo-



Rys. 1. Diagramy Feynmana dające schematyczny obraz – w czasie i przestrzeni – podstawowych procesów anihilacji elektronu z pozytonem. Ilustrują one pochodzenie przypadków dwu- i trójdżetowych.

średnio odzwierciedlają podstawowe sprzężenia kwarków z gluonami, definiujące QCD (chromodynamikę kwantową, współczesną teorię oddziaływań silnych – tłum.).

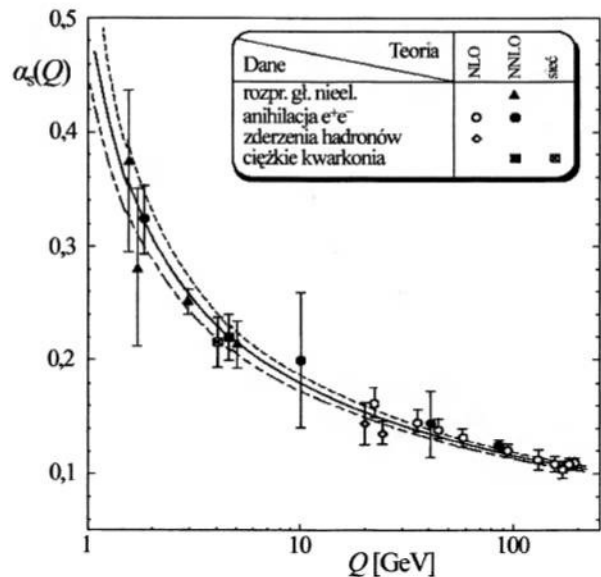
Przewidywania te zgadzają się bardzo dobrze z szeroką gamą danych doświadczalnych. Możemy więc stwierdzić z całą pewnością, że QCD jest poprawną teorią, a to, co widzimy na okładce, jest kwarkiem, antykwarkiem i gluonem, choć – jako że przewidywania mają charakter statystyczny – nie możemy powiedzieć, co jest czym.

Wykorzystując ideę, że ogólny przepływ energii i pędu w procesach zachodzących przy wielkich energiach determinują procesy twarde, które odzwierciedlają fundamentalne oddziaływania kwarków i gluonów, można analizować i przewidywać przebieg wielu różnego rodzaju doświadczeń. W większości takich zastosowań, w tym także w oryginalnym zastosowaniu do rozpraszania głęboko nieelastycznego, analiza konieczna do rozróżnienia między miękkim i twardym promieniowaniem jest bardziej złożona i trudniejsza do zilustrowania niż w przypadku anihilacji elektronów z pozytonami. W tę dziedzinę badań, zwaną perturbacyjną QCD, włożono już i wciąż się wkłada wiele pomysłów. Wysiłki te popłacają, przynosząc sukcesy. Jeden z nich jest pokazany na rys. 2. QCD poprawnie odtwarza wyniki wielu różnego rodzaju doświadczeń przeprowadzanych przy różnych wartościach energii. We wszystkich przypadkach przewidywania teorii zależą istotnie tylko od jednego jej parametru – ogólnej siły sprzężenia. Nie tylko każde z doświadczeń, na które mogą się składać setki niezależnych pomiarów, musi dać się poprawnie opisać – można także sprawdzić, czy wartość sprzężenia zmienia się ze skalą energii zgodnie z naszym przewidywaniem. Jak widać, wszystko się zgadza. Prawdziwym hołdem dla sukcesu odniesionego przez teorię, której rozwój śledziłem z przyjemnością, jest fakt, że duża część tej samej działalności, którą określano kiedyś mianem sprawdzania poprawności QCD, jest teraz nazywana obliczaniem tła.

W wyniku tych sukcesów wyłonił się nowy paradygmat operacyjnego znaczenia pojęcia cząstki fundamentalnej. Fizycy projektujący i interpretujący doświadczenia przeprowadzane przy wielkich energiach rutynowo opisują ich wyniki jako produkcję i detekcję kwarków i gluonów; oczywiście, rozumieją przez to stowarzyszone z tymi cząstkami dżety.

3.2. Paradygmat drugi: masa pochodzi z energii

Mój przyjaciel i mentor Sam Treiman lubił wspominać z czasów II wojny światowej, jak amerykańska armia podjęła trudne zadanie wyszkolenia dużej liczby inżynierów radiotechników o bardzo różnym, niekiedy zerowym poziomie przygotowania. Stworzono dla nich przyspieszony kurs, który Sam przeszedł. W podręczniku kursowym pierwszy rozdział poświęcony był trzem prawom Ohma. Pierwsze prawo Ohma brzmi:



Rys. 2. QCD poprawnie opisuje wiele różnorodnych doświadczeń wykonanych przy różnych wartościach energii. Każde z nich pozwala dopasować do wielkiej ilości danych jedyny swobodny parametr – stałą sprzężenia oddziaływań silnych α_s . Porównanie wartości α_s wynikających z takich dopasowań bezpośrednio potwierdza, że sprzężenie to zmienia się zgodnie z przewidywaniem (dzięki uprzejmości S. Bethkego, hep-ex/0211012). Linie przedstawiają zależności $\alpha_s(Q)$ otrzymane z QCD z dokładnością $O(\alpha_s^4)$ dla trzech różnych par wartości $(\Lambda_{\overline{MS}}^{(5)}; \alpha_s(M_Z))$: krzywa górna – (251 MeV; 0,1215), środkowa – (213 MeV; 0,184), dolna – (178 MeV; 0,1153); NLO – next to leading order (z dokładnością do następnego rzędu wiodącego), NNLO – next-next to leading order (do rzędu następnego po następnym).

$V = IR$. Drugie prawo Ohma brzmi: $I = V/R$. Pozostawiam Państwu odgadnięcie trzeciego prawa Ohma.

Podobnie, do pary ze słynnym wzorem Einsteina $E = mc^2$, mamy jego drugie prawo: $m = E/c^2$.

Wszystko to nie jest takie głupie, jak by się mogło wydawać. Różne postacie tego samego wzoru mogą bowiem sugerować różne rzeczy. Powszechnie stosowany zapis $E = mc^2$ wzoru Einsteina sugeruje możliwość uzyskiwania dużych ilości energii z masy, możliwość budowania reaktorów lub bomb jądrowych. Przedstawione zaś w postaci $m = E/c^2$ prawo Einsteina podsuwa możliwość interpretacji masy jako pochodzącej z energii. Jest to dobry pomysł, jako że we współczesnej fizyce energia jest pojęciem bardziej podstawowym niż masa. W istocie w oryginalnej pracy Einsteina występuje nie wzór $E = mc^2$, lecz właśnie $m = E/c^2$, a tytuł samej tej pracy jest pytaniem „Czy bezwładność ciała zależy od zawartej w nim energii?”. Einstein od początku myślał o pochodzeniu masy, a nie o robieniu bomb.

Współczesna QCD na pytanie Einsteina odpowiada gromkim „Tak!” Rzeczywiście bowiem masa zwykłej materii pochodzi niemal w całości z energii:

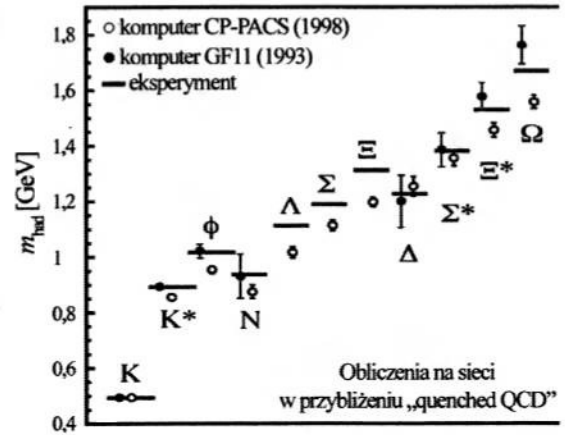
z energii bezmasowych gluonów i prawie bezmasowych kwarków – cegiełek, z których zbudowane są protony, neutrony oraz jądra atomów.

Opisane przeze mnie wcześniej nieograniczone wzrastanie chmury antyekranującej nie może trwać w nieskończoność, gdyż wytworzone w ten sposób pole kolorowe musiałoby mieć nieskończoną energię, a taka nie jest dostępna. Ładunek kolorowy, który grozi powodowaniem takiego wzrostu, musi więc zostać skompensowany. Ładunek kolorowy kwarka może zostać skompensowany albo przez antykwark przeciwnego koloru (co daje mezon), albo przez dwa kwarki o dopełniających kolorach (co prowadzi do powstania barionu). W obu przypadkach całkowita kompensacja następowałaby wówczas, gdyby konieczne do niej cząstki znajdowały się dokładnie w tym samym miejscu co wyjściowy kwark; nigdzie w przestrzeni nie występowałby wtedy żaden nieskompensowany ładunek kolorowy, a zatem nie byłoby także żadnego pola kolorowego. Mechanika kwantowa nie zezwala jednak na takie dokładne kompensowanie. Kwarki i antykwarki są opisywane funkcjami falowymi, a powstanie gradientów przestrzennych tych funkcji kosztuje trochę energii. Cena, jaką trzeba byłoby zapłacić za zlokalizowanie funkcji falowej w małym obszarze przestrzeni, jest więc wysoka. Wskutek tego przy minimalizowaniu energii grają rolę dwie przeciwstawne tendencje: minimalizacja energii pola zmierza do zupełnego skompensowania źródeł ładunku, a z drugiej strony minimalizacja energii związanej z lokalizacją funkcji falowej wymaga, by źródła te pozostały rozmyte. Trwale konfiguracje powstają jako rezultat różnych sposobów osiągnięcia kompromisu między tymi dwiema tendencjami. Każdej takiej konfiguracji odpowiada zarówno pewna energia pola, jak i pewna energia związana z lokalizacją. Daje to masę zgodnie ze związkiem $m = E/c^2$, nawet jeśli gluony i kwarki same z siebie nie miałyby masy. Różne trwałe kompromisy odpowiadają cząstkom o różnych masach, które można obserwować. Kompromisy meta-trwałe odpowiadają obserwowalnym cząstkom o skończonych czasach życia.

Wyznaczenie konkretnych trwałych konfiguracji, tj. przewidzenie mas mezonów i barionów, jest nielatwym zadaniem. Złożone rachunki wymagane do tego celu przesuwały stale granice techniki obliczeniowej zwanej masowym przetwarzaniem równoległym. Dostrzegam pewną ironię w fakcie, że jeśli chcemy wyliczyć masę protonu, to musimy wykorzystać jakieś 10^{30} protonów i neutronów, wykonując biliony (10^{12}) operacji mnożenia na sekundę; musimy liczyć całe miesiące, by znaleźć masę protonu, którą on sam tworzy w 10^{-24} sekundy. Być może kwalifikuje się to jako paradoks, ale na pewno sugeruje istnienie znacznie bardziej efektywnych metod rachunkowych niż te, którymi się posługujemy.

Tak czy owak, wyniki tych rachunków, pokazane na rys. 3, są bardzo obiecujące. W ramach absolutnie ściśle zdefiniowanej i sztywnej teorii całkiem do-

brze odtwarzają one obserwowane masy głównych mezonów i barionów. W tym miejscu trzeba też zauważyć, iż jeden z naniesionych na rys. 2 punktów odpowiadających danym – ten, który oznaczony został jako sieć – ma zupełnie inny charakter niż pozostałe. Nie został on bowiem otrzymany w ramach perturbacyjnej fizyki twardego promieniowania, lecz przez porównanie z doświadczeniem wyników bezpośredniego całkowania równań pełnej QCD, wykorzystującego technikę teorii z cechowaniem na sieci.



Rys. 3. Porównanie mas obserwowanych hadronów z widmem energii przewidywanym przez QCD na podstawie bezpośredniego numerycznego całkowania jej równań z wykorzystaniem olbrzymiej mocy komputerowej (dzięki uprzejmości Centrum Fizyki Komputerowej Uniwersytetu w Tsukubie). Pozostające wciąż małe odstępstwa są zgodne z tym, czego się oczekuje, biorąc pod uwagę przybliżenia, których dokonanie jest konieczne, aby móc w praktyce wykonać te rachunki.

Sukces tych rachunków oznacza ostateczne przewyciężenie naszych dwóch paradoksów.

- W obliczonym widmie hadronów nie występują żadne cząstki, które by miały ładunki lub inne liczby kwantowe samych kwarków; nie występują w nim też oczywiście bezmasowe gluony. Obserwowane cząstki nie odwzorowują się w prosty sposób na pierwotne pola, z których w istocie pochodzą.
- Dyskretyzacja kwantowej teorii pola na sieci stanowi procedurę obcięcia, która nie zależy od żadnego rozwijania względem liczby pętli wirtualnych cząstek. Przy przechodzeniu ze stałą sieci do zera procedura renormalizacji musi być i jest przeprowadzana bez odwoływania się do rachunku zaburzeń. Asymptotyczna swoboda odgrywa tu kluczową rolę, gdyż – jak już wyjaśniałem – ratuje nas przed katastrofą Landaua.

Dopasowując szczegółowe cechy widma mas, można oszacować, jakie są masy kwarków oraz jak duże przyczynki wnoszą do mas protonu i neutronu. Okazuje się, iż to, co ja nazywam QCD Light – okrojona wersja tej teorii, w której masy kwarków u oraz d są ściśle zerowe i pomija się całkowicie wszystkie inne kwarki

– daje bardzo dobre przybliżenie rzeczywistości. Ponieważ QCD Light jest teorią, której podstawowe cegiełki mają zerowe masy, otrzymane z niej wyniki stanowią potwierdzenie i dają ilościowe ujęcie koncepcji, że przeważająca część masy zwykłej materii – 90% lub więcej – pochodzi z czystej energii zgodnie z prawem $m = E/c^2$.

Rachunki te dają piękne obrazy, jeśli je przedstawić w postaci dogodnej dla ludzkiego oka. Derek Leinweber zrobił kilka frapujących animacji pól QCD fluktuujących w pustej przestrzeni. Rysunek I (II strona okładki) jest klatką z jednej z takich animacji. Rysunek II (II strona okładki) otrzymany od Grega Kilcupa pokazuje (średnią) nadwyżkę pola kolorowego ponad fluktuacje, która odpowiada bardzo prostemu hadronowi – pionowi – poruszającemu się w czasoprzestrzeni. Takie zaburzenie pól wytwarzane jest przez wprowadzenie do próżni pary kwark–antykwar, a następnie jej usunięcie.

Obrazy takie czynią oczywistym i namacalnym to, że kwantowa próżnia jest ośrodkiem dynamicznym, którego własności i reakcje na zaburzenia w znacznej mierze determinują zachowanie się materii. W mechanice kwantowej zgodnie ze wzorem Plancka $E = h\nu$ energiom odpowiada częstota. Masy hadronów odpowiadają zatem w jednoznaczny sposób, zgodnie ze wzorem

$$\nu = mc^2/h, \quad (1)$$

„dźwiękom” emitowanym przez ośrodek dynamiczny, jakim jest przestrzeń, w odpowiedzi na różne zaburzenia. Tak więc w świecie mas odkrywamy algorytmiczną, ściśle określoną Muzykę Pustki, współczesne wcielenie ulotnej i mistycznej „muzyki sfer” Starożytnych.

3.3. Paradygmat trzeci: wczesny Wszechświat był prosty

W roku 1972 wczesny Wszechświat wydawał się beznadziejnie nieprzezroczysty. W warunkach ultrawysokich temperatur, jakie panowały blisko osobliwości Wielkiego Wybuchu, powinno było występować mnóstwo hadronów i antyhadronów, z których każdy jest tworem rozciąglwym, silnie i w skomplikowany sposób oddziałującym z sąsiadami. Powinny były one się wzajemnie nakładać, tworząc gmatwaninę nie do ugryzienia od strony teoretycznej.

Asymptotyczna swoboda czyni jednak ultrawysokie temperatury przyjaznymi dla teoretyków. Mówi ona, że jeśli się przejdzie od opisu posługującego się hadronami do opisu wykorzystującego kwarkowe i gluonowe stopnie swobody i skupi na wielkościach, które nie są czułe na miękkie promieniowanie (takich jak całkowita energia), to wówczas opis oddziaływań silnych, który stanowił największą trudność, staje się prosty. Można wtedy wykonywać rachunki zakładając, że w pierwszym przybliżeniu kwarki, antykwarki i gluony zachowują się jak cząstki swobodne, a następnie uwzględnić jeszcze dodatkowo wpływ rzadko za-

chodzących oddziaływań twardych. Znacznie ułatwia to sformułowanie dokładnego opisu własności materii w ultrawysokich temperaturach, rozważanych w kosmologii.

Warunki panujące podczas Wielkiego Wybuchu można w bardzo ograniczonej objętości czasoprzestrzeni odtworzyć nawet w ziemskich laboratoriach. Gdy doprowadzimy do zderzeń ciężkich jonów o bardzo dużych energiach, wytwarzają one kulę ognia, która na krótką chwilę osiąga temperaturę odpowiadającą energii dochodzącej do 200 MeV. „Prosty” to może nie jest słowo, które przychodzi Państwu na myśl dla określenia wybuchowego rezultatu takiego zdarzenia (rys. III na II stronie okładki), ale dokładniejsze badania naprawdę pozwalają zrekonstruować cechy początkowej kuli ognia i stwierdzić, że stanowiła ona plazmę kwarkowo-gluonową.

3.4. Paradygmat czwarty: reguły symetrii

Przez cały XX wiek poszukiwanie symetrii było niezwykle owocną metodą wglądu w fundamentalne zasady funkcjonowania Przyrody. W szczególności QCD powstała jako jednoznaczne ucieleśnienie olbrzymiej grupy symetrii, lokalnej symetrii kolorowej SU(3) cechowania (połączonej ze szczególną teorią względności w ramach kwantowej teorii pola). Gdy próbujemy odkryć nowe zasady, wychodzące poza to, co już wiemy, wykorzystywanie symetrii jako przewodnika nadal wydaje się dobrą strategią. Doprowadziła już ona fizyków do wielu przekonujących pomysłów, o których – jestem tego pewien – jeszcze Państwo usłyszą w następnych latach! We wszystkich tych ideach QCD odgrywa ważną rolę, albo bezpośrednio, albo jako źródło inspiracji, albo jako zasadnicze narzędzie planowania strategii poszukiwań doświadczalnych.

Przedyskutuję teraz pobieżnie jeden z tych pomysłów oraz w telegraficznym skrócie wspomnę o trzech innych.

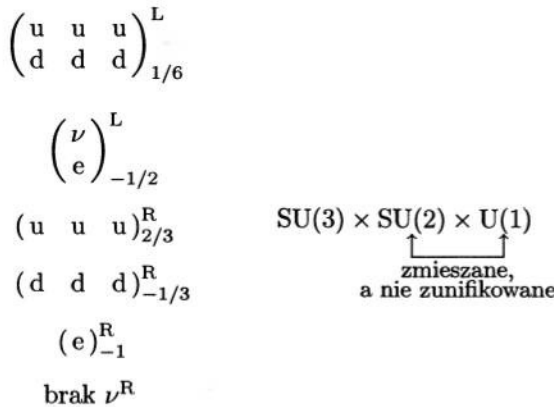
3.4.1. Zunifikowane teorie pola

Zarówno QCD jak i model standardowy oddziaływań elektroslabych są oparte na symetriach cechowania. Połączenie tych teorii daje cudownie oszczędny i mający olbrzymią siłę przewidywania opis zadziwiająco szerokiego zakresu zjawisk. I dlatego właśnie, że jest on tak konkretny i odnosi tak wielkie sukcesy, ów dar natury może – i powinien – być poddany bardzo skrupulatnemu oglądowi pod kątem jego estetycznych niedostatków i możliwości. Struktura modelu standardowego jako teorii z cechowaniem wskazuje bowiem wyraźnie kierunki jej dalszego owocnego rozwijania. Iloczynowa grupa cechowania, SU(3)×SU(2)×U(1), przywiedlnosc reprezentacji tworzonych przez fermiony (tj. fakt, iż sama symetria cechowania nie wiąże ze sobą wszystkich fermionów) oraz dość dziwne wartości liczby kwantowej zwanej hiperładunkiem przypisane znanym cząstkom – wszystkie te

czynniki wskazują, że pożądana byłaby większa symetria.

Diabeł tkwi w szczegółach i wcale nie mamy gwarancji, że na pierwszy rzut oka złożony i nieprzejrzysty zestaw pól materii da się wpasować w prostą strukturę matematyczną. A jednak się daje, i to w stopniu zaskakującym.

Rysunek 4 podsumowuje (dość schematycznie!) większość tego, co wiemy o oddziaływaniach silnych, elektromagnetycznych i słabych. QCD wiąże ze sobą w grupy po trzy (SU(3)) cząstki ułożone w wierszach, słabe oddziaływanie łączy po dwie (SU(2)) cząstki w kolumnach wewnątrz nawiasów, a działanie grupy U(1) jest czułe na hiperładunki (podane jako indeksy dolne). Ani różne oddziaływania, ani różne cząstki nie są w pełni zunifikowane. Występują tu trzy różne symetrie oddziaływań i pięć rozłącznych zbiorów cząstek (a właściwie piętnaście, jeśli uwzględnić istnienie trzech rodzin).



Rys. 4. Schematyczne przedstawienie struktury symetrii modelu standardowego. Składa się ona z trzech niezależnych grup przekształceń; ze względu na ich działanie znane fermiony grupuje się w pięć niezależnych zbiorów (lub piętnaście, jeśli uwzględnić powtarzanie się tych zbiorów w trzech rodzinach). Grupa cechowania SU(3) koloru QCD działa wzdłuż wierszy, grupa cechowania SU(2) oddziaływań słabych – wzdłuż kolumn, a względną siłę działania grupy U(1) hiperładunku wyznaczają liczby umieszczone jako indeksy dolne. Indeksy górne R lub L oznaczają odpowiednio prawo- i lewochiralne składowe odpowiednich pól. Symetrie te nie działają na pola neutrin prawoskrętnych.

Znacznie lepszy rezultat można osiągnąć, mając większą symetrię dzięki wprowadzeniu dodatkowych gluonów, zmieniających także kolorowe ładunki oddziaływań silnych w ładunki słabe. Jak pokazuje rys. 5, wszystkie elementy zaczynają się wtedy pięknie układać.

Na pozór jest tu jednak pewien problem. Mierzone siły różnych oddziaływań nie są takie same, tak jak by tego wymagała większa symetria. Na szczęście asymptotyczna swoboda mówi nam, że obserwowane na dużych odległościach siły oddziaływań mogą być inne niż

	R	W	B	G	P
u	+	-	-	+	-
u	-	+	-	+	-
u	-	-	+	+	-
d	+	-	-	-	+
d	-	+	-	-	+
d	-	-	+	-	+
u ^c	-	+	+	-	-
u ^c	+	-	+	-	-
u ^c	+	+	-	-	-
d ^c	-	+	+	+	+
d ^c	+	-	+	+	+
d ^c	+	+	-	+	+
ν	+	+	+	+	-
e	+	+	+	-	+
e ^c	-	-	-	+	+
N	-	-	-	-	-

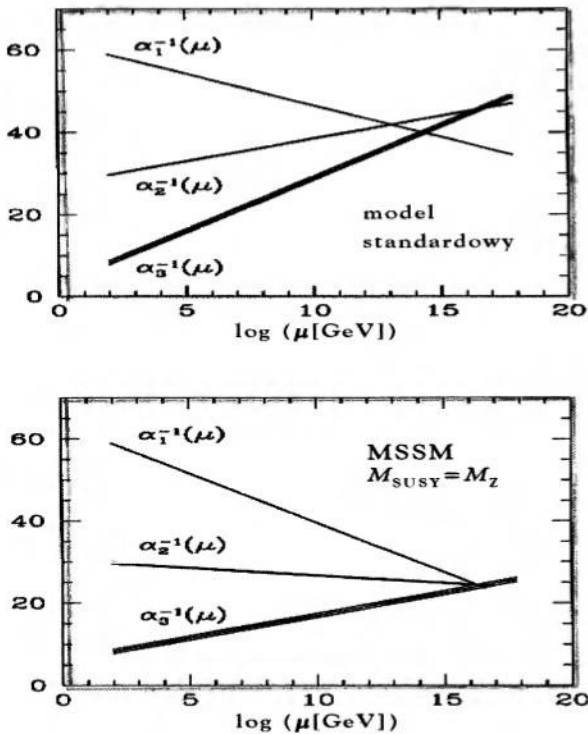
$$\text{hiperładunek } Y = -\frac{1}{6}(R + W + B) + \frac{1}{4}(G + P)$$

Rys. 5. Hipotetyczna większa symetria SO(10) ujmuje wszystkie symetrie modelu standardowego oraz dodatkowe symetrie w ramy zunifikowanej struktury matematycznej (unifikacja oparta na grupie symetrii SO(10) została po raz pierwszy przedstawiona w pracy [7]). Fermiony, w tym także prawoskrętne neutрино odgrywające ważną rolę w zrozumieniu obserwowanych w fizyce neutrin zjawisk, tworzą tu nierozdzielną (jeśli pominąć istnienie trzech rodzin fermionów) całość. Dopuszczalne ładunki, zarówno silne jak i słabe, idealnie zgadzają się z tym, co się obserwuje. Hiperładunki wymagane przez argumenty natury fenomenologicznej, które wydają się tak dziwne w ramach samego modelu standardowego, są tu wyznaczone przez kolor oraz ładunki słabe zgodnie z przytoczonym wzorem wynikającym z teorii.

siły fundamentalnych sprzężeń odczuwane na bardzo małych odległościach. Aby sprawdzić, czy podstawowa teoria może mieć większą symetrię, trzeba zajrzeć do wnętrza chmur cząstek wirtualnych i zbadać zmiany sprzężeń. Możemy to zrobić, wykonując rachunek tego samego rodzaju co wykorzystany do otrzymania rys. 2, rozciągając go na oddziaływania elektrosłabe i ekstrapolując do znacznie mniejszych odległości (lub, co równoważne, do wyższych skal energii). Wygodnie jest też wykreślać odwrotności stałych sprzężenia i używać skali logarytmicznej, gdyż wówczas krzywe obrazujące zmiany sprzężeń są (w przybliżeniu) liniami prostymi. Uwzględniając w rachunku jedynie te cząstki, co do których istnienia mamy przekonujące dowody, stwierdzamy, że wartości sprzężeń wprawdzie obiecująco się do siebie zbliżają, lecz ostatecznie nie całkiem się spotykają. Obrazuje to górna część rys. 6.

Interpretując wyniki optymistycznie, można wnieść z tego „prawie sukcesu”, iż ogólnie koncepcja unifikacji ma się dobrze, podobnie jak stałe opieranie się przez nas na kwantowej teorii pola przy obliczaniu

zmienności stałych sprzężenia. Nie byłoby w końcu zaskoczeniem, gdyby w takiej ekstrapolacji równań opisujących ewolucję sprzężeń wiele rzędów wielkości poza wartości energii, przy których równania te mają oparcie w doświadczeniu, brakowało jakichś składników dających istotne ilościowo efekty. Za chwilę wspomnę o pewnej atrakcyjnej hipotezie dotyczącej ewentualnych brakujących składników.



Rys. 6. Unifikacja sprzężeń w teoriach z cechowaniem. Hipotezę, że różniące się znacznie stałe sprzężenia różnych oddziaływań cechowania przyjmują na małych odległościach wspólną wartość, możemy sprawdzić, wykonując rachunki pozwalające uwzględnić wpływ chmur cząstek wirtualnych [8]. Są to rachunki takiego samego rodzaju, jak te, na których oparty jest rys. 2, ale ekstrapolowane do znacznie wyższych energii lub, równoważnie, mniejszych odległości. U góry: z uwzględnieniem tylko znanych cząstek wirtualnych, u dołu: z uwzględnieniem także cząstek wirtualnych, których istnienia wymaga supersymetria (do tego schematu pasuje także – z grubsza – grawitacja) [9]; akronim MSSM oznacza minimalny supersymetryczny model standardowy.

Bardzo ogólną konsekwencją prowadzenia tego rodzaju rozważań jest to, że jako naturalną skalę unifikacji otrzymuje się olbrzymią skalę energii, rzędu 10^{15} GeV lub większą. Jest to doniosły i bardzo pożądaný wynik. Jest on doniosły, ponieważ bardzo duża skala energii, pozostająca daleko poza energiami dostępnymi nam bezpośrednio, wynika ze starannej analizy wyników doświadczalnych uzyskanych przy energiach ponad dziesięć rzędów wielkości mniejszych! Umożliwiająca taką ekstrapolację logika jest połączeniem koncepcji unifikacji i asymptotycznej swobody

w następującym sensie. Jeśli to zależność wartości stałych sprzężenia od energii ma być odpowiedzialna za ich wyraźną nierówność, to – jako że zmieniają się one z energią zaledwie logarytmicznie – zależność ta musi obejmować duży zakres energii.

Pojawienie się wielkiej skali mas jako skali unifikacji jest pożądané przede wszystkim dlatego, że wiele efektów, których występowania można by oczekiwać, jeśli hipoteza unifikacji jest prawdziwa, jest – jak się obserwuje – silnie tłumionych. Symetrie unifikujące $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ w nieunikniony sposób muszą prowadzić do szerokiej klasy możliwych przejść pomiędzy kwarkami, leptonami oraz ich antycząstkami. Możliwość występowania takich przejść szerszej klasy, w których pośredniczą odpowiednie bozony cechowania, zagraża zasadom zachowania, w tym zasadom zachowania liczb barionowej i leptonowej. Pogwałcenie zasady zachowania liczby leptonowej wiąże się ściśle z oscylacjami neutrin, pogwałcenie zaś zasady zachowania liczby barionowej – z nietrwałością protonu. Oscylacje neutrin zostały zaobserwowane w ostatnich latach; wynikające z nich wartości mas neutrin są małe, co wskazuje, że naruszenie zasady zachowania liczby leptonowej jest bardzo słabe. Rozpadu protonu dotąd nie zaobserwowano, pomimo heroiczných wysiłków. Aby szybkości zachodzenia takich procesów były dostatecznie małe, tj. aby przewidywania nie stały w sprzeczności z danymi obserwacyjnymi, pożądana jest wysoka skala unifikacji, która tłumilaby częstości występowania procesów zachodzących za pośrednictwem wirtualnych bozonów cechowania, zmieniających kwarki w leptony. Skala unifikacji, jaką można wydedukować z ewolucji stałych sprzężenia, jest rzeczywiście niemal zgodna z otrzymanyymi z doświadczeń wartościami mas neutrin, co zachęca do dalszych energicznych poszukiwań rozpadu protonu.

Pojawienie się wielkiej skali mas jako skali unifikacji jest pożądané również dlatego, że stwarza możliwości ilościowego nawiązania do ostatniego już fundamentalnego oddziaływania w przyrodzie – do grawitacji. Powszechnie wiadomo, że grawitacja jest o absurdalnie wiele rzędów wielkości słabsza od innych oddziaływań, jeśli porównywać ich działanie między cząstkami elementarnymi przy dostępnych wartościach energii. Siła przyciągania grawitacyjnego między protonem i elektronem stanowi, niezależnie od odległości dzielącej te cząstki, około $Gm_e m_p / \alpha \approx 10^{-40}$ siły ich wzajemnego przyciągania elektrostatycznego. Na pierwszy rzut oka fakt ten stanowi wielkie wyzwanie dla idei, według której oba te oddziaływania są różnymi przejawami jednej i tej samej siły, oraz jeszcze poważniejsze wyzwanie dla koncepcji, że grawitacja, z uwagi na jej głęboki związek z dynamiką czasoprzestrzeni, jest siłą pierwotną.

Rozciągnięcie rozważań dotyczących ewolucji sprzężeń na grawitację pozwala nam stawić czoło tym wyzwaniom.

- Podczas gdy ewolucja sprzężeń w teoriach z cechowaniem jest subtelnym efektem kwantowym,

stała sprzężenia grawitacji ewoluje nawet klasycznie i o wiele szybciej. Jest tak dlatego, że grawitacja reaguje bezpośrednio na energię oraz pęd i dlatego wydaje się silniejsza, gdy mierzy się ją sondami o wielkiej energii. Przy przejściu od małych energii, przy których mierzymy ją zazwyczaj, do energii rzędu skali unifikacji, stosunek GE^2/α spada do wartości, które nie są już absurdalnie małe.

- Jeśli grawitacja jest pierwotną siłą, a szczególna teoria względności i mechanika kwantowa pozostają adekwatnymi ramami dla prowadzenia rozważań, to wyróżniony jest układ jednostek fizycznych Plancka oparty na stałej grawitacji G , prędkości światła c oraz kwancie działania Plancka h . Analiza wymiarowa sugeruje wówczas, że wartości liczbowe wielkości definiowanych w sposób naturalny, mierzone w jednostkach naturalnych, powinny być rzędu jedności. Jeśli jednak wyrazimy w jednostkach Plancka masę protonu, to stwierdzimy, że

$$m_p \approx 10^{-18} \sqrt{\frac{hc}{G}}. \quad (2)$$

Przy przyjętych założeniach nie ma sensu pytać, „dlaczego grawitacja jest tak słaba”. Grawitacja jako pierwotna siła jest po prostu tym, czym jest. Właściwym pytaniem jest to, wobec którego stajemy tutaj: „dlaczego proton jest tak lekki?”. Biorąc pod uwagę nasze nowe, głębokie rozumienie pochodzenia masy protonu, nakreślone tu dziś wcześniej, możemy pokusić się o próbę sformułowania odpowiedzi. Masa protonu jest wyznaczona przez skalę, przy której stała sprzężenia oddziaływań silnych, po ewolucji w dół od swojej pierwotnej wartości przy energii Plancka, staje się rzędu jedności. To właśnie wtedy opłacalne staje się zniesienie narastających pól kolorowych kwarków za cenę zwiększenia kwantowej energii lokalizacji. W ten sposób dostajemy jakościowe wyjaśnienie malutkiej – w jednostkach Plancka – wartości masy protonu: wynika ona stąd, że jednostka podstawowa g stałej sprzężenia oddziaływań kolorowych jest równa około 1/2 przy skali Plancka! W ten sposób rozumowanie oparte na analizie wymiarowej przestaje wyglądać śmiesznie. Pozorna słabość grawitacji jest skutkiem naszej skłonności do patrzenia z perspektywy, jaką daje materia zbudowana z protonów i neutronów.

3.4.2 Supersymetria

Jak już wspomniałem przed chwilą, uwzględnienie w ewolucji stałych sprzężenia jedynie wpływu znanych obecnie cząstek wirtualnych nie prowadzi dokładnie do zbiegania tych sprzężeń do wspólnej wartości, mimo iż silnie takie zbieganie sugeruje. Istnieje jedna szczególna propozycja, jak należy poszerzyć świat cząstek wirtualnych. Propozycja ta ma kilka dobrych, niezależnych od siebie uzasadnień i jest znana jako nisko-

energetyczna supersymetria (standardowy przegląd – patrz [10]).

Jak sugeruje jej nazwa, supersymetria polega na rozszerzeniu symetrii podstawowych równań fizyki. Owo proponowane rozszerzenie idzie w innym kierunku niż rozszerzanie symetrii cechowania. Podczas gdy rozszerzona symetria cechowania zmienia ładunki kolorowe, nie zmieniając spinu cząstek, supersymetria przekształca na siebie cząstki o takich samych ładunkach kolorowych, ale o różnych spinach. Supersymetria rozszerza symetrię czasoprzestrzeni szczególnej teorii względności.

Aby wprowadzić supersymetrię niskoenergetyczną, trzeba przyjąć postulat istnienia całego nowego świata ciężkich cząstek, z których żadna nie została dotąd bezpośrednio zaobserwowana. Istnieje jednak bardzo intrygująca wskazówka pośrednia, że pomysł ten może być krokiem w dobrym kierunku. Jeśli cząstki wymagane przez niskoenergetyczną supersymetrię uwzględnimy jako cząstki wirtualne przy obliczaniu zmian sprzężenia ze wzrostem energii, to uzyskamy dokładną unifikację! To właśnie pokazuje dolna część rys. 6.

Mamy wrażenie, że po wspięciu się na piramidę spekulacji, zbudowaną zarówno z rozszerzonej symetrii cechowania, jak i rozszerzonej symetrii czasoprzestrzeni, przebiliśmy się przez chmury ku jasności i zapierającej dech w piersiach wizji. Czy to tylko iluzja, czy rzeczywistość? Pytanie to stwarza bardzo interesującą sytuację dla wielkiego zderzacza hadronów LHC, który ma zacząć pracować w CERN-ie w 2007 r. Akcelerator ten ma bowiem osiągnąć wartości energii niezbędne, aby dotrzeć do nowego świata ciężkich cząstek, jeśli takowy istnieje. Jak potoczy się historia, pokaże dopiero czas. W każdym razie jednak myślę, że można z czystym sumieniem powiedzieć, iż poszukiwanie zunifikowanych teorii, które we wcześniejszych (a także i w wielu współczesnych) wcieleniach było mało konkretne i nie owocowało sprawdzalnymi przewidywaniami, osiągnęło zupełnie nowy poziom konkretności i płodności w ramach koncepcji, które tu naszkicowałem.

3.4.3 Aksjony²

Jak już wielokrotnie powtarzałem, QCD została w głębokim i dosłownym sensie stworzona jako ucieleśnienie symetrii. Istnieje niemal doskonale jednoznaczna odpowiedniość między obserwowanymi własnościami kwarków i gluonów a najogólniejszymi ich własnościami, jakie w ramach szczególnej teorii względności i mechaniki kwantowej dopuszcza symetria koloru. Odstępstwo od tej reguły stanowi jedynie to, że potwierdzone symetrie QCD nie zabraniają pewnego rodzaju efektu, którego nie obserwuje się doświadczalnie. Symetrie te dopuszczają pewnego rodzaju oddziaływanie gluonów, opisywane tzw. czło-

² Standardowy przegląd – patrz [11], polecam także pracę [12].

nem θ w lagranżianie, które narusza niezmienniczość równań QCD względem odwrócenia strzałki czasu. Doświadczenie nakłada na siłę tego oddziaływania bardzo ostre ograniczenia. Są one zbyt ostre, by można było sądzić, że są dziełem przypadku.

Niewystępowanie tego niepożądanego oddziaływania można wyjaśnić, postulując nową symetrię. Zwana jest ona symetrią Peccei–Quinn od nazwisk fizyków, którzy jako pierwsi ją zaproponowali. Gdyby rzeczywiście taka symetria występowała, miałyby istotne konsekwencje. Prowadzi ona do przewidywania, że powinny istnieć nowe, bardzo lekkie i bardzo słabo oddziałujące cząstki, aksjony (nazwałem je tak od nazwy pewnego środka piorącego, ponieważ czyszczą one problem za pomocą prądu aksjalnego). W zasadzie aksjony mogłyby być zaobserwowane na wiele różnych sposobów, choć żaden z nich nie jest łatwy. Mają one także interesujące konsekwencje w kosmologii i są jednymi z głównych kandydatów na kosmologiczną ciemną materię.

3.4.4. W poszukiwaniu utraconej symetrii³

Od sformułowania naszej obecnej teorii oddziaływań elektroślabych, która odniosła wspaniały sukces, upłynęły już niemal cztery dekady. Zasadniczą rolę w tej teorii odgrywa koncepcja spontanicznie naruszonej symetrii cechowania. Według tej koncepcji podstawowe równania fizyki mają większą symetrię niż rzeczywisty świat fizyczny. Jakkolwiek konkretny sposób wykorzystania tej koncepcji w teorii oddziaływań elektroślabych wymaga wprowadzenia egzotycznych, hipotetycznych elementów i skomplikowanej matematyki, to sam podstawowy pomysł naruszonej symetrii jest dość stary. Korzeniami sięga on zarania nowoczesnej fizyki, tj. czasów, gdy Newton przyjął postulat, że podstawowe prawa mechaniki powinny wykazywać symetrię trójwymiarowej przestrzeni, mimo iż powszednie doświadczenie, związane z naszym lokalnym otoczeniem, wyraźnie odróżnia kierunki „w górę” i „w dół” od kierunków „w bok”. Oczywiście Newton przypisał tę asymetrię wpływowi ziemskiego przyciągania. Podobnie współcześni fizycy przyjmują w ramach teorii oddziaływań elektroślabych postulat, że świat fizyczny opisują jej rozwiązania, w których całą przestrzeń, w całym obserwowanym dziś Wszechświecie, przenika jedno lub więcej pól (kwantowych) i że pola te burzą pełną symetrię podstawowych równań.

Hipoteza ta, z początku brzmiąca dość ekstrawagancko, ma na szczęście konsekwencje, które mogą być sprawdzone. Pola naruszające symetrię, odpowiednio wzbudzone, muszą wytworzyć charakterystyczne dla nich cząstki będące kwantami tych pól. Najbardziej ekonomiczna realizacja koniecznego naruszenia symetrii przewiduje istnienie ważnej nowej cząstki zwanej bozonem Higgsa. Bardziej ambitne spekulacje sugerują, że powinna istnieć nie jedna cząstka Higgsa, lecz

cała rodzina takich cząstek. Na przykład niskoenergetyczna supersymetria wymaga istnienia co najmniej pięciu cząstek Higgsa.

Rozpracowanie układu pól i cząstek Higgsa będzie drugim głównym zadaniem LHC. Przy planowaniu tego zamierzenia niezwykle ważną rolę pomocniczą odgrywa QCD i asymptotyczna swoboda. Silne oddziaływanie będą odpowiedzialne za większość tego, co będzie się działo w zderzeniach zachodzących w LHC. Nowe zjawiska uwidoczną się tylko we względnie niewielkiej liczbie przypadków. Aby je dostrzec, musimy doskonale rozumieć dominujące tło. Co więcej, w produkcji i rozpadach cząstek Higgsa zwykle uczestniczyć będą kwarki i gluony. Aby przewidzieć sygnatury doświadczalne tych procesów i zinterpretować wyniki obserwacji, będziemy musieli wykorzystać naszą wiedzę o tym, w jaki sposób protony – grające w LHC rolę pocisków – są zbudowane z kwarków i gluonów, a także jak same kwarki i gluony ujawniają się jako dżety.

4. Najważniejsza lekcja

Asymptotyczna swoboda, oprócz rozwiązania paradoksów, które pierwotnie były powodem naszego niepokoju, daje również koncepcyjne podstawy wielu ważnych sposobów wglądu w działanie przyrody na fundamentalnym poziomie i stanowi uniwersalny instrument umożliwiający prowadzenie dalszych badań.

Najważniejsza lekcja ma jednak naturę moralną i filozoficzną. Przekonanie się na tym przykładzie, że my, ludzie, możemy pojąć najgłębsze zasady przyrody nawet wtedy, gdy skrywają się one w rzeczywistości obcej nam i odległej, budzi naprawdę nabożny lęk. Nasze umysły nie zostały stworzone do takich zadań, nie mieliśmy też odpowiednich, gotowych narzędzi. Zrozumienie osiągnięto w wyniku szerokiego międzynarodowego wysiłku tysięcy ludzi pracujących z uporem przez dziesięciolecia, rywalizujących ze sobą w sprawach drobnych, lecz współpracujących w sprawach najistotniejszych i przestrzegających reguł otwartości oraz intelektualnej uczciwości. Takimi metodami, które nie przychodzą nam łatwo, ale wymagają pielęgnowania i czujności, możemy dokonywać cudów.

5. Postscriptum: refleksje

Takie było zakończenie wygłaszanego przeze mnie wykładu. W tej spisanej wersji chcę do niego dodać kilka osobistych refleksji.

5.1. Podziękowania

Zanim skończę, chciałbym przekazać podziękowania.

Po pierwsze chcę podziękować rodzicom, którzy troszczyli się o moje ludzkie potrzeby i wspierali od początku moją ciekawość świata. Byli oni dziećmi emigrantów z Polski i Włoch. Mimo iż wychowywali się w czasach Wielkiej Depresji, zdolali wyrosnąć na

³ Temat ten szerzej dyskutuję w pracy [13].

ludzi szlachetnych, żywiących inspirujący mnie podziw dla nauki i zdobywania wiedzy. Chcę podziękować mieszkańcom Nowego Jorku za wspieranie sieci szkół publicznych, które mi się bardzo dobrze przysłużyły. Otrzymałem też znakomite wykształcenie wyższe na University of Chicago. W związku z tym chciałem szczególnie wspomnieć inspirujący wpływ Petera Freunda; jego olbrzymi entuzjazm i jasność, z jakimi wykładał zastosowania teorii grup w fizyce, były głównymi czynnikami, które pchnęły mnie od czystej matematyki ku fizyce.

Chciałbym następnie podziękować ludziom związanym z Princeton, którzy w decydujący sposób przyczynili się do stworzenia warunków umożliwiających mój rozwój i powstanie moich najważniejszych prac w latach siedemdziesiątych. Od strony życia osobistego dotyczy to zwłaszcza mojej żony Betsy Devine. Nie sądzę, by było dziełem przypadku, że początek mojej naukowej dojrzałości i jakiś szczególny przypływ energii przypadły na czas, gdy się w niej zakochałem. Dotyczy to także moich doktorantów Roberta Schrocka oraz Billa Caswella, od których wiele się nauczyłem i którzy uczynili nasz wyjątkowo intensywny styl życia naturalnym, a nawet przyjemnym. Od strony naukowej muszę oczywiście podziękować przede wszystkim Davidowi Grossowi, który porwał mnie swoim dążeniem do poznawania i obliczania, a hojnie udzielanymi wskazówkami jak też swoim osobistym przykładem zapoczątkował i zainspirował całą moją karierę w fizyce. Warunki uprawiania fizyki teoretycznej były w latach siedemdziesiątych w Princeton znakomite. Panowała atmosfera pasji zrozumienia, intelektualnego wspierania się i wzajemnego zaufania. Stworzenie takich warunków było wielkim osiągnięciem. Na szczególnie wielkie uznanie za to zasługują Murph Goldberger, Sam Treiman i Curt Callan. Również Sidney Coleman, który w tym czasie odwiedził Princeton, żywo interesował się naszą pracą. Takie zainteresowanie ze strony fizyka, którego uważałem za niepowtarzalnie błyskotliwego, samo w sobie było inspirujące; Sidney zadawał wiele trudnych, szczegółowych pytań, które pomogły nam rozumieć nasze wyniki w miarę jak postępowała praca. Nieco wcześniej w Princeton gościł z wykładami Ken Wilson. Jego koncepcje dotyczące grupy renormalizacji pobrzmiewały w naszych umysłach.

Fundamentalne zrozumienie silnych oddziaływań było wynikiem dziesięcioleci badań, w które zaangażowane były tysiące utalentowanych ludzi. Pragnę bardziej ogólnie podziękować moim towarzyszom fizykom. W wysiłkach teoretycznych natchnienie i informacje czerpałem z pomysłowości i wytrwałości moich kolegów doświadczalników. Składałem im wszystkim podziękowania i gratulacje. Oprócz tych ogólnych podziękowań chcę wymienić z nazwiska trio fizyków, których praca była szczególnie ważna dla naszej, a którzy sami

Nagrody Nobla (jeszcze?) nie otrzymali. Są to Yoichiro Nambu, Stephen Adler i James Bjorken. Ci trzej bohaterowie posuwali naprzód sprawę zrozumienia fizyki hadronów, biorąc na serio idee kwantowej teorii pola i wcielając je w konkretne mechanistyczne modele w czasie, gdy było to trudne i niepopularne. Chciałem podziękować także Murrayowi Gell-Mannowi i Gerardowi 't Hooftowi za to, że nie wymyślili wszystkiego do końca i zostawili tym samym nam jeszcze coś do zrobienia. Na koniec chciałbym podziękować Matce Naturze za jej nadzwyczaj dobry gust, który dał nam taką piękną i potężną teorię do odkrycia.

Praca wspierana częściowo przez amerykański Departament Energii (D.O.E.) w ramach wspólnej umowy badawczej DE-FC02-94ER40818.

5.2. Uwaga dla historyków

Nie zdałem tu w wyczerpujący sposób sprawy z moich doświadczeń uczestnictwa w odkryciu naukowym. W ogóle nie wierzę, by takie relacje, ułożone po upływie długiego czasu, mogły być historycznie wiarygodne. Wzywam za to historyków, by skoncentrowali się na dokumentach współczesnych odkryciu, a zwłaszcza na oryginalnych pracach, które z natury rzeczy najdokładniej odzwierciedlają zrozumienie dostępne w owym czasie ich autorom, wyrażone przez nich najlepiej jak umieli. Na podstawie takiej literatury nie powinno być, jak sądzę, trudno wykryć, gdzie zaszły wspomniane wcześniej zmiany poglądów i gdzie główne paradoksy fizyki silnych oddziaływań i kwantowej teorii pola zostały przekształcone w nowoczesne paradygmaty naszego rozumienia Przyrody.

Tłumaczył Piotr H. Chankowski
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski

Literatura

- [1] D. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 1343 (1973).
- [2] D. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. D* **8**, 3633 (1973).
- [3] D. Gross, F. Wilczek, *Phys. Rev. D* **9**, 980 (1974).
- [4] L. Landau, w: *Niels Bohr and the Development of Physics*, red. W. Pauli (McGraw-Hill, New York 1955).
- [5] C.-N. Yang, R. Mills, *Phys. Rev.* **96**, 191 (1954).
- [6] Y. Nambu, w: *Preludes in Theoretical Physics*, red. A. De-Shalit, H. Feshbach, L. van Hove (North-Holland, Amsterdam 1966).
- [7] H. Georgi, w: *Particles and Fields – 1974*, red. C. Carlson (AIP, New York 1975).
- [8] H. Georgi, H. Quinn, S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 451 (1974).
- [9] S. Dimopoulos, S. Raby, F. Wilczek, *Phys. Rev. D* **24**, 1681 (1981).
- [10] H.-P. Nilles, *Phys. Rep.* **110**, 1 (1984).
- [11] J. Kim, *Phys. Rep.* **150**, 1 (1987).
- [12] F. Wilczek, hep-ph/0408167.
- [13] F. Wilczek, *Nature* **433**, 239 (2005).

Energetyka wodorowa*

George W. Crabtree^a, Mildred S. Dresselhaus^b, Michelle V. Buchanan^c

^aArgonne National Laboratory, Argonne, IL, USA

^bMIT, Cambridge, MA, USA

^cOak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, TN, USA

The hydrogen economy

Abstract: If the fuel cell is to become the modern steam engine, basic research must provide breakthroughs in understanding, materials and design to make a hydrogen-based energy system a vibrant and competitive force.

Wstęp

Od początków rewolucji przemysłowej w XVIII w. paliwa kopalne – węgiel, ropa naftowa i gaz ziemny – napędzały rozwój infrastruktury technicznej i transportowej społeczeństw. Obecne kontynuowanie takiej gospodarki zagraża wyeksploatowaniem złóż paliw i zaburza równowagę środowiska naturalnego. Przewiduje się, że światowe zapotrzebowanie na energię podwoi się do 2050 r. w związku ze wzrostem liczby ludności i uprzemysłowieniem krajów rozwijających się [1]. Podaż paliw kopalnych jest ograniczona, a w czasie życia najbliższego pokolenia przewiduje się związane z nią kryzysy paliwowe (patrz artykuł Paula Weisza w *Physics Today*, lipiec 2004, s. 47).

Światowe rezerwy ropy i gazu są skupione w zaledwie kilku regionach, podczas gdy popyt rośnie wszędzie, dlatego coraz trudniej zapewnić stabilność i bezpieczeństwo dostaw. Co więcej, wykorzystanie paliw kopalnych, wprowadzające chemiczne i pyłowe zanieczyszczenia do atmosfery, szkodzi naszemu zdrowiu. Dwutlenek węgla i inne gazy cieplarniane, którym przypisuje się wpływ na globalne ocieplenie, zagrażają stabilności ziemskiego klimatu.

Zamiennik dla paliw kopalnych z pewnością nie pojawi się z dnia na dzień. Zanim źródła alternatywne zapewnią podaż energii w ilościach i po kosztach do nich konkurencyjnych, wymagane będą szeroko zakrojone badania i próby technologiczne. Komercyjna dostępność alternatywnych źródeł będzie wymagać utworzenia właściwej infrastruktury ekonomicznej. Każdy z tych kroków jest czasochłonny, lecz globalne zwiększenie inwestycji w badania i rozwój najprawdopodobniej przyspieszy tempo zmian. Choć nie da się przewidzieć, kiedy podaż paliw kopalnych przestanie za-

spokajać popyt ani kiedy globalne ocieplenie klimatu znacznie się odbijać na gospodarce, bieżąca tendencja wzrostowa zużycia tych paliw zmniejsza szanse na bezbolesne przejście do alternatywnych źródeł energii.

Wodór jako nośnik energii

Paliwem stanowiącym obiecującą alternatywę dla paliw kopalnych jest wodór [2,3] (patrz artykuł Joan Ogden, *Physics Today*, kwiecień 2002, s. 69). W reakcji z tlenem wodór uwalnia energię – wybuchowo w silnikach cieplnych bądź powoli w ogniwach paliwowych, przy czym jedynym produktem ubocznym tej reakcji jest woda. Wodór występuje na Ziemi bardzo obficie, we wszystkich jej rejonach, niezależnie od granic państwowych. Wykorzystanie go do stworzenia gospodarki wodorowej – przyszłego systemu energetycznego opartego na wodorze i elektryczności – wymaga jedynie odpowiedniej technologii i nie wprowadzi politycznych barier w dostępie do energii.

Wodór, pod wieloma względami atrakcyjny zamiennik dla paliw kopalnych, nie występuje jednak w naturze w postaci czystego H₂. Jest natomiast obficie dostępny w związkach chemicznych, jak woda czy węglowodory, które w celu jego pozyskania muszą być przetworzone chemicznie. Podobnie jak elektryczność, jest on nośnikiem energii i, podobnie jak elektryczność, musi być produkowany z zasobów naturalnych. Obecnie większość pozyskiwanego wodoru wytwarza się z gazu ziemnego w procesie zwanym reformingiem parowym. Produkowanie wodoru z paliw kopalnych zaprzeczyłoby jednak samej *raison d'être* poszukiwania ich zamiennika. Zastosowanie procesu reformingu parowego nie prowadziłoby do zmniejszenia zużycia paliw kopalnych, lecz przesunęłoby ich wykorzystanie do wcześniejszego etapu cyklu produkcyjnego (pozyskania

* Artykuł, opublikowany w *Physics Today* 57, zes. 12, 39 (2004), został przetłumaczony za zgodą Autorów i Wydawcy. [Translated with permission. © 2004 American Institute of Physics]

wodoru), a węgiel byłby nadal emitowany do atmosfery w postaci dwutlenku węgla. Aby więc osiągnąć rzeczywiste korzyści z energii wodorowej, powinniśmy produkować wodór z zasobów innych niż kopalne, np. z wody, stosując odnawialne źródła energii.

Rysunek 1 ilustruje gospodarkę wodorową za pomocą schematu złożonego z trzech funkcjonalnych kroków: produkcji, przechowywania i wykorzystania. Znane są podstawowe środki techniczne prowadzące do realizacji tych kroków, ale żaden z nich wciąż jeszcze nie może konkurować z paliwami kopalnymi pod względem kosztów, wydajności i niezawodności. Nawet przy wykorzystaniu najtańszej metody – reformingu parowego metanu – koszty uzyskiwanej energii są czterokrotnie większe niż w przypadku spalania benzyny. Ponadto wykorzystywanie metanu prowadzi do dalszej eksploatacji paliw kopalnych oraz emisji CO_2 do atmosfery. Wodór można przechowywać w zbiornikach ciśnieniowych jako gaz lub niskotemperaturowych jako ciecz, uzyskiwane gęstości nie pozwalają jednak na zastosowania praktyczne, np. nie wystarczają do przejechania 500 km samochodem przy jednokrotnym tankowaniu. Wodór można przetwarzać bezpośrednio na energię elektryczną w ogniach paliwowych, lecz koszty produkcji prototypowych ogni są nadal wysokie – ok. 3000 dolarów amerykańskich na kilowat wytwarzanej mocy (masowa produkcja mogłaby je zmniejszyć 10-krotnie albo jeszcze bardziej) w porównaniu z 30 \$/kW dla silników benzynowych.

Przepaść między obecnym stanem technologii produkcji, przechowywania i wykorzystania wodoru a prawdziwie konkurencyjną gospodarką wodorową jest zbyt duża, by można ją było pokonać małymi krokami. Konieczny jest jakościowy skok, jaki mogą przynieść jedynie badania podstawowe.

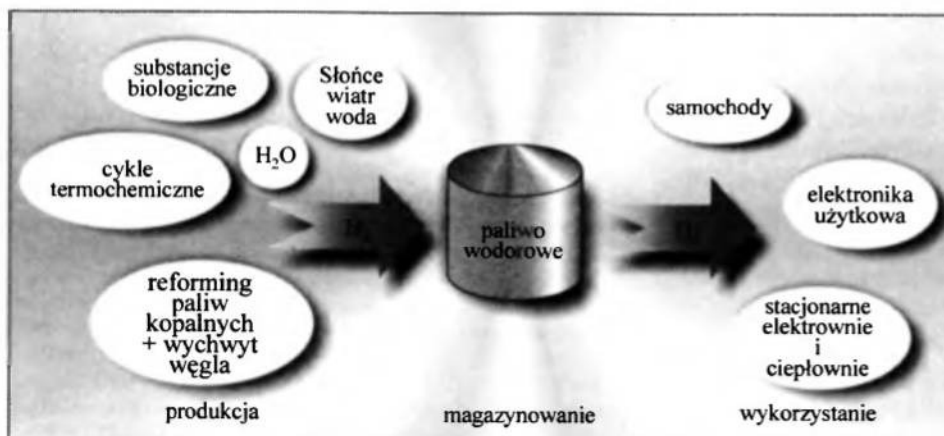
Alternatywy dla reformingu

Amerykański Departament Energii ocenia, że do roku 2040 samochody osobowe i lekkie ciężarówki zasilane ogniwami paliwowymi wymagałyby zaopatrywania w ok. 150 megaton wodoru rocznie [3]. Obecna

amerykańska produkcja roczna wynosi ok. 9 Mt wodoru uzyskiwanego niemal w całości z reformingu gazu ziemnego. Obecnie największym wyzwaniem jest znalezienie niedrogiej i efektywnej metody pozyskiwania wodoru w wystarczających ilościach z naturalnych zasobów innych niż paliwa kopalne. Najbardziej obiecującą drogą jest rozkład wody, która jest naturalnym nośnikiem wodoru. Rozkład cząsteczki wody i uwolnienie wodoru wymaga oczywiście energii, ale energia ta jest później odzyskiwana w trakcie utlenienia wodoru z utworzeniem wody. Aby wyeliminować z tego cyklu paliwa kopalne, energia potrzebna do rozkładu wody musi pochodzić z innych źródeł niż spalanie węgla – może to być energia pary elektron–dziura wzbudzonej promieniami słonecznymi w półprzewodniku, ciepło wytwarzane w reaktorze jądrowym czy kolektorze słonecznym lub energia elektryczna wytwarzana przez odnawialne źródła energii, np. w elektrowniach wodnych czy wiatrowych.

Jedną z najbardziej fascynujących technologii rozkładu wody [4] jest bezpośrednia konwersja światła słonecznego w wodór. Stosowana obecnie metoda prowadzi do rozkładu wody w dwóch krokach: konwersji energii promienistej w energię elektryczną w ogniach fotowoltaicznych, a następnie elektrolizy wody w oddzielnej komorze. Wiadomo, że sprawność fotoogniw sięga 32% dla kosztownych monokrystalicznych półprzewodników w wielozłączowych stosach, by spaść do 3% dla znacznie tańszych półprzewodników organicznych. Co ciekawe, koszt wytworzonej energii elektrycznej jest w obu przypadkach podobny. Sprawność nowoczesnych elektrolizerów może sięgać 80%.

Powyższe dwa procesy można jednakże zintegrować w jeden proces zachodzący w nanoskali. Absorpcja fotonu prowadzi do utworzenia pary elektron–dziura, która inicjowałaby dysocjację sąsiedniej cząsteczki wody. Sprawność tego zintegrowanego procesu fotochemicznego może być teoretycznie znacznie większa niż dwóch procesów następujących jeden po drugim. W próbach laboratoryjnych [4] osiągnęła ona 8–12%, a istnieją realne perspektywy znacznego



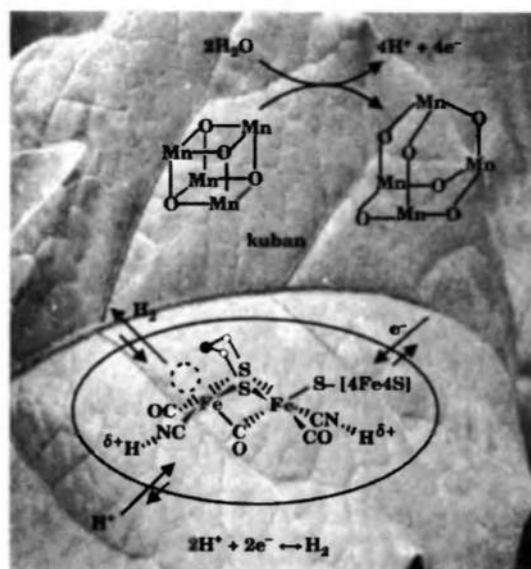
Rys. 1. Gospodarka wodorowa jako sieć pierwotnych źródeł energii powiązanych z rozlicznymi zastosowaniami poprzez wodór jako jej nośnik. Wodór nadaje produkcji i wykorzystaniu energii dużą elastyczność dzięki naturalnemu ich połączeniu z różnymi postaciami energii użytkowej: roślinną, jądrową, odnawialną i elektryczną. Każde z tych źródeł energii można wykorzystać do produkcji wodoru.

jej zwiększenia wraz z postępami w kontrolowaniu nanoskalowych procesów fotochemicznych. Technologicznym wyzwaniem jest otrzymanie odpornego materiału półprzewodnikowego, który spełniałby wzajemnie przeciwstawne wymagania nakładane przez przyrodę. Długości fali promieniowania słonecznego leżą głównie w zakresie widzialnym, co dla zapewnienia wydajnej absorpcji wymaga zastosowania półprzewodnika z wąską przerwą energetyczną – poniżej 1,7 eV. Półprzewodniki tlenkowe, np. dwutlenek tytanu, trwałe w środowisku wodnym, mają szeroką przerwę energetyczną sięgającą 3 eV, a zatem ich wzbudzenie wymaga fotonów o większych energiach. Obiecującym kierunkiem jest więc zastosowanie fotoogniw uczulanych barwnikowo, w których dzięki wielokrotnej absorpcji fotonów o mniejszej energii mogłoby następować zwiększanie energii elektronów. Alternatywą są również półprzewodniki tlenkowe domieszkowane w taki sposób, by zmniejszała się ich przerwa energetyczna, co lepiej dopasowałoby ją do widma słonecznego. W obu wariantach potrzebne są nowe nanomateriały hybrydowe, które umożliwiłyby bardziej wydajne użycie energii słonecznej do rozkładu wody.

Wodę można również rozkładać za pomocą cyklicznych procesów termochemicznych w temperaturze podwyższonej w celu przyspieszenia kinetyki reakcji [5]. Możliwymi źródłami ciepła są kolektory słoneczne pracujące w temperaturach do 3000 °C lub reaktory jądrowe zaprojektowane do pracy w zakresie 500–900 °C (patrz artykuł Gail Marcus i Alana Levina w *Physics Today*, kwiecień 2002, s. 54). Zaproponowano ponad 100 typów cyklicznych reakcji chemicznych, w tym układy cynkowo-tlenowe pracujące w 1500 °C, siarkowo-jodowe (850 °C), wapniowo-bromowe (750 °C) i miedziowo-chlorowe (550 °C). W wysokiej temperaturze przebieg procesów termochemicznych jest kompromisem między korzystnym przyspieszeniem kinetyki reakcji i szkodliwym przyspieszeniem korozji chemicznej reaktora. Drugim wyzwaniem technologicznym jest rozdzielanie produktów reakcji w wysokiej temperaturze – nierozdzielona mieszanka gazów rekombinuje przy ochładzaniu. Ale prawdziwym problemem jest znalezienie wydajnych materiałów na membrany selektywnie przepuszczające np. wodór lub tlen, wodę, kwas siarkowy czy też jodek wodoru w wysokich temperaturach. Fundamentalny postęp w dziedzinie katalizy mógłby doprowadzić do obniżenia wymaganej temperatury reakcji cyklicznej i tym samym ograniczyć potrzebę użycia materiałów wysokotemperaturowych bez uszczerbku dla wydajności. Szybkie postępy dokonywane obecnie w rozwijanych nanotechnologiach operujących na poziomie molekularnym obejmują właśnie katalityczne przyspieszenie kinetyki reakcji, rozdział produktów w wysokich temperaturach czy skierowanie produktów reakcji wprost do jej następnego etapu.

Oszałamiające możliwości całkiem nowego podejścia do produkcji wodoru stwarzają procesy inspiro-

wane przez przemiany zachodzące w organizmach żywych [6–9]. Świat przyrody rozwija własną gospodarkę wodorem już od 3 miliardów lat, odkąd rozwinęły się organizmy zdolne do fotosyntezy, a więc konwersji CO₂, wody i światła słonecznego w wodór i tlen. Rośliny zużywają wodór do syntezy węglowodorów w liściach i lodygach oraz wydzielają tlen do atmosfery, umożliwiając oddychanie zwierzętom. Organizmy jednokomórkowe, np. algi czy wiele mikroobów, produkują wodór wydajnie w temperaturze środowiska za pomocą procesów molekularnych. Te naturalne procesy zachodzą z udziałem skomplikowanych struktur białkowych, które dopiero niedawno zostały częściowo rozszyfrowane. Na przykład, od miliardów lat rośliny wykorzystują katalizator zbudowany z klastrów manganowo-tlenowych do wydajnego rozkładu wody w temperaturze pokojowej w procesie prowadzącym do uwolnienia protonów i elektronów. Podobnie, bakterie używają klastrów żelaza i niklu jako centrów aktywnych w procesach zarówno asocjacji cząsteczki H₂ z protonów i elektronów, jak i jej dysocjacji na te cząstki (rys. 2). Można mieć nadzieję, że naukowcy potrafią wykorzystać wydajne naturalne procesy produkcyjne, gdy już w pełni zrozumieją struktury i działanie cząsteczek biologicznych po to, by je następnie naśladować do wytwarzania sztucznych materiałów użytecznych jako katody i anody ogniw paliwowych.



Rys. 2. Przyroda wykształciła zadziwiająco proste i wydajne metody rozkładu wody oraz konwersji H₂ w jego składniki – protony i elektrony. Podstawową komórką katalizatora rozkładającego wodę podczas fotosyntezy jest kuban (u góry) – klastr manganowo-tlenowy. Badacze dopiero zaczynają rozumieć – dzięki krystalografii i spektroskopii – stany utlenienia kubanu [8]. Bakterie wykorzystują klastry żelazowe (u dołu, w kole) do katalizy reakcji przekształcania dwóch protonów i dwóch elektronów w H₂. Funkcje złożonych postaci strukturalnych i elektronowych tego enzymu można imitować w laboratorium. Wiąże się z tym nadzieję stworzenia syntetycznej wersji tych naturalnych katalizatorów [7].

Magazynowanie wodoru

Kluczowym elementem gospodarki wodorem jest jego magazynowanie w postaci skondensowanej, wygodnie łączące jego produkcję i wykorzystanie. W odróżnieniu od energii elektrycznej wodór nie musi być produkowany i zużywany w tym samym tempie – można go magazynować do znacznie późniejszego użycia, a zapasy mogą tworzyć wygodny bufor między niesynchronizowanymi cyklami produkcji i konsumpcji.

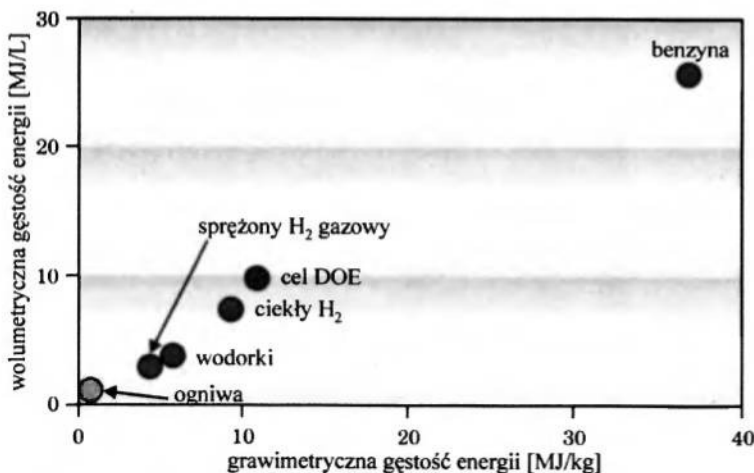
Tradycyjne sposoby przechowywania wodoru są proste – butle z ciekłym H_2 lub gazem pod wysokim ciśnieniem. Zakłady przemysłowe i laboratoria stosują obie te metody od dawna. Są one wystarczające przy stałym poziomie zużycia wodoru w dużych zakładach, które mają możliwości magazynowania dużych i ciężkich pojemników. Przechowywanie wodoru w postaci ciekłej wiąże się z poważnym wydatkiem energetycznym, gdyż jego skroplenie pochłania do 40% zawartej w nim energii.

Daleko trudniejszym zagadnieniem jest przechowywanie wodoru służącego do napędu środków transportu. Problem ciężaru i objętości wychodzi tu na pierwszy plan, a zmagazynowana ilość wodoru powinna wystarczyć na przejechanie odległości porównywalnej z pokonywaną przez samochody napędzane benzyną [3]. Zagadnienie to ilustruje rys. 3, na którym zaznaczono gęstości energii różnych paliw w przeliczeniu na jednostkę masy i objętości, z uwzględnieniem zarówno pojemnika z paliwem, jak i urządzenia do jego utylizacji. W przypadku wodoru te dodatkowe ciężary stanowią dużą część całości. W pojazdach wystarczy zmagazynować wodór w ilości odpowiadającej około połowie energii zawartej w zbiorniku benzyny, gdyż ogniwa paliwowe mogą być ponaddwukrotnie wydajniejsze niż silniki spalinowe. Nawet wtedy jednak gęstości energii dla najlepszych baterii oraz wodoru w postaci ciekłej bądź gazowej są bardzo skromne w porównaniu z benzyną.

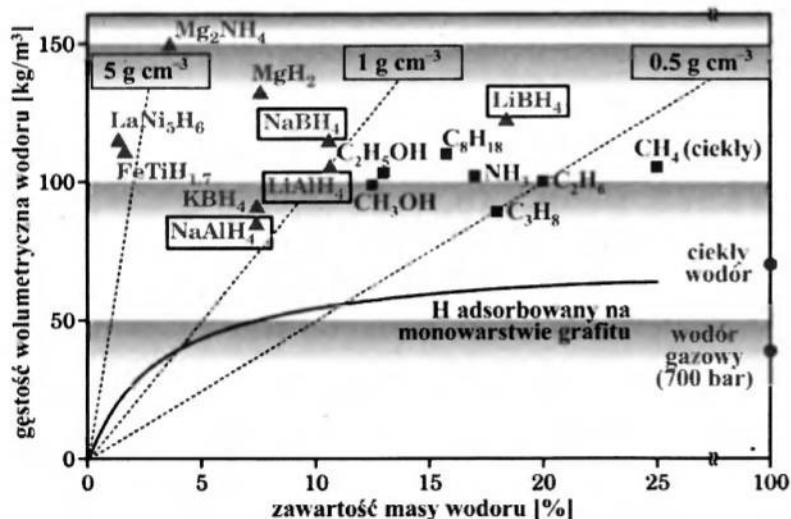
Spełnienie wymogów objętościowych np. w samochodach osobowych i ciężarówkach wymaga przechowywania wodoru o gęstości większej niż w fazie cie-

klej. Na rysunku 4 pokazano gęstość wolumetryczną wodoru znajdującego się w niektórych związkach chemicznych i ciekłych węglowodorach [10,11]. Wszystkie te związki zawierają wodór o większej gęstości niż wodór w fazie ciekłej lub gazowej (pod ciśnieniem ok. 700 bar), co dla porównania pokazano jako punkty na prawym brzegu ramki. Najbardziej wydajne jako nośnik wodoru media znajdują się w prawej górnej części diagramu; są to związki wodoru z lekkimi pierwiastkami, jak lit, azot i węgiel. Materiały te mają największe zarówno procentowe zawartości masy wodoru, jak i jego gęstości wolumetryczne. Takie węglowodory, jak metanol i oktan, wyróżniają się zarówno jako nośniki wodoru o dużej gęstości wolumetrycznej, jak i paliwa o dużej gęstości energii. Cykliczne procesy prowadzące do uwolnienia i ponownego związania wodoru w paliwach kopalnych są już obecnie stosowane w stacjonarnych przemysłowych instalacjach chemicznych [10,11].

Dwa zasadnicze problemy magazynowania i używania paliwa wodorowego w pojazdach to wydajność układu wiążącego wodór oraz sprawność cyklicznego procesu wiązania-uwalniania w temperaturach 0–100 °C i pod ciśnieniem 1–10 bar. W trwałych związkach, jak borowoderek litu ($LiBH_4$), duża wydajność przy małym ciężarze wymaga silnych wiązań chemicznych między wodorem a lekkim atomem wiążącym. Z kolei duża częstotliwość procesu w warunkach dostępnych podczas jazdy wymaga słabych wiązań chemicznych, szybkiej kinetyki i krótkiej drogi dyfuzji, jakie może zapewnić adsorpcja wodoru na powierzchniach. Tak więc oba wymogi pozostają w pewnej sprzeczności. Wiele objętościowych substancji wiążących wodór, jak metaliczny wodorek magnezowo-azotowy (Mg_2NH_4) czy jonowy borowoderek sodu ($Na^+(BH_4)^-$), zawiera duże gęstości wolumetryczne wodoru, ale wymaga do jego uwolnienia temperatury wyższej niż 300 °C przy ciśnieniu 1 bar. Z drugiej strony, w związkach o niskich temperaturach wiązania i uwalniania wodoru, jak wodorek lantanowo-niklowy ($LaNi_5H_6$), wodór stanowi małą część masy, więc nadmiernie obciążałyby one pojazd.



Rys. 3. Na diagramie podano gęstości energii paliw wodorowych, zmagazynowanej w różnych fazach i materiałach, z uwzględnieniem mas i objętości aparatury oraz pojemników potrzebnych do ich napełniania i udostępniania. Benzyna ma parametry użytkowe znacznie lepsze od ogniw litowo-jonowych oraz wodoru w postaci gazowej i ciekłej czy też w związkach chemicznych. Kółko „cel DOE” oznacza zaproponowane przez amerykański Departament Energii orientacyjne wartości parametrów paliwa wodorowego, które umożliwiłyby wprowadzenie go do napędzania środków transportu w roku 2015.



Rys. 4. Gęstość wodoru zmagazynowanego w postaci sprężonego gazu, cieczy, zaadsorbowanej monowarstwy i wybranych związków chemicznych, przedstawiona jako funkcja procentowego udziału masy wodoru w masie cząsteczkowej (dla związków) lub w masie powierzchniowej (dla zaadsorbowanej warstwy). Wszystkie te związki (oprócz monowarstwy na graficie) zawierają wodór o większej gęstości niż faza ciekła pod ciśnieniem atmosferycznym; kółka na prawym skraju diagramu pokazują gęstości ciekłego i gazowego H_2 . Proste linie przerywane pokazują całkowitą gęstość ośrodka magazynującego wodór (uwzględniony w jej obliczeniach). Spośród materiałów nieorganicznych (oznaczonych trójkątami) wszystkie związki o wzorach ujętych w ramki mają strukturę alanatów (mieszanych wodorków metali o ogólnym wzorze $MH_n \cdot nAlH_3$), złożoną z tetraedralnego anionu AlH_4^- lub BH_4^- , podobnego do jonu metanu, i kationu metalu. Związki te należą do najbardziej obiecujących materiałów magazynujących wodór w ogniwach paliwowych (wg [10]).

Adsorpcja wodoru na powierzchniach stanowi możliwą drogę do osiągnięcia dużej częstotliwości cyklu wiązania–uwalniania wodoru, ale proces ten jest dobrze zbadany pod kątem technologicznym tylko dla adsorbentów węglowych. Można spowodować adsorbację wodoru w postaci cząsteczkowej bądź atomowej na odpowiednich powierzchniach, wykorzystując ciśnienie, temperaturę lub potencjał elektrochemiczny do zmian jego struktury powierzchniowej i siły wiązania. Wyzwaniem technologicznym pozostaje możliwość sterowania wiązaniem i kinetyką wodoru pokrywającego powierzchnie warstwami wielokrotnymi. Pierwsza warstwa jest wiązana siłami van der Waalsa lub chemicznie w zależności od materiału podłoża, następna zaś oddziałuje głównie z atomami pierwszej warstwy i utworzone wiązania mogą mieć bardzo różną siłę. Właściwości monowarstwy wodoru adsorbowanego na węglu można przewidywać z dobrą dokładnością, a odpowiednie gęstości wodoru ilustruje ciągła linia na rys. 4. Właściwości warstw wielokrotnych są poznane w znacznie mniejszym stopniu, ale doświadczenia z adsorbentami węglowymi sugerują, że takie warstwy mogą okazać się niezbędne do uzyskania dużej wydajności przechowywania. Jedną z metod obejścia problemu mogłoby być prowadzenie adsorpcji po obu stronach podłoża, które należałoby uformować w stosy warstw o nanometrowej grubości, zapewniające dostęp wodoru z obu ich stron.

Nanostruktury oferują wiele obiecujących możliwości wydajnego przechowywania wodoru przy dużej częstotliwości cyklu ładowania–rozładowania. Duże powierzchnie sorpcyjne można byłoby pokrywać katalizatorem ułatwiającym dysocjację gazowego H_2 ,

a małe objętości poszczególnych nanocząstek zapewniłyby krótką drogę dyfuzji wodoru do ich wnętrza. Wiązanie chemiczne z wodorem można osłabiać za pomocą domieszek [10,11], takich jak dwutlenek tytanu w wodorku glinowo-sodowym ($NaAlH_4$). Cykl wiązania i uwalniania wodoru jest złożonym procesem, który obejmuje dysocjację cząsteczki, dyfuzję, wiązanie chemiczne i oddziaływanie van der Waalsa. Każdy krok tego cyklu można optymalizować w określonym nanostrukturalnym otoczeniu, zawierającym stosowne właściwości układu można byłoby optymalizować równocześnie, scalając poszczególne kroki w interaktywną nanoarchitekturę, w której np. w jednym środowisku cząsteczki wodoru byłyby poddawane dysocjacji, a następnie atomy byłyby przekazywane do środowiska optymalizowanego dla dyfuzji itd. Innym podejściem jest zastosowanie trójwymiarowych ciał stałych o strukturze otwartej, jak struktury metaloorganiczne [12], w których cząsteczki bądź atomy wodoru mogą ulegać adsorpcji na wewnętrznych powierzchniach. Atomy metalu tworzące wierzchołki tych struktur mogłyby być katalizatorami lub domieszkami ułatwiającymi cykle wiązania–uwalniania wodoru. Projektowanie nanostruktur daje niezbadane jeszcze możliwości skutecznego sterowania reaktywnością i wiązaniem wodoru w celu spełnienia pożądanych wymogów jego przechowywania.

Czy nadzieje się spełnią?

Główną zaletą wodoru jako paliwa jest jego naturalna predyspozycja do zastosowania w ogniwach paliwowych. Większa sprawność ogniwo paliwowych –

obecnie 60% w porównaniu z 22% dla spalinowych silników benzynowych czy 45% dla silników Diesla – znacznie poprawiłaby wydajność przyszłej gospodarki energetycznej. Sprzężenie ogniwa paliwowego z silnikiem elektrycznym, który ma sprawność przekraczającą 90%, pozwala przetwarzać energię chemiczną wodoru w pracę mechaniczną bez strat związanych z wytwarzaniem dużych ilości ciepła. Takie nowe, atrakcyjne rozwiązanie problemu konwersji energii mogłoby zastąpić wiele tradycyjnych silników cieplnych. Poprawa sprawności urządzeń powszechnego użytku jest silnym argumentem za wprowadzaniem do nich wodorowych ogniw paliwowych.

Choć ogniwa wodorowe mają tak dużą sprawność, istnieją również argumenty przemawiające za użyciem wodoru w silnikach cieplnych stosowanych w transporcie. Konstrukcja silników odrzutowych i spalinowych daje się dość łatwo dostosować do spalania wodoru zamiast węglowodorów. Silniki spalinowe zwiększają wtedy swoją sprawność o ok. 25% w porównaniu z benzynowymi i nie wydają węgla w spalinach. Stany Zjednoczone i Rosja przeprowadziły już próbne loty cywilnych odrzutowców transportowych przystosowanych do spalania wodoru [13]. Podobnie, BMW, Ford i Mazda prowadzą testy drogowe samochodów z wodorowymi silnikami spalinowymi; osiągnęły one zasięg 300 kilometrów. W niektórych regionach USA, Europy i Japonii tworzy się sieć stacji tankowania wodoru. Takie samochody i stacje mogą ułatwić płynne przejście do transportu drogowego wykorzystującego wodorowe ogniwa paliwowe.

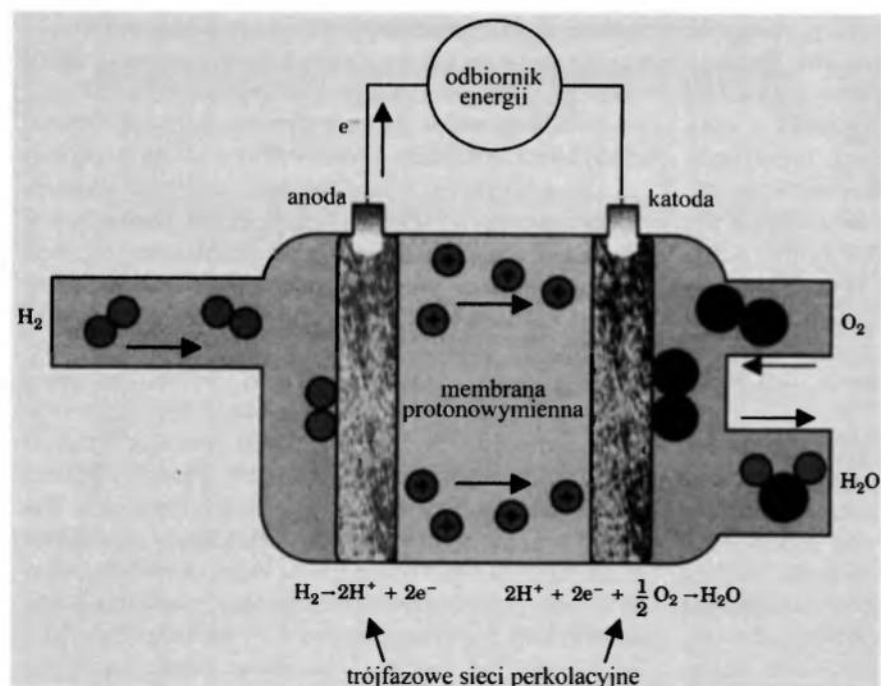
Wszechstronność ogniw paliwowych oznacza, że można je zastosować niemal wszędzie tam, gdzie potrzebne jest zasilanie elektryczne. Działają już stacjonarne instalacje o mocy 200 kW sprawnie zasilające sieci lokalne. Takie lokalne elektrownie można dołączać do sieci ogólnego użytku, aby łączyć wytwarzaną moc, są one jednak niezależne i mogą nadal pracować także w przypadku awarii głównej sieci energetycznej. Zastosowanie ogniw paliwowych w elektronice użytkowej: laptopach, telefonach komórkowych, cyfrowych aparatach fotograficznych, kamerach i odtwarzaczach oferuje dłuższy czas działania niż zwykłe baterie o tych samych rozmiarach i ciężarze. Dla tak małych ogniw koszt energii w przeliczeniu na kilowat jest wysoki, ale wkrótce może obniżyć się do poziomu akceptowalnego przez klienta. Jako pierwsze na rynek konsumencki mogą szeroko wejść zastosowania w elektronice użytkowej, popularyzując technologię wodorową i dając silny impuls dla jej dalszego rozwoju.

Obszarem, na którym technologie wodorowe umożliwiają drastyczną redukcję zużycia paliw kopalnych, zmniejszenie szkodliwych emisji do atmosfery i poprawę sprawności energetycznej, jest duży i dość jednorodny rynek środków transportu. Ogniwa paliwowe można stosować nie tylko w samochodach osobowych, ciężarowych i autobusach, mogą one również zastąpić dieslowskie prądnice w lokomotywach i zasilac

w pełni elektryczne okręty [12]. Już obecnie w Europie istnieje pokazowa flota 30 autobusów zasilanych ogniwami paliwowymi, kursujących regularnie w 10 miastach, natomiast w Japonii przygotowuje się komercyjną ofertę sprzedaży samochodów o takim napędzie.

Zanim ogniwa wodorowe będą w stanie skutecznie konkurować z napędem benzynowym, trzeba będzie rozwiązać wiele fundamentalnych problemów [14]. Sercem ogniwa paliwowego jest przewodząca jonowo membrana, która powoduje przepływ protonów lub jonów tlenu między elektrodami, podczas gdy elektrony przepływają przez zewnętrzny obwód, wykonując pracę (rys. 5). Każda z cząstkowych reakcji elektrochemicznych zachodzących w tym procesie wymaga katalizatorów oddziałujących z elektronami, jonami i gazami przemieszczającymi się w różnych środowiskach. Zaprojektowanie stosownej nanoarchitektury dla takich potrójnych sieci perkolacyjnych, która skutecznie koordynowałaby oddziaływanie reagentów z katalizatorem, stworzyłoby najlepsze perspektywy usprawnienia działania ogniw paliwowych. Cała sztuka polega na zapewnieniu bliskiego kontaktu trzech faz współistniejących w ogniwie: fazy gazowej wodoru lub tlenu doprowadzanego do ogniwa, elektrolitu przewodzącego protony i fazy metalicznej zapewniającej wymianę elektronów z obwodem zewnętrznym (patrz *Physics Today*, lipiec 2001, s. 22).

Podstawowym czynnikiem ograniczającym parametry ogniwa paliwowego z membraną protonowymienną (PEM, ang. proton-exchange membrane) jest powolna kinetyka reakcji redukcji tlenu na katodzie. Nawet przy zastosowaniu najlepszych katalizatorów platynowych ta wolno przebiegająca reakcja powoduje spadek napięcia na ogniwie od teoretycznej wartości 1,23 V do mniej niż 0,8 V przy nominalnym obciążeniu (tzw. nadpotencjał tlenu). Przyczyny tak powolnej kinetyki, a także rozwiązanie tego problemu tkwią w złożonych ścieżkach reakcji i pośrednich stanach reakcji redukcji tlenu. Pełne zrozumienie tej reakcji na poziomie atomowym staje się obecnie możliwe dzięki zastosowaniu najnowszych metod badania struktury powierzchni i metod spektroskopowych, jak spektroskopia oscylacyjna, skaningowa mikroskopia atomowa, dyfrakcja i spektroskopia rentgenowska oraz transmisyjna mikroskopia elektronowa [15,16]. Sondy elektrochemiczne działające w warunkach reakcji lub zbliżonych dają wgląd w energetykę, kinetykę i stany pośrednie ścieżki reakcji oraz ich związek ze strukturą powierzchniową i składem reagentów oraz katalizatorów. Te nowe, potężne metody pomiarowe sprzężone z równie potężnymi narzędziami obliczeniowymi chemii kwantowej opartymi na teorii funkcjonału gęstości [17] otwierają nowy rozdział w rozumieniu procesów katalitycznych na poziomie atomowym. Takie kluczowe właściwości, jak konfiguracja atomowa katalizatorów i ich nośników, rekonstrukcja powierzchni katalizatora pod wpływem adsorpcji cząsteczek pośrednich i jej struktura elektronowa są już w zasięgu poznania



Rys. 5. W ogniu paliwowym typu PEM wodór i tlen reagują ze sobą elektrochemicznie. W pobliżu anody cząsteczki wodoru dysocjują, atomy ulegają jonizacji, a elektrony są kierowane do obwodu zewnętrznego; protony przepływają do jonowymiennej membrany i przedostają się przez nią do katody. Tlen łączy się tam zarówno z protonami, jak i elektronami dopływającymi z obwodu zewnętrznego, tworząc wodę lub parę wodną. Sprawność procesu konwersji energii może przekraczać 60%.

i fundamentalnego zrozumienia. Te rozwijane dziś i docierające do sedna rzeczy narzędzia, zarówno doświadczalne jak i teoretyczne, sprawiają, że dziedzina nanoelektrokatalizy dojrzała już do szybkiego i wszechstronnego rozwoju. Badania są w dużym stopniu interdyscyplinarne i łączą czołowe osiągnięcia chemii, fizyki oraz nauki o materiałach.

Oprócz reakcji redukcji tlenu technika ogniw paliwowych napotyka również inne problemy. W typowych ogniwach paliwowych dominuje membrana PEM wykonana z polimeru kwasu perfluorosulfonowego (PFSA), zbudowanego wokół siatki wiązań C-F z bocznymi łańcuchami zawierającymi kwaśne grupy sulfonowe (SO_3^-) (np. Nafion). Poza jej wysokim kosztem, ograniczeniem jest konieczność nasycenia jej struktury ruchliwymi cząsteczkami wody, umożliwiającymi przewodnictwo protonowe. Ogranicza to temperaturę pracy membrany do wartości poniżej temperatury wrzenia wody. W tak niskiej temperaturze – zwykle ok. 80°C – w celu zapewnienia wystarczającej aktywności reakcji elektrochemicznych trzeba stosować kosztowne katalizatory, jak platyna, która może ulegać zatruciu nawet śladowymi ilościami tlenku węgla w strumieniu zasilającego wodoru. Wyższa temperatura pracy umożliwiłaby zastosowanie także innych katalizatorów o mniejszej wrażliwości na zatrucie. Obiecującymi, znajdującymi się w fazie badań kandydatami na membrany PEM, które mogłyby działać w zakresie temperatury $100\text{--}200^\circ\text{C}$, są polimery sulfonowe z wiązaniami C-H, a nie C-F, oraz nieorganiczne kompozyty polimerowe i polimery kwasowo-zasadowe [18].

Stałotlenkowe ogniwa paliwowe (SOFC, ang. solid oxide fuel cells) wymagają membran przepuszczających jony O_2^- . Zwykle robi się je z perowskitów zawierających specjalnie zaprojektowane struktury de-

fektów. Wykazują one wystarczającą przewodność jonową dopiero powyżej 800°C . Wysoka temperatura pracy ogranicza zarówno wybór materiałów możliwych do użycia w SOFC, jak i ich zakres zastosowania do stacjonarnych elektrowni lub, być może, dużych ciężarówek-chłodni z odpowiednią izolacją cieplną i zabezpieczeniami. Znalezienie nowych materiałów przewodzących jony O_2^- w niższych temperaturach znacznie rozszerzyłoby zakres zastosowań i zmniejszyło koszty ogniw SOFC.

Prognozy

Gospodarka wodorowa roztacza wspaniałe perspektywy zarówno w wymiarze społecznym, jak i technicznym, oferując rozwiązanie podstawowej troski współczesnego świata – dostępności dużych zasobów energii przy minimalnym zagrożeniu dla środowiska naturalnego. Ostateczny sukces tej dziedziny zależy od reakcji rynku: czy wyłaniająca się technologia wodorowa oferuje więcej niż dzisiejsze paliwa kopalne? Choć ostateczne tendencje wyznaczy rynek, to rządy państw grają kluczową rolę w umożliwieniu i promocji przejścia do nowej technologii. Inwestycje w badania i rozwój w tej dziedzinie są znaczne, wyniki poszczególnych kierunków technologicznych – niepewne, a perspektywa zwrotu nakładów często przesuwają się poza rynkowy horyzont czasu. Dlatego już w fazie wstępnej do ukształtowania silnej i konkurencyjnej gospodarki wodorowej niezbędne są inwestycje rządowe, które umożliwiłyby określenie strategicznych kierunków, zapewniłyby zaplecze badawcze i poniosły konieczne ryzyko finansowe.

Przyzwolenie społeczne na powszechne zastosowania wodoru zależy nie tylko od tego, co oferuje on w praktyce i za jaką cenę, ale również od opinii o bez-

pieczeństwie jego codziennego użycia. Szczególna łatwopalność oraz duża lotność i przenikalność wodoru stanowią zagrożenie dla bezpieczeństwa. Jest to wyzwanie inne, ale niekoniecznie trudniejsze niż zapewnienie bezpieczeństwa używania innych nośników energii. Naukowcy badają wiele zagadnień z tym związanych, np. hydrodynamikę mieszanin wódór–powietrze, spalanie wodoru w obecności innych gazów czy kruchość różnych materiałów po nasyceniu wodorem. Kluczem do społecznej akceptacji wodoru jest opracowanie standardów zabezpieczeń oraz powszechnie znanych i rutynowo stosowanych zasad, podobnie jak w samoobsługowych stacjach benzynowych czy urządzeniach elektrycznych zasilanych z gniazda sieciowego. Aspekty techniczne i edukacyjne tych standardów wymagają starannego przemyślenia.

Postęp techniczny będzie następować dwutorowo. Stopniowy rozwój współczesnych technologii otwiera do energetyki wodorowej drogi komercyjne o małym ryzyku rynkowym. Rozwój ten obejmuje poprawę wydajności procesu reformingu gazu ziemnego wraz ze zmniejszeniem jego kosztów, poprawę wytrzymałości materiałów używanych na zbiorniki do przechowywania wodoru pod wysokim ciśnieniem oraz dostosowanie budowy silników spalinowych do spalania wodoru. Aby jednak znacznie zwiększyć produkcję energii oraz poprawić jej bezpieczeństwo, jak również zmniejszyć emisję węgla i innych zanieczyszczeń, gospodarka wodorowa musi dokonać postępu o wiele radykalniejszego. Aby zastąpić paliwa kopalne, wódór musi być tania produkowany przy użyciu promieniowania słonecznego, za pomocą cyklicznych procesów termochemicznych lub katalizatorów powodujących rozkład wody, wzorowanych na przyrodzie. Należy opracować metody jego przechowywania i uwalniania w przenośnych mediach stałych, a ogniwa paliwowe produkujące energię elektryczną i ciepło trzeba wprowadzić do powszechnego użytku.

Osiągnięcie tych strategicznych celów z jednoczesnym zachowaniem rynkowej konkurencyjności pod względem kosztów, wydajności i niezawodności wymaga przełomów technologicznych możliwych jedynie dzięki badaniom podstawowym. Oddziaływanie wodoru z materiałami obejmuje wiele podstawowych problemów, które obecnie można badać znacznie dokładniej niż kiedykolwiek przedtem, stosując nowoczesne mikroskopy skaningowe o atomowej rozdzielczości, narzędzia rentgenowskich, neutronowych oraz elektronowych badań strukturalnych i spektroskopowych *in situ*, jak również rozwiniętą teorię i techniki modelowania przy użyciu najnowszych komputerów teraflopowych. Daje to nadzieję na odkrycie fundamentalnych i długo skrywanych tajemnic przyrody, jak molekularne mechanizmy katalizy czy procesy umożliwiające roślinom rozkład wody w temperaturze pokojowej z wykorzystaniem światła słonecznego. Nanonauka oferuje nie tylko inne spojrzenie na fundamentalne pytania o oddziaływanie wodoru z materiałami, ale również moż-

liwość syntezy materiałów o precyzyjnie, w skali atomowej zaprojektowanej architekturze. Ta kombinacja nanoskalowych możliwości analitycznych i syntetycznych otwiera perspektywy stworzenia nowych technologii materiałowych, jak trójfazowe sieci perkolacyjne w ogniwach paliwowych, które umożliwiałyby sterowanie zachodzącymi w nich procesami elektronowymi, jonowymi i katalitycznymi. Osiągnięcie tak daleko idącego wpływu na właściwości materiałów nigdy jeszcze nie było tak blisko.

Międzynarodowy charakter gospodarki wodorowej z pewnością wpłynie na jej globalną ewolucję i drogę rozwoju. Każdy kraj bądź region świata ma tu swe własne interesy technologiczne i polityczne. Współpraca między narodami w celu wspólnego gospodarowania zasobami oraz stworzenia innowacyjnych ram technicznych i organizacyjnych dla gospodarki wodorowej prawdopodobnie znacznie zwiększy skuteczność działania poszczególnych krajów, które w przeciwnym razie musiałyby działać w pojedynkę. Priorytety dla poszczególnych kierunków badań nad technologią wodorową są różne w różnych krajach, lecz najistotniejsza jest współpraca oraz dzielenie się zarówno planami badawczymi, jak i ich wynikami.

Czy gospodarka wodorowa odniesie sukces? Historyczne przykłady pokazują, że może tak się stać. Nowe źródła i nośniki energii rozkwiły zawsze wtedy, gdy były wprowadzane razem z przetwornikami nowej energii. Węgiel zapanował na świecie jako paliwo dla silnika parowego, napędzając rewolucję przemysłową, zmienił oblicze transportu lądowego – od konia i wozu do kolei żelaznej, a od żaglowca do parowca na morzu [19]. Ropa, napędzając silniki spalinowe, przyniosła ze sobą samochody osobowe i ciężarówki krążące po kontynentach, a później silnik odrzutowy, który dokonał podboju nieba. Elektryczność weszła do użycia razem z żarówką i silnikiem elektrycznym, zasilając nasze domy i przemysł. Również wódór ma swój naturalny przetwornik energii – ogniwa paliwowe. Sprzęgają się one doskonale z już rozwiniętą bazą elektrotechniki i mają możliwość ekspansji jako napęd samochodów, lokomotyw i statków, zasilanie urządzeń elektroniki użytkowej czy zapewnianie lokalnym społecznościom światła i ciepła. Doprowadzenie do tego, by wódór i ogniwo paliwowe uzyskały tak dużą rangę cywilizacyjną, stanowi fascynujące wyzwanie, ale i szansę dla nauk podstawowych – od chemii, fizyki i biologii do nauki o materiałach.

Tłumaczył Zbigniew Kaszkur
Instytut Chemii Fizycznej PAN
Warszawa

Literatura

- [1] M.I. Hoffer i in., *Nature* **395**, 891 (1998); Energy Information Administration, *International Energy Outlook 2004*, raport DOE/EIA-0484 (2004), www.eia.doe.gov/oiaf/ieo.

- [2] J.A. Turner, *Science* **285**, 687 (1999); Special Section: „Toward a Hydrogen Economy”, *Science* **305**, 957 (2004).
- [3] US Department of Energy, Office of Basic Energy Sciences, *Basic Research Needs for the Hydrogen Economy* (US DOE, Washington, DC 2004), www.sc.doe.gov/bes/hydrogen.pdf; Basic Energy Sciences Advisory Committee, *Basic Research Needs to Assure a Secure Energy Future* (US DOE, Washington, DC 2003), www.sc.doe.gov/bes/reports/files/SEF_rpt.pdf; Committee on Alternatives and Strategies for Future Hydrogen Production and Use, *The Hydrogen Economy: Opportunities, Costs, Barriers, and R&D Needs* (National Research Council, National Academies Press, Washington, DC 2004), www.nap.edu/catalog/10922.html.
- [4] O. Khaselev, J.A. Turner, *Science* **280**, 425 (1998); S.U.M. Khan, M. Al-Shahry, W.B. Ingler Jr., *Science* **297**, 2189 (2002); N.S. Lewis, *Nature* **414**, 589 (2001).
- [5] C. Perkins, A.W. Weimer, *Int. J. Hydrogen Energy* **29**, 1587 (2004).
- [6] J. Alper, *Science* **299**, 1686 (2003).
- [7] F. Gloaguen i in., *Inorg. Chem.* **41**, 6573 (2002).
- [8] J.-Z. Wu i in., *Inorg. Chem.* **43**, 5795 (2004).
- [9] K.N. Ferreira i in., *Science* **303**, 1831 (2004).
- [10] L. Schlapbach, A. Züttel, *Nature* **414**, 353 (2001).
- [11] W. Grochala, P.P. Edwards, *Chem. Rev.* **104**, 1283 (2004).
- [12] N.L. Rosi i in., *Science* **300**, 1127 (2003).
- [13] P. Hoffmann, *Tomorrow's Energy: Hydrogen, Fuel Cells, and the Prospects for a Cleaner Planet* (MIT Press, Cambridge, MA 2001).
- [14] J. Larminie, A. Dicks, *Fuel Cell Systems Explained*, wyd. II (Wiley, Hoboken, NJ 2003).
- [15] N.M. Markovic, P.N. Ross Jr., *Surf. Sci. Rep.* **45**, 121 (2002).
- [16] P.L. Gai, *Top. Catal.* **21**, 161 (2002).
- [17] A.E. Mattsson, *Science* **298**, 759 (2002).
- [18] Q. Li, R. He, J.O. Jensen, N.J. Bjerrum, *Chem. Mater.* **15**, 4896 (2003).
- [19] B. Freese, *Coal: A Human History* (Perseus, Cambridge, MA 2003).



GEORGE W. CRABTREE jest dyrektorem Materials Science Division w Argonne National Laboratory. Doktorat z fizyki materii skondensowanej uzyskał na University of Illinois w Chicago. W 2003 r. otrzymał Kamerlingh Onnes Prize za badania nad wirami w nadprzewodnikach. Był przewodniczącym Oddziału Fizyki Materii Skondensowanej Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, redaktorem *Physica C: Superconductivity*, redaktorem działu w *Physical Review Letters*, a także profesorem fizyki na Northern Illinois University. Jest autorem ponad 400 artykułów naukowych. Wraz z Mildred Dresselhaus i Michelle Buchanan zorganizował w 2003 r. pod auspicjami amerykańskiego Departamentu Energii spotkanie robocze na temat potrzeb badawczych związanych z energetyką wodorową i był autorem opracowanego tam raportu.



MILDRED S. DRESSELHAUS jest profesorem inżynierii elektrycznej i fizyki w MIT. Zajmowała się wieloma dziedzinami nauki o materiałach, zwłaszcza badaniami węgla, w tym nanorurek węglowych, a także nanowłókien z bizmutu i innych materiałów ważnych z punktu widzenia termoelektryczności niskowymiarowej. Otrzymała US National Medal of Science oraz 21 doktoratów honorowych na uczelniach wielu krajów. Była prezesem American Association for the Advancement of Science, skarbnikiem US National Academy of Sciences, prezesem Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego, a obecnie jest prezesem zarządu American Institute of Physics. Jest też członkiem US National Academy of Engineering, American Philosophical Society oraz „fellow” American Academy of Arts and Sciences. W latach 2000–01 była dyrektorem Biura Nauki w Departamencie Energii, a w roku 2003 autorką wspomnianego raportu na temat potrzeb badawczych związanych z energetyką wodorową.



MICHELLE V. BUCHANAN jest wicedyrektorem Oak Ridge National Laboratory ds. nauk fizycznych. Wykształcenie chemiczne zdobyła na University of Kansas (licencjat) oraz University of Wisconsin-Madison (doktorat). Jest autorką ponad 150 publikacji naukowych i ma 2 patenty, redaktorem książki o fourierowskiej spektroskopii mas. Pełniła wiele funkcji w Oddziale Chemii Analitycznej Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego oraz w Amerykańskim Towarzystwie Spektroskopii Mas. Była amerykańskim redaktorem czasopisma *Biological Mass Spectrometry*, członkiem rad redakcyjnych czasopism poświęconych chemii analitycznej i spektroskopii mas oraz wielu naukowych ciał doradczych.

Wspomnienia o Sławku Chojnackim*

Jeden rok, jaki dzieli nas od śmierci drogiego nam człowieka, to dystans na pewno zbyt krótki, by ocenić sprawiedliwie jego życie, by nakreślić jego portret we właściwych proporcjach.

A jednak czy można odkładać „na później”, na odległą przyszłość próbę sporządzenia takiego bilansu? Myślę, że nie można, bo przecież powinno takie podsumowanie opierać się na faktach znanych najlepiej tym, którzy byli najbliższym zmarłego, a ci – na ogół z tego samego co on przedziału wieku – mogą niebawem... stać się niedostępni.

Poznaliśmy się ze Sławkiem przed pięćdziesięcioma laty, w roku 1954, kiedy to on, świeżo upieczony inżynier chemik, wychowanek Politechniki Łódzkiej, zaczynał w Instytucie Fizyki Doświadczalnej w Warszawie na Hożej swoje studia doktoranckie, a ja – starszy od niego o 8 lat, także absolwent tejże Politechniki, ale już po doktoracie – byłem w tym Instytucie docentem. Zrazu znajomość nasza była dość powierzchowna, lecz gdy wkrótce powstał Instytut Badań Jądrowych (IBJ) i Sławek znalazł się w kierowanym przeze mnie Zakładzie 1A tego instytutu, a nieco później także w mojej uniwersyteckiej Katedrze Fizyki Jądra Atomowego, znajomość ta przeobraziła się w bardzo bliską i przyjacielską współpracę. Trwała ona około czterdziestu lat. Wielki to szmat czasu! Poznałem wtedy Sławka bliżej, dostrzegłem (i chyba doceniłem) walory jego charakteru oraz intelektu i pewno dlatego był przez wiele lat moim zastępcą. Nasze wzajemne stosunki wybiegały poza sprawy służbowe, miały także swój wymiar prywatny, toteż rozmowy z nim i jego najbliższymi przybliżyły mi również jego dzieciństwo i wiek młodzieńczy.

Urodził się Sławek w roku 1929 na Górnym Śląsku, w Łagiewnikach. Ojciec był technikiem górniczym, sztygarem, matka – z wykształcenia nauczycielką. Naukę zaczynał w szkole podstawowej w pobliskim Chorzowie, ale nie trwała ona długo: napaść Niemców na Polskę rozbiła tę rodzinę. Ojciec musiał ukrywać się przez całą wojnę, matka wraz z dwoma synami – Sławkiem i młodszym o dwa lata Tadeuszem – znalazła schronienie u swej rodziny, mającej drobne gospodarstwo w niewielkiej osadzie Bodzentyn pod Kielcami. Były to zaiste trudne czasy, brakowało środków do życia i 14-letni Sławek musiał pracować na utrzymanie rodziny, jako robotnik rolny.

Zaraz po wojnie podjął przerwana naukę, najpierw w Kielcach, później w Chorzowie, gdzie jego

ojciec znalazł pracę w przemyśle węglowym. Tutaj w roku 1948 otrzymał Sławek przepustkę do dorosłego życia – świadectwo dojrzałości. Z wynikiem bardzo dobrym. Wkrótce stał się studentem Wydziału Chemii Politechniki Łódzkiej.

O wyborze kierunku studiów zdecydowały chyba nie tylko uzdolnienia do nauk ścisłych przejawiane już w szkole średniej, ale także i niejaki tradycje rodzinne: dwaj stryjowie, Adam (profesor) i Bronisław, byli znanymi chemikami. Pociągała go jednak bardzo fizyka i wnet po uzyskaniu dyplomu magistra inżyniera (a pracę dyplomową robił z chemii fizycznej polimerów) został asystentem w jednej z katedr fizyki PŁ, tej ulokowanej przy Wydziale Chemii a kierowanej przez doc. Eugeniusza Skorzęcę.

Ambitnemu młodzieńcowi marzyła się kariera fizyka-badacza, odkrywcy nowych, fascynujących zjawisk, ale, niestety, w katedrze docenta Skorki znalazło się dla niego jedynie rutynowe belfrowanie w studenckiej pracowni dydaktycznej i żadnej, ale to żadnej pracy naukowej. Postanowił więc szukać szczęścia gdzie indziej: przeniósł się do Warszawy i po krótkim epizodzie pracy w przemyśle farmaceutycznym w zakładach Klawego wstąpił na studia doktoranckie, trzyletnie studia, prowadzone na Hożej. Jego opiekunem naukowym został profesor Andrzej Sołtan. Trzy lata aspirantury (były to lata 1954–57) minęły szybko i barwnie: były w tym okresie i prace techniczne przy budowie uniwersyteckiego generatora na Hożej, były i różne działania związane z organizacją Pracowni Dydaktycznej kierowanej przez prof. Jerzego Pniewskiego w powstałym niedawno Instytucie Badań Jądrowych, był kilkumiesięczny staż w sowieckich uniwersytetach – w Moskwie i Leningradzie – ale główny cel studiów doktoranckich, tj. zdobycie doktoratu, nie został osiągnięty: Sławek nie dostał od swego opiekuna naukowego nawet tematu przyszłej dysertacji.

Dopiero w Katedrze Fizyki Jądra Atomowego, która powstała tuż po śmierci prof. Sołtana, rozpoczął mgr Chojnacki pracę badawczą. Wraz z kolegami z IBJ-owskiego Zakładu 1A (który był symbiotycznie związany z tą Katedrą, stanowiąc wraz z nią organizm zwany potocznie „Katedrozakładem”) uprawiał spektroskopię jądrową, wykonując badania struktury neutronodeficytowych jąder z obszaru ziem rzadkich. Badane nuklidy były przywożone z Dubnej, gdzie wytwarzano je w reakcji kruszenia (spalacji) tantalu przez protony przyspieszane w synchrociklotronie, w Labo-

*Wystąpienie na seminarium poświęconym pamięci prof. Sławomira Chojnackiego, Akademia Świętokrzyska, Kielce, 6–7 maja 2005 r. Krótkie wspomnienie o prof. Chojnackim, autorstwa Zdzisława Wilhelmi i Jana Kownackiego, zamieściliśmy już w zes. 6/2004 (s. 285). Wiele informacji o rozwoju fizyki jądrowej w ośrodku warszawskim można znaleźć w rozmowie z prof. Zdzisławem Wilhelmem w zes. 5/2004 (s. 205), której prof. Chojnacki był uczestnikiem.

ratorium Problemów Jądrowych prof. Wieniedikta Pietrowicza Dżelepowa. Wtedy to Sławek zabłysnął swym talentem technicznym i zręcznością urodzonego eksperymentatora. Pokazał też lwi pazur sprawnego organizatora, tworząc pracownię izotopową, w której metodami chromatografii jonowymiennej preparował własnoręcznie źródła promieniotwórcze używane w prowadzonych badaniach spektroskopowych.

Wkrótce potem przystąpił razem z grupą fizyków i inżynierów do projektu, a następnie budowy w naszej Katedrze wielkiego bezzelazowego spektrometru elektronów konwersji. Była to zaiste olbrzymia praca, trwająca trzy lata. W jej wyniku powstał pod kierunkiem Sławka unikalny przyrząd – pierwszy w Polsce, a jeden z nielicznych w świecie – toroidalny bezzelazowy spektrometr o dużej, ośmioprocentowej świetlności i dobrej, jednoprocentowej zdolności rozdzielczej.



Mgr Chojnacki przy budowie spektrometru toroidalnego (1965)

Aparat ten posłużył mgrowi Chojnackiemu w jego pracy doktorskiej, która była poświęcona badaniu podłużnej polaryzacji cząstek β dla przejść wzbronionych. Właśnie ten temat zasugerowałem Sławkowi, jako jego promotor, ponieważ odnosił się do bardzo wówczas aktualnego i ważnego zagadnienia niezachowania parzystości w oddziaływaniach słabych, nad czym pracowałem już od paru lat. „Toroidalny” użyty jako monochromator elektronów pozwolił także kilku naszym studentom (Wojtasiewiczowi, Kormanowi, Płochockiemu i, jak pamiętam, Purze) na wykonanie prac magisterskich, a pani Katarzynie Blinowskiej (w parę lat później) – pracy doktorskiej również związanej z pomiarami polaryzacji.

Swój upragniony stopień doktora fizyki otrzymał Sławek w roku 1967. Miał wówczas 38 lat.

I tu powinienem chyba dać mały komentarz historyczny. W owym czasie (mówię o latach sześćdziesiątych) fizyka jądrowa rozwijała się w ośrodku warszawskim znakomicie. Rosła szybko i dojrzewała kadra naukowa, uruchamiane były jedno po drugim cenne urządzenia badawcze – różnego rodzaju detektory, spektrometry, selektory, generatory neutronów. Wzrastał też dorobek publikacyjny naszego Katedrozakładu. Jednakże dalszemu rozwojowi warszawskiej fizyki jądrowej zagrażało ogromne niebezpieczeństwo: brak dużego, nowoczesnego akceleratora. Moje trwające od wielu lat zmagania z władzami państwowymi o zakup w Stanach Zjednoczonych tandemu – znakomitego a taniego akceleratora, który pozwoliłby nam na wejście w nową, rozwijającą się wówczas na świecie, fascynującą dziedzinę – fizykę ciężkich jonów, rozbiły się o mur złej woli. Dlatego trzeba było koniecznie oprzeć się silniej niż dotychczas na współpracy z ośrodkami zagranicznymi wyposażonymi w brakujące nam akceleratora. Przede wszystkim z dubieńskim Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych, którego Polska była formalnie jednym ze współwłaścicieli.

Jeszcze przed powstaniem ZIBJ (co nastąpiło w roku 1966) poznałem się dobrze z jednym z jego organizatorów, prof. Georgijem Nikolajewiczem Florowem, przyszłym dyrektorem Laboratorium Reakcji Jądrowych („LAR”). Doceniając zarówno wspaniałe możliwości tego nowo powstającego Laboratorium, które było faktycznie dużym instytutem fizyki ciężkich jonów, jak i znaną mi wielką życzliwość Florowa, zdecydowałem się na podjęcie szerokiej z nim współpracy.

Część planów tej współpracy dotyczyła prowadzenia badań struktury produktów reakcji ciężkojonowych za pomocą naszego spektrometru toroidalnego, a raczej jego zmodyfikowanej kopii, która miała być ustawiona na wiązce dubieńskiego cyklotronu U300. Kopia ta została wykonana na Hożej przez duży zespół, w skład którego wchodził m.in. Chojnacki, Droste, Morek, Srebrny, Wojtasiewicz.

„Toroidalny” vel „Pomarańcza” umożliwił nam wykonanie licznych eksperymentów, m.in. pionierskich badań stanów izomerycznych i wysokowzbudzonych stanów jąder neutronodeficytowych leżących głównie w tzw. (wówczas) nowym obszarze deformacji, tj. izotopów o liczbie protonów i neutronów z przedziału $Z = 50-82$. W tych badaniach prowadzonych w Laboratorium Florowa w Dubnej przez naszą warszawską grupę złożoną z pracowników UW i IBJ (a byli tu wszyscy wspomniani przed chwilą fizycy) adiunkt Chojnacki był szczególnie aktywny i sprawował najpierw funkcję mojego zastępcy, a później grupą faktycznie kierował.

Prace te przyniosły obfite plony naukowe. Wyrósł z nich (w latach 1970–75) piękne prace doktorskie Chrystiana Droste, Tomasza Morka, Juliana Srebrnego i Andrzeja Korman. Część zebranego wtedy materiału legła u podstaw rozprawy habilitacyjnej dra Chojnackiego, zakończonej w roku 1976.



Dubna, rok 1971, dr Chojnacki w dyrekcyjnym gabinecie. Od lewej: prof. Florow, dyrektor Laboratorium Reakcji Jądrowych ZIBJ, prof. Marian Danysz, wicedyrektor ZIBJ, i Sławomir Chojnacki, wicedyrektor Laboratorium.

Ta dysertacja Sławka, nosząca tytuł „Badania struktury jąder z niedoborem neutronów z pobliza zamkniętych powłok $Z = 82$, $N = 126$ ”, miała bardzo dobre recenzje, bo też i stanowiła istotny wkład do fizyki jądrowej. Dziś jeszcze wiele zawartych w niej oryginalnych wyników można znaleźć w tablicach danych jądrowych.

Prace dubieńskie, w których Chojnacki odgrywał tak istotną rolę, charakteryzował bardzo bogaty, jak na owe czasy, arsenał użytych środków technicznych: oprócz wspomnianego już spektrometru toroidalnego ustawionego *on line*, tj. na wiązce ciężkich jonów cyklotronu U300, wykorzystywane były „poza wiązką” również inne spektrometry (germanowe i krzemowe), w których budowie uczestniczył Sławek.

Miał on również swój istotny wkład w wykonanie innego dużego narzędzia badań prowadzonych w naszej Katedrze, mianowicie magnetycznego separatora izotopów. Dokumentację techniczną, na której opierała się budowa tego cennego urządzenia, otrzymaliśmy z Francji, z Orsay, a to dzięki uprzejmości dyrektora tego ośrodka, prof. Teyaca, i dra Bernasa, twórcy aparatu. Był to chyba rok 1967, ale prace wykonawcze trwały aż do roku 1972. Na początku tego długiego okresu projektem i jego wykonaniem kierował Sławek, ale później jego funkcje przejął ktoś inny, bowiem on musiał wyjechać do Dubnej.

Pobyt Sławka w ZIBJ trwał długo, chyba 7 lat, a był to okres bardzo owocny. Wspomniałem już o szeroko zakrojonych badaniach jąder z niedoborem neutronów, w których uczestniczył, i o jego habilitacji, ale w tym właśnie czasie zaszły jeszcze inne wydarzenia, które wpłynęły na dalsze losy fizyki jądrowej w ośrodku warszawskim. Otóż prof. Florow, który znał dobrze sytuację fizyki warszawskiej i wiedział, jak ogromnie potrzebny jest nam własny, nowoczesny akcelerator (a wiedział o tym choćby dlatego, że w czasie jego wizyt w Warszawie prowadzaliśmy go do różnych ministrów, aby swoim autorytetem poparł nasze starania o tandem), otóż Florow wystąpił z propozycją

odstąpienia nam, za przystępną cenę, niepotrzebnego już w Dubnej izochronicznego cyklotronu U200 (zastąpionego tam przez większy U300) albo raczej istotnych jego części. Wyraził również gotowość udzielenia nam fachowej pomocy przy niezbędnej rekonstrukcji tego akceleratora i jego instalacji w Warszawie. Przypuszczam, że niemalą rolę w okrzepnięciu tej koncepcji i jej dotarciu do władz w Polsce odegrał Sławek Chojnacki.

Propozycję Florowa, a formalnie – propozycję dyrektora ZIBJ – poparł ówczesny dyrektor naszego Instytutu Fizyki Doświadczalnej, prof. Jerzy Pniewski. Miał on bardzo dobre układy z władzami PRL, toteż już po kilkunastu miesiącach ówczesne Ministerstwo Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki podjęło decyzję o przyjęciu sowieckiej propozycji i rozpoczęciu inwestycji. (Były to notabene czasy, kiedy w wiernopoddańczej PRL propozycje przychodzące ze Związku Sowieckiego były na ogół „propozycjami nie do odrzucenia”). W związku z tym dr Chojnacki został powołany na stanowisko wicedyrektora IFD do spraw budowy cyklotronu, a w roku następnym (1970) objął także funkcję wicedyrektora LAR w Dubnej, uczestnicząc w szeroko rozwiniętych pracach przygotowujących elementy cyklotronu do wysyłki. Transport do Warszawy przeprowadzono w roku 1976, ale musiało minąć jeszcze 17 lat ciężkiej pracy dużego zespołu fizyków i inżynierów z UW oraz z kooperującego z nim IBJ, by pierwsza wiązka jonów mogła być doprowadzona do stanowiska pomiarowego. Uroczysta inauguracja cyklotronu U200P odbyła się w maju 1994 r.

Nie przez cały ten, jakże długi okres budowy był Sławek zajęty wyłącznie sprawami powstałego w 1978 r. Środowiskowego Laboratorium Ciężkich Jonów, do którego został przeniesiony z Zakładu Fizyki Jądra Atomowego. Pełnił on wprawdzie rozmaite funkcje w tym Laboratorium, w tym funkcję zastępcy dyrektora, i był członkiem Środowiskowej Rady Ciężkich Jonów, mającej charakter ciała sterująco-doradczego tego Laboratorium, ale niespożyta energia i tempe-

rament naukowy niosły go ku coraz to nowym zadaniom, które atakował odważnie i z pasją. Wspomnę tu choćby, jako przykład, budowę „ion guide'u”, chłodnego źródła jonów z przepływem gazu, jakie miało być częścią separatora („igisolu”) ustawionego na wiązkę cyklotronu U200P. Prowadził tę pracę „w ramach” naszego Zakładu.



Dubna, ok. roku 1973, prace przy budowie cyklotronu U200 dla Polski. Z lewej – dr Józef Sura z IBJ, jeden z głównych konstruktorów tego cyklotronu (obecnie dr hab., pracownik ŚLJC), w środku – dr Chojnacki.

Z talentów Sławka odnosił korzyści nie tylko jego macierzysty Uniwersytet. W roku chyba 1978 związał się z Akademią Świętokrzyską – uczelnią tej ziemi, która zawsze była bliska jego sercu: z niej przecież pochodziła jego matka, tutaj też, jak już wspominałem, spędził kilka lat swego dzieciństwa. Od tej chwili zaczął kursować regularnie co tydzień między Warszawą i Kielcami, gdzie prowadził różne zajęcia dydaktyczne i współorganizował prace badawcze na Wydziale Fizyki. Wiem, że stał się orędownikiem tej uczelni i starał się przyczynić do jej rozwoju. Ja wiedzę o tej jego działalności mam jedynie „z drugiej ręki”, od innych, nie będę więc o niej mówić, jako że chciałbym, aby obraz Sławka, jaki tu szkicuję, był odbiciem wspomnienia o moich z nim osobistych kontaktach w ciągu dziesięcioleci naszej bezpośredniej współpracy.

I teraz, kiedy spoglądam na ten pokaźny, znany mi fragment życia mego serdecznego kolegi, i na długi zagon polskiej fizyki jądrowej, który wspólnie z nim i z innymi uprawialiśmy wytrwale, wyłania się z mej pamięci obraz Sławka – człowieka czynu, człowieka malowniczego, o wyrazistych rysach umysłu i charakteru, człowieka o bogatej biografii. Należał on na pewno do rzadko dziś spotykanych fizyków, których główną dziedziną aktywności jest „technologia fizyczna”, tj. działalność związana z budową aparatury i z adaptacją rozmaitych technik oraz metod eksperymentalnych do potrzeb badań naukowych. Nie było jego specjalnością zadawanie naturze pytań i formułowanie oryginalnych zadań poznawczych – nie, w tym nie był

ani szczególnie biegły, ani zamilowany. Być może ten fakt można wytłumaczyć pewnymi lukami w jego teoretycznym wykształceniu fizycznym. On – absolwent wydziału chemii politechniki z okresu, kiedy w programach polskich uczelni technicznych jeszcze nie było miejsca np. na mechanikę kwantową – powinien zapewne, zmieniając swój zawód, bo przecież z chemika zrobił się fizykiem, rozbudować solidniej fundamenty swej wiedzy fizycznej. On tego nie zrobił, bo pewno był zanadto zaangażowany w bieżącą działalność, zanadto zapracowany. Nie bez winy były i obowiązujące w Polsce przepisy prawne, które np. nie wymagały od kandydata do stopnia doktora fizyki posiadania magisterium z fizyki – wystarczyło magisterium z dowolnej dziedziny nauki.

Tak więc droga do fizyki wiodła Sławka od studiów technicznych, poprzez krótki staż asystencki w politechnicznej katedrze fizyki, wprost do placówki uniwersyteckiej, gdzie właśnie zaczynały powstawać pierwsze w Polsce urządzenia fizyki jądrowej. I tu właśnie, na Hożej, inżynier Chojnacki przez wiele lat stał się fizykiem nie na ławie studenckiej, nie w zaciszu bibliotek, ale przy budowie aparatury, przy organizowaniu i wyposażaniu pracowni dydaktycznych i przy pracy badawczej. Już wtedy, w tych latach terminowania, ujawnił Sławek swa wielką, żywiołową energię, zaradność i przedsiębiorczość. Miał talent rasowego eksperymentatora i był bardzo pomysłowy w swych pracach laboratoryjnych. Cechowała go przy tym śmiałość techniczna i wyobraźnia. Bardzo obowiązkowy, pracowity, zawsze chętnie zabierał się do powierzanych mu zadań. Był staranny, dobrze zorganizowany i można było na nim polegać. Słowem, był Sławek znakomitym pracownikiem i cennym członkiem każdego zespołu naukowego.

Ale nie tylko był wzorowym członkiem zespołu, był również dobrym kierownikiem. Bo miał dar pozytywności ludzi, z którymi się stykał, i dar zjednywania ich dla sprawy, jeśli ta jego samego porwała. A zapalał się łatwo i innych zapalał. Był bardzo impulsywny, choć zarazem rozważny, i nigdy nie porywał się na cele nieosiągalne. Był w pewnym sensie pragmatykiem, a na pewno był bardzo praktyczny w działaniu. I jeszcze jedna cecha charakteryzująca go jako dobrego kierownika: dbał o swych współpracowników, zabiegał o ich awanse i nagrody, był opiekuńczy. Rozmawiałem niedawno z kimś, kto robił swoją pracę magisterską pod kierunkiem adiunkta Chojnackiego. To było bardzo dawno, przed czterdziestu laty, a jednak do dziś wspomina, jak kiedyś późnym wieczorem pan adiunkt przyszedł do pracowni, gdzie dyżurowali studenci zajęci kalibracją spektrometru, by dowiedzieć się, jak idą pomiary. Przyniósł im wtedy jakieś ciasteczka „dla wzmocnienia siły intelektu”, a potem razem przez całą noc wykonywali pomiary.

Sławek Chojnacki był życzliwy ludziom, wszystkim ludziom. Wyrozumiały, niezwykle uczynny, spieszył każdemu z pomocą, miał dla każdego uśmiech na

twarzy i mile słowo. Był taktowny, dobrze wychowany, dyskretny. Bardzo rzadko mówił o kimś źle.

Pewno dlatego był powszechnie lubiany, ale też najwyraźniej dbał o to, by go lubiano: miał zwyczaj dawać kolegom drobne prezenty, wyświadczać im różne przysługi.

Przepadał za życiem towarzyskim. Dzięki czytaniu i swadzie był ciekawym rozmówcą. Ponieważ bywał często w moim domu, miałem nieraz okazję widzieć, jak łatwo nawiązuje kontakt z nowo poznanymi ludźmi, jak zdobywa ich uwagę i sympatię. Pomagała mu w tym rozległość jego zainteresowań. Miał szeroką wiedzę o świecie, ciekawiło go mnóstwo spraw z rozmaitych dziedzin życia i wiedzę tę stale powiększał. Z licznych podróży wyniósł mnóstwo wiadomości etnograficznych i socjologicznych, wiele ciekawych spostrzeżeń, znajomość ludzi. Nade wszystko interesował się historią Polski, zwłaszcza epoki jagiellońskiej. W tej dziedzinie był naprawdę erudyta.

Miał także niezłą znajomość literatury pięknej, wiele czytał. Był melomanem, miłośnikiem muzyki klasycznej, posiadał pokaźny zbiór płyt. Na pewno jakiś

wpływ na ten rejon jego zainteresowań miała żona. Pani Anna jest zawodową pianistką, emerytowaną nauczycielką szkoły muzycznej. Skoro już wspomniałem o niej, powiem, że w czasie jej choroby Sławek był wspaniałym, pełnym poświęcenia opiekunem i pielęgniarzem.

I jeszcze na koniec jedna uwaga. Sławek, mimo że stale bardzo zajęty i zapracowany, nie stronił od sportu. Dopóki zdrowie mu pozwalało, uprawiał taternictwo, odbył nawet kiedyś wyprawę w Himalaje. Miał jednak poważny wypadek samochodowy; wstawiono mu wtedy sztuczny staw biodrowy i odtąd poniechał wysokogórskiej wspinaczki. Był jednak do końca ruchliwy i energiczny. Kiedy śmierć go dopadła, dobiegał 75 lat, ale duchem pozostawał młody. Bo kochał życie, kochał ludzi.

Żał, że odszedł, mógł jeszcze wiele wziąć z życia i wiele dać z siebie innym.

Zdzisław Wilhelmi

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

XLI Szkoła Zimowa w Karpaczu



W dniach 6–12 lutego 2005 r. odbyła się w Łądku Zdroju XLI Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej, zorganizowana przez Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego, Komitet Fizyki PAN oraz Polską Akademię Umiejętności

w Krakowie. Tematyką Szkoły była dyfuzja powierzchniowa oraz fizyka materiałów granulowanych.

Wykłady, głównie o charakterze wprowadzającym w zagadnienia, tworzyły 3–4-godzinne bloki. Tien T. Tsong z Tajpej omówił dyfuzję pojedynczych atomów oraz jej zastosowanie w nanotechnologii. Michael Tringides z Ames Laboratory w USA miał serię wykładów dotyczących dyfuzji adsorbowanych atomów, przy czym omawiał szczegółowo doświadczenia, których interpretacja teoretyczna nie jest jeszcze jasna. Ryszard Kutner z Uniwersytetu Warszawskiego omówił teoretyczne problemy związane z anomalną dyfuzją i przeskokami Lévy'ego. Anton G. Naumovets z Akademii Nauk w Kijowie wprowadził słuchaczy w tematykę kolektywnej dyfuzji na powierzchni. Haim Taitelbaum z Uniwersytetu Bar-Ilan w Izraelu przedstawił teoretyczne i doświadczalne podstawy dyfuzji zachodzącej z reakcją chemiczną. Magdalena Załuska-Kotur z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie mówiła o modelu typu gazu sieciowego w zastosowaniu

do dyfuzji kolektywnej. Oleg M. Braun z Kijowa zapoznał słuchaczy z modelem Frenkla–Kontorowej oraz jego zastosowaniami do opisu wymuszonej dyfuzji. Adam Lipowski z Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza w Poznaniu omówił kilka prostych modeli opisujących właściwości materii granulowanej. Podobną tematykę, lecz w szerszym ujęciu przedstawił Marcel Ausloos z Liège. Ingve Simonsen z Trondheim pokazał, jak proste modele dyfuzji mogą być połączone z problemem tworzenia się nieregularnych sieci.

Oprócz wykładów było także kilka krótkich wystąpień, w których prelegenci omówili aktualne wyniki swoich badań. Dodatkowo przedstawiono 10 plakatów. Szczegółowe informacje o programie Szkoły można znaleźć pod adresem www.ift.uni.wroc.pl/karp41.

W Szkole uczestniczyło 41 osób, z czego mniej więcej jedna trzecia to studenci starszych lat, doktoranci oraz młodzi pracownicy naukowci. Jej dyrektorem był jeden z autorów tego sprawozdania (AP), a sekretarzem – drugi autor (JS).

Sponsorem Szkoły, oprócz organizatorów, było Ministerstwo Edukacji Narodowej i Sportu, niestety w zupełnie symbolicznym wymiarze.

Materiały Szkoły ukażą się jako specjalny numer *Physica A*.

Andrzej Pękalski, Janusz Szwabiński
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Wrocławski

■ Karol Życzkowski

Urodził się w roku 1960 w Krakowie. Studia fizyki na Uniwersytecie Jagiellońskim ukończył w czerwcu 1983 r., specjalizując się w fizyce teoretycznej. W latach 1980–83 działał w Niezależnym Zrzeszeniu Studentów oraz Naukowym Kole Fizyków.

Staż asystencki odbył w Zakładzie Optyki Atomej Instytutu Fizyki UJ pod kierownictwem prof. Tomasa Dohnalika. Pracę doktorską dotyczącą teorii jonizacji w silnym polu (promotor prof. Jan Mostowski z Instytutu Fizyki PAN w Warszawie) obronił w 1997 r. Po służbie wojskowej wyjechał jako stypendysta Humboldta do Essen, gdzie w latach 1989–90 pracował w grupie prof. Fritza Haakego nad problemami kwantowego chaosu i macierzy przypadkowych. Po powrocie do Polski kontynuował badania rozpoczęte w Niemczech, pracując jako adiunkt w IF UJ, gdzie habilitował się w roku 1994. W latach następnych rozpoczął badania w dziedzinie ekonofizyki, a w kwietniu 1997 r. zorganizował w Krakowie konferencję matematyki finansowej.



W roku akademickim 1997/98 pracował jako stypendysta Fulbrighta w grupie prof. Eda Otta na Uniwersytecie Maryland. Zajmował się badaniem chaosu, fraktali i nieliniowych układów dynamicznych. Równolegle zainteresował się teorią informacji kwantowej i rozpoczął badania kwantowych stanów splątanych. Od roku 1999 pracował w Centrum Fizyki Teoretycznej Polskiej Akademii Nauk w Warszawie na stanowisku docenta. 22 czerwca 2004 r. otrzymał tytuł profesora. W roku akademickim 2004/05 pracuje w Perimeter Institute w Waterloo (Kanada) nad kwantową teorią informacji.

Interesuje się historią, polityką i sportem. Jest przewodnikiem beskidzkim oraz instruktorem narciarstwa. W lipcu 1991 r. zjechał na nartach ścianą Piku Lenina w Pamirze, a w roku 1994 stanął na szczycie Aconcagua w Andach. W 1990 r. opublikował w wydawnictwie Universitas wspomnienia *Notatki szeregowca*, a w roku 2004 wraz z Józefem Wałą wydał przewodnik *Narciarstwo wysokogórskie w polskich Tatrach Wysokich*. Żona Jolanta, dzieci Jan (1995) i Maria (2001).

■ Tomasz Story

Urodził się w Bartoszycach na Warmii w 1958 r. W roku 1982 ukończył studia na Wydziale Elektrofizyki Politechniki Lwowskiej. Był doktorantem w Instytucie Fizyki PAN w Warszawie, gdzie też od 1986 r. pracuje i gdzie obronił w 1989 r. pracę doktorską (promotor prof. Robert R. Gałązka) i uzyskał w roku 1998 stopień doktora habilitowanego. W latach 1990–91 odbył staż naukowy na Uniwersytecie w Eindhoven, a w roku 1992 w Centrum Silnych Pól Magnetycznych w Grenoble. Tytuł naukowy profesora otrzymał 21 lutego 2005 r.

Początkowo zajmował się półprzewodnikami półmagnetycznymi, tzn. kryształami półprzewodnikowymi zawierającymi jony magnetyczne metali przejściowych i ziem rzadkich, w szczególności efektem przejścia paramagnetyk–ferromagnetyk indukowanego wysoką koncentracją nośników ładunku. Obecnie interesuje się głównie półprzewodnikami heterostrukturami ferromagnetycznymi – modelowymi układami spintroniki półprzewodnikowej – a także zastosowaniami półprzewodników półmagnetycznych rodziny IV–VI w nowych układach termoelektrycznych.



Otrzymał Nagrodę Sekretarza Naukowego PAN (1987) oraz Nagrodę Naukową PTF im. W. Rubinowicza (1993). Opublikował 110 prac naukowych i wygłosił referaty na zaproszenie na 15 konferencjach międzynarodowych. W latach 1999–2003 był kierownikiem Oddziału Fizyki Półprzewodników IF PAN. Jest promotorem 4 prac doktorskich. Współpracuje z Krajowym Funduszem na rzecz Dzieci.

Kierował kilkoma projektami badawczymi KBN i FNP. Obecnie kieruje podprojektem w ramach projektu badawczego zamawianego KBN „Elektronika spinowa”. Uczestniczył w organizacji wielu konferencji naukowych, w tym Międzynarodowej Szkoły Fizyki Związków Półprzewodnikowych „Jaszowiec” oraz Międzynarodowych Warsztatów Centrum Doskonałości CELDIS.

W swojej pracy naukowej najwięcej nauczył się od swego promotora, prof. Roberta R. Gałązki, i kierownika zespołu, dr. Andrzeja Jędrzejczaka.

Wrz z żoną Elżbietą mieszka na wsi pod Warszawą. Ma dwoje dzieci: córkę Annę (1989) i syna Piotra (1986).

■ Marek Abramowicz

Urodził się w 1945 r. w Chelmie, jak sam powiada – „legendarnym mieście głupców opisywanym w setkach żydowskich dowcipów”. Od roku 1993 ma katedrę astrofizyki i jest dożywotnim profesorem na Uniwersytecie w Göteborgu. Przyjechał tu z założonej przez Nielsa Bohra kopenhaskiej Nordity, gdzie przez 3 lata był profesorem kontraktowym. Tytuł naukowy otrzymał 18 stycznia 2005 r.



W „pamiętym roku 1968” ukończył astronomię na Uniwersytecie Wrocławskim i ożenił się z Henryką Kozicką, elegancką warszawianką, z którą ma dwoje dzieci, teraz już dorosłych. Przez następny rok był asystentem w Instytucie Matematyki PAN we Wrocławiu, dzięki poleceniu Andrzeja Hulanickiego, u którego podczas studiów słuchał – jak wspomina – „zachwycająco pięknego wykładu algebry”. Potem przez wiele lat pracował w Centrum Astronomicznym PAN im. Mikołaja Kopernika w Warszawie z Bohdanem Paczyńskim, Wojciechem Dziembowskim i innymi słynnymi polskimi astrofizykami. W latach 1974 i 1975 był asystentem Roberta Wagnera na Uniwersytecie Stanforda w Kalifornii. Następnie przez prawie 20 lat pracował w małym zespole Dennisa Sciamy, najpierw przez 2 lata w Austin, potem kolejne 2 lata w Oksfordzie, a w końcu przez 14 lat w Trieście w centrum fizyki teoretycznej ICTP oraz – równolegle – jako samodzielny profesor w Scuola Internazionale Superiore di Studi Avanzati (SISSA).

Interesują go astrofizyczne zastosowania ogólnej teorii względności, zwłaszcza w fizyce kwazarów, czarnych dziur, gwiazd neutronowych i dysków akrecyjnych, oraz do badania natury sił bezwładności i zjawisk kwantowych w bardzo silnych polach grawitacyjnych. W swych badaniach wykorzystuje „geometrię optyczną”, wprowadzoną w pracy napisanej wspólnie z Brandonem Cartrem i Jean-Pierre'em Lasotą. Od urodzonego w Marsylii, wykształconego w Polsce i osiadłego w Paryżu Jean-Pierre'a, swego starszego kolegi, przyjaciela i mentora, uczył się i wciąż uczy potrzebnej w tym zawodzie intelektualnej niezłomności. Obaj zrobili doktoraty w Warszawie na Hożej u Andrzeja Trautmana. Pamięta ten czas jako wspaniałą, rzetelną szkołę fizyki teoretycznej i charakteru.

■ Michał Leszczyński

Urodził się w Warszawie w 1956 r. Studia na Wydziale Fizyki UW ukończył w 1981 r., specjalizując się w fizyce ciała stałego. Po studiach został zatrudniony w Centrum Badań Wysokociśnieniowych (obecnie Instytut Wysokich Ciśnień) PAN, gdzie pracuje do dzisiaj. Doktorat obronił w 1992 r. (promotor prof. Tadeusz Suski), a habilitację uzyskał w roku 1996. Tytuł naukowy otrzymał 4 kwietnia 2005 r.



Na jego działalność naukową największy wpływ mieli profesorowie Marian Grynberg i Maria Lefeld-Sosnowska z Uniwersytetu Warszawskiego oraz Sylwester Porowski i Tadeusz Suski z CBW/IWC PAN.

Ponad dwadzieścia lat pracy naukowej poświęcił badaniom mikrostruktury warstw półprzewodników (GaAs, InP, GaN) metodami dyfrakcji rentgenowskiej, starając się powiązać obecność defektów strukturalnych z warunkami wzrostu warstw, a także z ich własnościami optycznymi i elektrycznymi.

Była to niezwykle pożyteczna podstawa do „przygody życia”, czyli uczestnictwa w tworzeniu technologii niebieskiego lasera z azotku galu w kierowanym przez prof. Porowskiego Laboratorium Niebieskiej Optoelektroniki, którego celem jest budowa niebieskich, fioletowych i nadfioletowych, komercyjnych diod laserowych mogących konkurować z produktami firm japońskich. Jest wiceprezesem firmy TopGaN m.in. produkującej lasery niebieskie według technologii IWC PAN, obecne już na rynku.

Planuje aktywnie uczestniczyć – wraz z grupą doktorantów – w badaniach własności półprzewodników azotkowych, kontynuując opracowywanie nowych przyrządów, takich jak emiterzy nadfioletu czy lasery niebieskie bardzo dużej mocy.

Więcej wiadomości o jego działalności zawodowej można znaleźć na stronie www.topgan.fr.pl (na poważnie), a także – obok informacji z życia prywatnego – na jego własnej stronie www.hazelhard.eu.org (na wesoło).

Optoelektronika

Bernard Ziętek: *Optoelektronika*, Wydawnictwo Uniwersytetu Mikołaja Kopernika, Toruń 2004, s. 566.

Optoelektronika jest działem nauki zajmującym się współdziałaniem optyki i elektroniki. Główne obszary zainteresowania tradycyjnie pojmowanej optoelektroniki to generacja, detekcja i modulacja promieniowania, komunikacja optyczna, przetwarzanie sygnałów i obrazów, pamięci optyczne oraz zagadnienia dotyczące pomiaru i monitorowania wielkości fizycznych. Już to skrótove wyliczenie wskazuje, jak obszerną i trudną do precyzyjnego zdefiniowania dziedziną nauki i techniki jest optoelektronika.

Optoelektronika jest bowiem także kluczowym działem techniki ery informatycznej, podstawą najdynamiczniej rozwijającego się przemysłu przełomu wieków. Jej zastosowania nie ograniczają się jednak tylko do telekomunikacji i szeroko pojętych technologii komputerowych. Elementy optoelektroniczne obecne są w naszym codziennym życiu; znajdują się w odtwarzaczach CD i DVD, drukarkach laserowych, czytnikach kodów paskowych i wyświetlaczach. Liczne zastosowania znajdują elementy optoelektroniczne w automatyce, robotyce, edukacji, rozrywce, technice medycznej i wojskowej. Zastosowania są siłą napędową rozwoju optoelektroniki zarówno w sensie intelektualnym, jak i ekonomicznym.

Pod względem merytorycznym wyodrębnia się w niej wyraźnie dział nazywany optoelektroniką półprzewodnikową oraz dział określany kiedyś terminem „elektronika kwantowa”, obejmujący zagadnienia generacji i wzmocnienia promieniowania elektromagnetycznego przez układy wzbudzonych atomów, cząsteczek lub jonów przy wykorzystaniu zjawiska wymuszonej emisji promieniowania. Główne obszary zainteresowań elektroniki kwantowej to: kwantowe źródła światła – lasery, kwantowe źródła mikrofal – masery, holografia, atomowe wzorce częstości i nieliniowe oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materią. W optoelektronice wyróżnia się również dział zwany optyką zintegrowaną. Termin ten wprowadzono pod koniec lat sześćdziesiątych, przy okazji propozycji umieszczenia wielu elementów optycznych na wspólnym podłożu. Koncepcja integracji elementów optycznych w swojej filozofii podobna jest do wcześniejszej koncepcji scalenia na jednej płycie półprzewodnikowej pewnej liczby elementów mikroelektronicznych. Podobnie jak i w tamtym przypadku, pojawiła się nowa jakość w postaci funkcjonalnego układu optycznego, chociaż późniejszy rozwój optyki zintegrowanej nie był tak spektakularny, jak rozwój technologii mikroelektronicznych układów scalonych. Obecnie podziały pomiędzy wymienionymi, historycznie ukształtowanymi dziedzinami w ramach pojęcia „optoelektronika” zacierają się z uwagi na rosnące znaczenie półprzewodników w technice laserowej oraz postępującą integrację przyrządów optoelektronicznych i elektronicznych wytwarzanych na wspólnym podłożu. Optoelektronika półprze-

wodnikowa stanowi w chwili obecnej dominujący dział optoelektroniki.

Od samego początku optoelektronika była bardzo silnie związana z fizyką, w szczególności z fizyką ciała stałego i optyką kwantową. Już samo określenie zakresu znaczeniowego pojęcia „optoelektronika” wskazuje na jego wyraźnie interdyscyplinarny charakter i na łączenie ze sobą pozornie odległych zagadnień z dziedziny nauk podstawowych (fizyki kwantowej, elektrodynamiki) z zagadnieniami typowymi dla inżynierii materiałowej i elektroniki. Szeroki i nie całkiem sprecyzowany obszar zainteresowań optoelektroniki i jej powiązania z różnymi działami nauki sprawiają, że napisanie książki na ten temat jest zadaniem trudnym. Zmieszczenie się w rozsądnej objętości wymaga dokonania pewnego wyboru i ograniczenia zakresu omawianych zagadnień. Trzeba też odpowiedzieć sobie na pytanie, do kogo książka jest adresowana i jakie przygotowanie czytelnika zakłada. Jak z tego zadania wywiązał się Autor?

Książka Bernarda Ziętki jest obszerna, liczy 566 stron i składa się z 8 rozdziałów. Zanim omówię bardziej szczegółowo jej zawartość, chciałbym zwrócić uwagę na kilka zagadnień natury ogólnej. Z możliwych wariantów przedstawienia tematu Autor wybrał schemat oparty na podziale omawianych zagadnień według rodzajów przyrządów. Książkę otwierają rozdziały na temat źródeł promieniowania – laserów różnych typów, w tym także półprzewodnikowych. W kolejnych rozdziałach omawiane są zagadnienia dotyczące modulacji światła i modulatorów, światłowody, detektory promieniowania i wyświetlacze. Dwa ostatnie rozdziały omawiają wybrane zastosowania laserów, zagadnienia dotyczące bezpieczeństwa pracy z laserami i zagadnienia metrologiczne dotyczące światła. Jest to schemat możliwy do zaakceptowania, wymaga jednak przestrzegania zasady, by poszczególne rozdziały miały ciężar gatunkowy odpowiedni do roli odgrywanej przez przedstawiane w nich przyrządy i w miarę możliwości taką samą konstrukcję wewnętrzną. W przeciwnym przypadku czytelnik, dla którego będzie to pierwszy kontakt z omawianą tematyką, otrzyma wypaczony jej obraz, nieodpowiadający współcześnie pojmowanemu rozkładowi akcentów na poszczególne dyscypliny.

Niestety, poziom wymienionych rozdziałów, w tym opisu poszczególnych omawianych w nich zagadnień nie jest jednakowy. Zagadnienia dotyczące podstaw fizycznych działania laserów oraz konkretnych konstrukcji laserów gazowych, cieczowych i laserów na ciele stałym, a więc dotyczące obszaru tematycznego historycznie określonego terminem elektronika kwantowa, wyłożone są kompetentnie. Można mieć natomiast zastrzeżenia do tych części książki, które odnoszą się, najogólniej mówiąc, do optoelektroniki półprzewodnikowej. Jest to dość niefortunne, ponieważ w chwili obecnej zarówno ciężar badań, jak i zastosowań przesuwają się w stronę optoelektroniki półprzewodnikowej i to ona coraz częściej staje się synonimem optoelektroniki w ogóle.

Również konstrukcja poszczególnych rozdziałów nie jest spójna. Na przykład, rozdział dotyczący światłowodów jako jedyny zawiera omówienie technologii ich wytwarzania, podczas gdy w przypadku innych elementów zagadnienia te są całkowicie pomijane. Rozpatrywanie takich współczesnych przyrządów optoelektronicznych, jak lasery półprzewodnikowe, diody świecące, detektory czy modulatory światła w oderwaniu od zagadnień materiałowych i technologicznych jest niewłaściwe. To właśnie postępy inżynierii materiałowej i technologii spowodowały tak gwałtowny rozwój optoelektroniki.

Optoelektronika półprzewodnikowa wykorzystuje procesy epitaksjalne wytwarzania struktur przyrządowych składających się niejednokrotnie z kilkuset warstw o grubościach rzędu nanometrów i technologii planarne wytwarzania przyrządów opracowane wcześniej na potrzeby mikroelektroniki. Postęp obserwowany w optoelektronice w ostatnim ćwierćwieczu stał się możliwy dzięki rozwojowi i komercjalizacji takich technologii wzrostu epitaksjalnego, jak epitaksja z wiązek molekularnych i epitaksja z fazy gazowej, ze związków metaloorganicznych. Technologie te umożliwiają kontrolę parametrów rosnących warstw na niespotykanym do tej pory poziomie, pozwalając m.in. na nakładanie pojedynczych warstw atomowych dowolnych materiałów. Otworzyło to drogę do wytwarzania heterostruktur z materiałów różniących się parametrami sieci i materiałów funkcjonalnych niewystępujących w naturze, których własności mogą być odpowiednio kształtowane.

Wśród materiałów stosowanych w optoelektronice główną rolę odgrywają materiały półprzewodnikowe wykorzystywane do budowy przyrządów generujących promieniowanie, detektorów i modulatorów oraz monolitycznych optoelektronicznych układów scalonych. Są to heterostruktury, struktury niskowymiarowe ze studniami kwantowymi, druty i kropki kwantowe oraz supersieci wytwarzane przede wszystkim z materiałów półprzewodnikowych typu III–V (GaAs, AlGaAs, InGaAs, InGaAsP itp.) i II–VI. Półprzewodniki typu III–V pozwalają m.in. na generację promieniowania w oknach transmisji światłowodów (1,3 μm , 1,55 μm), które wykorzystywane są w telekomunikacji światłowodowej. W ostatnich latach obserwuje się malejącą rolę związków półprzewodnikowych II–VI – jest ona przejmowana z powodzeniem przez azotki (GaN, InGaN, AlGaN). Optoelektronika oparta na szerokoprzemysłowych azotkach metali III grupy jest szczególnie interesująca z uwagi na możliwość uzyskania generacji promieniowania niebieskiego i nadfioletowego, pożądanego w celu zwiększenia pojemności pamięci optycznych, rozdzielczości druku czy uzyskania światła białego. Te zagadnienia są zaledwie wzmiankowane w książce, a przytaczane dane materiałowe niezbyt ściśle i często nieaktualne.

Rozdział I – „Podstawy fizyki laserów”, poświęcony jest opisowi działania lasera i właściwości promieniowania laserowego. Zawarty w nim materiał stanowi dobre wprowadzenie w fizykę laserów dla początkującego czytelnika, a bardziej zaawansowanym w omawianej tematyce po-

może w usystematyzowaniu pojęć. Powstaje tylko pytanie, dlaczego rozdział o takiej zawartości jest wprowadzeniem do książki o optoelektronice. Bardziej na miejscu byłoby chyba omówienie zagadnień oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materią. Z uwag szczegółowych dotyczących materiału zawartego w rozdziale I wymieniałbym następujące.

- Definicja rezonatora stabilnego na s. 6 jest nieprecyzyjna. Poza tym stabilna konfiguracja pola elektromagnetycznego zawsze, a nie tylko w szczególności odpowiada fali stojącej.
- Na s. 13 powinno być FWHM (Full Width at Half Maximum), a nie HWHM.
- Na s. 26 na rysunku obrazującym nasycenie wzmocnienia odpowiednie byłoby oznaczenie „poziom strat”, a nie „poziom progę”.

Rozdział II, „Wybrane lasery”, zawiera przegląd i krótką charakterystykę podstawowych typów laserów. Zdecydowanie najwięcej miejsca poświęcono laserom półprzewodnikowym, co uzasadnione jest rolą, jaką odgrywają one we współczesnej optoelektronice. Zawartość rozdziału jest interesująca. Dla porządku podaję uwagi korygujące zauważone nieścisłości.

- Na s. 133 w opisie tworzenia się złącza p–n zamiast „przez złącze p–n elektrony z półprzewodnika typu n dyfundują, pozostawiając dodatnio naładowane dziury” powinno być „... pozostawiając dodatnio naładowane jony donorowe”. Warstwa ładunku przestrzennego w złączu p–n składa się z nieruchomych, dodatnio naładowanych jonów donorowych i ujemnie naładowanych jonów akceptorowych, a nie ruchomych ładunków elektronów i dziur.
- Na s. 146 Autor pisze: „zewnętrzne rezonatory laserów półprzewodnikowych mają wiele wad, zwłaszcza w przypadku laserów typu VCSEL”. Nie są mi znane przypadki stosowania zewnętrznych rezonatorów laserów typu VCSEL. Lasera VCSEL nie da się przestrajać za pomocą zewnętrznego rezonatora, bo jego częstość generacji określona jest przez rezonans wnęki.
- Na rysunku II.37c (s. 163) należy zamienić między sobą oznaczenia quasi-poziomów Fermiego F_c i F_v .
- Rysunek II.38 (s. 164) jest nadmiernie uproszczony; przebieg krawędzi pasm, szczególnie w obszarze aktywnym, jest narysowany błędnie.
- Podrozdział 5.8 – „Lasery heterozłączone”. Wybór jako przykładu nowoczesnej konstrukcji heterozłączonego lasera paskowego lasera V-CSIS jest nieporozumieniem. Jest to bardzo specyficzna konstrukcja lasera, którego zasady działania nie sposób zrozumieć bez głębszej wiedzy na temat laserów półprzewodnikowych. Zamiast wymienionej lepiej było omówić ideę lasera paskowego na przykładzie prostej konstrukcji lasera z izolacją tlenkową czy trawioną mesą.
- Rysunek II.40b (s. 167). Poziomy w studniach kwantowych nie są równoodległe. Poza tym poziomy w pasmie walencyjnym powinny być gęściej upakowane ze względu na większą masę efektywną dziur. Strzałka łącząca poziomy w studni pasma przewodnictwa i pasma

walencyjnego, symbolizująca przejścia promieniste, powinna być narysowana pomiędzy poziomami podstawowymi. Przejścia ze stanów wzbudzonych nie są praktycznie obserwowane ze względu na termalizację nośników. Rozumiem, że wymieniony rysunek ma charakter poglądowy, ale należy dbać o wyrobienie prawidłowych intuicji u czytelnika.

- Rysunek II.41b (s. 169). Krzywa przerywana oznacza współczynnik odbicia od zwierciadła, a nie transmisji. Dokładnie jest to krzywa odbicia całej struktury VCSEL, bo widać na niej zagłębienie pochodzące od wężki rezonansowej.
- S. 170. Nie można powiedzieć, że poziomy ekscytonowy uzyskuje się przez wprowadzenie odpowiednich domieszek. Natomiast ekscyton może ulec związaniu na domieszce, bądź – jak to ma miejsce w omawianym przypadku – na kompleksie izoelektronowym Zn–O w GaP.
- S. 171. $R_{\text{spont}}(h\nu)$ jest szybkością rekombinacji spontanicznej, a nie stałą rekombinacji. Stałą rekombinacji C nazywa się wielkość związaną z szybkością rekombinacji wzorem $R = Cnp$, gdzie n, p – koncentracje elektronów i dziur.

Rozdział II zakończony jest uzupełnieniem omawiającym podstawy teorii pasmowej ciał stałych, które w moim przekonaniu jest zbędne. Należy przecież założyć, że odbiorca specjalistycznej monografii ma pewien poziom przygotowania ogólnego.

Rozdział III omawia zagadnienia modulacji światła, a rozdział IV poświęcony jest światłowodom. W porównaniu z poprzednim rozdziałem opracowane są one znacznie

starannie i nie zawierają większych nieścisłości. Również rozdziały V i VI omawiające detektory i wyświetlacze nie budzą zastrzeżeń.

Książkę kończy przegląd wybranych zastosowań przyrządów optoelektronicznych. Rozdział ten uświadamia czytelnikowi, jak ważną dziedziną techniki jest optoelektronika. Pożyteczne informacje znaleźć można również w dodatkach. Dotyczą one bezpieczeństwa pracy z laserami i zagadnień metrologicznych.

W podsumowaniu chciałbym podkreślić, że mimo tych uwag uważam, że książka Bernarda Ziętka może stanowić wartościową pomoc dydaktyczną w nauczaniu studentów na wydziałach fizyki i elektroniki. Od strony edytorskiej przygotowana jest starannie, zauważyłem tylko nieliczne literówki i drobne błędy stylistyczne. Ilustracje są czytelne i aspirują wręcz do pewnej nowoczesności – stosowane są cieniowania i stopnie szarości. W książce można znaleźć podstawowe informacje dotyczące znakomitej większości zagadnień, które wchodzi w zakres optoelektroniki. Jej zaletą, którą na pewno docenią studenci, jest podawanie kompletnych wyprowadzeń wzorów. Natomiast fakt, że tylko niektóre wzory i równania są numerowane, i to według trudnego do odgadnięcia klucza, nie ułatwia korzystania z niej. Na końcu każdego rozdziału Autor podaje reprezentatywne publikacje o charakterze książkowym, które zainteresowanemu czytelnikowi pozwolą na rozszerzenie wiedzy na omawiane tematy.

Maciej Bugajski

Instytut Technologii Elektronowej
Warszawa

KRONIKA

■ Tytuły profesorskie

Tytuł naukowy profesora nauk fizycznych na mocy postanowień Prezydenta Rzeczypospolitej Polskiej otrzymali: 18 stycznia 2005 r. – Marek Artur Abramowicz (Uniwersytet w Göteborgu), Ryszard Horodecki (UG), Grzegorz Karwasz (Pomorska Akademia Pedagogiczna, Słupsk) i Tadeusz Krzysztof Kopeć (INTiBS PAN, Wrocław); 4 kwietnia 2005 r. – Michał Leszczyński (CBW PAN, Warszawa) i Henryk Wilczyński (IFJ PAN, Kraków); 18 kwietnia 2005 r. – Dariusz Andrzej Kaczorowski (INTiBS PAN), Zbigniew Kisiel (IF PAN, Warszawa), Jan Marian Pluta (PW) i Andrzej Jan Zięba (AGH, Kraków); 20 maja 2005 r. – Janusz Andrzej Sylwester (CBK PAN) i Zbigniew Wąs (IFJ PAN); 14 czerwca 2005 r. – Tomasz Gregorkiewicz (Uniwersytet Amsterdamski).

■ Andriejew członkiem zagranicznym PAN

Polska Akademia Nauk na wniosek Wydziału III Nauk Matematycznych, Fizycznych i Chemicznych wybrała na członka zagranicznego Aleksandra Fiodorowicza

Andriejewa (ur. w 1939 r.). Jest on dyrektorem Instytutu Problemów Fizycznych Rosyjskiej Akademii Nauk, wiceprezesem tej Akademii, wywodzi się ze szkoły Landaua. Do jego największych osiągnięć należą: teoria odbicia elektronów od granicy metal–nadprzewodnik (tzw. odbicie Andriejewa), opracowanie teorii kwantowej dyfuzji, stworzenie modelu magnetycznych polaronów w helu-3, wkład w teorię nadciekłości. Utrzymuje kontakty z polskimi fizykami, m.in. jest przewodniczącym Rady Naukowej Międzynarodowego Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych we Wrocławiu.

B. W.

■ Zmiana w Zarządzie FNP

Rada Fundacji na Rzecz Nauki Polskiej na posiedzeniu 20 maja 2005 r. powołała na stanowisko prezesa Zarządu FNP od 1 września 2005 r. prof. Macieja Żylicza.

Maciej Żylicz urodził się w 1953 r. w Gdańsku, gdzie w 1977 r. ukończył studia fizyki i biologii. Jest wybitnym biofizykiem, członkiem PAU i PAN, profesorem Uni-

wersytetu Gdańskiego oraz Międzynarodowego Instytutu Biologii Molekularnej i Komórkowej, laureatem (1999) Nagrody FNP w dziedzinie nauk przyrodniczych i medycznych za badania nad białkami regulatorowymi układu obronnego komórki.

Do nowego Zarządu Rada FNP na wniosek prof. Macieja Żylicza powołała dr. Tomasz S. Perkowski.

Powołanie nowych władz Fundacji jest następstwem złożenia dymisji całego dotychczasowego Zarządu przez jego prezesa, Macieja W. Grabskiego, który po 13 latach kierowania Fundacją postanowił przejść na emeryturę od 31 sierpnia 2005 r. Prof. Grabski został powołany w skład Rady FNP.

www.fnp.org.pl

B. W.

■ Nagroda Wolfa

Nagrodę Wolfa z fizyki za rok 2005 otrzymał Daniel Kleppner, profesor MIT, za „wybitne prace z dziedziny fizyki atomowej i optyki kwantowej, w szczególności za badania układów wodoropodobnych, kondensacji Bosego–Einsteina i budowę masera wodorowego”.

Nagrody Wolfa (także z chemii i matematyki) wręczył w czasie sesji Knessetu prezydent Izraela Mosze Katsar.

Phys. Today 58, nr 4 (2005)

B. W.

■ Instytut teorii cząstek we Florencji

Włoski Narodowy Instytut Fizyki Jądrowej (INFN) i Uniwersytet we Florencji podpisały porozumienie o utworzeniu Instytutu Fizyki Teoretycznej im. Galileusza. Zadaniem Instytutu będzie organizowanie sesji roboczych poświęconych najbardziej aktualnym problemom teorii cząstek elementarnych. Dotychczas brakowało w Europie ośrodka skupiającego uwagę głównie na fizyce oddziaływań fundamentalnych. Każda sesja będzie poświęcona jednemu zagadnieniu, ma trwać 2–3 miesiące i skupiać kilkunastu – a co najwyżej trzydziestu – uczestników z najbardziej aktywnych ośrodków pracujących w danej dziedzinie.

Instytut znalazł siedzibę w budynku należącym do Uniwersytetu i położonym na wzgórzu Arcetri, w pobliżu domu, w którym Galileusz spędził wiele lat i w którym umarł w 1642 r.

CERN Courier 45, nr 2 (2005)

B. W.

■ Nowy dyrektor ZIBJ

Komitet Plenipotentów rządów państw członkowskich Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej wybrał Aleksieja Sissakiana na nowego dyrektora ZIBJ.

Sissakian zajmuje się fizyką cząstek elementarnych i fizyką matematyczną. Jest członkiem Armeńskiej Akademii Nauk i Rosyjskiej Akademii Nauk, profesorem Moskiewskiego Uniwersytetu Państwowego. Dotychczas był wicedyrektorem ZIBJ. Brał istotny udział w przygotowaniu programu naukowego i eksperymentów przy akceleratorze U-70, a także w pracach w CERN-ie i Fermilabie.

Poprzednim dyrektorem ZIBJ (od 1992 r.) był Władimir Kadyszewski.

CERN Courier 45, nr 4 (2005)

B. W.

■ Nagrody dla fizyczek

Koncern kosmetyczny L'Oréal i UNESCO uhonorowały 5 kobiet z pięciu kontynentów nagrodami za osiągnięcia naukowe w dziedzinie fizyki i chemii. Są to: Zohra Ben Lakhdar, Belita Koiller, Dominique Langevin, Myriam P. Sarachik i Fumiko Yonezawa. Wysokość każdej z nagród wynosi 100 tys. dolarów amerykańskich.

Zohra Ben Lakhdar – laureatka z Afryki, profesor fizyki na uniwersytecie w Tunisie – została uhonorowana za „prace doświadczalne i tworzenie modeli w zastosowaniach spektroskopii w podczerwieni do problemów medycyny i zatrucia środowiska”.

Belita Koiller z Ameryki Łacińskiej otrzymała nagrodę za „badania teoretyczne elektronów w materiałach nieuporządkowanych, np. w szkle. Jej badania pomogły zrozumieć złożone układy ciał stałych”. Jest profesorem fizyki na Federalnym Uniwersytecie w Rio de Janeiro.

Dominique Langevin, kierująca laboratorium fizyki ciała stałego Uniwersytetu Paris-Sud w Orsay, została nagrodzona za „badania podstawowe detergentów, emulsji i pian. Szczególnie cenne dla przemysłu były jej prace dotyczące detergentów w pralnictwie, białek mleka i przetwarzania odpadów promieniotwórczych”.

Myriam Sarachik, profesor City College of New York, otrzymała nagrodę za „ważne prace doświadczalne nad przewodnictwem elektrycznym i przejściem metal–izolator”.

Fumiko Yonezawa, laureatka z obszaru Azji i Pacyfiku, emerytowany profesor Uniwersytetu Keio w Jokohamie, została nagrodzona za „pionierską teorię i symulacje komputerowe półprzewodników amorficznych i ciekłych metali”.

Nagrody wręczono w marcu 2005 r. na specjalnej ceremonii w Paryżu.

Phys. Today 58, nr 4 (2005)

B. W.

■ Polsko-niemiecka Nagroda Copernicus

Fundacja na Rzecz Nauki Polskiej i Deutsche Forschungsgemeinschaft ustanowiły wspólnie Nagrodę Copernicus, która będzie przyznawana raz na 2 lata dwóm naukowcom z Niemiec i Polski w uznaniu wybitnych osiągnięć naukowych oraz wkładu w rozwój polsko-niemieckiej współpracy naukowej ze szczególnym uwzględnieniem aktywności w promowaniu młodych naukowców. Wysokość Nagrody – 50 tys. euro.

www.fnp.org.pl

B. W.

■ CFT PAN skończyło 25 lat

Centrum Fizyki Teoretycznej Polskiej Akademii Nauk obchodzi w bieżącym roku 25-lecie istnienia. 1 maja 1980 r. na podstawie uchwały Prezydium PAN rozpoczął

działalność pod kierunkiem prof. Iwona Białynickiego-Biruli Zakład Fizyki Teoretycznej PAN. W roku 1992 Zakład przekształcony został w Centrum Fizyki Teoretycznej PAN.

CFT PAN prowadzi badania teoretyczne w zakresie fizyki matematycznej, fizyki statystycznej, kwantowej teorii pola, optyki kwantowej i atomowej oraz teorii grawitacji. Wyniki badań zostały ogłoszone w ok. 800 publikacjach w czołowych czasopismach fizycznych na świecie. W czasie swojej 25-letniej historii CFT wykształciło 35 doktorów, z których ponad dwadzieścioro zajmuje się nadal pracą naukową, a dziesięcioro jest już nawet profesorami w Polsce i za granicą.

Na sympozjum naukowym zorganizowanym z okazji jubileuszu w dniu 11 czerwca 2005 r. wykłady na zaproszenie wygłosili polscy i zagraniczni naukowcy współpracujący z CFT PAN – profesorowie: Joseph H. Eberly z Uniwersytetu w Rochester, USA (100 years later, the double photo-electric effect as a purely classical process), Klaus Goetze z Uniwersytetu w Bochum (Perspectives in hadronic physics), Fritz Haake z Uniwersytetu Duisburg–Essen (Semiclassical evidence for spectral universality of chaotic systems), Heiner Müller-Krumbhaar z Instytutu Badań Ciała Stałego w Jülich (Elastic effects on growth processes), Gerd Rudolph z Uniwersytetu w Lipsku (Some aspects of lattice QCD), Andrzej Trautman (16 double coverings of the full Lorentz group) i Stanisław L. Woronowicz (Spaces with non-commutative coordinates) z Uniwersytetu Warszawskiego oraz Anton Zeilinger z Uniwersytetu Wiedeńskiego (From quantum tests to quantum technology).



Podczas uroczystej kolacji: dyrektor CFT, prof. Marek Kuś, w gronie asystentów i doktorantów Centrum oraz osób im towarzyszących – CFT wciąż młode! (fot. Ewa Sobczak)

Po wykładach odbył się koncert – orkiestrą kameralną (w znacznej części rodzinną) dyrygował profesor CFT Jerzy Kijowski – a wieczorem uczestnicy sympozjum wzięli udział w uroczystej kolacji.

M. Ł.

■ 45-lecie pracy naukowej Teresy Grycuk

24 czerwca 2005 r. odbyło się uroczyste posiedzenie warszawskiego seminarium optycznego poświęcone 45-leciu pracy naukowej dr hab. Teresy Grycuk. Otworzył je i słowo wstępne wygłosił prof. Tadeusz Stacewicz, kierownik Zakładu Optyki IFD UW. Omówił on zasługi Jubilatki dla Zakładu i Wydziału oraz jej karierę naukową, związaną od początku z pracownią spektroskopii wysokiej zdolności rozdzielczej.



Teresa Grycuk

Pracownię tę założył jeszcze przed wojną prof. Stefan Pieńkowski, tworząc niespotykanej wówczas jakości spektrometr z siatką Rowlanda. Dla zapewnienia stabilnego ustawienia siatki dyfrakcyjnej pracownię umieszczono głęboko w podziemiu Instytutu – stąd jej popularna nazwa: Hades. W czasie wojny znakomita siatka uległa zniszczeniu. Rekonstrukcję pracowni podjął prof. Tadeusz Skaliński, któremu udało się zamówić (i otrzymać) podobną siatkę w Leningradzkim Instytucie Optycznym. Teresa Grycuk była jedną z pierwszych osób, którym przypadła praca w Hadesie, i została tam przez całe swe życie naukowe.

O powojennych początkach pracowni opowiedział krótko dr Jerzy Rogaczewski, a potem oddano głos Jubilatce, która omówiła główne nurty swojej działalności naukowej, dodając wiele ciekawych historyjek i anegdot z dziejów pracowni. Teresa Grycuk zajmowała się przede wszystkim pomiarami kształtu linii widmowych zaburzonych wskutek oddziaływań międzyatomowych. W początkowym okresie celem tych prac było testowanie kolejnych wersji stworzonej i doskonalonej przez prof. Aleksandra Jabłońskiego i jego uczniów teorii kształtu linii. Później, w latach siedemdziesiątych, na podstawie tej tematyki opracowała i rozwinęła metodę odwracania profilu dalekich skrzydeł linii w celu otrzymania krzywych energii potencjalnej kwazicząsteczki w stanach elektronowych zaangażowanych w danym przejściu.

Na podkreślenie zasługuje fakt, że choć Jubilatka pozostała przez cały czas wierna leningradzkiej siatce, to pozostałe elementy układu stale ulepszała, korzystając z postępu techniki pomiarów optycznych i elektronicznych. W jej krótkim wystąpieniu usłyszeliśmy o wszystkich kolejnych „rewolucyjnych” metodach pomiarowych: od metod kliszowych i mikrofotometrii, przez pomiary fotoelektryczne, detekcję fazową, metody licznikowe i cyfrową akwizycję danych, po metody laserowe i komputerowe wspomaganie doświadczeń.

Po swoim wystąpieniu Teresa Grycuk została wprost zasypana kwiatami od władz Instytutu i Wydziału, kolegów z Hożej i innych optyków warszawskich, licznych wychowanków i uczniów, a także nauczycieli, dla których przez wiele lat prowadziła seminarium pod egidą Oddziału Warszawskiego PTF. Redakcja *Postępów Fizyki* dołącza się do gratulacji dla Szanownej Jubilatki.

M. Ł.

■ Zamiast parlamentu – politechnika?

Prezes Komisji Europejskiej Manuel Barroso wysunął projekt, aby w budynku Parlamentu Europejskiego w Strasburgu umieścić politechnikę europejską wzorowaną na amerykańskiej MIT. Ta idea jest częścią strategii zmierzającej do zwiększenia konkurencyjności Unii Europejskiej.

Projekt ten zyskał uznanie grupy zajmującej się reformą Parlamentu Europejskiego, którego wielu członków musi kursować między Strasburgiem i Brukselą na kolejne sesje. Rezygnacja z budynku w Strasburgu zaoszczędziłaby Parlamentowi rocznie 200 mln euro kosztów tych podróży.

Nature 434, nr 7030 (2005)

B. W.

■ Spinowe zjawisko Halla

Już ponad 30 lat temu dwaj fizycy radzieccy – Michaił Diakonow i Władimir Perel z Instytutu im. Joffego w Leningradzie – doszli do wniosku, że powinno istnieć dotychczas nieznanne zjawisko przenoszenia („transportu”) w półprzewodnikach. Jeśli do końców paska półprzewodnikowego przyłożymy napięcie elektryczne, to elektrony powinny rozpraszać się na domieszkach w sposób zależny od swoich spinów. Elektrony o spinach „w górę” powinny odchyłać się w jednym kierunku, a te o spinach „w dół” – w drugim. Wynikiem powinna być poprzeczna „wędrówka spinów”, czyli spinowe zjawisko Halla. W przeciwieństwie jednak do znanego, tradycyjnego efektu hallowskiego zjawisko spinowe nie powodowałoby powstania poprzecznego napięcia elektrycznego oraz nie wymagałoby stosowania zewnętrznego pola magnetycznego. Polaryzacja zależałaby tu od sprzężenia spinowo-orbitalnego. Spodziewany efekt byłby jednak słaby i nikt się nim przez wiele lat nie zainteresował.

Dopiero niedawno, gdy rola spinów elektronów okazała się istotna w procesach przenoszenia i przechowywania informacji oraz sterowania nią, pracą tych dwóch fizyków zainteresowano się szerzej. Dwie grupy fizyków, jedna

na Uniwersytecie Kalifornijskim w Santa Barbara, druga w laboratorium firmy Hitachi w Cambridge w Anglii, pracując niezależnie od siebie, uzyskały wyniki dowodzące, że istotnie pole elektryczne może powodować skupianie się przeciwnie skierowanych spinów o na przeciwnych brzegach półprzewodnikowego paska. Brak jeszcze teoretycznego wyjaśnienia, czy efekt ten zależy od domieszek.

Phys. Today 58, nr 2 (2005)

B. W.

■ Nowe tablice przypominające odkrycia fizyczne

W Światowym Roku Fizyki Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne (APS) podjęło inicjatywę zwrócenia uwagi społeczeństwa na dokonania fizyki i ich znaczenie w historii Stanów Zjednoczonych. W tym celu rozpoczęło umieszczanie w odpowiednich punktach kraju tablic upamiętniających ważne odkrycia fizyczne.

Na początek wybrano 5 miejsc. Pierwsze to Case Western Reserve University w Cleveland (Ohio), gdzie Albert Michelson i Edward Morley, stosując pomiary interferometryczne, za pomocą zbudowanego przez siebie przyrządu wykazali, że prędkość światła nie zależy od ruchu Ziemi. Wspaniałe siatki dyfrakcyjne konstruowane przez Henry’ego Rowlanda przypominają tablicę na Uniwersytecie Johns Hopkinsa w Baltimore. W Instytucie Franklina w Filadelfii tablica upamiętnia doświadczenia Benjamina Franklina z piorunami i elektrycznością. Czwartą tablicę umieszczono na Uniwersytecie Washingtona w St. Louis (Missouri), gdzie Arthur Compton, badając rozpraszanie promieni X, odkrył zjawisko nazywane teraz jego imieniem. Prace termodynamiczne Josiaha Gibbsa przypomina tablica na Uniwersytecie Yale’a.

APS ma zamiar prowadzić także w następnych latach taką działalność i przypominać również o nowszych odkryciach, by społeczeństwo wiedziało, że fizyka nadal jest areną pasjonujących wydarzeń.

Phys. Today 58, nr 5 (2005)

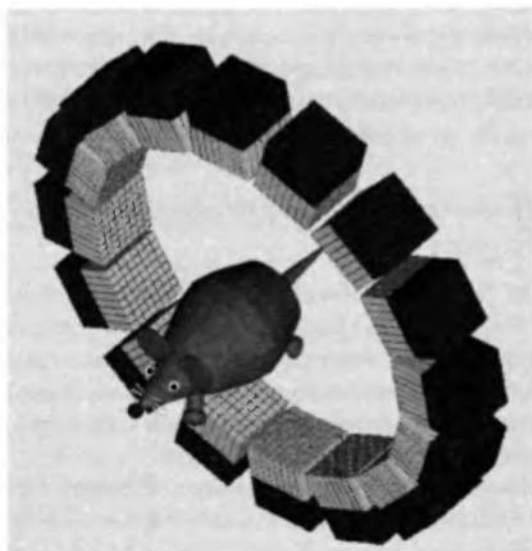
B. W.

■ Cernowskie Monte Carlo w medycynie

Pakiet Geant4 symulacji Monte Carlo, wykorzystywany w doświadczeniach w CERN-ie, znalazł nowe zastosowanie w postaci biblioteki GATE (Geant4 Application for Tomographic Emission), która będzie używana w medycynie nuklearnej.

Tomografia emisyjna staje się coraz ważniejszą podstawą diagnostyki i terapii. Polega na wprowadzeniu do ciała pacjenta znacznika promieniotwórczego i na detekcji produktów jego rozpadu – pozytonów (PET) lub fotonów (SPECT) – oraz odtworzeniu na tej podstawie jego rozmieszczenia. Pacjenta wprowadza się do komory tomografu i w ten sposób otacza siecią detektorów. Kluczowym krokiem jest rekonstrukcja położenia źródła. Jest ona skomplikowana, gdyż wymaga dobrego modelu fizycznego samego procesu rozpadu, zależy od kształtu komory tomografu, jego czułości kierunkowej, sposobu rozmieszczenia detektorów i innych parametrów. Dlatego do

numerycznej rekonstrukcji obrazu, jego korekcji i optymalizacji pomiarów wykorzystuje się metody Monte Carlo.



Symboliczny schemat skanera PET z detekcją ruchu (logo OpenGATE)

Istnieje około dwunastu pakietów Monte Carlo specjalnie przygotowanych na potrzeby PET i SPECT, nie są one jednak w stanie sprostać rosnącym oczekiwaniom fizyków medycznych. Najważniejszym problemem jest brak analizy czasowej pomiarów – pakiety nie umożliwiają np. badania przemieszczania się radioaktywnej próbki wewnątrz ciała pacjenta. Poza tym uwzględniają tylko najprostsze kształty komory detektorów i wymagają równomiernego rozmieszczenia detektorów.

Z drugiej strony podobny krok – odtworzenie położenia źródła na podstawie sygnałów z detektorów umieszczonych na zewnątrz komory – jest elementem analizy danych we współczesnych akceleratorach cząstek elementarnych. Każde z laboratoriów (CERN, SLAC, LANL, ...) posiada swoje biblioteki Monte Carlo. Są one potężne i stale rozwijane, ale nie były przygotowywane pod kątem tomografii i ich przystosowanie do niej wymaga dużego wysiłku.

Rozumiejąc te problemy, w 2001 r. na konferencji w Paryżu poświęconej symulacjom Monte Carlo w medycynie nuklearnej powołano współpracę, której celem jest przygotowanie biblioteki procedur łatwej do wykorzystania w tomografii emisyjnej i opartej na najnowszych technikach fizyki cząstek. Na konferencji w Lozannie (2002) przy okazji prezentacji pierwszej wersji biblioteki zdecydowano o jej upublicznieniu na zasadach oprogramowania otwartego, dokładniej licencji LGPL. Oznacza to, że biblioteka jest rozpowszechniana łącznie z kodem źródłowym i wolno ją swobodnie modyfikować oraz wykorzystywać do tworzenia komercyjnych, zamkniętych produktów, ale wszelkie zmiany w ramach samej biblioteki muszą być udostępniane wraz z kodem źródłowym, również na zasadach LGPL. Pakiet i współpracę nazwano OpenGATE.

Rozwój biblioteki odbywa się bardziej na zasadach akademickich, naukowych, niż na zasadach stosowanych zazwyczaj w przypadku oprogramowania otwartego. Na przykład, robocze wersje kodu są dostępne jedynie dla instytucji biorących udział we współpracy, a ich rozpowszechnianie przed zaakceptowaniem oficjalnej wersji końcowej jest zabronione. Ta zasada, słuszna w przypadku publikacji naukowych („nie rozpowszechniamy niesprawdzonych, prowizorycznych wyników”), tu budzi wątpliwości – utrudnia dostęp do poprawek zgłoszonych, ale niezaakceptowanych w ostatecznej wersji oraz włączanie się do projektu, nawet w drobnych sprawach, osób oficjalnie z nim niezwiązanych.

Obecnie we współpracy nad rozwojem GATE uczestniczy 21 laboratoriów z 9 krajów Europy, Ameryki i Azji. W maju 2004 r. udostępniono pierwszą oficjalną wersję OpenGATE, a do połowy marca 2005 r. ukazały się 4 kolejne. Biblioteka została ściągnięta z oficjalnej strony ponad 200 razy i jest używana na całym świecie, zarówno przez instytuty akademickie jak i firmy komercyjne.

Mając do wyboru pakiety Monte Carlo z różnych laboratoriów, od początku jako podstawę tworzenia GATE zdecydowano się wykorzystać pakiet Geant4 z CERN-u. Zawiera on sprawdzony model fizyczny całego procesu, narzędzia modelowania geometrii i innych parametrów detektora oraz wizualizacji wyników. Pakiet ten wybrano również dlatego, że zapewnia większą modularność, łatwość uaktualnień i rozbudowy części biblioteki. Dodatkowo z gotowej biblioteki można łatwo korzystać za pomocą specjalnego języka skryptów (rozwinęta wersja z Geant4), bez tworzenia pełnej aplikacji C++. Bodaj najważniejszą nową możliwością oferowaną przez GATE (nieobecną w dotychczasowych pakietach analizy wyników PET/SPECT) jest pomiar zależności od czasu, np. związanych z ruchem próbki, kinematyką rozpadu lub ruchem detektora. GATE umożliwia również uwzględnienie skomplikowanych kształtów komory tomografu. Ceną za wszechstronność jest wydłużony czas opracowania zebranych danych. Przeprowadzono próby równoległych obliczeń na kilkunastu komputerach, lecz nadal najważniejszym celem jest optymalizacja kodu właśnie pod kątem skrócenia czasu obliczeń. Biblioteka GATE może w przyszłości znaleźć zastosowanie również w innych rodzajach tomografii emisyjnej, np. przy użyciu protonów, oraz w obliczeniach dawek w radioterapii.

Dalsze informacje – patrz www-lphe.epfl.ch/GATE/; C. Morel, „The GATE opens in nuclear medicine”, *CERN Courier*, 1/2005, 27; S. Jan i in., *Phys. Med. Biol.* **49**, 4543 (2004); arXiv:physics/0408109.

M. W.

■ Tsunami zarejestrowane w CERN-ie

Podstawa detektora ATLAS w CERN-ie zaopatrzona jest w 6 hydrostatycznych czujników poziomu, monitorujących ewentualne deformacje lub ruch struktury, na której spoczywają jego nogi. Czujniki te działają jak sejsmografy o czułości poniżej 1 mikrometra.

23 grudnia 2004 r. o godz. 15.45 GMT wszystkie czujniki zanotowały lekkie wychylenie, a 26 grudnia o 1.23 GMT – bardzo silne. Fizykom cernowskim oczywiście przyszło na myśl, że wskazania te są związane z tsunami. Istotnie, genewskie Centrum Zagrożeń Geologicznych potwierdziło to przypuszczenie. Trzęsienie ziemi, które wydarzyło się 26 grudnia o godz. 0.59 GMT w pobliżu brzegów Sumatry, o natężeniu 9,0 w skali Richtera, było odpowiedzialne za impuls zanotowany w Genewie. Epicentrum znajdowało się w odległości ok. 9 tys. kilometrów. Fale sejsmiczne rozchodzące się przez wnętrze Ziemi potrzebują ok. 20 minut, aby przebyć tę odległość. Wydarzenie 23 grudnia było skutkiem słabszego trzęsienia o sile 8,1 w skali Richtera, które nastąpiło na północ od wyspy Macquarie (między Australią i Antarktyką).

CERN Courier 45, nr 3 (2005)

B. W.

■ Poszukiwanie antyhelu nad Antarktydą

Laboratoria amerykańskie i japońskie we współpracy o nazwie BESS (Balloon-borne Experiment with Superconducting Spectrometer) prowadzą już od 1993 r. badania promieniowania kosmicznego, posługując się lotami balonowymi startującymi nad północną Kanadą. Przypomnijmy tu, że już w latach trzydziestych XX w. Victor Franz Hess (1883–1964) wysyłał w balonach bloki emulsji jądrowej do badania tego promieniowania, za co w 1936 r. otrzymał Nagrodę Nobla z fizyki (wspólnie z Carlem Davidem Andersonem). Jego balony wznosiły na wysokość nieco ponad 5 km.

Szczególna uwaga w doświadczeniach prowadzonych przez BESS skupia się na poszukiwaniu antycząstek. W ciągu ostatnich 11 lat, w wyniku analizy danych zebranych w czasie 8 lotów balonowych, wykryto ponad 2000 niskoenergetycznych antyprotonów. Podjęto także poszukiwania atomów antyhelu, których wykrycie miałyby wielkie znaczenie tak dla kosmologii jak i dla fizyki cząstek. Prawdopodobieństwo tworzenia antyhelu w promieniowaniu kosmicznym jest bardzo małe. Obecnie panuje pogląd, że we Wszechświecie występuje asymetria barionowa – materia ma zdecydowaną przewagę nad antymaterią, ani gwiazdy, ani galaktyki zbudowane z antymaterii nie istnieją. Odkrycie występowania antyhelu w promieniowaniu kosmicznym zmieniłoby ten pogląd. W poprzednio uzyskanych przez BESS danych znaleziono 7 milionów atomów helu, ale ani jednego atomu antyhelu.

Niedawno zbudowano jednak nową aparaturę pozwalającą na obniżenie granicy wykrywania energii. 13 grudnia 2004 r., tym razem nad Antarktydą w pobliżu amerykańskiej stacji naukowej McMurdo, aparaturę tę wysłano balonem o objętości 1 mln m³, który wznosił się na wysokość ok. 38 km. Dane były zbierane przez prawie 9 dni na znajdujących się na pokładzie balonu twardych dyskach,

które po lądowaniu zostały wraz z aparaturą detekcyjną zabrane do laboratorium. Czekamy teraz na wyniki!

CERN Courier 45, nr 2 (2005)

B. W.

■ Skąd się bierze kształt stalaktytów?

Wprawdzie procesy chemiczne powodujące rośnięcie stalaktytów są od dawna znane, lecz nie było dotychczas teorii fizycznej wyjaśniającej w sposób zadowalający ich kształt. Woda przeciekająca do jaskini przez warstwę leżącą nad nią ziemi zawiera dużo dwutlenku węgla i wapnia. Ponieważ ciśnienie cząstkowe CO₂ jest niższe niż w warstwie ziemi, dwutlenek węgla odgazowuje i koncentracja wapnia rośnie, co prowadzi do wytrącania się węglanu wapnia. Ten mechanizm chemiczny nie tłumaczy jednak kształtu stalaktytów.

Grupa fizyków, matematyków i chemików z University of Arizona podjęła próbę stworzenia modelu matematycznego wzrostu tych tworów. Nie stawiając z góry żadnych założeń co do kształtu, rozważyli oni przebieg wytrącania się węglanu wapnia w zależności od szybkości wzrostu stalaktytu i grubości warstwy wody. Rozwiązując odpowiednie równania dyfuzji, uzyskali kształty stalaktytów bardzo zbliżone do występujących w przyrodzie.

Phys. Rev. Lett. 94, nr 1, 018501 (2005)

B. W.

■ *Academia* po polsku

O kwartalniku Polskiej Akademii Nauk – *Academia* – wychodzącym w języku angielskim pisaliśmy w *Kronice* 2/04. W 2005 r. magazyn ten zaczął się ukazywać również w języku polskim. Pierwszy zeszyt zawiera m.in. artykuły z hydrologii, geofizyki i agrofizyki.

Academia, nr 1 (2005)

B. W.

■ Allan Bromley (1926–2005)

W lutym 2005 r. zmarł w wieku 78 lat Allan Bromley, znany fizyk amerykański pochodzenia kanadyjskiego. Prowadził podstawowe badania struktury i dynamiki jąder atomowych, wniósł znaczący wkład w fizykę ciężkich jonów. W latach 1963–89 kierował laboratorium badań jądrowych na Uniwersytecie Yale'a. Opublikował ponad 500 artykułów i był autorem lub redaktorem 20 książek. Uważany był za bardzo dobrego wykładowcę.

Był prezesem IUPAP (1984–87), w latach 1989–93 doradcą prezydenta USA ds. nauki, był także prezesem Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego oraz Amerykańskiego Stowarzyszenia na rzecz Postępu w Nauce. Wśród licznych odznaczeń otrzymał (w 1988 r.) amerykański National Medal of Science.

Phys. World 18, nr 3 (2005)

B. W.

WARUNKI PRENUMERATY

Cena prenumeraty krajowej w 2005 r. wynosi 36,00 zł za pół roku, 72,00 zł za rok. Prenumeratę przyjmują:

I. „RUCH” S.A.

1. Wpłaty na prenumeratę przyjmują jednostki kolportażowe „RUCH” S.A. właściwe dla miejsca zamieszkania lub siedziby prenumeratora.

2. Informacji o prenumeracie ze zleceniem dostawy za granicę udziela Dział Prenumerat i Współpracy z Zagranicą, ul. Jana Kazimierza 31/33, 01-248 Warszawa, tel. (+4822) 5328731, e-mail: prenumerata@okdp.ruch.com.pl, Internet: www.ruch.pol.pl.

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. ZARZĄD GŁÓWNY PTF

Wpłaty należy dokonać na konto Zarządu Głównego PTF w PKO BP IX O/Warszawa nr 19 1020 1097 0000 7802 0001 3128 lub w Biurze Zarządu Głównego PTF. Dostawa *Postępów Fizyki* następuje drogą pocztową pod wskazany adres.

III. ODDZIAŁY PTF

Opłata roczna dla członków PTF oraz studentów wynosi 48,00 zł. Dostawa *Postępów Fizyki* odbywa się za pośrednictwem oddziału PTF.

Dostępne są również zeszyty archiwalne – prosimy o kontakt z redakcją.

INFORMACJE DLA AUTORÓW

Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być dostępne dla ogółu fizyków. Prace należy nadsyłać pod adresem redakcji. O przyjęciu pracy do druku decyduje komitet redakcyjny. Maszynopisów prac niezamówionych i niezakwalifikowanych do druku redakcja nie zwraca. Bardziej szczegółowe informacje na temat układu i sposobu przygotowania pracy znajdują się na stronie internetowej *Postępów Fizyki*.

REKLAMA W POSTĘPACH FIZYKI

Zapraszamy – szczególnie przedstawicieli producentów aparatury oraz sprzętu i oprogramowania komputerowego, wydawców podręczników i książek naukowych oraz popularyzatorskich – do zamieszczania ogłoszeń reklamowych w *Postępach Fizyki*. Nasze czasopismo dociera do większości polskich fizyków, z których wielu decyduje o bieżących zakupach uczelni, instytutów i szkół. Zainteresowanych prosimy o kontakt z redakcją pod adresem: postepy@fuw.edu.pl.

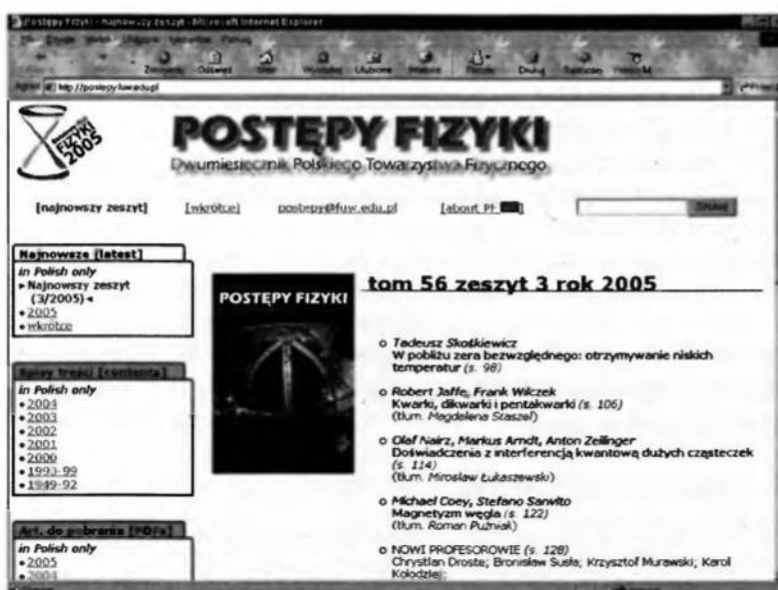
POSTĘPY FIZYKI (ADVANCES IN PHYSICS)

founded in 1949, published bimonthly in Polish with titles 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 (for details see <http://www.ruch.pol.pl>).

POSTĘPY FIZYKI W INTERNECIE



Zapraszamy do odwiedzania naszej strony internetowej w nowym układzie i szacie graficznej, a także pod nowym adresem <http://postepy.fuw.edu.pl>, gdzie można znaleźć:

- szczegółowe spisy treści wszystkich zeszytów wydanych od 1993 r.,
- archiwum zawierające spisy treści *PF* z lat 1949–1992,
- materiały dodatkowe, uzupełniające treść niektórych artykułów,
- materiały XXXV Zjazdu Fizyków Polskich w Białymstoku w 1999 r. i XXXVI Zjazdu Fizyków Polskich w Toruniu w 2001 r.
- WYBRANE ARTYKUŁY W FORMACIE PDF, w tym wykłady noblowskie z lat 2001–04.

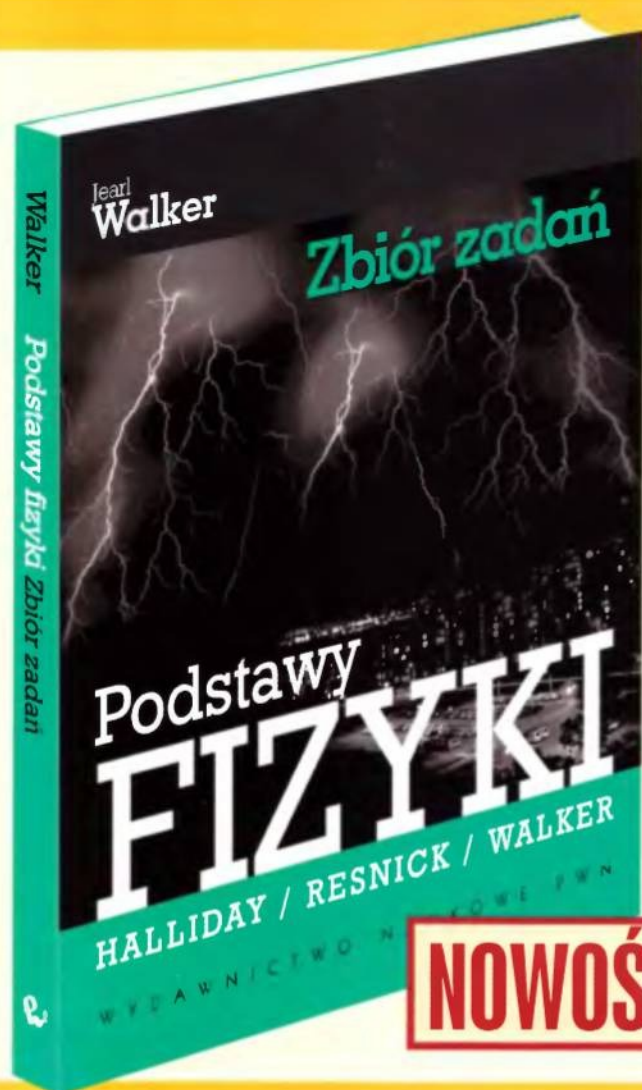
WKRÓTCE W POSTĘPACH

- *Wykłady noblowskie Davida Grossa i Davida Politzera*
- *Maxim Pospelov i Michael Romalis o testowaniu niezmienniczości Lorentza*
- *Szymon Godlewski i Antoni Tekiel o badaniu kwantowania przewodności elektrycznej w nanodrutach*
- *Hans Feldmeier i Thomas Neff o powłokach, klastrach i halo, czyli współczesnych aspektach struktury jądrowej*
- *Wspomnienie o Stefanie Ćwioku*

PODSTAWY FIZYKI

Zbiór zadań

Jearl Walker



**Solidny
trening
i utrwalenie
wiadomości**

NOWOŚĆ

Zbiór jest dopełnieniem
bardzo dobrze przyjętego
przez Czytelników
podręcznika *Podstawy fizyki*
D. Hallidaya, R. Resnicka i J. Walkera.

- podział i kolejność rozdziałów w zbiorze zgodne z zawartością podręcznika
- szereg ciekawych, rozwiązanych przykładów
- ponad 1000 pytań i problemów sprawdzających wiedzę
- ponad 1000 zadań do rozwiązania
- bogaty materiał ilustracyjny
- przejrzysta szata graficzna

COHERENT ULTRAFAST

RODZINA LASERÓW DLA FIZYKI I CHEMII FEMTOSEKUNDOWEJ

OSCYLATORY (CHAMELEON, MIRA)

WZMACNIACZE (EVOLUTION/LIBRA/LEGEND)

PARAMETRYCZNE UKŁADY PRZESTRAJALNE (OPERA)

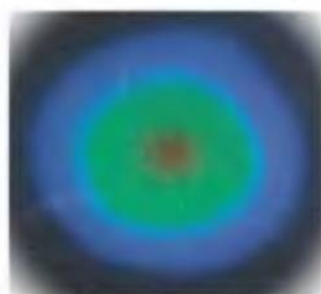
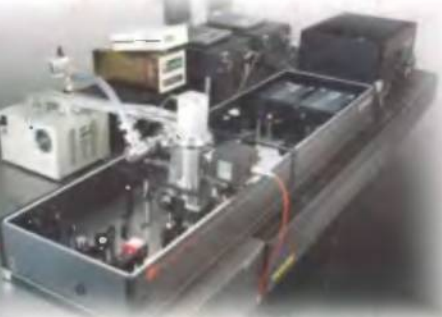
GENERATORY THZ I TW

Legend-HE-Cryo

Legend-HE - wzmacniacz regeneratywny

Cryo - wieloprzebiegowy wzmacniacz

chłodzony helem



Długość fali:	800 nm
Częstość repetycji:	1 lub 5 kHz
Energia w impulsie:	od 5 do 10 mJ
Moc średnia:	5 do 10 W
Moc w impulsie:	0.1 TW
Stabilność energii:	< 1% rms
Mod:	M2<1.5
Stabilność kierunkowa:	<30 mikrorad

Eurotek International Sp. z o. o. (od 1992 r.)

Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa

Tel./faks: (22) 843 79 40 / 843 61 43,

inbox@eurotek.com.pl