

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 40  
ZESZYT 1  
1989

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr JANUSZ ZAKRZEWSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ  
Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr STANISŁAW G. ROHOZIŃSKI

Skarbnik

Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI

Członkowie Zarządu

Dr TERESA BIAŁECKA  
Doc. dr JERZY DEMBCZYŃSKI  
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI  
Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK  
Prof. dr JÓZEF TERLECKI  
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*  
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*  
Dr hab. JAN KALINOWSKI — *Delta*  
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

Przewodniczący Oddziałów Towarzystwa

Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI (Białystok)  
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)  
Dr MARTA DUŚ-SITEK (Częstochowa)  
Doc. dr JERZY GRZYWACZ (Gdańsk)  
Doc. dr MIECZYSLAW F. PAZDUR (Gliwice)  
Doc. dr WIESŁAWA ZAREK (Katowice)  
Doc. dr SŁAWOMIR CHOJNACKI (Kielce)  
Prof. dr LUCJAN JARCZYK (Kraków)  
Doc. dr STANISŁAW HAŁAS (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)  
Doc. dr MIECZYSLAW PIRÓG (Opole)  
Doc. dr JADWIGA STANKOWSKA (Poznań)  
Prof. dr ALEKSANDER SZYMAŃSKI (Rzeszów)  
Dr HENRYK WREMBEL (Słupsk)  
Doc. dr TADEUSZ REWAJ (Szczecin)  
Prof. dr STANISŁAW DEMBIŃSKI (Toruń)  
Prof. dr MARIAN GRYNBERG (Warszawa)  
Doc. dr EWA DOBIERZEWSKA-MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. Hoża 69, tel. 21-268-6

P O L S K I E   T O W A R Z Y S T W O   F I Z Y C Z N E

# **POSTĘPY FIZYKI**

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 40, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1989

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski

*Członkowie Redakcji* — Tomasz Dietl, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

## Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Piotr Malinowski* (Białystok)  
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr *Eugeniusz Soczkiewicz* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Małgorzata Suchańska* (Kielce)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
prof. dr *Tomasz Goworek* (Lublin)  
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)  
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Danuta Ficek* (Słupsk)  
dr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)  
doc. dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
dr *Wanda Ejchart* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

---

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Sławkowska 14

Nakład 1957+93 egz. Ark. wyd. 7,75 Ark. druk. 6+1 Papier druk. kl. III  
70 × 100, 80 g. Oddano do składania we wrześniu 1988 r. Podpisano do druku  
w kwietniu 1989 r. Druk ukończono w kwietniu 1989 r. Zam. 454/88

---

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego. Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

Anita Doroba

Instytut Fizyki  
Uniwersytet Jagielloński  
Kraków

## Kwazikryształy — modele matematyczne i struktura Quasicrystals — Mathematical Models and Structure

*Abstract:* The history of the search for non-periodic tiling is outlined. Properties of the Penrose pattern are described. The algebraic theory of non-periodic pattern is presented. The connection between Penrose tiling and quasi-crystal structure is discussed. The interpretation of the diffraction pattern exhibiting fivefold symmetry is reviewed. Short range icosahedral order is also outlined.

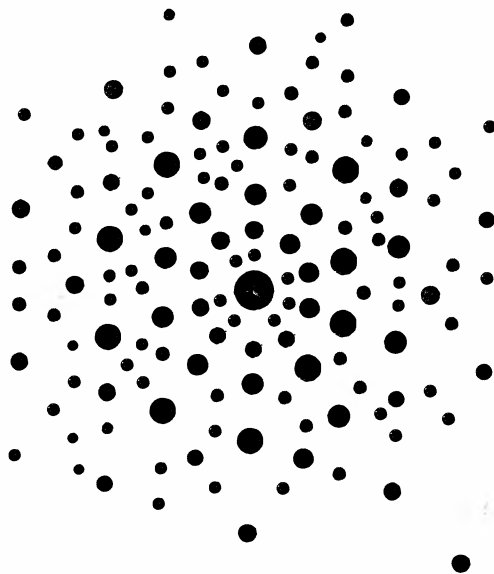
### 1. Wstęp

Często zdarza się w fizyce, że wszelkimi dostępnymi metodami doświadczalnymi poszukuje się zjawisk, których istnienie przewiduje jakaś teoria; odkrywa się obiekty, których odkrycie od dawna jest oczekiwane i spodziewane.

W przypadku kwazikryształów było zupełnie inaczej. Dwuwymiarowe struktury kwazi-periodyczne zostały skonstruowane przez matematyków w pierwszej połowie lat siedemdziesiątych i były znane jako tzw. obrazy Penrose'a [1]. Ponieważ obrazy Penrose'a wykazywały pewien rodzaj symetrii pięciokrotnej nie spodziewano się, aby te abstrakcyjne konstrukcje mogły odnosić się do rzeczywistych struktur fizycznych. Wierzone i potrafiiono udowodnić, że struktury krystaliczne o uporządkowaniu dalekiego zasięgu i symetrii pięciokrotnej nie mogą istnieć. Toteż wielką niespodzianką było odkrycie dokonane 8 kwietnia 1982 r. w laboratorium National Bureau of Standards przez Daniela Schechtmana.

Badając dyfrakcję elektronów na próbce szybko chłodzonego stopu  $Al_6Mn$  otrzymał on obraz, który przedstawiamy na rys. 1. Wynik ten był tak nieprawdopodobny, że Schechtman zdecydował się opublikować go dopiero dwa lata później [2], po wielu badaniach, które pozwoliły wykluczyć błędy eksperymentalne oraz wystąpienie pewnych szczególnych defektów. Doświadczenia przeprowadzone przez zespół: D. Schechtman, I. Blech, D. Gratias, J. W. Cahn wykazały, że w badanym materiale występowało uporządkowanie o symetrii ikozaedru (dwudziestościanu foremnego). Ostrość refleksów świadczyła o uporządkowaniu dalekiego zasięgu.

Odkrycie to zwróciło uwagę fizyków na obrazy Penrose'a, które, jak się okazało, mogły dość dobrze opisywać strukturę dwuwymiarowych kwazikryształów. W tym czasie wzrosła też znacznie aktywność matematyków w dziedzinie badania struktur kwazi-



Rys. 1. Obraz dyfrakcyjny próbki gwałtownie chłodzonego stopu  $Al_6Mn$

periodycznych. Ukazało się wiele prac dotyczących symetrii, tworzenia kwazisieci w przestrzeniach wielowymiarowych oraz ich transformat Fouriera.

W artykule tym omówione zostaną modele matematyczne oraz struktura układów kwaziperiodycznych. Ogólne własności kwazikryształów przedstawia m. in. artykuł K. Urbana i in., którego tłumaczenie ukazało się w *Postęпах Fizyki* [3].

## 2. Modele matematyczne

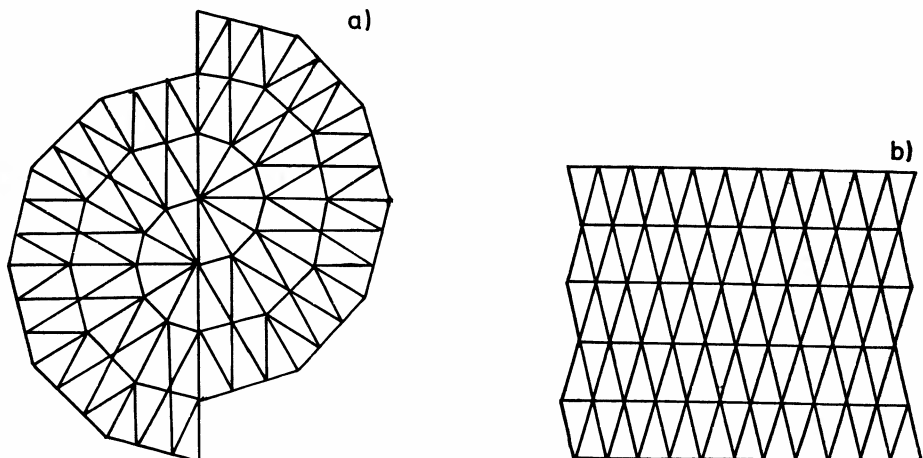
### 2.1. Poszukiwania

W latach sześćdziesiątych wielu matematyków pracowało nad rozwiązaniem problemu: czy istnieją elementy (kafelki płaskiej układanki), którymi można pokryć całą płaszczyznę wyłącznie w sposób nieperiodyczny. Podawano wiele przykładów elementów, które wprawdzie umożliwiały pokrycie nieperiodyczne, ale także łatwo dawały się ułożyć w strukturę periodyczną.

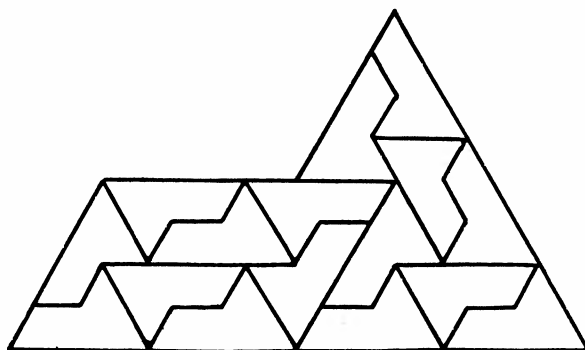
Najprostszym przykładem takich elementów może być zbiór trójkątów równoramiennych ułożonych w spiralę (rys. 2a). Można jednak ułożyć te trójkąty tak, aby parami tworzyły równoległoki i otrzymać zwykłą strukturę periodyczną (rys. 2b).

Innym, ciekawszym przykładem jest struktura budowana z tzw. sfinksów (rys. 3), które można składać tak, aby pięć sfinksów tworzyło większego sfinksa... itd. Taki obraz będzie oczywiście nieperiodyczny. Jednak, podobnie jak trójkąty, sfinksy można złożyć parami na równoległoki i otrzymać obraz periodyczny.

W 1960 r. H. Wang przedstawił propozycje układania wzorów nieperiodycznych z kwadratów z pokolorowanymi krawędziami. Wang założył, że istnieje procedura spraw-



Rys. 2. Struktury tworzone z trójkątów równoramiennych: a) nieperiodyczna spirala, b) sieć periodyczna



Rys. 3. Sfinks jako przykład struktury nieperiodycznej

dzająca, czy dany zbiór kwadratów pokrywa płaszczyznę nieperiodycznie. Przy takim założeniu udowodnił on, że jeżeli dany zbiór kwadratów pokrywa płaszczyznę nieperiodycznie, to istnieje również periodyczne pokrycie płaszczyzny tymi kwadratami. Pomysł z kolorowaniem krawędzi okazał się trafny i znalazł zastosowanie w późniejszych pracach, ale okazało się, że nie istnieje procedura sprawdzająca.

Dowiedł tego Robert Berger, przedstawiając równocześnie zbiór 20000 elementów pokrywających płaszczyznę wyłącznie nieperiodycznie. Po wielu próbach udało mu się zredukować liczbę tych elementów do 104, co było jednak nadal liczbą dużą, dlatego kontynuowano poszukiwania lepszych rozwiązań.

Już wkrótce Rafael Robinson przedstawił propozycję 24 elementów, a następnie skonstruował z nich zbiór 6 elementów pokrywających płaszczyznę wyłącznie nieperiodycznie.

Kilka lat po odkryciu Robinsona, w 1973 r. Roger Penrose znalazł zbiór zupełnie innych 6 elementów o tej własności. Pomysł Penrose'a okazał się bardziej efektywny. Już po niewielkich przekształceniach zredukował on liczbę elementów do 4, a w 1974 r. przed-

stawił zbiór 2 elementów pokrywających płaszczyznę wyłącznie nieperiodycznie. Nie udało się dotychczas znaleźć pojedynczego kształtu, który miałby tę własność w przestrzeni euklidesowej.

## 2.2. Obrazy Penrose'a

### 2.2.1. Pierwsza propozycja

Pierwszą propozycją Penrose'a [1] był wielokrotny podział pięciokąta foremnego. W pierwszym kroku dzielimy pięciokąt na 6 mniejszych pięciokątów, jak na rys. 4a. W wyniku takiego podziału otrzymujemy, oprócz pięciokątów, trójkątne „ścinki”, które po przeprowadzeniu następnego stopnia podziału łączą się ze sobą w romby (rys. 4b). W wyniku jeszcze jednego podziału na rombach „wyrastają kolce”. Przy następnym podziale powstają pięciokąty o takich rozmiarach, że z każdego kolczastego rombu możemy wyciąć jeszcze jeden taki pięciokąt, pozostawiając jako ścinki gwiazdę pięcioramienną i kształt przypominający łódkę żaglową (rys. 4c).

Sposób wyodrębniania pięciokątów, łódek i gwiazd z kolczastych łódek i gwiazd jest jednoznaczny (rys. 4d). W przypadku kolczastego rombu pięciokąt umieszczany wewnątrz może mieć dwie różne orientacje. Dokonując kolejnych podziałów należy zdecydować się na jedną konwencję wyboru orientacji wyodrębnianego pięciokąta. Konwencja taka może być sformułowana np. przy wykorzystaniu orientacji innych elementów znajdujących się w najbliższym sąsiedztwie. Okazuje się, że aby nie dojść do sprzeczności, należy stosować konwencję przedstawioną na rys. 5a.

Wykonując dowolnie dużą liczbę kroków podziału można pokryć dowolnie duży obszar używając wyłącznie czterech elementów: pięciokąta, gwiazdy, łódki żaglowej i rombu. Fragment takiego wzoru przedstawiamy na rys. 6.

Niestety, jak się okazuje, takie cztery kafelki dają się ułożyć również we wzory niepoprawne, tzn. takie, jakich nigdy nie otrzymalibyśmy w wyniku wielokrotnego podziału pięciokąta. Dla zapewnienia poprawności dobierania sąsiadujących ze sobą elementów Penrose zaproponował dodatkowe oznaczenie krawędzi kafelków (rys. 7). Wskutek tego liczba elementów potrzebnych do ułożenia *wyłącznie* nieperiodycznego obrazu urosła z 4 do 6.

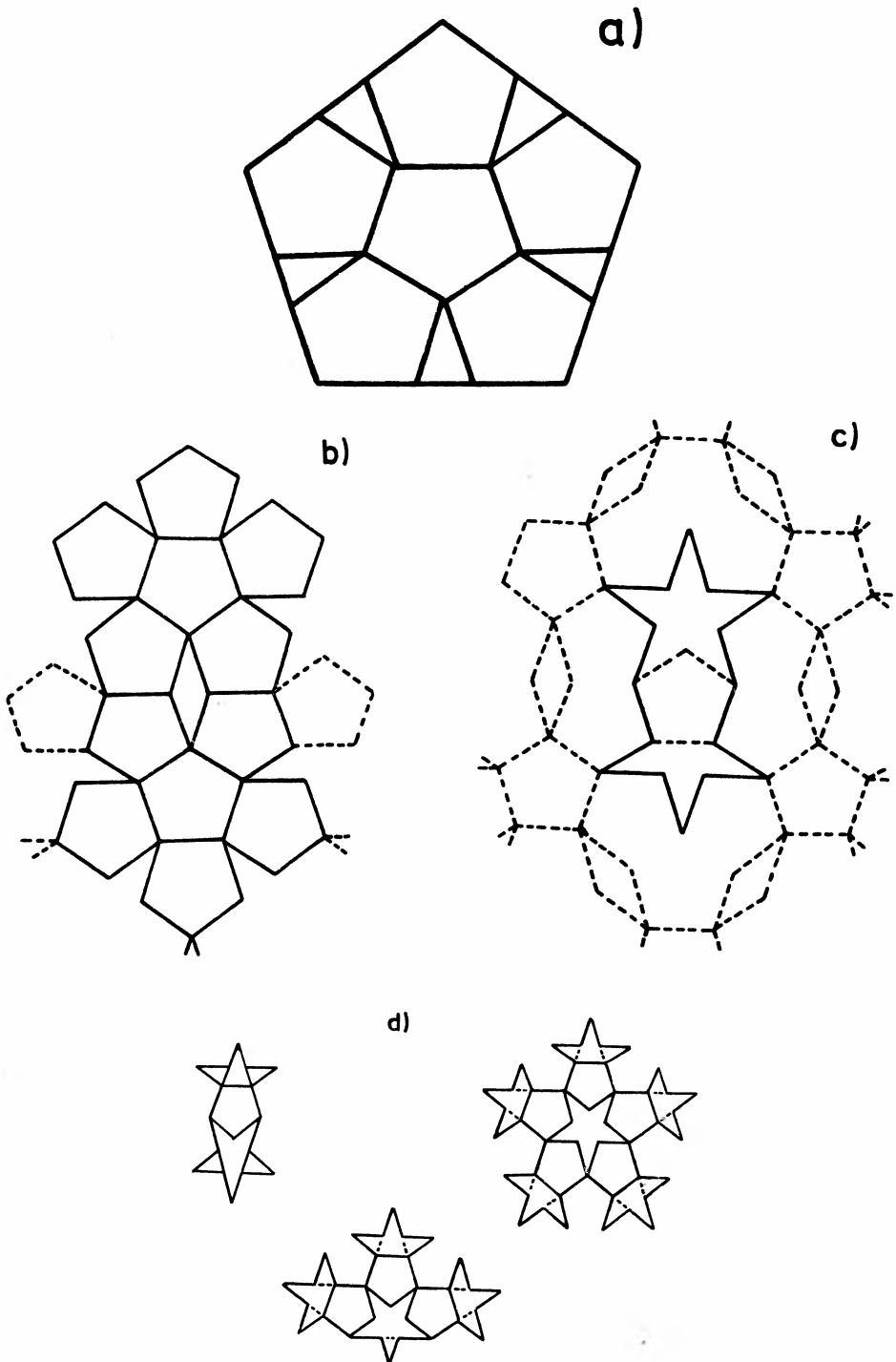
Był to jednak wielki sukces w porównaniu z liczbą 20000 czy nawet 104. Wprawdzie R. Robinson skonstruował kilka lat wcześniej zupełnie inny zbiór sześciu kafelków o takiej własności, jednak zbiór proponowany przez Penrose'a dał się po kolejnych ulepszeniach zastąpić zbiorem innych, początkowo 5, później 4, a w efekcie końcowym 2 elementów.

### 2.2.2. Obrazy Penrose'a układane z dwóch rodzajów kafelków

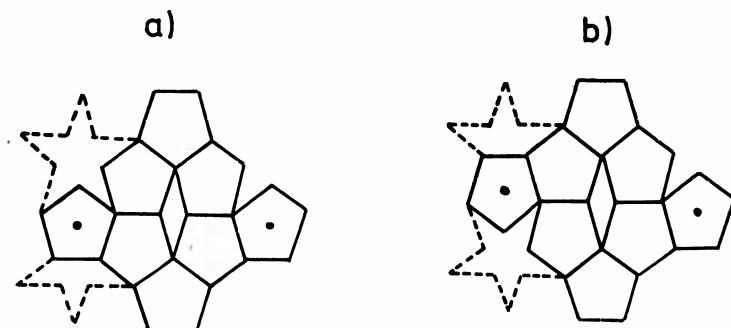
Pierwszym znalezionym przez Penrose'a zbiorem dwóch kafelków, z których można układać wyłącznie nieperiodyczne mozaiki, były elementy przedstawione na rys. 8b, nazwane przez Conwaya latawcem i strzałką (kite, dart) [4]. Elementy te otrzymujemy przecinając romb o kącie ostrym  $72^\circ$  tak, że jego przekątna dzieli się w złotym stosunku:  $1 : \tau$  ( $\tau = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{5})$ ) — rys. 8a.

Reguła układania kafelków jest następująca: oznaczamy wierzchołki latawców i strzałek literami *A* i *B* jak na rys. 8b. Wspólne krawędzie sąsiadujących ze sobą elementów muszą mieć zgodnie oznaczone końce.

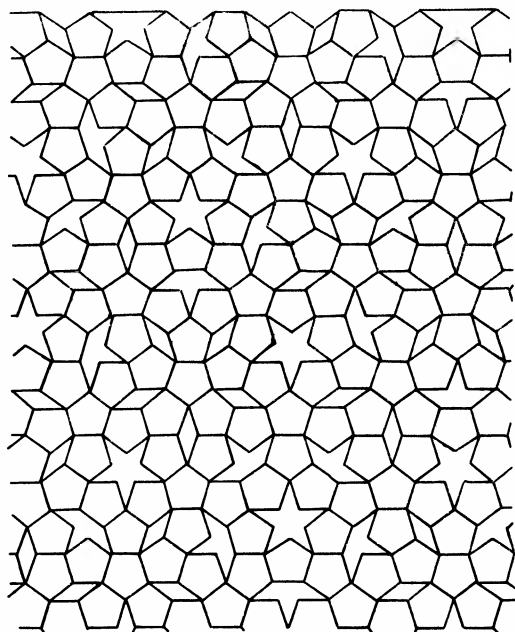




Rys. 4. Obrazy Penrose'a: a) pierwszy podział pięciokąta foremnego, b, c) figury powstające w dalszych etapach podziału, d) sposób wyodrębniania figur już istniejących z figur nowopowstających

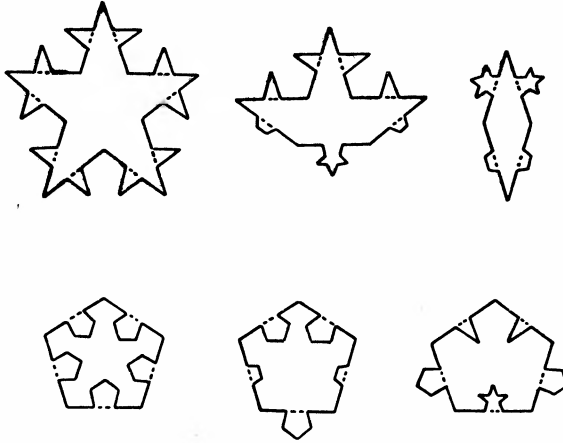


Rys. 5. Dwa sposoby wycinania pięciokąta: a) poprawny, b) niepoprawny

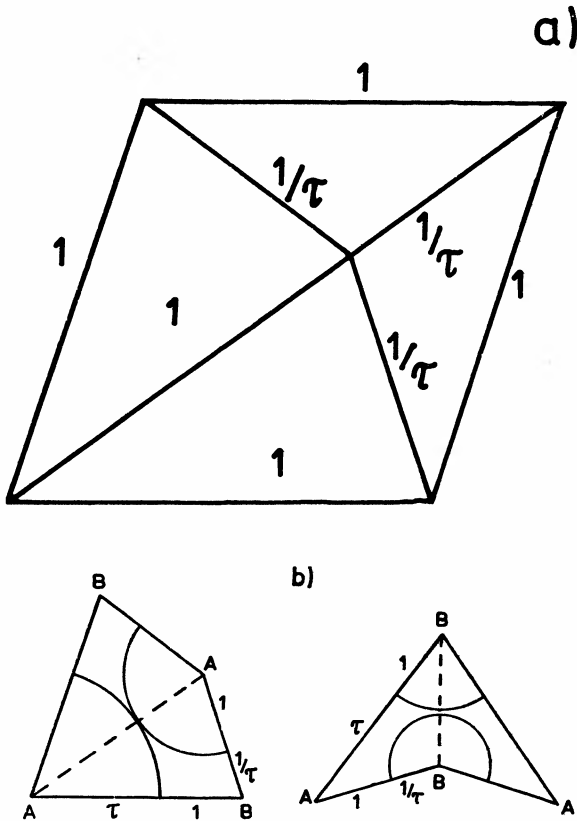


Rys. 6. Fragment obrazu Penrose'a ułożonego z pięciokątów, rombów, gwiazd i łódek żaglowych

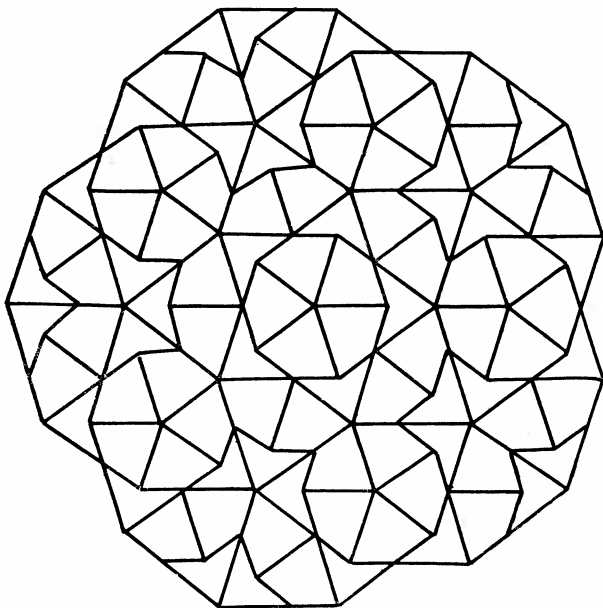
Z estetycznego punktu widzenia bardziej atrakcyjnym sposobem zapewnienia poprawności układania nieperiodycznych wzorów jest narysowanie na kafelkach łuków o promieniach  $\tau$ ,  $1/\tau$  i  $1$ , jak na rys. 8b. Kafelki układamy tak, aby łuki te łączyły się ze sobą w pewne krzywe. Krzywe te albo będą zamknięte, albo będą biegly przez cały obraz do nieskończoności. Obszary ograniczone przez zamknięte krzywe tworzą piękne kształty o symetrii pięciokrotnej. Na rys. 9 i 10 przedstawiamy fragmenty obrazów Penrose'a ułożonych z latawców i strzałek. Są to dwa szczególne przypadki obrazów, posiadające dokładną symetrię pięciokrotną. Istnieje nieskończenie wiele innych obrazów nie posiadających tej własności. Można udowodnić, że chociaż różnych nieskończonych obrazów jest nieskończenie wiele, to jednak wszystkie skończone ich fragmenty występują w każdym



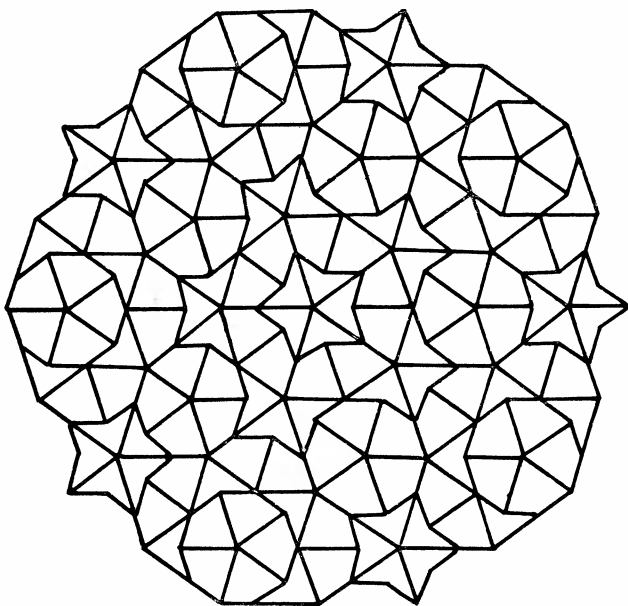
Rys. 7. Sześć kafeków Penrose'a z oznaczeniami mającymi zapewnić poprawne układanie obrazów



Rys. 8. Dwa kafki Penrose'a: a) otrzymywanie latawca i strzałki przez przecięcie rombu, b) latawiec i strzałka



Rys. 9. Fragment obrazu Penrose'a „nieskończone słońce”



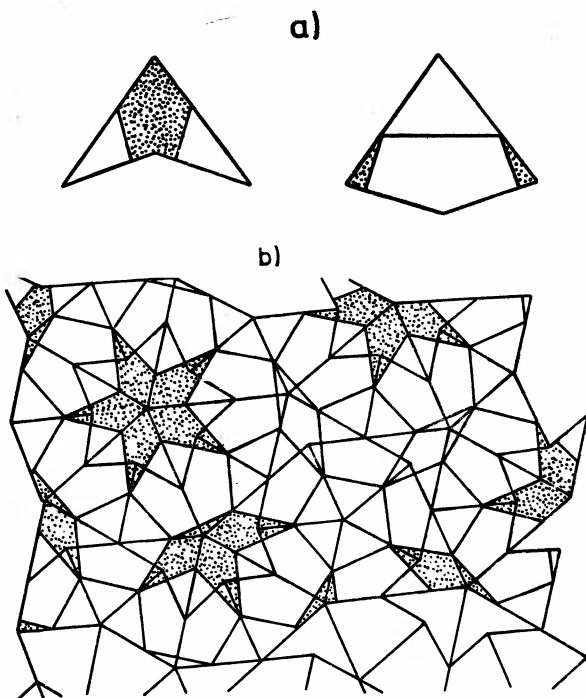
Rys. 10. Fragment obrazu Penrose'a „nieskończona gwiazda”

innym obrazie (i to nieskończenie wiele razy!). Własność tę nazywamy lokalnym izomorfizmem.

Jeżeli wszystkie latawce i strzałki zaciemnimy tak, jak pokazujemy na rys. 11a, to po ułożeniu z nich poprawnego wzoru (dowolnego) dojdziemy do wniosku, że obraz

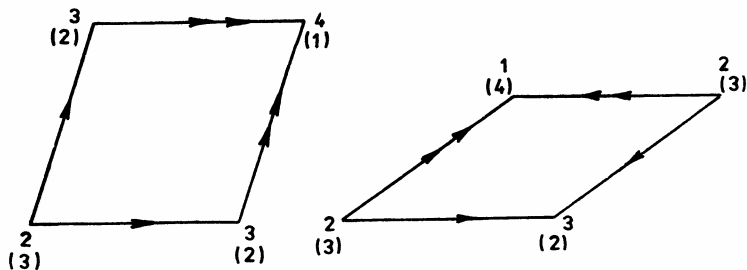
ułożony z latawców i strzałek jest równoważny obrazowi ułożonemu z pięciokątów, gwiazd, łódek i rombów, co ilustruje rys. 11b.

Istnieją jeszcze inne komplety dwóch rodzajów kafelków, z których można ułożyć nieperiodyczne obrazy równoważne obrazom otrzymywanym z latawców i strzałek [5, 6].



Rys. 11. Równoważność obrazów układanych z sześciu i z dwóch rodzajów kafelków

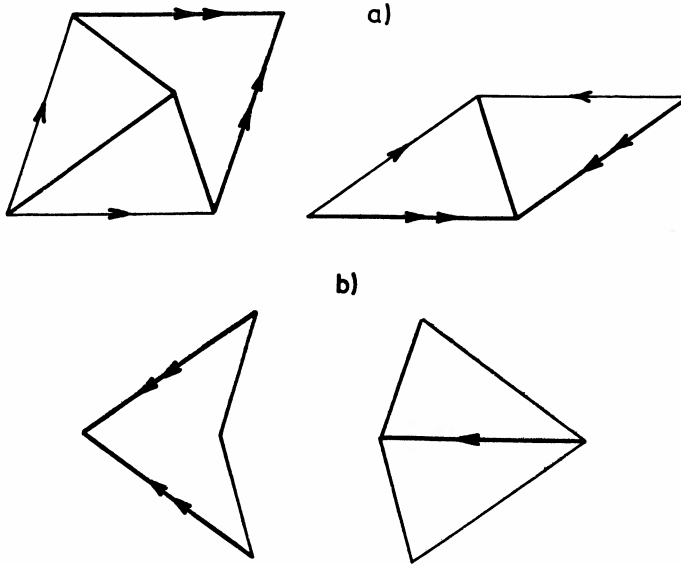
Na rys. 12 przedstawiamy dwa romby: „gruby” o kątach  $72^\circ$  i  $108^\circ$  oraz „cienki” o kątach  $36^\circ$  i  $144^\circ$ . Romby te mają pokolorowane i zorientowane krawędzie tak, jak pokazują strzałki (strzałka pojedyncza — krawędź czerwona, strzałka podwójna — krawędź zielona). Reguła układania mozaiki jest prosta: wspólne krawędzie sąsiadujących ze sobą rombów muszą mieć ten sam kolor i zgodną orientację.



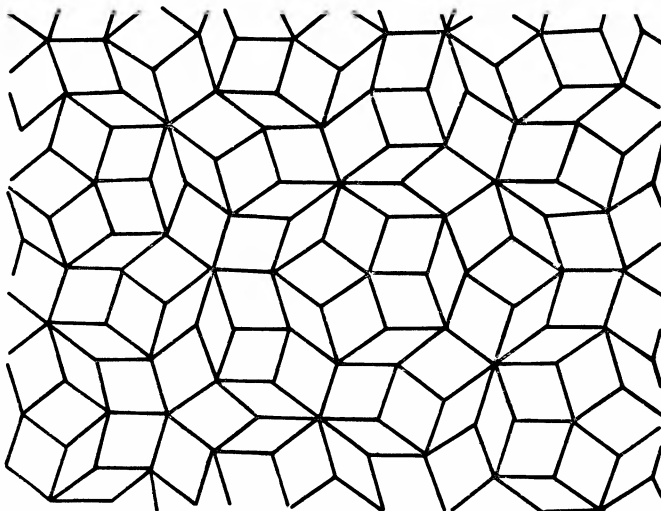
Rys. 12. Romby Penrose'a

Istnieje jednoznaczne przekształcenie tak otrzymanych obrazów (zwanymi obrazami AR od *arrowed rhombus*) w obrazy otrzymywane z latawców i strzałek i *vice versa*. Na rys. 13a przedstawiamy, jak otrzymać z rombów latawce i strzałki, a na rys. 13b, jak dokonać transformacji odwrotnej. Rysunek 14 przedstawia fragment obrazu AR.

Raphael Robinson przedstawił jeszcze inny zbiór dwóch kafelków, z których można ułożyć obrazy równoważne obrazom Penrose'a [7, 8]. Są to tzw. trójkąty Robinsona, przed-

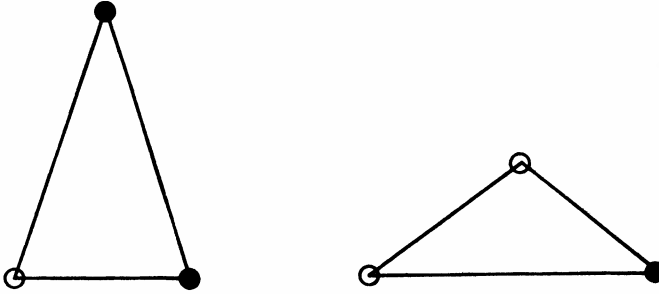


Rys. 13. Równoważność obrazów układanych z latawców i strzałek oraz z grubych i cienkich rombów; a) otrzymywanie latawców i strzałek z rombów, b) otrzymywanie rombów z latawców i strzałek

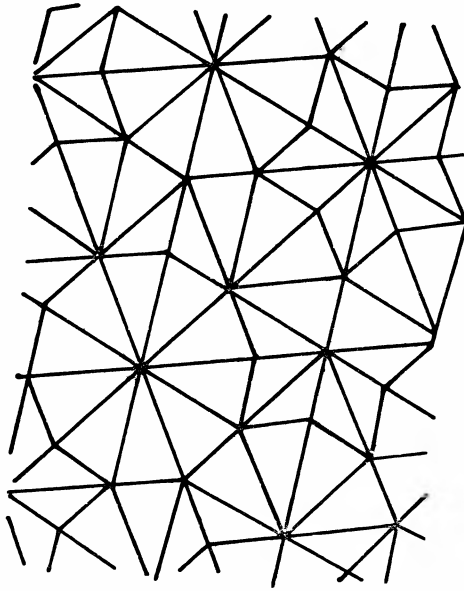


Rys. 14. Fragment obrazu AR

stawione na rysunku 15, które można otrzymać przez odpowiednie przecięcie cienkich i grubych rombów. Reguły układania trójkątów Robinsona są zadane przez zorientowanie krawędzi i pokolorowanie wierzchołków. Na rys. 16 przedstawiamy fragment obrazu ułożonego z trójkątów Robinsona. Łatwo można zauważyć jego równoważność z obrazem ułożonym z latawców i strzałek lub AR. Tak więc należy się spodziewać, że obrazy Penrose'a układane z różnych kompletów kafelków będą miały podobne własności.



Rys. 15. Trójkąty Robinsona



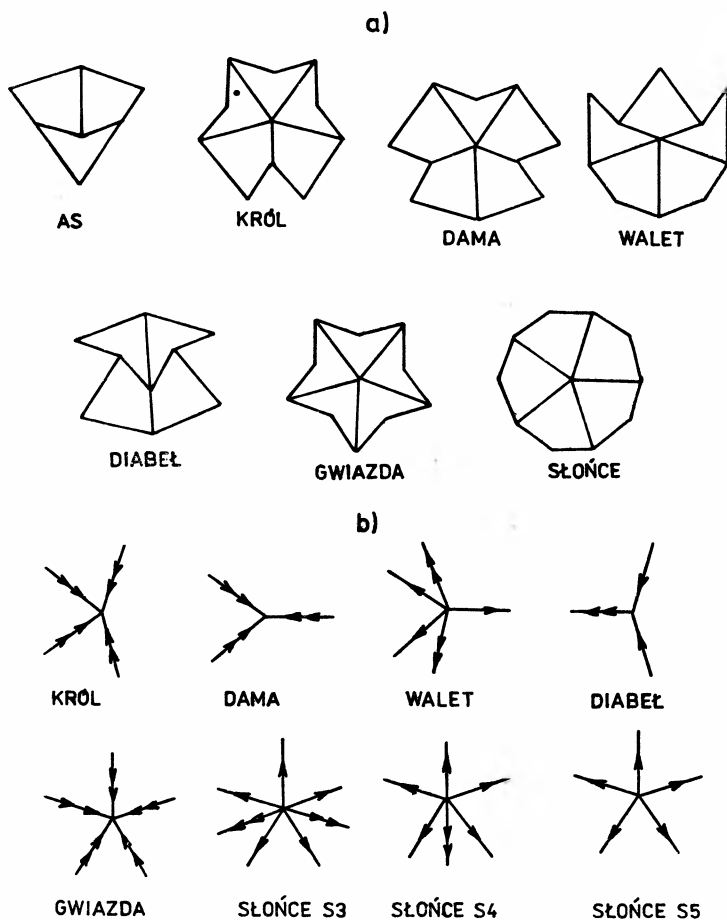
Rys. 16. Fragment obrazu ułożonego z trójkątów Robinsona

### 2.2.3. Własności obrazów Penrose'a

Kafelkami Penrose'a można pokryć całą płaszczyznę na nieskończenie wiele różnych sposobów, zachowując przy tym reguły dobierania sąsiadujących elementów. Ich krawędzie będą zawsze równoległe do którejś z osi symetrii pięciokąta foremnego. Jednak otrzymane obrazy, poza pewnymi szczególnymi przypadkami, nie będą miały symetrii pięcio-

krotnej (ani w ogóle żadnej symetrii). Cechą charakterystyczną wszystkich obrazów Penrose'a jest powtarzanie się w różnych sekwencjach pewnych dowolnie dużych ale skończonych elementów (lokalny izomorfizm).

Najmniejszymi takimi fragmentami są grupy elementów ułożonych wokół jednego punktu — węzła. Istnieje tylko kilka dopuszczalnych sposobów ułożenia elementów wokół punktu: w przypadku latawców i strzałek — 7, a w przypadku obrazu AR — 8 sposobów. Na rys. 17a przedstawiamy siedem typów węzłów utworzonych z latawców i strzałek



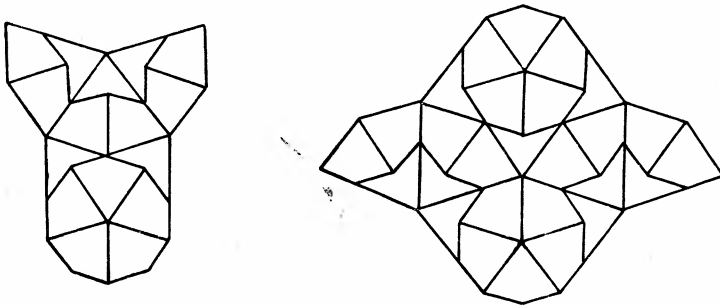
Rys. 17. Typy węzłów: a) w obrazie z latawców i strzałek, b) w obrazie AR

(nazwy zostały nadane im przez R. Conwaya, diabeł (ang. dence) oznacza w kartach dziesiątkę) [4], a na rys. 17b odpowiadające im węzły w obrazie AR. Przy przejściu z obrazu z latawców i strzałek do obrazu AR asy znikają we wnętrzu grubych rombów, natomiast słońce przechodzi w węzeł S3, S4 lub S5, w zależności od tego czy było otoczone przez trzy, cztery, czy pięć strzałek.

Niektóre z węzłów (np. asy, słońca, diabły) mogą mieć różne otoczenia, inne wymuszają przez reguły układania występowanie w swoim sąsiedztwie określonych typów węzłów.



Na rys. 18 przedstawiamy „dame” i „waleta” wraz z ich jedynym możliwym najbliższym otoczeniem. Dla węzła typu „król” zdeterminowane jest nie tylko bezpośrednie jego sąsiedztwo, ale także pojawienie się pewnych typów węzłów w dość odległych strefach koordynacyjnych [4].



Rys. 18. Jedyne poprawne sąsiedztwa „damey” i „waleta”

Oprócz własności lokalnego izomorfizmu struktury kwaziperiodyczne mają jeszcze jedną charakterystyczną dla nich własność samopodobieństwa. Oznacza to, że istnieje transformacja przeprowadzająca poprawnie ułożony obraz w inny (również poprawny) obraz o zmienionej skali długości. Transformacją tą jest inflacja (kompozycja) lub deflacja (dekompozycja). Na rysunku 19 pokazujemy, jak transformacja inflacji przekształca latawce i strzałki w podobne elementy, zwiększając skalę długości  $\tau$  razy.



Rys. 19. Transformacja samopodobieństwa (inflacja)

Można pokazać (intuicyjnie wynika to z zasady lokalnego izomorfizmu), że we wszystkich nieskończonych obrazach Penrose'a stosunek liczby latawców do liczby strzałek jest stały. Podobnie będzie dla grubych i cienkich rombów i dla trójkątów Robinsona  $P$  i  $Q$ .

Wykorzystując własność inflacji możemy wyliczyć ten stosunek. Nasze założenie o stałości stosunku liczby różnych elementów zapiszemy wzorem

$$x = \frac{L}{S} = \frac{L'}{S'}, \quad (1)$$

gdzie  $L$  i  $S$  oraz  $L'$  i  $S'$  są odpowiednio liczbą latawców i strzałek przed i po inflacji, przy rozmiarach obrazu dążących do nieskończoności. Z rys. 19 możemy wywnioskować, że

$$L' = 2L + 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot S, \quad (2.1)$$

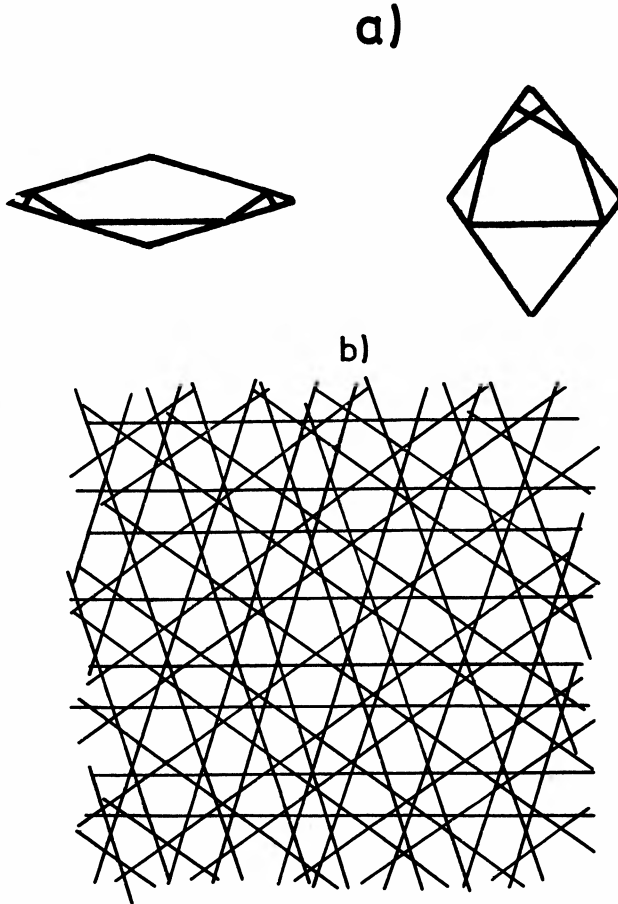
$$S' = L + 2 \cdot \frac{1}{2} \cdot S, \quad (2.2)$$

skąd po uwzględnieniu (1) wynika, że

$$x = \tau = \frac{1}{2}(1 + \sqrt{5}). \quad (2.3)$$

Ponieważ liczba ta jest niewymierna, struktura taka nie może być periodyczna.

Obrazy Penrose'a nie są jednak strukturami zupełnie chaotycznymi, wykazują uporządkowanie nazwane kwaziperiodycznością, analogiczne do kwaziperiodyczności ciągów Fibonacciego. Ilustrujemy to na rys. 20. Grube i cienkie romby dekorujemy dodatkowymi



Rys. 20. Sieć Ammanna: a) dekoracja rombów, b) linie sieci Ammanna

wzorami. Po ułożeniu poprawnego obrazu desenie te łączą się w rodziny linii równoległych do osi symetrii pięciokąta foremnego. Odległość między tymi liniami nie jest stała, lecz może przyjmować dwie wartości, których stosunek wynosi  $\tau$ . Jest to tzw. kwazisieć Ammanna [9]. Odległość  $N$ -tej linii od początku układu współrzędnych wyraża się wzorem

$$x_N = N + \alpha + \frac{1}{\tau} \left\lfloor \frac{N}{\tau} + \beta \right\rfloor, \quad (4)$$

gdzie  $\alpha$  i  $\beta$  są pewnymi liczbami całkowitymi, a  $\lfloor \quad \rfloor$  oznacza część całkowitą wyrażenia. Ciąg  $\{x_N\}$  jest ciągiem Fibonacciego.

### 2.3. Zarys algebraicznych teorii obrazów Penrose'a

W rozdziale tym omówimy zarys algebraicznej teorii obrazów Penrose'a budowanych z dwu rodzajów rombów (obrazy AR). Obrazy AR są najlepiej znanym i posiadającym najprostsze własności przykładem struktury generowanej przez tzw.  $N$ -sieci (wielosieci) [6, 10].  $N$ -sieci są układem  $d-1$  wymiarowych hiperpłaszczyzn w przestrzeni  $d$ -wymiarowej, przecinających się tak, że dzielą tę przestrzeń na pewne komórki. Istnieje odwzorowanie, które przeprowadza wnętrza tych komórek w punkty będące wierzchołkami  $d$ -wymiarowych równoległościanów wypełniających przestrzeń, podobnie jak grube i cienkie romby wypełniają 2-wymiarową płaszczyznę.

Obrazy AR generowane są przez pięciosieci (*pentagrid*) — układy pięciu rodzin linii (*grid*) równoległych do osi symetrii pięciokąta foremnego.

Rozważmy zbiór pięciu liczb rzeczywistych  $\gamma_0 \dots \gamma_4$ , spełniających warunek

$$\sum_{j=0}^4 \gamma_j = 0.$$

Liczyby te generują pięciosieć, której  $j$ -ta rodzina linii jest następującym zbiorem punktów na płaszczyźnie zespolonej  $\mathcal{C}$ :

$$\{z \in \mathcal{C} \mid \operatorname{Re}(z\zeta^{-j}) + \gamma_j \in \mathcal{Z}\}, \quad (6)$$

gdzie  $\zeta = \exp(2\pi i/5)$ , a  $\mathcal{Z}$  oznacza zbiór liczb całkowitych. Aby możliwe było zdefiniowanie jednoznacznej transformacji, która wyznaczałaby wierzchołki rombów obrazu AR, pięciosieć musi być regularna, tzn. w jednym punkcie mogą się przecinać co najwyżej dwie linie.

Dla każdego punktu  $z \in \mathcal{C}$  zdefiniujemy pięć liczb całkowitych

$$K_j(z) = \lceil \operatorname{Re}(z\zeta^{-j}) + \gamma_j \rceil, \quad (7)$$

gdzie  $\lceil x \rceil = \min\{k \in \mathcal{Z} \mid k \geq x\}$ .

Z definicji powyższej wynika, że dla wszystkich punktów  $z$ , należących do jednej komórki utworzonej przez przecinające się linie, liczby  $K_j(z)$  są takie same. Odwzorowanie  $f(z): \mathcal{C} \rightarrow \mathcal{C}$ , dane wzorem

$$f(z) = \sum K_j(z) \zeta^{-j} \quad (8)$$

przeprowadza więc całe wnętrza każdej komórki w jeden punkt. Tak otrzymane punkty są wierzchołkami rombów o kątach będących wielokrotnościami  $\pi/5$ . Można dowieść, że romby o tak wyznaczonych wierzchołkach nie przekrywają się oraz że można nimi pokryć całą płaszczyznę, nie pozostawiając żadnych luk.

Poniżej pokażemy, że w tak otrzymanych rombch można pokolorować i zorientować krawędzie, tak że powstający obraz jest rzeczywiście obrazem AR.

Każdemu wierzchołkowi rombu można przypisać indeks  $I$  zdefiniowany następująco:

$$I = \sum_j K_j(z). \quad (9)$$

Ponieważ  $\sum_f \zeta^J = 0$ ,  $I$  może przyjmować tylko jedną z wartości  $\{1, 2, 3, 4\}$ . Zero jest wykluczone z warunku regularności pięciosieci. Zauważmy, że gdy poruszamy się wzdłuż krawędzi rombu w jednym z kierunków  $1, \zeta, \zeta^2, \zeta^3, \zeta^4$  — indeks wierzchołka rośnie o 1, a gdy poruszamy się w kierunku  $-1, -\zeta, -\zeta^2, -\zeta^3$  lub  $-\zeta^4$  — indeks maleje o 1. Wynika stąd, że indeksy wierzchołków grubych i cienkich rombów mogą przyjmować tylko takie wartości, jak pokazujemy na rys. 12 (dwie możliwości podane w nawiasach i bez nawiasów).

Krawędzie rombów kolorujemy następująco:

- łączące wierzchołki o indeksach 3 i 2 — na czerwono,
- łączące wierzchołki o indeksach 1 i 2  
lub 3 i 4 — na zielono.

Zielone krawędzie orientujemy:  $2 \rightarrow 1$  i  $3 \rightarrow 4$ . Zorientowanie czerwonych krawędzi jest bardziej skomplikowane. Wykorzystamy w tym celu następujące twierdzenie:

#### TWIERDZENIE 1

Założenia: I. Krawędź  $PQ$  jest czerwona.

II. Romby mające wspólną krawędź  $PQ$  mają przy wierzchołku  $P$  odpowiednio kąty  $\alpha$  i  $\beta$ .

Teza: Kąty  $\alpha$  i  $\beta$  są obydwa równocześnie albo mniejsze od  $\pi/2$ , albo większe od  $\pi/2$ .

Wykorzystując powyższą własność orientujemy krawędź czerwoną od wierzchołka z kątami ostrymi w kierunku wierzchołka z kątami rozwartymi.

Tak więc pięciosieć generuje punkty, będące wierzchołkami rombów obrazu  $AR$ . O tym, jaki to będzie obraz decydują liczby  $\gamma_i$  określające, w jakiej kolejności i w jakich punktach przecinają się linie pięciosieci.

Należy zwrócić uwagę na dualność pomiędzy pięciosiecią i obrazem  $AR$ . Punkty przecięcia linii pięciosieci odpowiadają rombom, a wierzchołki rombów odpowiadają komórkom wyznaczonym przez przecinające się linie pięciosieci.

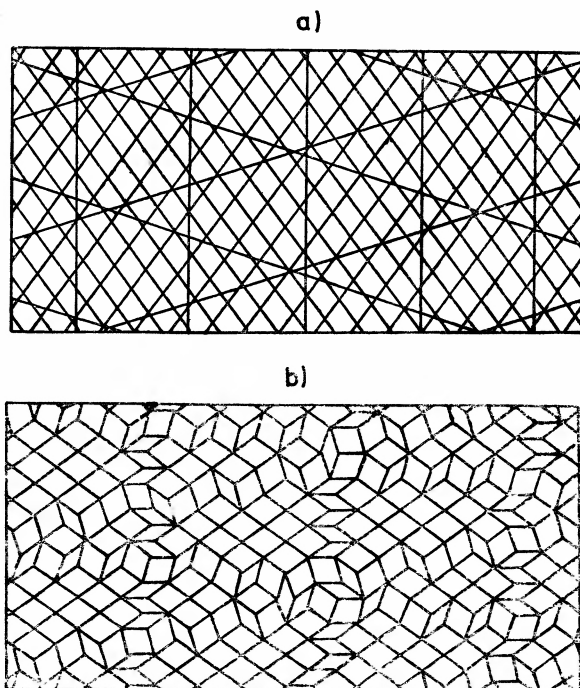
Jeżeli w wybranych dowolnie trzech kierunkach rozrzedzimy linie pięciosieci, to przy pomocy opisanej powyżej konstrukcji otrzymamy sieć periodyczną z wytrąceniami będącymi fragmentami obrazów Penrose'a. Fragment rozrzedzonej pięciosieci i odpowiadający jej obraz przedstawiamy na rys. 21.

Obrazy Penrose'a generowane przez regularne pięciosieci można również opisać geometrycznie jako strukturę powstającą przez rzutowanie na przestrzeń dwuwymiarową pięciowymiarowej sieci kubicznej. (Podobnie opisuje się powstawanie trójwymiarowych struktur nieperiodycznych przez rzutowanie z przestrzeni sześciowymiarowej).

Rozważmy układ kostek jednostkowych w  $\mathcal{R}^5$  numerowanych pięcioma liczbami całkowitymi  $k_0 \dots k_4$ . Otwarte wnętrze takiej kostki zdefiniujemy jako zbiór punktów  $(x_0 \dots x_4) \in \mathcal{R}^5$  takich, że

$$k_0 - 1 < x_0 < k_0, \quad k_4 - 1 < x_4 < k_4. \quad (10)$$

Prawdziwe jest następujące twierdzenie:



Rys. 21. Struktura periodyczna z wytrąceniami o charakterze obrazów Penrose'a: a) rozrzedzona pięciosieć, b) obraz związany z tą pięciosiecią

#### TWIERDZENIE 2

Wierzchołki rombów w obrazie  $AR$ , generowanym przez regularną pięciosieć o parametrach  $\gamma_0 \dots \gamma_4$  są punktami  $\sum_j k_j \zeta^j$  takimi, że otwarta kostka  $(k_0 \dots k_4)$  ma niepuste przecięcie z płaszczyzną daną równaniami

$$\sum_j x_j = 0, \quad \sum_j (x_j - \gamma_j) \operatorname{Re} \zeta^{2j} = 0, \quad \sum_j (x_j - \gamma_j) \operatorname{Im} \zeta^{2j} = 0. \quad (11)$$

Z powyższego twierdzenia wynika, że o własnościach obrazu  $AR$  generowanego przez pięciosieci o parametrach  $\gamma_0 \dots \gamma_4$  nie decydują poszczególne parametry z osobna, lecz liczba zespolona  $\xi$  skonstruowana z nich według wzoru

$$\xi = \sum_j \gamma_j \zeta^{2j}. \quad (12)$$

Wartość tej liczby decyduje również o tym, czy pięciosieć jest regularna, czy osobliwa. Można udowodnić, że dla pewnych postaci  $\xi$  pięciosieć jest osobliwa, a także znaleźć  $\xi$  generujące pięciosieci o pewnych symetriach [6].

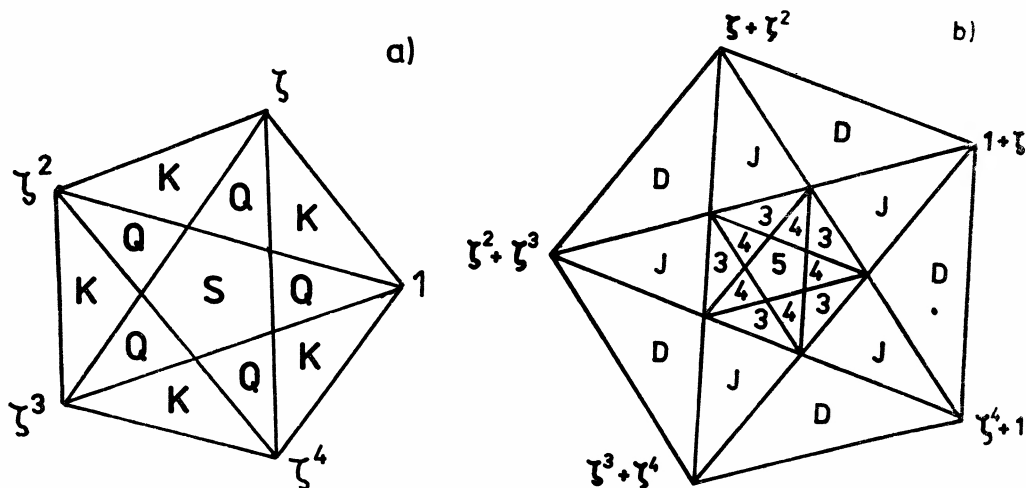
Istnieje jeszcze inna, bardzo ciekawa interpretacja geometryczna obrazów  $AR$ , również ukazująca zależność obrazów od liczby  $\xi$ .

Rozważmy pięciosieć o parametrach  $\gamma_0 \dots \gamma_4$  i dowolny wektor  $(k_0 \dots k_4) \in \mathbb{Z}^5$  i spróbujmy odpowiedzieć na pytanie, czy istnieje w naszej pięciosieci komórka taka, że  $K_0(z) = k_0 \dots K_4(z) = k_4$ .

Zanim odpowiemy na to pytanie, zdefiniujmy zbiór  $V \subset \mathcal{R} \times \mathcal{C}$  i jego przecięcia  $V_r$ .

$$V = \{(\sum_j \lambda_j, \sum_j \lambda_j \zeta^{2j}) \mid 0 < \lambda_0 < 1 \dots 0 < \lambda_4 < 1\}, \quad (13)$$

$$V_r = V \cap (\sum_j \lambda_j = r) \Leftrightarrow [(r, w) \in V \Leftrightarrow w \in V_r]. \quad (14)$$



Rys. 22. Pięciokąty: a)  $V_1$  i b)  $V_4$

Rozważmy zbiory  $V_r$  dla  $r \in \{1, 2, 3, 4\}$ . Na rys. 22 przedstawiamy zbiory  $V_1$  i  $V_2$  — są to wnętrza pięciokątów foremnych o wierzchołkach  $1, \zeta, \zeta^2, \zeta^3, \zeta^4$  oraz  $1+\zeta, \zeta+\zeta^2, \zeta^2+\zeta^3, \zeta^3+\zeta^4, \zeta^4+1$ . Można zauważyć, że  $V_3 = -V_2$  oraz  $V_4 = -V_1$ .

Odpowiedź na postawione powyżej pytanie możemy przedstawić w formie twierdzenia.

### TWIERDZENIE 3

W pięciosieci o parametrach  $\gamma_0 \dots \gamma_4$  istnieją komórki takie, że  $K_j(z) = k_j \forall j = 0 \dots 4$  wtedy i tylko wtedy, gdy

$$(\sum_j k_j, \sum_j (k_j - \gamma_j) \zeta^{2j}) \in V. \quad (15)$$

Twierdzenie to pozwala nie tylko odpowiedzieć na pytanie czy dla wybranej piątki liczb całkowitych punkt  $\sum_j k_j \zeta^j$  jest wierzchołkiem rombu w obrazie  $AR$ , ale także pozwala określić typ tego wierzchołka. Można mianowicie sprawdzić, gdzie znajdują się sąsiednie wierzchołki, wyliczyć ich indeksy (a stąd kolory krawędzi) i porównać z rys. 16b. W pięciokątach na rys. 22 zaznaczone są obszary odpowiadające wierzchołkom poszczególnych typów. Dla każdej piątki liczb całkowitych  $\{k_j\}$  takich, że  $I = \sum k_j \in \{1, 2, 3, 4\}$  można wyliczyć wielkość  $\theta_I$  daną wzorem:

$$\theta_I = \sum_j (k_j - \gamma_j) \zeta^{2j}.$$

Dla  $I = 1$  bierzemy  $\theta_I$  ze znakiem plus, a dla  $I = 4$  ze znakiem minus i sprawdzamy, do którego obszaru w pięciokącie  $V_1$  trafia wyliczony punkt. Podobnie dla  $I = 2$  lub 3 bie-

rzemy  $\theta_I$  odpowiednio ze znakiem plus lub minus i sprawdzamy, do którego obszaru  $V_2$  trafia ten punkt. Regularność pięciosieci gwarantuje, że  $\theta_I$  nie znajdzie się na linii oddzielającej obszary odpowiadające różnym typom węzłów. W każdym pięciokącie występuje po pięć obszarów odpowiadających węzłom nie posiadającym symetrii pięciokrotnej, co jest związane z pięcioma możliwymi orientacjami tych węzłów.

## 2.4. Uporządkowanie dalekiego zasięgu

W rozdziale omawiającym własności sieci Penrose'a opisaliśmy sposób konstrukcji kwazisieci Ammanna. Taka sieć wykazuje pewien rodzaj uporządkowania dalekiego zasięgu: jest jak gdyby złożeniem dwóch sieci periodycznych o niewspółmiernych odległościach międzypłaszczyznowych [8].

Nie jest to jedyny sposób tworzenia w obrazach Penrose'a pewnych konstrukcji mogących być analogami płaszczyzn krystalograficznych.

Pięciosieć jest układem równooddalonych płaszczyzn równoległych do osi symetrii pięciokąta foremnego. Jest ona topologicznie równoważna liniom tzw. szkieletu, który można skonstruować dla obrazu  $AR$ . W tym celu zauważmy, że w obrazie  $AR$  można wyodrębnić pasy złożone z rombów mających pary równoległych krawędzi. Łącząc środki tych krawędzi otrzymujemy łamane biegnące przez cały obraz w pięciu kierunkach. Są to właśnie linie szkieletu. Przecinają się one wewnątrz każdego rombu i zamykają w rozłącznych komórkach każdy wierzchołek rombu z osobna. Pięciosieć jest więc topologicznie równoważna takiemu układowi linii [6, 10]. Jeżeli przez każdy pas odpowiadający każdej łamanej poprowadzimy prostą — uśredniając wszystkie załamania — otrzymamy układ linii, które można interpretować jako płaszczyzny krystalograficzne [5]. Płaszczyzny te są równooddalone od siebie i wyznaczają pięć charakterystycznych kierunków.

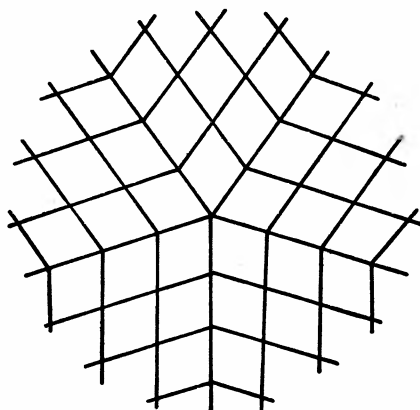
Obrazy dyfrakcyjne kwazikryształów interpretuje się m. in. wykorzystując podane powyżej konstrukcje.

## 3. Struktura kwazikryształów

### 3.1. Interpretacja obrazów dyfrakcyjnych

Niemal równocześnie z ukazaniem się pracy Schechtmana, która wywołała ogromną burzę w krystalografii, w *Material Science and Engineering* opublikowany został list R. D. Fielda i H. L. Fräsera [11] dotyczący podobnych obrazów dyfrakcyjnych. Autorzy najprawdopodobniej nie wiedzieli jeszcze o odkryciu Schechtmana, a sami otrzymali obrazy dyfrakcyjne gwałtownie chłodzonego stopu Al 15% Mn wskazujące na istnienie w badanym materiale pięciokrotnej osi symetrii. Field i Fraser przedstawili bardzo proste i zgodne z kanonami konwencjonalnej krystalografii wytłumaczenie tego zjawiska. Stwierdzili oni, że w badanym przez nich materiale występuje defekt, tzw. wielokrotne zbliźniczenie, które prowadzi do powstawania takiego właśnie obrazu dyfrakcyjnego. Wielokrotne zbliźniczenie polega na tym, że próbka nie jest monokryształem, lecz składa się z dwudziestu konwencjonalnie uporządkowanych fragmentów obróconych względem siebie

tak, że płaszczyzny (111) każdego fragmentu są równoległe do odpowiednich ścian dwudziestościanu foremnego. Na rys. 23 przedstawiamy fragment dwuwymiarowej struktury bliźniaczej.



Rys. 23. Dwuwymiarowa struktura bliźniacza o symetrii pięciokrotnej

Każdy z fragmentów daje obraz dyfrakcyjny odpowiadający występującemu w nim uporządkowaniu dalekiego zasięgu. Obrazy po nałożeniu się na siebie dają wypadkowy obraz, który rzeczywiście wykaże symetrię dwudziestościanu (ikozaedru), nie będzie to jednak symetria związana z uporządkowaniem dalekiego zasięgu w próbce. Podobne zjawiska zaobserwowano także w innych materiałach [12].

Schechtman wykluczył wystąpienie wielokrotnego zbliźniczenia w badanych przez niego materiałach i wysunął hipotezę nowej, nie znanej dotąd fazy uporządkowanej. Fazy dające taki obraz dyfrakcyjny, obserwowane wcześniej, były w temperaturze pokojowej stabilne, natomiast faza odkryta przez Schechtmana była metastabilna. Fazę tę, charakteryzującą się uporządkowaniem dalekiego zasięgu, o symetrii niedopuszczalnej w konwencjonalnej krystalografii, nazwano fazą kwazikrystaliczną.

Po 1984 r. przeprowadzono na całym świecie wiele eksperymentów mających na celu potwierdzenie istnienia i bliższe zbadanie tej nowej fazy. Rezultaty Schechtmana zostały wielokrotnie powtórzone, zaobserwowano również uporządkowanie o symetrii dwudziestościanu w innych stopach, np.  $\text{Pd}_x\text{U}_{1-x}\text{Si}$  [13]. Ze względu na szczególne własności obrazów Penrose'a i ich uogólnień przypuszcza się, że mają one związek z uporządkowaniem kwazikrystalicznym.

Transformaty Fouriera struktur Penrose'a i sieci Ammanna dają obrazy dość dobrze zgodne z obserwowanymi obrazami dyfrakcyjnymi dla próbek rzeczywistych stopów [14—18]. Okazuje się jednak, że podobne obrazy dyfrakcyjne mogą powstawać także dla innych struktur.

J. Wolny i inni [19] przeprowadzili serię eksperymentów polegających na komputerowej symulacji wzrostu dwuwymiarowych kryształów.

Rozważano kryształy o strukturze podobnej do struktury Penrose'a (nie zachowującej ściśle reguł układania wzorów, ale zachowującej stosunek liczby elementów dwu rodzajów), a także kryształy bliźniacze, struktury z wytrąceniami i struktury przypadkowe budowane z trójkątów Robinsona (dla różnych stosunków liczby trójkątów dwu rodzajów). W każdym



przypadku zrobiono obliczenia obrazów dyfrakcyjnych, jakie powstają dla takich struktur. Okazało się, że wszystkie obrazy dyfrakcyjne mają symetrię pięciokrotną, a maksima (lub grupy maksimów) powstają w tych samych położeniach, tak że na podstawie obrazu dyfrakcyjnego trudno jest stwierdzić, z którym z wymienionych przypadków mamy do czynienia.

W 1985 r. został opublikowany artykuł L. Paulinga [20] nazwany przez krytyków „zimnym prysznicem na symetrię dwudziestościanu” [21]. W artykule tym Pauling stwierdza, że kwazikryształy w ogóle nie istnieją, a obserwowane obrazy dyfrakcyjne są wyłącznie wynikiem wielokrotnego zbliźniczenia. Jako dowód autor przedstawił wyliczone pozycje maksimów dyfrakcyjnych, pochodzących od zbliźnionej struktury kubicznej (założył, że szybko chłodzony stop  $Al_6Mn$  krystalizuje w strukturze gęsto upakowanych dwudziestościanów foremnych). Zgodność z obrazami dyfrakcyjnymi kwazikryształów była uderzająca!

Praca ta, mimo wszystko, nie stała się wyrokiem wydanym na kwazikryształy. Nawet przeciwnie, spowodowała jeszcze większe zainteresowanie tym fascynującym zjawiskiem.

### 3.2. Jak ułożone są atomy w sieci kwazikrystalicznej?

Na to pytanie nie znaleziono dotychczas jednoznacznej odpowiedzi, ale fizycy wierzący w istnienie kwazikryształów zgadzają się, że ich struktura ma związek z obrazami Penrose'a. Najprostszy model wyjaśniający budowę trójwymiarowych kwazikryształów zakłada istnienie dwu rodzajów komórek elementarnych w kształcie „grubych” i „cienkich” romboedrów utworzonych ze znanych nam już dwu rodzajów rombów. Na rys. 24 przedstawiamy takie romboedry z rozmieszczonymi w nich atomami. Z komórek tych można zbudować model struktury stopu  $Mg_{32}(Al, Zn)_{49}$ , który w pewnych warunkach wykazuje uporządkowanie kwazikrystaliczne.

Koncepcja dwu komórek elementarnych została szerzej rozwinięta przez M. Kurijamę i współpracowników [22], którzy tłumaczą związek kwazikryształów z grupą symetrii dwudziestościanu na gruncie teorii kryształów o dwóch niewspółmiernych długościach modulacji. Analizując obrazy dyfrakcji elektronów na próbkach gwałtownie chłodzonego stopu  $Al_6Mn$  dochodzą oni do wniosku, że taki układ refleksów może pochodzić od dwóch współistniejących niezależnie sieci trójwymiarowych.

Istnieją też inne, bardziej wyrafinowane sposoby opisu struktury kwazikryształów [23, 24]. P. Bak w artykule zatytułowanym *Icosahedral Crystals: Where Are the Atoms?* [23] interpretuje pozycję atomów jako punkty przecięcia trójwymiarowej przestrzeni z sześciowymiarową siecią hiperkubiczną. Trudno jest jednak jednoznacznie odpowiedzieć na pytanie, jak rozłożone są atomy w sieci sześciowymiarowej. Jako jedną z wielu dopuszczalnych możliwości autor podaje pozycję atomu  $Zn$  (000000) i sześciu otaczających go atomów  $Al$  ( $\frac{1}{2}100000$ ).

Metoda rzutowania z przestrzeni wielowymiarowych jest bardzo eleganckim sposobem otrzymywania idealnych struktur o symetrii niedopuszczalnej w konwencjonalnej krytalografii, toteż została wykorzystana w tworzeniu teoretycznej kwazikrytalografii, teorii dyfrakcji na strukturach kwazikrystalicznych oraz opisie własności elastycznych, stabilności itp. [25].

#### 4. Uporządkowanie ikozaedryczne bliskiego zasięgu

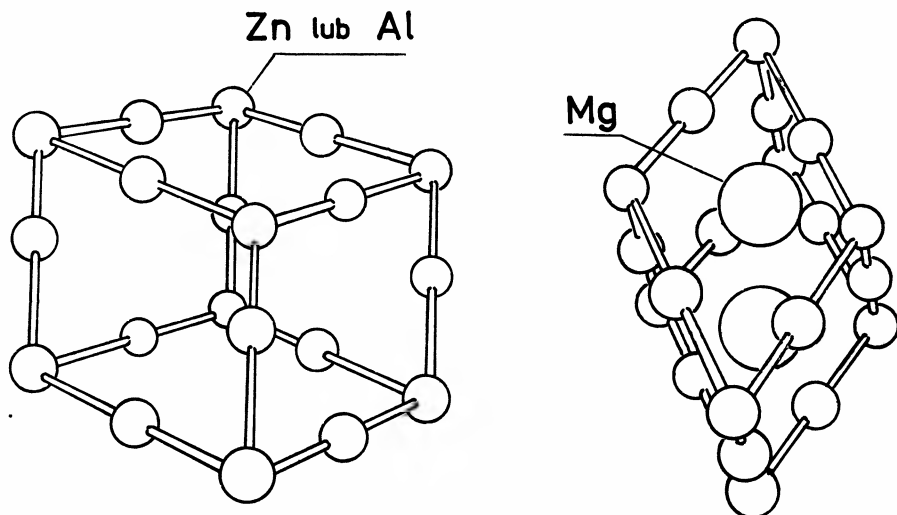
Przy okazji omawiania struktury kwazikryształów cechujących się uporządkowaniem dalekiego zasięgu o symetrii ikozaedru, warto na zakończenie wspomnieć o różnych fazach o uporządkowaniu ikozaedrycznym bliskiego zasięgu.

Wspomniany już wcześniej stop  $Mg_{32}(Al, Zn)_{49}$  w zależności od szybkości chłodzenia może krystalizować w różnych strukturach, w tym również wykazujących uporządkowanie ikozaedryczne bliskiego zasięgu.

Możliwość wystąpienia w szybko chłodzonych stopach małych obszarów w kształcie dwudziestościanów foremnych została przewidziana w 1952 r. przez Ch. Franka, a potwierdzona doświadczalnie w latach sześćdziesiątych, kiedy rozwój techniki doświadczalnej umożliwił osiągnięcie wystarczająco dużej szybkości chłodzenia. W małym obszarze o rozmiarach kilku warstw atomów, wypełnienie przestrzeni kulami na kształt ikozaedru jest bardzo efektywne, dlatego w bardzo szybko chłodzonych stopach atomy chętnie układają się w taki sposób, tworząc szkło metaliczne.

Przy największych szybkościach chłodzenia stop  $Mg_{32}(Al, Zn)_{49}$  staje się szkłem metalicznym. Gdy szybkość chłodzenia jest nieco mniejsza, można otrzymać fazę kwazikrystaliczną.

Inną ciekawą fazą, jaką może tworzyć  $Mn_{32}(Al, Zn)_{49}$ , jest tzw. faza Franka-Kaspera [26]. Faza ta składa się z lekko zdeformowanych tetraedrów (atomy znajdują się w narożach), które łączą się ze sobą dzieląc wspólne ściany, krawędzie bądź wierzchołki. Niektóre z tetraedrów układają się tak, że krawędź jest dzielona między pięć z nich (pięciodzielne wiązanie), tworząc ikozaedry, inne układają się wzdłuż linii sześciokrotnego lub czterokrotnego wiązania. Linie czterokrotnego i sześciokrotnego wiązania biegną przez całą objętość próbki, nie urywając się nigdzie wewnątrz. Wystąpienie linii sześciokrotnego wiązania jest konieczne dla efektywnego wypełnienia przestrzeni. W fazie Franka-Kaspera linie czterokrotnego i sześciokrotnego wiązania przecinają się ze sobą tworząc sieć perio-



Rys. 24. Rozmieszczenie atomów w dwu komórkach elementarnych stopu  $Mg_{32}(Al, Zn)_{49}$

dyczną zanurzoną w ośrodku ikozaedrycznym. W stopie  $Mg_{32}(Al, Zn)_{49}$  atomy magnezu układają się na liniach sześciokrotnego wiązania.

Komórka elementarna fazy Franka–Kaspera  $Mn_{32}(Al, Zn)_{49}$  przypomina kształtem lekko zdeformowane fragmenty ułożone z romboedrów, przedstawionych na rys. 24.

Nadal pozostają jednak nierozstrzygnięte problemy: czy kwazikryształy istnieją naprawdę, czy są tylko tworem fantazji? Jeżeli istnieją, a przemawia za tym tak wiele argumentów, to jak naprawdę wygląda komórka elementarna?

Pragnę podziękować pani Galinie Domosławskiej za ogromny wkład pracy w wykonanie rysunków przedstawionych w tym artykule.

### Literatura

- [1] R. Penrose, *Math. Intelligencer* **2** (1), 32 (1979).
- [2] D. Schechtman, I. Blech, D. Gratias, J. W. Cahn, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1951 (1984).
- [3] K. Urban, P. Kramer, M. Wilkens, *Postępy Fizyki* **39**, 55 (1988).
- [4] M. Gardner, *Sci. Am.* **236** (1), 110 (1977).
- [5] D. R. Nelson, *Sci. Am.* **25** (8), 32 (1986); D. R. Nelson, B. I. Halperin, *Science* **229**, 233 (1985).
- [6] N. G. de Bruijn, *Indag. Math. Proc.* **A84** (1), 39 (1984).
- [7] J. Peyriere, *J. de Physique* **47**—C3, 41 (1986).
- [8] C. Godreche, J. M. Luck, H. Orland, *J. Stat. Phys.* **45**, 777 (1986).
- [9] D. Levine, P. J. Steinhardt, *Phys. Rev.* **B34**, 596 (1986).
- [10] N. G. de Bruijn, *J. de Physique* **47**—C3, 9 (1986).
- [11] R. D. Field, H. R. Fraser, *Mat. Sci. and Engineering* **68**, L-17 (1984—85).
- [12] C. Y. Yang, *J. Cryst. Growth* **47**, 274 (1979); Y. Saito, *J. Cryst. Growth* **47**, 62 (1979).
- [13] S. J. Poon, A. J. Drehman, K. R. Lawless, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2324 (1985).
- [14] N. G. de Bruijn, *Indag. Math. Proc.* **A89** (2), 123 (1986).
- [15] M. Duneau, A. Katz, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2688 (1985); A. Katz, M. Duneau, *J. de Physique.* **47**, 181 (1986).
- [16] A. L. Mackay, *Physica* **114A**, 609 (1982).
- [17] D. Levine, *J. de Physique* **46**—C8, 397 (1985); D. Levine, P. Steinhardt, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 2477 (1984).
- [18] V. Elser, C. L. Henley, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2883 (1985).
- [19] J. Wolny, L. Pytlik, B. Lebeck, *Quasicrystals — random structures or twins?*, preprint.
- [20] L. Pauling, *Nature* **317**, 512 (1985).
- [21] J. Madox, *Nature* **317**, 471 (1985).
- [22] M. Kuriyama, G. G. Long, L. Bendersky, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 849 (1985).
- [23] P. Bak, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 861 (1986).
- [24] V. Elser, *An introduction to quasicrystal diffraction*, preprint.
- [25] P. Bak, A. I. Goldman, *Quasicrystallography*, preprint; P. Bak, *Phys. Rev.* **B32**, 5764 (1985).
- [26] F. C. Frank, J. S. Kasper, *Acta Cryst.* **11**, 184 (1958); *ibid.* **12**, 483 (1959).

Stanisław Mrówczyński

Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana  
Warszawa

## Relatywistyczne atomy elementarne

### Relativistic Elementary Atoms

**Abstract:** The physics of relativistic elementary atoms, i.e. of Coulomb bound states of elementary particles, like positronium, pionium or an atom of  $\mu^+\pi^-$ , is presented. The atom lifetimes and processes, in which the atoms are produced, are discussed. The interaction of the atoms with matter is also described. A simple derivation of most results is given.

### 1. Wstęp

Atom elementarny to układ dwóch cząstek elementarnych obdarzonych przeciwnymi ładunkami elektrycznymi, związanych siłami Coulomba. Atom taki zbudowany z dodatniej cząstki  $a$  i ujemnej cząstki  $b$  będą oznaczal symbolem  $A_{ab}$ , natomiast atom, którego składnikami są cząstka  $a$  i antycząstka  $\bar{a}$  jako  $A_{2a}$ .

Poza atomem wodoru potwierdzono doświadczalnie istnienie jeszcze kilku elementarnych atomów, a mianowicie  $A_{p\mu}$ ,  $A_{p\pi}$ ,  $A_{pK}$ ,  $A_{2p}$ ,  $A_{2e}$ ,  $A_{\mu\pi}$ . W artykule tym jednak opiszę tylko te z elementarnych atomów, które w eksperymentach pojawiają się jako obiekty relatywistyczne, tzn. poruszające się (jako całość) z prędkością porównywalną z prędkością światła. Wykluczam ze swoich rozważań atomy  $A_{pp}$  czy  $A_{p\pi}$ , które powstają, gdy mion lub pion zatrzymuje się w wodorze i jest wychwycony przez proton. Obserwacja takich atomów nie jest trudna i poświęcona jest im obszerna literatura: atomowi  $A_{p\mu}$  w związku z tzw. mionową katalizą syntezy jądrowej [1], zaś atomowi  $A_{p\pi}$  ze względu na informację o niskoenergetycznym oddziaływaniu protonu i pionu jakiej dostarczają badania spektroskopowe tego atomu [2]. Podobnie się rzecz ma z nierelatywistycznym pozytonium, które wykorzystuje się w badaniach struktury materiałów [3].

Dotychczas wykryto doświadczalnie dwa relatywistyczne atomy elementarne: atomy  $A_{\pi\mu}$  [4] oraz pozytonia [5], których ruch odpowiadał ogromnemu czynnikowi Lorentza  $\gamma$ , rzędu  $10^3$ - $10^4$ . W par. 3 przedstawię mechanizm produkcji tych atomów oraz doświadczenia, w których je wykryto. Lecz przedtem w par. 2 omówię czasy życia atomów elementarnych. Paragraf 4 poświęcę opisowi procesów mogących prowadzić do tworzenia się  $A_{2\pi}$  oraz  $A_{K\pi}$ , zaś w par. 5 rozważę oddziaływanie atomów elementarnych z materią.

Celem tego artykułu jest nie tylko przedstawienie fizyki relatywistycznych atomów elementarnych, lecz również wyprowadzenie większości omawianych rezultatów. O ile było to możliwe, korzystałem z argumentów jakościowych i analizy wymiarowej, w kilku

jednak miejscach przedstawiłem bardziej szczegółowe obliczenia, które, mam nadzieję, nie są trudne do prześledzenia.

W artykule używam układu jednostek, szeroko stosowanego w fizyce teoretycznej, zwanego naturalnym, w którym stała Plancka  $\hbar$  i prędkość światła  $c$  są równe jedności. Wówczas wszystkie wielkości mają wymiar długości albo masy w odpowiedniej potęgze. Np. energia ma wymiar masy lub, co równoważne, odwrotności długości. Jeśli energię wyraziliśmy w jednostkach masy, to aby przejść do zwykłych jednostek należy ją pomnożyć przez czynnik  $c^2$ . Jeśli natomiast używamy odwrotności długości jako jednostki energii, wówczas zwykle jednostki otrzymujemy wykonując mnożenie przez  $\hbar c$ .

## 2. Czasy życia atomów elementarnych

Jak wspomniałem we wstępie, atomy elementarne są związane potencjałem Coulomba, więc funkcje falowe atomów odpowiadają doskonale znanym nierelatywistycznym funkcjom atomu wodoru. Są one oczywiście nieznacznie zmodyfikowane ze względu na istnienie niekulombowskiego oddziaływania między składnikami atomu. To oddziaływanie może mieć charakter elektrodynamiczny, jak np. w pozytonium, gdzie mamy oddziaływanie spinów elektronu i pozytonu oraz oddziaływanie wynikające z możliwości anihilacji pary  $e^- e^+$ . Może wystąpić również nieelektrodynamiczne oddziaływanie jak w pionium ( $A_{2\pi}$ ). Wpływowi wspomnianych oddziaływań na poziomy energetyczne atomów poświęcono wiele prac teoretycznych, np. [6, 7], jednakże efekty te wydają się wychodzić daleko poza obecne możliwości doświadczalne, więc tych problemów nie będę opisywał. Chciałbym natomiast zatrzymać się na zagadnieniu czasu życia atomów, gdzie istnienie niekulombowskiego oddziaływania między składnikami może mieć zasadnicze znaczenie, prowadzące do efektów mierzalnych.

Wszystkie atomy elementarne, poza atomem wodoru, są niestabilne. Ta niestabilność może wynikać ze skończonego czasu życia składników, jak np. w przypadku  $A_{\pi\mu}$  czy  $A_{e\pi}$ , lub też może być spowodowana oddziaływaniem między składnikami atomu, jak to dzieje się w pozytonium, gdzie składniki są stabilne, a atom nie. Ponieważ ta druga przyczyna niestabilności jest właśnie charakterystyczna dla atomów, warto ją omówić. Zaczniemy od pozytonium.

Jak wiemy, pozytonium rozpada się na fotony, lecz jak zauważył Pomeranczuk [8], rozpadem tym rządzi szczególna reguła wyboru, którą przedstawię we współczesnym sformułowaniu [9].

Oddziaływania elektrodynamiczne są niezmiennicze ze względu na transformację sprzężenia ładunkowego (oznaczaną literą  $C$ ), bądź innymi słowy — oddziaływania elektrodynamiczne zachowują parzystość ładunkową. Pozytonium, jako układ cząstki i antycząstki, jest stanem własnym operatora  $C$  (przechodzi w siebie przy transformacji sprzężenia ładunkowego) z wartością własną  $(-1)^{l+s}$ , gdzie  $l$  jest orbitalnym momentem pędu, zaś  $s$  całkowitym spinem pary  $e^+ e^-$ . Foton, jako cząstka istotnie obojętna (nie niosąca żadnych ładunków), jest również stanem własnym operatora  $C$  z wartością własną  $-1$ . Układ  $n$  fotonów jest więc stanem własnym z wartością własną  $(-1)^n$ . Jak wyjaśnię poniżej, anihilacja pozytonium może nastąpić tylko w fali  $s$ , tzn. przy zerowym orbitalnym mo-

mencie pędu. Tak więc zachowanie parzystości ładunkowej w procesie rozpadu pozytonium na  $n$  fotonów oznacza, że

$$(-1)^s = (-1)^n.$$

Na tej podstawie dochodzimy do wniosku, że parapozytonium ( $s = 0$ ) może się rozpaść na parzystą liczbę fotonów, zaś ortopozytonium ( $s = 1$ ) na nieparzystą. Z postaci odpowiednich diagramów Feynmana wynika, że prawdopodobieństwo  $n$ -fotonowego rozpadu jest proporcjonalne do stałej sprzężenia  $\alpha$  ( $\alpha \cong 1/137$ ) w potęgze  $n$ . Tak więc najbardziej prawdopodobny jest dwufotonowy rozpad parapozytonium i trójfotonowy ortopozytonium. Rozpad na jeden foton jest niemożliwy ze względu na zasadę zachowania pędu.

Postać wyrażenia opisującego czas życia zarówno para-, jak i ortopozytonium łatwo ustalić na podstawie prostych rozważań jakościowych oraz analizy wymiarowej. Prawdopodobieństwo anihilacji pozytonium jest proporcjonalne do prawdopodobieństwa znalezienia elektronu i pozytonu z zerową względną odległością, tzn. do  $|\varphi(r=0)|^2$ , gdzie  $\varphi$  jest funkcją falową pozytonium. Jak wiadomo, funkcja  $\varphi(r)$  w obszarze małych wartości  $r$  zachowuje się jak  $r^l$ , więc anihilacja pozytonium może nastąpić tylko w stanie z zerowym orbitalnym momentem pędu. Kwadrat modułu funkcji falowej ma wymiar odwrotności objętości, więc w używanych tutaj jednostkach naturalnych,  $|\varphi|^2$  ma wymiar masy w trzeciej potęgze. Ponieważ szerokość rozpadu  $\Gamma$  ma wymiar masy,  $\Gamma$  jest proporcjonalna do  $|\varphi(0)|^2/m^2$ , gdzie  $m$  jest masą elektronu, która jest jedynym parametrem wymiarowym pojawiającym się w problemie. Uwzględniając, że proces  $n$ -fotonowej anihilacji jest proporcjonalny do  $\alpha^n$  dochodzimy do wniosku, że  $\Gamma$ , z dokładnością do współczynnika liczbowego, jest równa  $\alpha^n |\varphi(0)|^2/m^2$ . Szczegółowy rachunek, który można znaleźć w wielu podręcznikach teorii pola, np. [9], prowadzi do następujących szerokości dwufotonowego rozpadu parapozytonium i trójfotonowego ortopozytonium

$$\Gamma_{\text{para}} = 4\pi |\varphi(0)|^2 \alpha^2 / m^2 = \alpha^5 m / 2, \quad (1)$$

$$\Gamma_{\text{orto}} = \frac{16(\pi^2 - 9)}{9} |\varphi(0)|^2 \alpha^3 / m^2 = \frac{2(\pi^2 - 9)}{9\pi} \alpha^6 m, \quad (2)$$

gdzie podstawiono wartość kwadratu modułu funkcji falowej pozytonium w zerze dla stanu podstawowego. Przypomnę, że

$$|\varphi(0)|^2 = (\pi a^3 n^3)^{-1}, \quad (3)$$

gdzie  $n$  jest główną liczbą kwantową, zaś  $a$  jest promieniem Bohra równym  $2/(\alpha m)$ . Czasy życia odpowiadające szerokościom rozpadu (1) i (2) wynoszą  $1,2 \cdot 10^{-10}$  s dla parapozytonium i  $1,4 \cdot 10^{-7}$  s dla ortopozytonium [9]. Widzimy więc, że pozytonium w stanie trypletowym ( $s = 1$ ) żyje blisko tysiąc razy dłużej niż w stanie singletowym ( $s = 0$ ).

Sytuacja z czasem życia mionium ( $A_{2\mu}$ ) wydaje się podobna, lecz jest tak tylko częściowo. Paramionium rozpada się na dwa fotony i szerokość rozpadu jest wyrażona równaniem (1), z tym że masa elektronu powinna być zastąpiona przez masę mionu. Ortomionium natomiast rozpada się na parę elektron-pozyton poprzez wirtualny foton w stanie pośrednim [10]. Przyjmując, że masa elektronu jest zerowa, co jest uzasadnione, gdyż jest ona

207 razy mniejsza od masy mionu, łatwo można znaleźć szerokość rozpadu mionium w stanie trypletowym [11]

$$\Gamma_{\text{orto}} = \alpha^5 m/6.$$

A więc czasy życia para- i ortomionium są bliskie i wynoszą odpowiednio  $5,8 \cdot 10^{-13}$  s oraz  $1,8 \cdot 10^{-12}$  s.

Pionium ( $A_{2\pi}$ ) może oczywiście rozpaść się na dwa fotony, lecz dominujący wkład w szerokość rozpadu daje proces powodowany oddziaływaniem silnym, a mianowicie  $A_{2\pi} \rightarrow \pi^0 \pi^0$ . Proces ten jest możliwy, gdyż neutralne piony są lżejsze od naładowanych. Jak pokazano w pracach [11, 12] czas życia pionium wyraża się przez różnicę długości rozpraszania pionów w stanach z izospinem 2 i 0, i wynosi w przybliżeniu  $3 \cdot 10^{-15}$  s [6, 7]. Niemożność precyzyjnego określenia czasu życia wynika ze słabej znajomości owych długości. Badanie oddziaływań pionów jest poważnym problemem doświadczalnym, gdyż trudno skonstruować tarczę pionową, więc obserwacja pionium i pomiar jego czasu życia mogłyby dostarczyć informacji o oddziaływaniach między pionami, niedostępnej z innych źródeł. Do tych problemów jeszcze wrócę w par. 4.

Na zakończenie tego paragrafu wspomnę jeszcze, że czas życia  $A_{K\pi}$  jest określony przez rozpad  $A_{K\pi} \rightarrow K^0 \pi^0$  i że oceniono go na  $6 \cdot 10^{-15}$  s [7].

### 3. Mechanizm produkcji $A_{\pi\mu}$ oraz $A_{2e}$

Choć możliwość tworzenia atomów elementarnych nie wzbudza wątpliwości, znalezienie procesu, w którym tak egzotyczny atom jak  $A_{\pi\mu}$  byłby produkowany z prawdopodobieństwem umożliwiającym doświadczalną obserwację, stanowiło poważny problem. W r. 1971 Nemenov zauważył [13], że w rozpadzie długożyciowego kaonu  $K_L$  na pion, mion i neutrino, pion i mion mogą znajdować się w stanie związanym, tzn. jako  $A_{\pi\mu}$ . (Możliwość atomowego rozpadu kaonu odnotowano niezależnie, również w pracy [14].) Oceńmy prawdopodobieństwo takiego rozpadu.

Jeśli  $M(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3)$  jest amplitudą rozpadu

$$K_L \rightarrow \pi + \mu + \nu, \quad (4)$$

gdzie  $\mathbf{p}_1$ ,  $\mathbf{p}_2$  i  $\mathbf{p}_3$  są pędami odpowiednio pionu, mionu i neutrino, to amplituda rozpadu

$$K_L \rightarrow A_{\pi\mu} + \nu \quad (5)$$

wygląda następująco:

$$M^A(\mathbf{P}, \mathbf{p}_3) = \int \frac{d^3 \mathbf{p}_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 \mathbf{p}_2}{(2\pi)^3} (2\pi)^3 \delta^{(3)}(\mathbf{P} - \mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2) M(\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2, \mathbf{p}_3) \tilde{\varphi}(\mathbf{p}), \quad (6)$$

gdzie  $\mathbf{P}$  jest całkowitym pędem atomu,  $\mathbf{p}$  zaś pędem składników atomu w układzie środka masy ( $\mathbf{p} = \mathbf{m}_1 \mathbf{p}_2 / M - \mathbf{m}_2 \mathbf{p}_1 / M$ ),  $\mathbf{m}_1$ ,  $\mathbf{m}_2$  i  $M$  są odpowiednio masami  $\mu$ ,  $\pi$  i atomu  $A_{\mu\pi}$ , a  $\tilde{\varphi}$  jest funkcją falową atomu w przestrzeni pędowej. Założywszy, że amplituda rozpadu  $M$  słabo zależy od  $\mathbf{p}$  w porównaniu z funkcją falową atomu, która jest niezerowa tylko dla pędu rzędu odwrotności promienia Bohra atomu, amplitudę  $M$  wziętą w punkcie  $\mathbf{p} = 0$

możemy wynieść przed całkę w równaniu (6). Wówczas otrzymujemy

$$M^A(P, p_3) = \varphi(r=0)M(p_1, p_2, p_3), \quad (7)$$

gdzie  $p_1 = m_2 P/M$  i  $p_2 = m_1 P/M$ .

Dalej, bez kłopotu można znaleźć szerokość  $\Gamma^A$  na rozpad (4) podnosząc do kwadratu amplitudę (7) i wykonując całkowanie po objętości przestrzeni fazowej, co w wypadku dwucząstkowego stanu końcowego jest całkiem proste. Jeśli założyć, że w obszarze pędów dopuszczalnych ze względu na prawo zachowania czteropędu, amplituda  $M$  słabo zależy od tych pędów, to uzyskujemy prosty wzór na stosunek szerokości rozpadów (5) i (4)

$$\frac{\Gamma^A}{\Gamma} = \frac{\alpha^3 m_R^3 \text{Lips}^{(2)}(M; m_1 + m_2, m=0)}{\pi n^3 \text{Lips}^{(3)}(M; m_1, m_2, m=0)}, \quad (8)$$

gdzie  $m_R$  jest masą zredukowaną atomu,  $n$  główną liczbą kwantową opisującą stan atomu, zaś  $\text{Lips}^{(n)}(M; m_1, m_2, \dots, m_n)$  (od ang. *Lorentz invariant phase space*) jest objętością przestrzeni fazowej niezmienniczą ze względu na transformację Lorentza, zdefiniowaną wzorem

$$\text{Lips}^{(n)}(M; m_1, m_2, \dots, m_n) = \int \frac{d^3 p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \dots \frac{d^3 p_n}{(2\pi)^3 2E_n} (2\pi)^4 \delta^{(4)}(P - p_1 - \dots - p_n),$$

gdzie  $E$  oznacza energię cząstki, zaś  $P$  jest takim czteropędem, że  $P^\mu P_\mu = M^2$ . Aby otrzymać wzór (8), należało skorzystać z równania (3) i uwzględnić, że  $a = (\alpha m_R)^{-1}$ .

Widzimy, że stosunek  $\Gamma^A/\Gamma$  jest bardzo mały, gdyż  $\alpha^3 \cong 4 \cdot 10^{-6}$ . (Dokładny rachunek daje  $\Gamma^A/\Gamma \cong 4 \cdot 10^{-7}$  [13, 15]). Ponieważ

$$\sum_{n=1}^{\infty} n^{-3} \cong 1.202,$$

ponad 80% atomów z rozpadu (5) rodzi się w stanie podstawowym, tzn. z  $n = 1$ .

Procesy rozpadu neutralnego pionu

$$\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$$

oraz

$$\pi^0 \rightarrow A_{2e} + \gamma \quad (9)$$

można rozważyć w analogii do rozpadów (4) i (5). Okazuje się, że  $\Gamma^A/\Gamma$  w tym wypadku wynosi  $1,4 \cdot 10^{-7}$  [16].

Pisząc o rozpadach takich jak (4) czy (9), warto wspomnieć, że dobrze znany rozpad  $\beta$ , tzn.  $n \rightarrow p + e + \nu$  może prowadzić do powstania atomu wodoru, co zauważono całkiem niedawno [17].

Pomimo niewielkiej wartości  $\Gamma^A$ , atom  $A_{\pi\mu}$  udało się zaobserwować [4]. Eksperyment wyglądał następująco. Pewna liczba długożyciowych kaonów  $K_L$  wyprodukowanych w wysokoenergetycznych zderzeniach protonów z jądrami trafiała do rury — próżniowego jonowodu, o tak dużej długości, aby wszystkie kaony lecąc w nim zdążyły się rozpaść. Wokół jonowodu umieszczono kilka magnesów, których zadaniem było usunięcie z rury cząstek naładowanych pochodzących z rozpadu (4). Atomy, jako elektrycznie



neutralne, mogły bez przeszkód podróżować do końca jonowodu, gdzie umieszczono folię metalową. Tutaj następowała dysocjacja (rozbitcie) atomów  $A_{\mu\pi}$  na skutek oddziaływania z atomami folii. Dalej znajdował się magnes odchylający w przeciwne strony miony i piony oraz aparatura umożliwiająca detekcję tych cząstek. W rezultacie bardzo żmudnych pomiarów udało się zarejestrować atomy  $A_{\mu\pi}$  [4, 15] i wyznaczyć szerokość rozpadu  $\Gamma^A$ , która zgodnie z oczekiwaniami dobrze zgadza się z obliczoną teoretycznie. Miarą jakości eksperymentu jest to, że znaleziona szerokość  $\Gamma^A$  jest jedną z najmniejszych zmierzonych szerokości rozpadu cząstek elementarnych.

Doświadczenie, w którym zaobserwowano pozytonia z rozpadu (9) [5], było podobne do opisanego powyżej, z tym że dysocjacja pozytoniów następowała w polu magnetycznym, nie zaś przez oddziaływanie z atomami folii. Pozytonia, dzięki niewielkiej w porównaniu z pionem masie, poruszały się z fantastycznie wielkim czynnikiem Lorentza  $10^3$ - $10^4$ , więc pole będące magnetycznym w układzie laboratoryjnym było, w układzie, w którym pozytonia spoczywały, potężnym polem elektrycznym zdolnym je jonizować.

Poza opisanym powyżej mechanizmem produkcji relatywistycznych pozytoniów rozważano inne czysto elektrodynamiczne procesy. A więc rozważano fotoprodukcję na ciężkich jądrach [18, 19] i generację atomów  $A_{2e}$  na skutek oddziaływania elektronów o dużym ładunku [18, 20]. Jednak znajdowane przekroje czynne są tak małe, że doświadczalne badanie tych procesów wydaje się bardzo trudne. Przy okazji pozytoniów rozpatrywano zwykle możliwość produkcji mionów, lecz tutaj przekroje są jeszcze mniejsze.

#### 4. Mechanizm produkcji $A_{2\pi}$ oraz $A_{K\pi}$

Jak wiadomo, w zderzeniach hadronów o wysokich energiach następuje obfita produkcja pionów. Tak np. przy oddziaływaniu protonu o pędzie 200 GeV z jądrem Au średnia krotność generowanych pionów ujemnych wynosi w przybliżeniu 5,7 [21]. Nemenow zasugerował [22], by atomów  $A_{2\pi}$  i  $A_{K\pi}$  szukać właśnie wśród produktów takich zderzeń. Na ile atomów możemy liczyć?

Wyrażając amplitudę procesu produkcji atomu podobnie jak w równaniu (6) oraz korzystając z przybliżenia zastosowanego we wzorze (7) otrzymujemy [22, 23] inkluzywny przekrój czynny na produkcję atomu z pędem  $p$

$$\frac{d\sigma^A}{dp} = (2\pi)^3 (E/M) |\varphi(0)|^2 \frac{d\sigma}{d(p/2)d(p/2)}, \quad (10)$$

gdzie  $M$  jest masą atomu, a  $E = (M^2 + p^2)^{1/2}$  jego energią;  $\sigma$  jest przekrojem inkluzywnym na produkcję pary  $\pi^- \pi^+$ . Przypomnę, że inkluzywny przekrój czynny na produkcję cząstki  $a$ , to przekrój na produkcję cząstki  $a$  i czeokolwiek. Czynniki  $E/M$ , który pojawił się w równaniu (10), uwzględnia efekty związane z relatywistycznym ruchem atomu. Zaając przybliżoną doświadczalną wartość przekroju  $\sigma$  występującego we wzorze (10), Nemenow stwierdził [22], że wielkość przekroju  $\sigma^A$  umożliwia obserwację pionium. Odpowiedni eksperyment jest właśnie w toku [24].

Być może jest również możliwa rejestracja atomu  $A_{K\pi}$ . Przekrój czynny na produkcję

pary kaonu i pionu jest kilkakrotnie mniejszy niż przekrój na produkcję pary pionów, lecz  $|\varphi(0)|^2$  jest 3.5 razy większy dla  $A_{K\pi}$  niż dla pionium.

Jak wspomniałem w par. 2, czas życia pionium jest rzędu zaledwie  $3 \cdot 10^{-15}$  s, co oznacza, że pionium z pędem kilku GeV może przebyć do momentu anihilacji drogę kilku  $\mu\text{m}$ . Ponieważ jednak średnia droga swobodna na rozbitcie pionium jest dla metalu zbudowanego z ciężkich atomów tego samego rzędu, część atomów zdysocjuje już w tarczy, w której zostały wyprodukowane. Jak wyjaśnię w par. 5, piony pochodzące z rozbitego pionium mają pęd względny rzędu odwrotności promienia Bohra, tzn. 0,5 MeV, więc zadaniem eksperymentu poszukującego pionów jest rejestracja par  $\pi^+ \pi^-$  z takim względnym pędem. Czas życia  $A_{2\pi}$  będzie można wyznaczyć badając liczbę skorelowanych par pionów w zależności od grubości tarczy. Jeśli tarcza jest cienka, to prawdopodobieństwo rozbitcia pionium jest niewielkie i pionia anihilują po wyjściu z tarczy. Jeśli tarcza jest dostatecznie gruba, większość atomów ulegnie dysocjacji.

Jeśli pionium poszukiwać wśród produktów oddziaływania wysokoenergetycznych protonów z jądrami, jak opisałem powyżej, to przekrój czynny na produkcję  $A_{2\pi}$  jest dość duży, lecz jeszcze większy (co najmniej sześć rzędów wielkości) jest przekrój na produkcję par  $\pi^- \pi^+$ . Więc pionium należy „wyłowić z morza” pionów, co oczywiście stanowi poważny problem doświadczalny.

W związku z tym zasugerowano [25], aby podjąć próbę obserwacji pionium w reakcji



przy energiach protonu kilkaset MeV, przy których próg na produkcję pary pionów jest tylko nieznacznie przekroczony. Wówczas przekrój czynny na produkcję atomów  $A_{2\pi}$  (opisany w przybliżeniu wzorem (10)) jest niewielki, lecz liczba produktów zderzeń protonów również jest nieduża. Występowanie reakcji (11) można by stwierdzić badając zderzenia z dwoma lub z czterema fotonami w stanie końcowym. Dwa fotony pochodziłyby z rozpadu  $A_{2\pi} \rightarrow 2\gamma$ , cztery zaś z ciągu reakcji  $A_{2\pi} \rightarrow 2\pi^0 \rightarrow 4\gamma$ . Jak pamiętamy neutralny pion z największym prawdopodobieństwem rozpada się na dwa fotony.

## 5. Oddziaływanie atomów elementarnych z materią

Jak to się wyjaśni w końcu paragrafu, celowe jest oddzielne rozpatrzenie oddziaływania relatywistycznych atomów elementarnych z pojedynczym atomem ośrodka, będącym zwykłym stabilnym atomem oraz z makroskopowym zbiorowiskiem tych atomów. Zaczniemy od tego pierwszego zagadnienia.

### 5.1. Oddziaływanie z pojedynczym atomem ośrodka

Choć interesują nas atomy relatywistyczne, przedstawimy proste rozważania nierelatywistyczne [26], których rezultaty bez kłopotu można uogólnić na przypadek prędkości porównywalnych z prędkością światła.

Oddziaływanie atomu elementarnego z atomem ośrodka traktujemy jako oddziaływanie tego pierwszego z zewnętrznym polem, będącym ekranowanym potencjałem Cou-

lomba. Amplituda przejścia atomu elementarnego ze stanu początkowego  $i$  do stanu końcowego  $f$  w wyniku oddziaływania z potencjałem  $U(\mathbf{r})$ , w przybliżeniu Borna wygląda następująco [26]:

$$M_{if} = -ie2\pi\delta(E_i - E_f) \int d^3r_1 d^3r_2 \varphi_f^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2)[U(\mathbf{r}_1) - U(\mathbf{r}_2)]\varphi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2), \quad (12)$$

gdzie  $\mathbf{r}_1$  i  $\mathbf{r}_2$  są wektorami położeń składników atomu elementarnego, zaś  $\varphi_i$  i  $\varphi_f$  dwucząstkowymi funkcjami falowymi atomu w stanie początkowym i końcowym o energii odpowiednio  $E_i$  i  $E_f$ . Dwa składniki amplitudy (12) odpowiadają oddziaływaniu dodatniej i ujemnej cząstki atomu. Wprowadzając współrzędne środka masy atomu i względnego położenia składników atomu oraz stosując falę płaską do opisu ruchu środka masy, otrzymujemy po prostych przekształceniach następujące wyrażenie [26]:

$$M_{if} = -ie2\pi\delta(E_i - E_f) \tilde{U}(\mathbf{q}) \{F_{if}(\eta\mathbf{q}) - F_{if}(\xi\mathbf{q})\}, \quad (13)$$

gdzie  $\mathbf{q}$  jest przekazem pędu do atomu, tzn. różnicą pędu końcowego i początkowego atomu,  $\tilde{U}(\mathbf{q})$  jest transformatą Fouriera potencjału  $U(\mathbf{r})$ , a  $F_{if}(\mathbf{q})$  jest atomowym czynnikiem kształtu zdefiniowanym wzorem

$$F_{if}(\mathbf{q}) = \int d^3r e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \varphi_f^*(\mathbf{r})\varphi_i(\mathbf{r}); \quad (14)$$

parametry  $\xi$  i  $\eta$  są równe odpowiednio  $m_1/M$  i  $-m_2/M$ , gdzie  $m_1$  i  $m_2$  są masami składników atomów, natomiast  $M$  jest masą atomu. Ponieważ niedobór masy składników jest w atomie niewielki przyjmujemy, że  $m_1 + m_2 = M$ , więc  $\xi - \eta = 1$ .

Z amplitudy (13) otrzymujemy różniczkowy przekrój czynny na oddziaływanie atomu elementarnego, na skutek którego następuje przejście ze stanu określonego liczbami kwantowymi  $(n, l, m)$  do stanu  $(n', l', m')$  [26]

$$d\sigma_{nlm}^{n'l'm'} = \frac{e^2}{2\pi v^2} |\tilde{U}(\mathbf{q})|^2 |F_{nlm}^{n'l'm'}(\eta\mathbf{q}) - F_{nlm}^{n'l'm'}(\xi\mathbf{q})|^2 q dq, \quad (15)$$

gdzie  $v$  jest prędkością atomu elementarnego w układzie spoczynkowym tarczy, a  $q \equiv |\mathbf{q}|$ .

Aby przekrój czynny (14) stał się przekrojem fizycznym należy wykonać uśrednienie po liczbie kwantowej  $m$  oraz sumowanie po  $m'$ . Wówczas otrzymany przekrój będzie niezależny od wyboru osi kwantowania orbitalnego momentu pędu. Jeśli jednak wybrać oś kwantowania zgodnie z wektorem przekazu pędu  $\mathbf{q}$ , to wspomniana procedura uśredniania i sumowania jest trywialna, gdyż  $d\sigma_{nlm}^{n'l'm'} = 0$  dla  $m \neq m'$ , co wynika z analogicznej własności czynnika kształtu  $F_{nlm}^{n'l'm'}(\mathbf{q})$ .

Ponieważ funkcje falowe atomu są niezerowe tylko dla odległości nie przekraczających istotnie promienia Bohra, więc czynnik kształtu i w konsekwencji przekrój czynny znikają dla przekazów pędu dużo większych od odwrotności promienia Bohra.

Jeśli atom elementarny tworzą cząstka i antycząstka ( $\xi = -\eta = 1/2$ ), to, jak łatwo sprawdzić,  $d\sigma_{nlm}^{n'l'm'} = 0$  dla  $(-1)^{l-l'} = 1$ . Ta reguła wyboru, która wynikła tutaj z własności symetrii kulombowskich funkcji falowych przy inwersji przestrzennej, ma w rzeczywistości głębszą przyczynę [26]. Jak już wspominałem, układ cząstki i antycząstki jest stanem własnym operatora sprzężenia ładunkowego z wartością własną  $(-1)^{l+l'}$ . Ponieważ oddziaływanie w przybliżeniu Borna odpowiada wymianie jednego fotonu, zachowanie parzystości

ładunkowej w oddziaływaniach elektromagnetycznych wymaga by w wyniku oddziaływania parzystość ładunkowa atomu zbudowanego z cząstki i antycząstki ulegała zmianie. W szczególności, dochodzimy do nieco zaskakującego wniosku, że takie atomy elementarne jak pozytonium czy pionium nie oddziałują (w przybliżeniu Borna) elastycznie. Jeśli przyjąć, że spin składników atomu nie ulega zmianie przy oddziaływaniu, bądź jak w nierelatywistycznym podejściu całkowicie zaniedbywać rolę spinu, wówczas otrzymujemy prostą regułę wyboru wspomnianą powyżej.

Jak wiadomo [29],

$$\sum_f |F_{if}(\mathbf{q})|^2 = 1,$$

gdzie sumowanie wykonujemy po zbiorze pełnym stanów końcowych. W analogiczny sposób można wykazać [26], że

$$\sum_f |F_{if}(\xi\mathbf{q}) - F_{if}(\eta\mathbf{q})|^2 = 2 - 2F_{ii}(\mathbf{q}),$$

dzięki czemu możemy otrzymać ze wzoru (15) całkowity przekrój czynny, tzn. przekrój czynny wysumowany po zbiorze pełnym stanów końcowych,

$$\sigma_{nlm} = \frac{e^2}{\pi^2 v} \int_0^\infty dq q |\tilde{U}(q)|^2 (1 - F_{nlm}^{nlm}(q)). \quad (16)$$

Wartości przekrojów czynnych dla kilku elementarnych atomów można znaleźć w pracy [26].

Przekroje czynne (15) i (16) zostały otrzymane w przybliżeniu nierelatywistycznym. W celu relatywistycznego uogólnienia tych wzorów należy zmienić kinematykę, włączyć efekty związane z istnieniem spinu oraz użyć wyrażenia opisującego oddziaływanie cztero-prądu z czteropotencjałem tzn.  $j_\mu A^\mu = j^0 A^0 - \mathbf{j} \cdot \mathbf{A}$ . Przy obliczaniu przekrojów (15), (16) uwzględniono tylko oddziaływanie  $j^0 A^0$  identyfikując  $A^0$  z  $U$ . Szczegółową analizę oddziaływania relatywistycznych atomów elementarnych oraz wartości odpowiednich przekrojów czynnych można znaleźć w pracach [28, 30]. Tutaj ograniczę się do stwierdzenia, że wzory (15, 16) są w przybliżeniu poprawne w całym zakresie prędkości atomów, gdyż efekty relatywistyczne wnoszą poprawki rzędu  $\alpha^4$ .

## 5.2. Oddziaływanie z ośrodkiem

Zdawałoby się, iż znajomość całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie atomu elementarnego z pojedynczym atomem wystarcza do określenia prawdopodobieństwa  $P(l)$ , że atom po przebyciu tarczy o grubości  $l$  pozostanie w stanie podstawowym. Jeśli charakterystyczny czas ( $\tau$ ) ruchu wewnętrznego atomu elementarnego jest dużo mniejszy niż interwał czasu ( $t$ ) pomiędzy następującymi po sobie zderzeniami, to po każdym zderzeniu stan atomu elementarnego ustala się i po prostych rozważaniach dochodzimy do znanego wzoru

$$P(l) = \exp(-\rho\sigma l), \quad (17)$$

gdzie  $\rho$  jest gęstością atomów w tarczy, a  $\sigma$  całkowitym przekrojem czynnym.

Jak wspomniałem, stosowalność formuły (17) wymaga, aby  $t \gg \tau$ . Sprawdźmy czy ten warunek zachodzi dla pozytoniów poruszających się z czynnikiem Lorentza  $\gamma$  dużo większym od jedności. Wówczas czas  $\tau$ , który jest w przybliżeniu równy odwrotności energii wiązania pozytonium, w układzie spoczynkowym tarczy jest rzędu  $4\gamma/(m\alpha^2) \cong \gamma \cdot 3 \cdot 10^{-6}$  cm (W naturalnym układzie jednostek czas i długość mierzymy w tych samych jednostkach.) Ponieważ odległości między atomami w ciałach stałych są rzędu  $10^{-8}$  cm, zamiast  $t \gg \tau$  mamy  $\tau \gg t$ , co pokazuje zupełną niestosowalność wzoru (17).

Zauważmy, że dostatecznie szybkie pozytonium ( $\gamma \gg 1$ ) może w ciągu czasu  $\tau$  przelecieć przez próbkę grubości rzędu  $10^{-2}$  cm, i jak zauważył Nemenov [31], prawdopodobieństwo nieoddziaływania winno być wówczas dużo większe niż to wynika ze wzoru (17).

Prześledźmy ten problem wzorując się na pracy [32]. W stanie początkowym pozytonium z pędem  $P$  opisuje funkcja falowa

$$\psi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = e^{iPR} \varphi(\mathbf{r}),$$

gdzie  $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ ,  $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)/2$ , a  $\varphi$  jest funkcją falową stanu podstawowego. W rezultacie niezależnego oddziaływania z tarczą elektron otrzymał pęd  $\mathbf{q}_1$ , pozyton zaś  $\mathbf{q}_2$ . Ponieważ oddziaływanie nastąpiło tak szybko, że wzajemne położenie nie uległo zmianie podczas przelotu przez tarczę, więc funkcja falowa pozytonium po przebyciu tarczy równa jest

$$\psi_f(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = e^{i(\mathbf{q}_1\mathbf{r}_1 + \mathbf{q}_2\mathbf{r}_2)} \psi_i(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2).$$

Znając funkcję falową stanu końcowego znajdujemy prawdopodobieństwo, że przy ustalonych wartościach przekazu pędu  $\mathbf{q}_1$  i  $\mathbf{q}_2$ , pozytonium pozostanie w stanie podstawowym

$$P(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2) = \int \frac{d^3p'}{(2\pi)^3} \left| \int d^3r_1 d^3r_2 \psi_f^*(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \psi_0(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \right|^2 \quad (18)$$

gdzie  $\psi_0$  jest funkcją falową pozytonium będącego w stanie podstawowym i mającego dowolny pęd  $p'$ .

Teraz  $P(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2)$  należy uśrednić po przekazach pędu. Załóżmy, że elektron i pozyton doświadczają wielu zderzeń, co znaczy, że tarcza jest dostatecznie gruba. Wówczas przekazywanie pędu elektronowi ma charakter procesu błędzenia przypadkowego i rozkład przekazu pędu jest gaussowski, tzn.

$$W(\mathbf{q}) = \frac{1}{\pi \langle q^2 \rangle} \exp\left(-\frac{q^2}{\langle q^2 \rangle}\right), \quad (19)$$

gdzie  $\langle q^2 \rangle$  jest średnim kwadratem przekazu pędu, który w  $k$  zderzeniach jest proporcjonalny do średniego kwadratu przekazu pędu w jednym zderzeniu razy  $k$ , tzn.  $\langle q_k^2 \rangle = \langle q_1^2 \rangle k$ , gdzie  $\langle q_1^2 \rangle$  jest rzędu  $a^{-2}$ . We wzorze (19) uwzględniono, że przekaz pędu do szybkiego elektronu (czy pozytonu) jest z dużą dokładnością prostopadły do jego trajektorii. Wynika to z zachowania energii i pędu oraz małości przekazu pędu w porównaniu z pędem początkowym elektronu. Tak więc rozkład (19) jest dwuwymiarowy. Ponieważ średni kwadrat przekazu pędu zależy od liczby zderzeń, a ta jest proporcjonalna do grubości tarczy, prawdopodobieństwo (18) uśrednione z rozkładami (19) zależy od grubości tarczy. Jeśli założymy, że liczba zderzeń  $k$  jest tak duża, aby  $\langle q_k^2 \rangle \gg a^{-2}$  (tarcza dosta-

tecznie gruba), dochodzimy do wniosku, że  $P(I)$  jest proporcjonalne do  $\langle q^2 \rangle^{-1}$ , czyli  $P(I)$  zanika przy dużych  $I$  jak  $I^{-1}$ , nie zaś wykładniczo, jak głosi wzór (17). Szczegółowa analiza opisanego problemu, który można określić jako koherentne oddziaływanie relatywistycznego pozytonium z ośrodkiem, znajduje się w pracach [32, 33].

Fizyczną przyczynę powolnego znikania prawdopodobieństwa  $P(I)$  łatwo zrozumieć. Ponieważ stan pozytonium pomiędzy zderzeniami nie ma czasu ustalić się, więc efekt następujących po sobie zderzeń może się niwelować. Ta obserwacja sugeruje ideę doświadczenia, w którym można by wykryć odchylenie od rozkładu (17) nie mierząc prawdopodobieństwa  $P(I)$  dla wielu grubości tarczy. Jeśli założenia prowadzące do wzoru (17) są spełnione, to prawdopodobieństwo pozostania w stanie podstawowym przy przejściu przez dwie tarcze nie zależy od odległości między tarczami, lecz tylko od łącznej grubości obu tarcz. W przypadku oddziaływania koherentnego natomiast, prawdopodobieństwo przejścia bez wzbudzenia przez dwie tarcze, które są rozsunięte na makroskopową odległość, jest mniejsze niż owo prawdopodobieństwo przy przejściu przez jedną tarczę o grubości równej sumie grubości obu tarcz. Eksperyment badający oddziaływanie relatywistycznych pozytoniów z ośrodkiem jest obecnie prowadzony [24].

## 6. Zakończenie

Problematyka przedstawiona w artykule nie stanowi całości fizyki relatywistycznych atomów elementarnych. Wybór omawianych zagadnień był głównie podyktowany możliwościami doświadczalnymi, tzn. starałem się omówić te rezultaty teoretyczne, których weryfikacja eksperymentalna wydaje się możliwa w niedalekiej przyszłości. Gust autora i jego zaangażowanie w badanie konkretnych problemów wpływają zwykle na dobór materiału do popularyzatorskiego artykułu. Tak oczywiście stało się i tutaj. Mam jednak nadzieję, że nie spowodowało to istotnego zniekształcenia obrazu fizyki relatywistycznych atomów elementarnych, która nie doczekała się jeszcze artykułu przeglądowego.

## Literatura

- [1] L. I. Ponomarev, *Atomkernenerg. Kerntech.* **43**, 175 (1983).
- [2] V. V. Balashov, G. Ya. Korenman, R. A. Eramzhyan, *Pogloshchenie Mezonov Atomnymi Yadrami*, Atomizdat, Moskva 1978.
- [3] A. Dupasquier, A. Zecca, *Riv. Nuovo Cimento* **8** (1985).
- [4] R. Coombes i in., *Phys. Rev. Lett.* **37**, 249 (1976).
- [5] G. D. Alekseev i in., *Yad. Fiz.* **40**, 139 (1984).
- [6] G. V. Efimov, M. A. Ivanov, V. E. Lubickii, *Yad. Fiz.* **44**, 460 (1986).
- [7] A. A. Belkov, V. N. Pervushin, F. G. Tkebuchava, *Yad. Fiz.* **44**, 466 (1986).
- [8] I. Ya. Pomeranchuk, *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **60**, 218 (1947).
- [9] W. B. Bierestecki, E. M. Lifszyc, L. P. Pitajewski, *Relatywistyczna Teoria Kwantów, część I*, PWN, Warszawa 1972.
- [10] Ya. B. Zeldovich, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **36**, 646 (1959).
- [11] S. M. Bilenkii, Nguyen Van Hieu, L. L. Nemenov, G. F. Tkebuchava, *Yad. Fiz.* **10**, 812 (1969).
- [12] J. L. Uretsky, T. R. Palfrey, *Phys. Rev.* **121**, 1798 (1961).

- [13] L. L. Nemenov, *Yad. Fiz.* **16**, 125 (1972).
- [14] H. Pilkuhn, S. Wycech, *Phys. Lett.* **B76**, 29 (1978).
- [15] S. H. Aronsen i in., *Phys. Rev.* **D33**, 3180 (1986).
- [16] L. L. Nemenov, *Yad. Fiz.* **15**, 1047 (1972).
- [17] L. L. Nemenov, *Yad. Fiz.* **31**, 221 (1980).
- [18] G. V. Meledin, V. G. Serbo, A. K. Slivkov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **13**, 98 (1971).
- [19] H. A. Olsen, *Phys. Rev.* **D33**, 2033 (1986); V. L. Lyuboshitz, *Yad. Fiz.* **45**, 1099 (1987).
- [20] A. A. Ahundov, D. Yu. Bardin, L. L. Nemenov, *Yad. Fiz.* **27**, 1542 (1978); E. Holvik, H. A. Olsen, *Phys. Rev.* **D35**, 2124 (1987).
- [21] D. H. Brick i in., *Nucl. Phys.* **B201**, 189 (1982).
- [22] L. L. Nemenov, *Yad. Fiz.* **980** (1985).
- [23] St. Mrówczyński, *J. Phys.* **G13**, 1089 (1987).
- [24] L. L. Nemenov, informacja prywatna.
- [25] J. Stepaniak, S. Wycech, nie opublikowany projekt eksperymentu.
- [26] St. Mrówczyński, *Phys. Rev.* **A33**, 1549 (1986).
- [27] A. S. Pak, A. V. Tarasov, JINR preprint E2-85-882, Dubna 1985; JINR preprint P2-85-903, Dubna 1985.
- [28] L. S. Dulian, Ar. Kotzinian, *Yad. Fiz.* **37**, 137 (1983); St. Mrówczyński, *Phys. Rev.* **D36**, 1520 (1987).
- [29] L. D. Landau, E. M. Lifshitz, *Mechanika kwantowa*, PWN, Warszawa 1978.
- [30] K. G. Denisenko, St. Mrówczyński, *Phys. Rev.* **D36**, 1529 (1987).
- [31] L. L. Nemenov, *Yad. Fiz.* **34**, 1306 (1981).
- [32] V. L. Lyuboshitz, M. I. Podgoretsky, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **81**, 1556 (1981).
- [33] A. S. Pak, A. V. Tarasov, *Yad. Fiz.* **45**, 145 (1987).

## RÓŻNE

Alfred Kastler

### Masery i lasery \*

#### Masers and Lasers

Krótko przed śmiercią, w styczniu 1984 r., profesor Alfred Kastler, który w 1966 r. otrzymał Nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki za prace o pompowaniu optycznym, napisał obszerną recenzję książki Maria Bertolottiego *Masery i lasery* (Adam Hilger, Bristol 1983). Skrócona wersja tej recenzji ukazała się w *Nature* 316, 307 (1985). Poniższy tekst jest pełną wersją recenzji<sup>1</sup>.

Książka dra Bertolottiego jest fascynującą opowieścią o historii i prehistorii rozwoju maserów i laserów. Prawdopodobnie większość czytelników będzie zadowolona z krótkich opowiadań o życiu fizyków uczestniczących w opisywanych wydarzeniach. Książka mówi nam więc nie tylko o fizyce, co czyni ją doprawdy bardzo interesującą. Ponadto, dzięki pominięciu zawiłych wywodów matematycznych, łatwo się ją czyta. Oczywiście nie jest ona przeznaczona dla osób niewtajemniczonych, nie zajmujących się nauką, lecz dla naukowców, którzy nie znają tego tematu i mają ochotę go poznać.

Książka zaczyna się od słynnych publikacji Einsteina [1] z lat 1916-17, w których różni on spontaniczną i wymuszoną emisję światła przez atomy, a kończy się doniesieniem o współczesnym osiągnięciu, jakim jest laser na swobodnych elektronach. Ostatni rozdział jest poświęcony statystycznym własnościom światła, które zdecydowanie różnią się dla niespójnych i spójnych fal elektromagnetycznych. Aby zrozumieć ten rozdział potrzebna jest pewna biegłość w matematyce.

Przypuszczam, że interesujące byłoby podanie przeglądu zastosowań laserów i maserów, które stały się cudownym narzędziem nie tylko w fizyce, lecz także w metrologii, astronomii,

---

\* Recenzja A. Kastlera „Masers and Lasers” ukazała się w *European Journal of Physics* 7, 69 (1986). Tłumaczenie publikujemy za zgodą Wydawcy [Translated with permission. Copyright © 1986 by The Institute of Physics and the European Physical Society].

Ze względu na jej charakter — jest to raczej esej historyczny znacznie przekraczający ramy konwencjonalnej recenzji — drukujemy ją w dziale RÓŻNE. W tym samym zeszycie *Postępów Fizyki* Czytelnicy znajdą na str. 77 recenzję polskiego wydania książki Bertolottiego, napisaną przez doc. Aleksandrę Kopystyńską (przyp. Red.).

<sup>1</sup> W nawiasach są podane strony wydania polskiego książki M. Bertolottiego *Masery i lasery*, WNT, Warszawa 1987 (przyp. tłum.).



medycynie i przemyśle (na przykład odtwarzanie światłem laserowym płyty kompaktowej). Autor odwołuje się do tych zastosowań zaledwie w kilku słowach i na stronie 11 (13) stwierdza, że „najciekawsze zastosowania przyniesie przyszłość”. Na stronie 5 (19) jest wzmianka o osiągnięciu, jakim jest użycie laserów do odkrytej przez Gabora holografii. Możemy mieć tylko nadzieję, że obecny rozwój laserów wielkiej mocy nie przyczyni się do wybuchu wojny w kosmosie!

Wobec częstego powoływania się na kilka pozycji literatury zdefiniuję następujące skróty: B, książka Bertolottiego; E, artykuły Einsteina; VV to oznaczenie książki Van Vlecka *Electric and Magnetic Susceptibilities* (pierwsze wydanie w 1932 r.; cytowane strony odnoszą się do wydania z 1948 r.); oraz S22, książka Arnolda Sommerfelda (trzecie wydanie z 1922 r., choć następnie kolejno publikowano wiele poprawionych wersji).

Byłoby lepiej, gdyby autor zgrupował wszystkie przypisy i literaturę na końcu książki, klasyfikując je rozdział po rozdziale. Zamiast tego czytelnik traci czas na szukanie stron kończących dany rozdział, gdzie są one umieszczone.

Muszę skrytykować, i to nie samą książkę Bertolottiego, lecz ogólnie fizyków, którzy niejednoznacznie używają pewnych terminów. Dwa przykłady to słowa „spin” i „(bezwzględna) temperatura ujemna”. Pojęcie spinu elektronu jako własnego wewnętrznego momentu pędu związanego z momentem magnetycznym pojedynczej cząstki (przedstawianego jako obrót wokół osi spinowej), zostało wprowadzone do fizyki w 1925 r. przez młodych fizyków holenderskich Uhlenbecka i Goudsmita [2]. Było ono użyte w wyrażeniach „spin elektronu” i „spin protonu”. Tym niemniej znaczenie słowa „spin” często poszerza się tak, że oznacza ono moment pędu całego jądra („spin jądra” związany z wektorem  $L$ ) lub całego atomu („spin atomu” związany z wektorem  $j$ ). Oczywiście w tych przypadkach orbitalny moment pędu jest włączony do całkowitego momentu pędu. Ten drugi przykład uwidacznia się w sposób szczególny w przypadku sieci krystalicznej ciała stałego w terminie „temperatura spinowa”, której nie należy mylić z „temperaturą sieci” i która może być zupełnie inna. „Temperatura spinowa” jest także używana do zdefiniowania temperatury Boltzmanna, która odnosi się do stanów energetycznych atomu, a nie do stopni swobody ruchu postępowego i obrotowego atomów. Ja użyłem tego terminu w takim właśnie sensie w artykule [3] z 1950 r., w którym wprowadziłem wymyślone przez siebie określenie „pompowanie optyczne”. W takim samym znaczeniu używa go Bertolotti. W przypadku atomów słowo „temperatura”, dodatnia czy ujemna, powinno być stosowane tylko wtedy, gdy jej definicja, wyrażona związkami Boltzmanna

$$N_j/N_i = \exp[(-E_j - E_i)/kT],$$

odpowiada rozkładowi obsadzeń wszystkich stanów energetycznych rozważanego atomu ( $T$  jest dodatnie, jeżeli  $N_i > N_j$ , to znaczy kiedy większość atomów jest w stanie podstawowym, a ujemne w przypadku odwrócenia obsadzeń). Niestety, czasami „temperatura” jest niewłaściwie używana do nazwania inwersji obsadzeń tylko dwóch poziomów, między którymi występuje przejście maserowe lub laserowe. W takim przypadku należy unikać słowa „temperatura”. Mamy tu bowiem do czynienia nie z temperaturą dodatnią czy ujemną w stanie równowagi, lecz ze „stanem nierównowagi”.

## Geneza nazw

Wracając do Bertolottiego omówimy teraz pochodzenie słów „maser” i „laser”, słów nieznanych przed 1950 r. Myślę, że ich definicje powinny być się znaleźć w książce na początku wprowadzenia. Jak dowiadujemy się od Bertolottiego, słowo „maser” zostało wymyślone przez Townesa w 1951 r. jako akronim nazwy „microwave amplification by stimulated emission of radiation” [wzmocnienie mikrofal wskutek wymuszonej emisji promieniowania]. Słowo „laser” powstało w ten sam sposób z nazwy „light amplification by stimulated emission of radiation” [wzmocnienie światła wskutek wymuszonej emisji promieniowania]. W słynnym artykule, opublikowanym w *Physical Review* w 1958 r. [4] Schawlow i Townes użyli terminu „optyczny maser”, co dosłownie znaczy „optyczne wzmocnienie mikrofal...” i jest bezsensownym zestawieniem słów. Mimo że te nowe urządzenia są szeroko stosowane do wzmocnienia promieniowania zarówno w obszarze mikrofal (w celu wzmocnienia słabych sygnałów, szczególnie w telekomunikacji w przestrzeni kosmicznej i w radioastronomii), jak i w obszarze optycznym (w celu zwiększenia energii promieniowania laserów wielkiej mocy), ich największą zaletą są „samopodtrzymujące się drgania”, tak że powinniśmy nazywać je moser (microwave oscillation...) i loser (light oscillation...).

Opisując prehistorię tego tematu B rozpoczyna swoją książkę od artykułów E, w których ten ostatni wprowadził rozróżnienie między emisją spontaniczną i wymuszoną, wykazując, że w obu przypadkach nie zachodzi emisja fal kulistych (jak to wynikałoby z teorii Maxwella), lecz emisja promieniowania precyzyjnie ukierunkowanego w przestrzeni. (S22 mówi o „Nadelstrahlung” w przeciwieństwie do „Kugelstrahlung”). Emisja spontaniczna ma ten sam kierunek co promieniowanie wymuszające, a ponadto zwiększa jego natężenie (ujemna absorpcja). Na stronie 2 (16) B zauważa, że ta emisja jest „emisją wymuszoną zgodną w fazie z polem wymuszającym”, ale taka zależność fazowa prowadziłyby do sumowania amplitud wbrew zasadzie zachowania energii. Tymczasem, aby zsumować energie, które są proporcjonalne do kwadratów amplitud, atomowe emitery muszą wysyłać drgania wyprzedzające o ćwierć okresu drgania pola wymuszającego, co zostało doświadczalnie potwierdzone przez Meslina [5] (strony 60, 61, 95, 96 i 175). Niestety, E nie wspomniał o spójności emisji wymuszonej, co być może opóźniło wynalezienie laserów. (R. H. Dicke [6] wykazał, że poniżej progu akcji laserowej między atomami występuje oddziaływanie kolektywne, które prowadzi do spójnej emisji promieniowania i taki stan zespołu atomów nazwał „stanem nadpromienistym”.)<sup>2</sup>

W artykule z 1917 r. Einstein definiuje współczynniki  $A_{NM}$ ,  $B_{MN}$  i  $B_{NM}$  i stwierdza, że proces zaniku wzbudzonego stanu atomu z czasem życia  $\tau$  jest analogiczny do procesu rozpadu jądra promieniotwórczego. Używa określenia „Statistisches Gesetz” (prawo statystyczne) czy nawet „Gesetz des Zufalls” (prawo przypadku), więc zdumiewającym jest fakt, że on — jeden z czołowych krzewicieli zasad prawdopodobieństwa w fizyce — 10 lat później odrzucił ogłoszoną przez Maxa Borna statystyczną interpretację występującej w mechanice kwantowej funkcji falowej. Po czym w liście do Maxa Borna [7] napisał „Ich bin überzeugt dass der Alte nicht wurfelt” (Jestem przekonany, że Stary (Bóg) nie gra w kości).

<sup>2</sup> Patrz A. Kopyścińska, *Postępy Fizyki* 37, 573 (1986) (przyp. tłum.).

Na stronie 10 (23) B zauważa, że w artykule z 1917 r. Einstein zajmuje się bilansem wymiany pędów między atomami i światłem. Tymczasem Einstein to zagadnienie szczegółowo omówił w artykułach z 1909 r., krótko tylko wspomnianych przez Bertolottiego na stronie 191 (201). W 1909 r. E opublikował dwa ważne artykuły [8], z których jeden był odtworzeniem wykładu wygłoszonego w Salzburgu na spotkaniu fizyków z kręgu języka niemieckiego, po którym nastąpiła dyskusja z Planckiem, Starkiem i Rubensem<sup>3</sup>. W pierwszym z wymienionych artykułów Einstein wykazuje, że to co Planck nazwał „complexion” jest czymś zupełnie innym od boltzmannowskiego „complexion”<sup>4</sup> i krytykuje niejednoznaczność wynikłą z tego pomieszania pojęć [9]. Następnie, wychodząc z prawa promieniowania Plancka, E oblicza fluktuacje ciśnienia, jakie wywiera promieniowanie ciała doskonale czarnego na zwierciadło zawieszona w rezonatorze. Z jego obliczeń wynika, że średnia kwadratowa fluktuacja jest sumą dwóch wyrazów, z których jeden jest liniową, a drugi kwadratową funkcją koncentracji kwantów światła. Ze zwyczajnej analizy wymiarowej znajduje, że drugi wyraz jest interferencją nakładających się niespójnych fal świetlnych. Szczegółowe obliczenia wykonane przez H. A. Lorentza [10] potwierdziły tę interpretację. (Ten wyraz można otrzymać z klasycznego prawa Rayleigha-Jeansa dla niskich częstości). Pierwszy wyraz odpowiada występującym w jednostkowej objętości fluktuacjom kwantów światła, traktowanych jako niezależne cząstki. (Można go otrzymać z prawa Wiena dla wysokich częstości).

W wykładzie wygłoszonym w Salzburgu, po krótkim przeglądzie teorii względności, Einstein zajmuje się naturą światła i twierdzi, że emisja światła jest procesem ukierunkowanym w przestrzeni, który prowadzi do wymiany pędu między światłem i atomem. Proponuje on swoim kolegom następującą „roboczą hipotezę”: światło składa się z cząstek (dzisiaj nazywamy je fotonami), które należy traktować jako lokalne „osobliwości” i w których jest zgromadzona energia pola elektromagnetycznego. Te oddziałujące ze sobą cząstki są „pilotowane” przez falę elektromagnetyczną. Zatem w jego przekonaniu własności falowe, a szczególnie interferencja i dyfrakcja, są *zjawiskami kolektywnymi*. W taki oto sposób hipoteza Einsteina zainspirowała Louis de Broglie’a do rozwinięcia teorii dualizmu [11]. De Broglie przyznaje się do wpływu, jaki wywarł na niego Einstein.

W czasie dyskusji Stark zauważył, że gdyby taka kolektywna własność światła była prawdziwa, to dla bardzo małych natężeń efekty interferencyjne powinny być inne. Tymczasem wiemy, że efekty interferencyjne pozostają takie same nawet w skrajnym przypadku, gdy jedna z cząstek osiąga ekran zanim następna opuści źródło. Dowiódł tego Faget [12], który dla elektronów przeprowadził doświadczenie Younga z dwiema szczelinami. Musimy więc przyznać, że falowa natura światła (jak również materii) jest indywidualną cechą cząstek.

W XIX wieku Young i Fresnel dowiedli, że światło ma własności falowe. Falowe własności elektronów, zgodnie z przewidywaniem de Broglie’a, który podał długość fali elektronu  $\lambda = h/mv$ , zostały potwierdzone w doświadczeniu wykazującym ugięcie na kryształach (Davisson i Germer, Thomson — 1927 r.), a w 1930 r. Stern i współpracownicy [13] od-

<sup>3</sup> H. Rubens — fizyk niemiecki, który pierwszy doświadczalnie potwierdził poprawność prawa promieniowania Plancka (przyp. tłum.).

<sup>4</sup> Prawdopodobnie chodzi o statystykę Boltzmana, która nie stosuje się do promieniowania. Patrz A. Kastler, *Postępy Fizyki* 38, 107 (1987) (przyp. tłum.).

kryli te same cechy dla protonów, atomów wodoru i helu oraz dla cząsteczek wodoru. Dyfrakcja neutronów na kryształach stała się standardową metodą badawczą. Nieco później została potwierdzona falowa natura atomów neonu [14, 15] i wyznaczono dla nich długość fali de Broglie'a.

W dyskusji Rubens zwrócił uwagę na to, że korpuskularne własności promieni  $X$  i promieni  $\gamma$  można obserwować w ten sam sposób, jak obserwuje się promienie  $\alpha$  i  $\beta$  to jest przez scyntylacje na ekranie fluoryzującym, wywołane uderzeniem cząstek. Nie wiem czy takie doświadczenie przeprowadzono, ale odkrycie zjawiska Comptona świadczy o korpuskularnej naturze promieni  $X$ . W ostatnim zdaniu wykładu Einstein niewątpliwie przewidział ideę „komplementarności” stwierdzając „Die beiden Strukturen (Undulationsstruktur und Quantenstruktur) sind nicht als miteinander unvereinbar anzusehen” (obie postaci, fale i cząstki, nie mogą być traktowane jako sprzeczne ze sobą).

### Absorpcja i emisja

W artykule z 1917 r. Einstein potwierdza, jak już o tym wspominaliśmy, że proces emisji i absorpcji światła przez atomy jest procesem ukierunkowanym w przestrzeni, w którym atom wymienia pęd równy  $h\nu/c$  (jest to wektor!) ze światłem, i wykazuje, że jest to konieczne do utrzymania równowagi termicznej zespołu atomów [1]. Zdefiniowanie trzech takich procesów, jak absorpcja oraz emisja spontaniczna i wymuszona, pozwala mu wprowadzić prawo promieniowania Plancka w sposób prosty i elegancki. Ponadto wykazuje, że posłużenie się zasadami zachowania energii i pędu, z uwzględnieniem wymiany pędu między poruszającymi się atomami i światłem, prowadzi do kwantowego wyprowadzenia relacji opisujących zjawisko Dopplera. Nieco później czymś podobnym zajął się Schrödinger [16]

Bertolotti na stronach 17—24 (31—40) szczegółowo omawia związek między absorpcją (i emisją) światła i anomalną dyspersją. Pokazuje on, że wzór dyspersyjny Kramersa i Heisenberga [17] zawiera „ujemne wyrazy dyspersyjne”, związane z ujemną absorpcją (emisją wymuszoną). Doświadczalnego dowodu istnienia tych wyrazów dyspersyjnych dostarczył R. Ladenburg ze współpracownikami. W pięknym artykule przeglądowym [18] Ladenburg przedstawił syntezę tej pracy. W szczególności warto tu wspomnieć o badaniach anomalnej dyspersji w neonie w obecności wyładowania, prowadzonych przez Ladenburga i Kopfermanna [19], które są szczegółowo opisane przez B na stronach 21—27 (35—40). Odkryli oni, że przy zwiększaniu natężenia prądu ujemne wyrazy dyspersyjne mają coraz większą wagę i że „temperatura” odpowiadająca stosunkowi obsadzeń zaangażowanych poziomów energetycznych osiąga aż 20000 K, a więc wartość znacznie przewyższającą wartość temperatury kinetycznej atomów i elektronów. Gdyby kontynuowali te badania (i użyli w nich także argonu), prawdopodobnie uzyskaliby inwersję obsadzeń. Na stronie 27 (40) B wspomina, że na konferencji w Mègeve [20] dr Schawlow wyraził opinię, że wspomniani fizycy niemieccy „nie kontynuowali badań dyspersji anomalnej, ponieważ tak niezłomnie wierzyli w stan równowagi, że sądzili iż jest niemożliwe odejście od niego tak daleko, aby otrzymać ujemną absorpcję”. (A czy przed doświadczeniem z barometrem Torricellego fizycy nie wierzyli, że „La Nature a horreur du vide” (Natura nie znosi próżni)?).

Przejdziemy teraz do poważnej krytyki Bertolottiego. Na stronie 69 (81) w przypisie 2 przedstawia on krótki zarys rozwoju badań magnetyzmu materii, w którym jest zdumiewające przeoczenie i zaskakujący błąd. Przeoczenie polega na tym, że Bertolotti nie wymienia pracy doktorskiej Piotra Curie z 1895 r. [21] na temat magnetycznych własności materii. W swoich gruntownych badaniach Curie podzielił różne substancje na trzy grupy: diamagnetyki, paramagnetyki i ferromagnetyki. (Później Louis Néel wprowadził antyferromagnetyzm i ferrimagnetyzm.) Curie dokładnie badał zachowanie się substancji paramagnetycznych w funkcji natężenia pola magnetycznego  $H$  i temperatury bezwzględnej  $T$ , a wyniki wyraził w postaci równania znanego jako prawo Curie:  $\eta_m = CH/T$ , gdzie  $\eta_m$  jest podatnością molową, a  $C$  oznacza „stałą Curie”. Taki wynik doświadczenia zainspirował Paula Langevina [22] do rozwinięcia teorii paramagnetyzmu wykorzystującej fakt, że w każdej temperaturze ma miejsce konflikt między siłami, które dążą do ustawienia momentów atomowych  $\eta_j$  wzdłuż kierunku pola i ruchami termicznymi, które powodują rozproszenie i przypadkowe ustawienie tych momentów. Tym konfliktem rządzi związek Boltzmanna

$$N_{\theta_1}/N_{\theta_2} = \exp [(-E_{\theta_1} + E_{\theta_2})/kT],$$

w którym  $N_\theta$  oznacza część atomów o energii  $E_\theta = \eta_j H \cos \theta$  ( $\theta$  jest kątem między polem  $H$  i momentem atomowym  $\eta_j$ ). Od czasu wyprowadzenia prawa Langevina przyjmuje się, że kąt  $\theta$  zmienia się w sposób ciągły między 0 i  $\pi$  (Van Vleck strony 30, 31a, 89, 90). Funkcja Langevina, która jest wielkością bezwymiarową, ma postać  $L(x) = \coth x - x^{-1} \sinh x = \eta_j H/kT$ . Podatność molową opisuje związek  $\eta_m = N_A \eta_j L(x)$ , gdzie  $N_A$  jest liczbą Avogadro. W wysokich temperaturach  $x$  dąży do 0 i wtedy  $L(x)$  zmierza do wartości asymptotycznej,  $L(x) \rightarrow x/3$ . Otrzymujemy zatem

$$\eta_m = N_A \eta_j x/3 = N_A \eta_j^2 H/9kT.$$

Jest to prawo Curie, przy czym stała Curie wynosi  $C = N_A \eta_j^2/3k$ . W tych obliczeniach w pośrednim kroku otrzymuje się wyrażenie (S22, strony 306—7)

$$C = N_A \overline{\eta_j^2 \cos^2 \theta}/k,$$

gdzie  $\overline{\cos^2 \theta}$  jest wartością średnią kwadratową  $\cos^2 \theta$ . Dla ciągłego zbioru wartości kąta  $\theta$  otrzymujemy  $\overline{\cos^2 \theta} = 1/3$ .

Z teorii Langevina wynika, że dla niskich temperatur ( $T \rightarrow 0$ )  $\eta_m$  dąży do wartości nasyconej  $\eta_s$ , którą oczywiście otrzymuje się w przypadku ustawienia wszystkich momentów atomowych wzdłuż kierunku pola i wtedy  $\eta_s = N_A \eta_j$ .

Teraz omówimy błąd popełniony przez Bertolottiego<sup>5</sup>. Mianowicie, przypisuje on rozwinięcie pojęcia „spinu” Pauliemu, który miał to przedstawić w artykule z 1920 r. [23]. Tymczasem ten artykuł dotyczy zupełnie innego zagadnienia, ale do tego wrócimy później. „Spin elektronu” został odkryty w 1925 r. przez Uhlenbecka i Goudsmita [2]; VV pisze o tym na stronie 155 w paragrafie 38. Dlaczego to pojęcie stało się tak ważne dla fizyków

<sup>5</sup> W skróconej wersji tej recenzji, która ukazała się w *Nature*, ten fragment i fragment następnego punktu, zatytułowanego „Spin elektronu” są połączone i opatrzone tytułem „Poglądy Kastlera na udział Pauliego” (przyp. tłum.).

atomowych? Szeroko zakrojone badania struktury subtelnej linii widmowych i związanego z nią anomalnego zjawiska Zeemana wymagały od fizyków wprowadzenia trzeciej liczby kwantowej, poza główną liczbą kwantową  $n$ , która określa energię stanu atomowego i azymutalną liczbą kwantową  $k$ , która opisuje moment pędu w danym stanie, wyrażony w jednostkach  $\hbar$ . Obie te liczby kwantowe są liczbami całkowitymi (dzisiaj wiemy, że  $k$  należy zastąpić przez  $l = k - 1$ ). Trzecia liczba kwantowa jest oznaczana literą  $j$  i, co jest zastanawiające, czasami przyjmuje wartość połówkową. Wektor  $\mathbf{j}$  przedstawia całkowity moment pędu atomu (również w jednostkach  $\hbar$ ).

Znakomity obraz stanu fizyki atomowej w tamtym okresie został przedstawiony przez Sommerfelda w trzecim wydaniu jego znanej książki (S22). Pochodzenie owej trzeciej liczby kwantowej przez długi czas pozostawało tajemnicze. W 1920 r. Sommerfeld [25] mówił o „Zahlenmysterium” (magia liczb — przyp. tłum.).

Landé w artykule z 1921 r., w którym wprowadził czynnik  $g$ , traktuje  $\mathbf{j}$  jako sumę wektorową  $\mathbf{l}$  — wektora charakteryzującego „Leuchtelektron” (elektron odpowiedzialny za emisję światła) i wektora, który możemy oznaczyć przez  $\mathbf{s}$  i któremu odpowiada liczba kwantowa nazwana przez niego „wewnętrzna liczba kwantowa”. Sommerfeld zauważa to wyrażenie i cały paragraf swojej książki (rozdział 6, paragraf 5, s. 439) poświęca dyskusji nad znaczeniem tej „wewnętrznej liczby kwantowej”, którą przypisuje „rdzeniowi” atomu — „Atomrumpf” (s. 497). Dzisiaj wiemy, że  $\mathbf{s}$  przedstawia spin elektronu, że własny moment pędu elektronu ma wartość  $|\mathbf{s}| = 1/2$  i że jest z nim związany dipolowy moment magnetyczny, który jest równy magnetonowi Bohra  $\beta = e\hbar/2m$  ( $e$  oznacza ładunek, a  $m$  masę elektronu). W tym przypadku dla stosunku  $\beta$  do  $s\hbar$  anomalny czynnik Landégo  $g = 2$ , podczas gdy w ruchu orbitalnym (dla  $l$ )  $g = 1$ . Jeżeli czynnik giromagnetyczny  $\gamma$  zdefiniujemy jako stosunek dipolowego momentu magnetycznego do momentu pędu, to dla orbitalnego ruchu elektronu ( $g = 1$ ) mamy  $\gamma = e/2m$ , a dla spinu elektronu ( $g = 2$ ) jest  $\gamma = e/m$ . Wektor spinu elektronu  $\mathbf{s}$  może być zwrócony w dwóch różnych kierunkach, mianowicie może on być równoległy do kierunku przyłożonego pola magnetycznego i wtedy  $s = +1/2$  lub antyrównoległy do niego i wtedy  $s = -1/2$ . W większości atomów (poza atomem wodoru) mamy do czynienia z wieloma elektronami, więc ich momenty orbitalne  $\mathbf{l}_i$  składają się na moment wypadkowy  $\mathbf{L} = \sum \mathbf{l}_i$ . Podobnie jest ze spinami  $\mathbf{S} = \sum \mathbf{s}_i$ . W przypadku tak zwanego „sprzężenia Russella-Saundersa”, które obowiązuje dla lekkich atomów, całkowity moment pędu atomu wynosi  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ . Ogólnie, elektrony z zamkniętych powłok nie dają przyczynku do wartości tych momentów pędu, gdyż ich momenty wypadkowe są równe zeru (wyjątek stanowią atomy pierwiastków ziem rzadkich). Gdy  $\mathbf{J} = 0$ , to stan atomowy jest diamagnetyczny i nie ulega rozszczepieniu w zewnętrznym polu magnetycznym. Gdy  $\mathbf{J} \neq 0$  stan jest paramagnetyczny i wartość rzutu wektora  $\mathbf{J}$  na kierunek pola jest wielkością skwantowaną, opisaną magnetyczną liczbą kwantową  $m$ , która może przyjmować  $2J+1$  wartości od  $+J$  do  $-J$ . Wartości te zawsze różnią się o jeden. Dyskretne wartości kąta  $\theta$ , określonego równaniem  $m = J \cos \theta$ , powodują „kwantyzację przestrzenną”. Gdy  $S = 0$  mamy  $\mathbf{J} = \mathbf{L}$  i cały paramagnetyzm stanu pochodzi od orbitalnego momentu pędu. Czynnik Landégo dany wzorem

$$g = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$$

jest równy jedności, a czynnik giromagnetyczny  $\gamma = e/2m$ . Jeżeli występuje tylko spin ( $S \neq 0, L = 0$ ) czynnik  $g$  jest równy 2 i  $\gamma = e/m$ . W przypadku, gdy  $L = 0$  i  $S = 0$ , oba czynniki mają wartości pośrednie.

### Spin elektronu

W wykładzie wygłoszonym w 1965 r. w Niemczech z okazji otrzymania medalu Plancka Samuel Goudsmit przedstawił swoją wersję odkrycia „spinu elektronu”. Tekst tego wykładu został opublikowany w Niemczech w *Physikalische Blätter* [24]. Na zjeździe w Amsterdamie w 1966 r. byłem na wykładzie Goudsmita na ten sam temat i poprosiłem go o pozwolenie przetłumaczenia tej historii na francuski. Goudsmit przysłał mi swoją oryginalną angielską wersję, którą przetłumaczyłem, opatrzyłem tytułem „La decouverte du spin de l’electron” i wysłałem do publikacji w *Journal de Physique* [25]. Tekst poprzedziłem krótkim wprowadzeniem (Mise au point) zawierającym informacje o wcześniejszych publikacjach na ten temat i dodałem, że Uhlenbeck przedstawił swoją wersję tego odkrycia w wykładzie wygłoszonym w Lejdzie po holendersku i opublikowanym w języku angielskim. Odkrycie spinu elektronu zostało też opisane przez VV (s. 155), który w przypisie zauważa, że H. A. Compton wpadł na pomysł wprowadzenia spinu w 1921 r. [28] i że ponadto Kennard w 1922 r. niezależnie opublikował na ten temat krótki komunikat [29]. Van Vleck pisze, że notatka Kennarda jest często pomijana, mimo że Kennard wyraźnie pisze o spinie w powiązaniu z anomalią giromagnetyczną [30]. Nie zgadzam się z tak pochlebną opinią Van Vlecka o artykule Kennarda, ponieważ ten ostatni wychodzi z założenia, że „elektron Lorentza obraca się powoli ze stałą prędkością” i korzystając z klasycznej teorii elektromagnetycznej wylicza moment magnetyczny indukowany przez obracającą się elektrycznie naładowaną kulę. Następnie znajduje tę samą wartość czynnika giromagnetycznego dla stosunku momentu magnetycznego indukowanego przez ten ruch obrotowy do jego momentu pędu, jak w przypadku elektronu ze spinem ( $\gamma = e/m$ ). Jednakże nie podaje żadnych jednostek, w jakich są wyrażone te momenty i kwant Plancka tu nie występuje. Na tej samej stronie Van Vleck oznajmia, że „pomysł wprowadzenia spinu przede wszystkim pochodzi od Uhlenbecka i Goudsmita, aczkolwiek wcześniej spin był proponowany przez Comptona, Kennarda i innych”. Kim są ci inni? Van Vleck o tym milczy. Odpowiedź możemy znaleźć we wcześniej wspomnianym wykładzie Goudsmita [24], wygłoszonym z okazji uroczystości ku czci Maxa Plancka. Cytuje on ustęp z listu, jaki dostał w marcu 1926 r. z Kopenhagi od swojego przyjaciela i kolegi fizyka L. H. Thomasa. W tym liście Thomas powiada: „wierzę, że ty i Uhlenbeck mieliście szczęście doczekać aby wasz elektron ze spinem został opublikowany i przedyskutowany zanim Pauli dowiedział się o tym. Ponad rok temu Kronig wpadł na pomysł obracającego się elektronu i szeroko go rozwinął. Pauli był pierwszą osobą, której pokazał swój artykuł i właśnie Pauli powiedział, że to założenie jest śmieszne. Stało się więc tak, że pierwsza osoba, która ujrzała artykuł Kroniga, była zarazem ostatnią”. Tę opowieść Thomas kończy stwierdzając: „wszystko wskazuje na to, że Boska nieomylność nie obejmuje tego, który sam obwołał się Jego zastępcą na Ziemi”. Fizycy niemieccy ułożyli taki rym: „Der Kronig hatt’ den Spin entdeckt, Hatt’ Pauli ihn nicht abgeschreckt” (Kronig odkryłby spin, gdyby Pauli go nie zniechęcił).

Jest jeszcze jeden powód, dla którego Goudsmit bardzo krytycznie ustosunkował się do Pauliego. W swoim noblowskim wykładzie wygłoszonym w 1945 r. Pauli [31] podaje wyjaśnienie nadsubtelnej struktury linii widmowych oparte na wprowadzeniu spinu jądra, którego moment magnetyczny oddziałuje z momentem chmury elektronowej; jest to idea, którą opublikował w 1924 r. [32]. Dalej twierdzi, że ta publikacja wpłynęła na wprowadzenie spinu elektronu przez Goudsmita i Uhlenbecka. Goudsmit odpowiedział na to, że Pauli nigdy nie mówił o wewnętrznym momencie jądra, w szczególności w odniesieniu do protonu. W jego odczuciu jądrowy moment pędu, ze swoim małym momentem magnetycznym, jest wywołany wyłącznie przez ruch orbitalny wewnątrz jądra cząstek naładowanych elektrycznie, mianowicie protonów i (jak wówczas sądzono) elektronów. Tak więc odkrycie spinu elektronu jako wewnętrznego momentu pędu nie miało nic wspólnego z Paulim.

Warto przypomnieć, że dawniej, w latach 1820 Ampère sądził, że magnetyzm materii może być spowodowany prądami elektrycznymi płynącymi wewnątrz atomów i cząsteczek. Mówiłem o tym na wykładzie, który wygłaszałem na 18 Kongresie Ampère'a (Nottingham 1974): „Kiedy dowiedział się o doświadczeniu Oersteda, Ampère natychmiast poddał myśl, że magnetyzm jest przejawem występowania prądów elektrycznych płynących w magnesie i nazwał je „prądami molekularnymi”. W jego pojęciu miały one kształt małych zamkniętych obwodów wewnątrz cząsteczek. Ampère wykazał, że takie prądy o natężeniu  $i$  opływające powierzchnię  $S$  są równoważne momentowi magnetycznemu  $\eta = iS$ . (Patrz także VV, s. 6).

W swoich wczesnych latach Pauli był surowym sędzią fizyków swojej generacji, którzy obawiali się jego ostrej krytyki i, jak widzieliśmy, jego wpływ na rozwój fizyki nie zawsze był pozytywny. Poznałem go osobiście na kilka lat przed jego przedwczesną śmiercią, gdy spotkaliśmy się przy okazji Letniej Szkoły Fizyki w Les Houches i w Varennie. W tamtym czasie stał się już przyjacielski i pobłażliwy. Jego zasada wykluczania (zasada Pauliego — przyp. tłum.), na której opiera się statystyka Fermiego-Diraca i wyjaśnienie powłokowej struktury elektronowej w atomie pozostanie wielkim osiągnięciem w fizyce.

Wróćmy teraz do artykułu Pauliego z 1920 r. Nie tylko Bertolotti popełnił błąd, również Van Vleck mylił się mówiąc „wzór Langevina opisujący podatność diamagnetyczną w postaci podanej przez Pauliego”. Nie! W rzeczywistości w tym artykule z 1920 r. jest mowa o *paramagnetyzmie*. Pauli dokonuje w nim pierwszej z trzech niezależnych, ale nie równoczesnych prób wykazania, jak trzeba zmienić klasyczny wzór Langevina, żeby można było uwzględnić przestrzenną kwantyzację momentu atomowego  $\eta_j$ . Oczywiście jest, że wówczas wartość średnia kwadratowa  $\overline{\cos^2\theta}$  będzie różna od  $1/3$ ; będzie ona zależała od  $J$  i Pauli wprowadza wzór

$$\overline{\cos^2\theta} = \frac{1}{3} \frac{(J+1)(2J+1)}{2J^2}.$$

Warto zauważyć, że w owym czasie magnetyzm atomowy był przypisywany wyłącznie ruchowi orbitalnemu ( $g = 1$ ) i że wartość  $m = 0$  nie mogła być brana pod uwagę. Tak więc równanie Pauliego daje  $\overline{\cos^2\theta} = 1$  dla  $J = 1$ ,  $\overline{\cos^2\theta} = 5/8$  dla  $J = 2$  i tak dalej. Kwantyzacja przestrzenna zmienia też związek między stałą Curie i wartością nasyconą  $\eta_s$ . Wyniki Pauliego opisał Sommerfeld (s. 306a, 307).



Ten sam problem, mianowicie wpływ kwantyzacji przestrzennej na paramagnetyzm, badali później niezależnie Peter Debye [33] w 1925 r. i Leon Brillouin [34] w 1927 r. O ich pracach pisze Van Vleck (s. 257a, 258): „Teoria musi wziąć pod uwagę istnienie czynnika  $g$ ”. W przypisie na stronie 257 Van Vleck wyjaśnia dlaczego proponuje, aby funkcję Langevina zastąpić przez „funkcję Brillouina” (która powinna nazywać się funkcją Pauliego-Debye’a-Brillouina). Można ją przedstawić w postaci

$$B_J(x) = \frac{2JH}{2J} \coth \frac{2J+x}{2J} - \frac{1}{2J} \coth \frac{x}{2J},$$

gdzie  $x = Jg\beta H/kT$ . Ponieważ  $\eta_j = Jg\beta$ , możemy skorzystać z podstawienia  $x = \eta_j H/kT$  i przekonać się, że to wyrażenie jest takie samo jak funkcja Langevina  $L(x)$ . Można wykazać, że dla wysokich temperatur  $x$  dąży do 0 i że w tym asymptotycznym przypadku funkcje Langevina i Brillouina stają się identyczne, jedynie związek między stałą Curie i nasyceniem molowym zależy od  $J$ . Rysunek 13 na stronie 258 w książce Van Vlecka pokazuje tę zależność. Początek krzywych odpowiada wysokim temperaturom ( $x = 0$ ) i zakłada się, że porównywane atomy mają tę samą stałą Curie, daną przez początkowe nachylenie krzywych. Krzywe są wykreślone dla przypadku klasycznego ( $J = \infty$ ) i dla  $J = 1/2$ ,  $J = 1$  i  $J = 7/2$ . Pozioma asymptota każdej krzywej daje odpowiednie wartości nasycenia podatności  $\eta_s$ . I tak dla  $J = 1/2$  jest to ułamek  $3^{-1/2} = 0,577$  wartości klasycznej, dla której  $J = \infty$ .

### Początki działania lasera

Przejdziemy teraz do omówienia warunków działania masera i lasera. Na początku IV rozdziału na stronie 73 (85) Bertolotti mówi o tym, że zasada działania lasera została niezależnie opracowana w trzech miejscach: w Nowym Jorku w Uniwersytecie Columbia przez Townesa, w Moskwie w Instytucie im. Lebediewa przez Basowa i Prochorowa i w Uniwersytecie stanu Maryland (lecz nie wymienia przez kogo). Poczynając od strony 74 (86) czytelnik może domyślać się, że był to Joseph Weber, który na konferencji w Ottawie w 1952 r. jako pierwszy publicznie mówił o zasadzie działania masera. Tekst jego wykładu został opublikowany [35] w 1954 r. Bertolotti cytuje następujący fragment z artykułu Webera: „Otrzymalibyśmy wzmocnienie, gdyby dało się w jakiś sposób zrobić, by liczba oscylatorów w górnych stanach była większa od ich liczby w dolnych stanach. Doświadczenie Purcella z ujemną temperaturą wskazuje na sposób dokonania tego.” J. Weber opublikował też ciekawy artykuł przeglądowy w *Rev. Mod. Phys.* o rozwoju fizyki maserów [36].

Pierwsze podsumowanie wyników doświadczalnych Townesa i współpracowników, dotyczące masera  $\text{NH}_3$ , zostało opublikowane [37] w 1955 r. Na stronie 85 (97) Bertolotti zauważa, że Basow i Prochorow „jeszcze w maju 1952 r. na Wszechzwiązkowej Konferencji Radiospektroskopii wskazali teoretyczną możliwość działania urządzenia wytwarzającego mikrofałe na zasadzie emisji wymuszonej, ale pierwszy napisany przez nich artykuł został opublikowany dopiero w październiku 1954 r.” [38].

We wprowadzeniu do swojej książki, na stronie 3 (17) Bertolotti pisze, że w celu otrzy-

mania spójnego promieniowania elektromagnetycznego muszą być spełnione trzy warunki:

- (1) uzyskanie emisji wymuszonej (silniejszej od absorpcji w ośrodku),
- (2) wytworzenie odpowiedniego odwrócenia obsadzeń,
- (3) zastosowanie dogodnego rezonatora.

W rzeczywistości warunki (1) i (2) są identyczne. Różne sposoby otrzymania odwrócenia obsadzeń w ośrodku omówimy dalej.

Rozważmy warunek (3) — wykonanie odpowiedniego rezonatora. W obszarze mikrofalowym stosuje się po prostu pudełko metalowe o stosownych rozmiarach i kształcie, przy czym najczęściej rezonator ma kształt cylindra, który z jednej strony jest zamknięty ruchomym tłokiem, co pozwala wybrać mod drgań, który jest dopasowany do częstości atomowego lub cząsteczkowego przejścia mikrofalowego. Ponieważ rozmiary rezonatora są w zasadzie porównywalne lub mniejsze od długości fali generowanych drgań, więc łatwo uzyskuje się akcję jednomodową.

W przypadku laserów, dla częstości optycznych odpowiednim rezonatorem jest interferometr Fabry’ego-Perota, jak to zauważyli Schawlow i Townes w swoim podstawowym artykule [4]. Jeżeli już jakiś udział Francji w narodzinach lasera zasługuje na wymienienie to właśnie taki. Interferometr F-P został zbudowany na początku naszego stulecia [39] przez Fabry’ego i Perota, którzy razem pracowali w Uniwersytecie Marsylijskim. Rezonator tego przyrządu ma kształt cylindra i w przypadku klasycznym średnica każdej z dwóch równoległych kołowych ścianek jest większa od odległości między nimi. Gdy ścianki są częściowo przezroczyste, ale o dużym współczynniku odbicia, obserwuje się układ bardzo wąskich kołowych prążków interferencyjnych, wynikających z wielokrotnych odbić, które można opisać funkcją Airy’ego [40]. Na początku stosowano pokrycie cienkimi warstwami srebra, ale srebro silnie pochłania światło i obecnie używa się raczej wielowarstwowych pokryć dielektrycznych. Interferometr F-P znalazł szerokie zastosowanie w badaniu nasubtelnej struktury linii widmowych i to też ma swoją historię. W 1893 r. M. R. Boulouch opublikował artykuł [42], w którym opisał bardzo wąskie prążki, jakie zaobserwował stosując cienkie warstwy srebra. Wspomniał też, że w ten sposób, przy odpowiednio dobranej odległości między płytkami odbijającymi, otrzymał oddzielne pierścienie dla składowych  $D_1$  i  $D_2$  żółtego światła sodowego: „Les anneaux dédoublés apparaissent par une épaisseur convenable de la lame, singulièrement nets” (przy odpowiednio dobranej odległości między płytkami pojawiają się dwa bardzo wyraźne układy pierścieni). Zauważył on również, że kształt linii można opisać za pomocą funkcji Airy’ego. W tym czasie Boulouch był profesorem w Lycée de Bordeaux, gdzie i ja uczyłem w latach 1929—1930 i gdzie go poznałem już jako emeryta. Charles Fabry, zanim podjął pracę w Uniwersytecie Marsylijskim, w latach 1889—1990 uczył w Lycée de Bordeaux i był kolegą Bouloucha, lecz nigdy nie wspominał o jego badaniach. O ile wiem, jedyną osobą, która zacytowała pracę Bouloucha był S. Tolansky [40]. Niestety odnośnik jest błędny (zamiast roku 1893 podano 1906).

Schawlow i Townes wprowadzili rezonator optyczny w kształcie cylindra, którego długość jest znacznie większa od średnicy. Dzięki takiemu kształtowi można wyselekcjonować tylko kilka modów drgań równoległych lub prawie równoległych do osi rezonatora. Gdy długość rezonatora jest dokładnie równa całkowitej wielokrotności połowy długości fali przejścia atomowego, otrzymuje się akcję jednomodową (jest to akcja w modzie pod-

stawowym  $TEM_{00}$ , przy czym w przypadku lasera modów osiowych może być wiele — przyp. tłum.) i wiązka promieniowania opuszczająca rezonator jest bardzo dobrze ukierunkowana.

Omówimy teraz sposoby uzyskania odwrócenia obsadzeń. W przypadku masera amoniakalnego, zbudowanego po raz pierwszy przez Townesa, cząsteczki  $NH_3$  były uformowane w wiązkę i te w wyższym stanie energetycznym były oddzielane od cząsteczek w niższym stanie za pomocą niejednorodnego pola elektrycznego. Technika wiązek atomowych i molekularnych była uprzednio stosowana w sławnych doświadczeniach przeprowadzonych przez Sterna i Gerlacha, Rabiego, Lamba, Kuscha i Ramseya, ale czy ktokolwiek pamięta, że technika wiązki atomowej została wynaleziona w 1919 r. w Paryżu przez Louis Dunojera [43]?

Inną elegancką metodą odwrócenia obsadzeń stanów w zakresie mikrofalowym jest trójpoziomowy maser Bloembergena [44]. W obszarze optycznym w celu uzyskania akcji laserowej stosuje się sześć różnych sposobów wprowadzenia inwersji obsadzeń. Prawdopodobnie wielu fizyków zdziwiłoby się słysząc, że zwyczajne wyładowania elektryczne w gazie może wytworzyć taki stan nierównowagi (ten sposób stosuje się w lasarze argonowym). Inną pomysłową metodę zaproponował Ali Javan [45] w 1959 r. On i jego współpracownicy [46] zastosowali ją w 1960 r. (pierwszy laser gazowy o pracy ciągłej). Polega ona na użyciu mieszaniny dwóch gazów. Wyładowanie elektryczne prowadzi do obsadzenia metatrwałego stanu wzbudzonego atomów jednego ze składników (helu), następnie wskutek „zderzeń drugiego rodzaju” energia wzbudzenia jest przekazana atomom drugiego składnika (neonu). Ta sama metoda jest zastosowana w laserze  $CO_2$  (zaproponowanym jednocześnie przez Legaya i Patela), w którym jest mieszanina  $N_2$  i  $CO_2$ . Obecnie jest to jeden z laserów dużej mocy. Znaczne obsadzenie stanu wzbudzonego można także otrzymać w wyniku bombardowania elektronami lub poprzez reakcję chemiczną, która zachodzi między dwoma gazami zmieszanyymi w rurze laserowej i prowadzi bezpośrednio do wytwarzania atomów lub cząsteczek w stanach wzbudzonych. Wszystkie te metody są przejrzysto opisane w rozdziałach 4, 5 i 6 książki Bertolottiego.

W końcu do wytworzenia inwersji obsadzeń można zastosować pompowanie optyczne. Tej metody użył konstruktor pierwszego lasera — Maiman, w przypadku jonów chromu wprowadzonych do kryształu rubinu [47]. Fotografia Maimana jest zamieszczona na pierwszej stronie książki Bertolottiego. Czuję się zaszczycony tym, że Bertolotti cały paragraf (3.9) poświęcił rozwojowi metod pompowania optycznego.

### Pompowanie optyczne

Przedstawię tu jednak moją własną wersję tej historii. Metody pompowania optycznego były rozwijane w naszej grupie w Paryżu w latach 1950—70 przez kilkunastu młodych i zapalonych asystentów pracujących pod kierunkiem Brossela. Ta wspólna praca przyczyniła się do uzyskania przeze mnie Nagrody Nobla. Przegląd naszych prac przedstawił Francis Bitter w pierwszym artykule opublikowanym w nowym czasopiśmie *Applied Optics* [48]. Natomiast Jean Brossel opowiedział też o ich historii [52]. Pompowanie optyczne w stanie podstawowym było poprzedzone przez „metodę podwójnego rezonansu”,

w której rezonans optyczny uzyskiwany przez oddziaływanie ze światłem był połączony z rezonansem magnetycznym uzyskanym przez oddziaływanie z promieniowaniem o częstotliwości radiowej, wytwarzanym przez cewkę. Jak pisze Bertolotti na stronach 63—64 (76—77) fizycy włoscy Fermi i Rasetti już w 1925 r. zastosowali oscylujące pole magnetyczne do atomów w rezonansie optycznym i obserwowali oscylujący „efekt Hanlego” (depolaryzacja promieniowania rezonansowego) [49]. Jak twierdzi Rasetti w *Note e memorie di E. Fermi*, które zostały opublikowane w 1962 r., „Fermi zaproponował by badać zachowanie się atomu rtęci przy jego larmorowskiej częstotliwości precesji ( $g = 3/2$  razy normalna częstotaść Larmora), która w polu około 1 G byłaby równa kilka MHz”. Tak więc wydaje się, że idea brosselowskiego podwójnego rezonansu jawiła się Fermiemu już w 1925 r. Jednakże, zgodnie z teorią i doświadczeniem wykonanym przez Brossela, szerokość linii rezonansu magnetycznego, mierzona w skali natężenia pola i dana wzorem  $\Delta H = (16/3)(\tau e/m)^{-1}$ , jest odwrotnie proporcjonalna do czasu życia stanu wzbudzonego. Dla atomu rtęci  $\tau = 10^{-7}$  s, więc szerokość linii jest rzędu 1 G, zatem w takich polach, jakie stosowali fizycy włoscy (1—2 G) nie można było zaobserwować wyraźnego zjawiska rezonansu.

Metoda ta niezależnie została przewidziana przez Brossela i przeze mnie (w tym czasie — w 1949 r. Brossel pracował w laboratorium Bittera w MIT), po wymianie listów, w których omawialiśmy niepowodzenie metody Bittera w zastosowaniu do badania stanu wzbudzonego  $6^3P$  atomu rtęci [50]. Zasady naszej metody opublikowaliśmy wspólnie [51]. Brossel jeszcze w MIT wykonał odpowiednie doświadczenie i opublikował wyniki [52]. W swoim artykule z 1950 r. [3] zaproponowałem sposób zmiany obsadzenia stanu zeemanowskiego opisanego liczbą kwantową  $m$  w stanie podstawowym atomów przez oświetlanie ich światłem spolaryzowanym — liniowo spolaryzowanym w celu wprowadzenia zmian w obsadzeniu stanów o małym i dużym  $m$  (uporządkowanie) lub przez oświetlanie światłem spolaryzowanym kołowo, lewo- lub prawoskrętnie, w celu wyróżnienia obsadzenia stanów o ujemnej lub dodatniej wartości  $m$  (polaryzacja namagnesowania zespołu atomów).

Jako młody student w 1922 r. miałem okazję odwiedzić Niemcy, gdzie kupiłem książkę Sommerfelda, o czym wspominałem w swoim wykładzie noblowskim (s. 93) [54]. Lektura tej książki była dla mnie wzruszającym przeżyciem. Szczególnie zainteresował mnie rozdział 5, paragraf 2, mówiący o „Auswahlprinzip und Polarisationsregel” (reguły wyboru i reguły polaryzacyjne), w którym Sommerfeld streścił pracę doktorską swojego polskiego doktoranta A. Rubinowicza<sup>6</sup>. Pompowanie optyczne jest właśnie konsekwencją zastosowania tych reguł.

W 1951 r., po sześcioletnim pobycie za granicą, do Paryża wrócił Brossel, który spędził trzy lata u Tolansky’ego w Manchesterze i trzy u Bittera w MIT. Naukowcom angielskim i amerykańskim zapewne trudno wyobrazić sobie do jakiego stopnia byliśmy izolowani naukowo we Francji w czasie okupacji niemieckiej; byliśmy odcięci od naukowców z Zachodu i nie szukaliśmy kontaktów z naukowcami niemieckimi. Brossel miał dobre rozeznanie w stanie postępu naukowego za granicą i wiedział jaka aparatura jest nam potrzebna do prowadzenia dalszych badań. U pierwszym rzędzie były to generatory częstotliwości radiowych i fotopowielacze do rozwijania metod podwójnego rezonansu i pompowania optycz-

<sup>6</sup> Mowa o Wojciechu (Adalbercie) Rubinowiczu (przyp. tłum.).

nego. Fundusze mieliśmy z Francuskiej CNRS (Centre Nationale de la Recherche Scientifique). Jestem wdzięczny Bertolottiemu za przypomnienie (s. 67 i przypis 1 na s. 69) (s. 80 i przypis 1 na s. 81), że nigdy nie mieliśmy zamiaru zajmować się emisją wymuszoną. Naszym celem była nie zmiana energii, lecz momentu pędu atomów w ich stanach wzbudzonych lub w stanie podstawowym i wykorzystanie tego do wykrywania przejść rezonansu magnetycznego, które można było mierzyć z wielką dokładnością (przykładem jest wyznaczenie przez Cagnaca jądrowych momentów magnetycznych dla  $^{199}\text{Hg}$  i  $^{201}\text{Hg}$ ) [53].

Nagrodę Nobla dostałem (w 1966 r. — przyp. tłum.) za rozwijanie optycznych metod detekcji rezonansu magnetycznego o częstościach radiowych, podczas gdy pionierom fizyki maserów i laserów Nagroda Nobla została przyznana w 1964 r. [54]. Po podaniu do publicznej wiadomości informacji o mojej Nagrodzie Nobla, na okładce jednego z tygodników zamieszczono moją fotografię z podpisem „ojciec lasera”. Zaprzeczyłem temu natychmiast w przemówieniu do Francuskiej Akademii Nauk, lecz w kołach nienaukowych ta mylna informacja (o której mówi się „kaczka dziennikarska”) ciągle powraca na łamy prasy.

Byłem też wielce zawiedziony faktem, że Jean Brossel nie dzielił ze mną Nagrody Nobla, niestety nie miałem na to wpływu. Bez niego niczego bym nie dokonał, ale takie historie zdarzają się — wystarczy przypomnieć Sterna i Gerlacha, Hahna i Strassmanna oraz innych.

Tłumaczyła z angielskiego

Aleksandra Kopystyńska

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Warszawa

#### Literatura

- [1] A. Einstein, *Mitt. Phys. Ges. Zurich* **16** nr 18, 47 (1916); *Z. Phys.* **18**, 121 (1917).
- [2] G. E. Uhlenbeck, S. A. Goudsmit, *Naturwiss.* **13**, 953 (1925); *Nature* **117**, 264 (1926).
- [3] A. Kastler, *J. Phys. Radium* **11**, 255 (1950).
- [4] A. L. Schawlow, C. H. Townes, *Phys. Rev.* **112**, 1940 (1958).
- [5] G. Bruhat, A. Kastler, *Optique* (wyd. 6), Masson, Paris 1965.
- [6] R. H. Dicke, *Phys. Rev.* **93**, 99 (1954).
- [7] Exchange of letters between Max Born and Albert Einstein (red. Born), *Briefwechsel* 1916—55, Nymphenberg Verlag, München 1960.
- [8] a) A. Einstein, *Phys. Zts.* **10**, 185 (1909); b) *Phys. Zts.* **10**, 817 (1909).
- [9] A. Kastler, „On the historical development of the indistinguishability concept for microparticles”, w: *Old and New Questions in Physics, Cosmology, Philosophy and Theoretical Biology*, red. A. van der Merwe, Plenum 1983.
- [10] H. A. Lorentz, *Les Theories Statistiques en Thermodynamique*, C. B. Teubner, Leipzig 1916.
- [11] L. de Broglie, *Certitudes et Incertitudes de la Science*, Albion Michel, Paris 1966.
- [12] Faget, Praca dyplomowa.
- [13] J. Estermann, O. Stern, *Z. Phys.* **61**, 95 (1930).
- [14] G. Boata i inni (fizycy włoscy z Genui), *Surf. Sci.* **90**, 141 (1976).
- [15] J. Lapujoulade i inni (pracujący w Francuskim Ośrodku Energii Jądrowej w Saclay), *C. R. Hebd. Seances Acad. Sci. Paris* **293**, 119 (1981) (z komentarzem Kastlera na s. 121).
- [16] E. Schrödinger, *Phys. Zts.* **23**, 301 (1922).
- [17] H. A. Kramers, W. Heisenberg, *Z. Phys.* **31**, 681 (1925).

- [18] R. Ladenburg, *Rev. Mod. Phys.* **5**, 243 (1933).
- [19] R. Ladenburg, H. Kopfermann, *Z. Phys.* **48**, 26 (1928); *ibid.* **65**, 167 (1930).
- [20] *Second International Conference on Laser Spectroscopy*, Mégève, Haute Savoie, France, 23–27 June 1975.
- [21] P. Curie, Praca doktorska: „Proprietes magnetiques des corps a diverse temperatures”, *Ann. Chem. Phys.* (seria 7), **5**, 289 (1885).
- [22] P. Langevin, *J. Physique* **4**, 678 (1905); *Ann. Chem. Phys.* **5**, 70 (1905).
- [23] A. Landé, *Z. Phys.* **5**, 231 (1921); *ibid.* **15**, 189 (1924).
- [24] S. A. Goudsmith, *Phys. Bl.* **21**, 445 (1965).
- [25] S. A. Goudsmith, „La decouverte du spin de l’electron”, *J. Physique* **28**, 123 (1967).
- [26] S. A. Goudsmith, „Pauli and nuclear spin”, *Phys. Today* **14**, 18 (1961).
- [27] Van der Waerden, *Theoretical Physics of the Twentieth Century — a Memorial Volume to Wolfgang Pauli*, red. M. Fierz i V. F. Weisskopf, Interscience, New York.
- [28] H. A. Compton, *J. Franklin Institute* **192**, 145 (1921).
- [29] E. H. Kennard, *Phys. Rev.* **19**, 422 (1922).
- [30] Doświadczenia giromagnetyczne są opisane w książce Stonera *Magnetism and Atomic Structure* s. 184.
- [31] W. Pauli, „Exclusion Principle and Quantum Mechanics”, w: *Nobel Lectures in Physics*, Elsevier, Amsterdam 1967.
- [32] W. Pauli, *Naturwiss.* **12**, 741 (1924).
- [33] P. Debye, w: Marx, *Handbuch der Radiologie*, t. 6, s. 713.
- [34] L. Brillouin, *J. Phys.* **8**, 74 (1927).
- [35] J. Weber, *Trans. IRE Prof. Grp. Electronic Devices*, PGED-3, 1 (1953).
- [36] J. Weber, *Rev. Mod. Phys.* **31**, 651 (1959).
- [37] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Townes, *Phys. Rev.* **99**, 1264 (1955).
- [38] W. G. Basow, A. M. Prochorow, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **27**, 431 (1954).
- [39] C. Fabry, A. Perot, *Annls. Chim. Phys.* **12**, 459 (1897).
- [40] S. Tolansky, *Multiple Beam Interferometry of Surfaces and Films*, Clarendon Press, Oxford 1948.
- [41] A. C. Mitchel, N. W. Zemansky, *Resonance Radiation and Excited Atoms*, Cambridge University Press, Cambridge 1934.
- [42] M. R. Boulouch, *J. Phys. Theor. Appl.* **2**, 316 (1893).
- [43] L. Dunoyer, *J. Physique* (1919).
- [44] N. Bloembergen, *Phys. Rev.* **104**, 324 (1956).
- [45] A. Javan, *Phys. Rev. Lett.* **3**, 87 (1959) i w: *Quantum Electronics*, red. C. H. Townes, Columbia University Press, New York 1960, s. 564.
- [46] A. Javan, W. R. Bennett, D. R. Herriot, *Phys. Rev. Lett.* **6**, 106 (1961).
- [47] T. H. Maiman, *J. Appl. Phys.* **31**, 222 (1960).
- [48] F. Bitter, *Appl. Opt.* **1**, 1 (1962).
- [49] E. Fermi, F. Rasetti, *Nature* **115**, 764 (1925) i *Z. Phys.* **33**, 246 (1925); *Rendiconti Lincei* **1**, 716 i **2**, 117 (1925); F. Rasetti, *Note e Memorie di E. Fermi*, Accad. dei Lincei t. 1, s. 159, Rome 1962.
- [50] F. Bitter, *Phys. Rev.* **76**, 833 (1949); M. H. L. Pryce, *Phys. Rev.* **77**, 136 (1950).
- [51] J. Brossel, A. Kastler, C. R. *Hebd. Seances Acad. Sci. Paris* **229**, 1213 (1949).
- [52] J. Brossel, F. Bitter, *Phys. Rev.* **86**, 308 (1952) i praca doktorska Brossela *Ann. Phys.* (France).
- [53] A. Kastler, Wykład na Sommerfeld Tagung, Monachium 1968, opublikowany w *Physics of the One- and Two-Electron Atoms*, North Holland, Amsterdam 1969.
- [54] A. Kastler, Wykład noblowski 1966 opublikowany w *Phys. Today* **20**, 34 (1967); J. Brossel, *Optical Methods of NMR*, Wykład Holwecka, London 1960.

## NOWOŚCI NAUKOWE

Marek Szczekowski

Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana  
WarszawaEfekty dikwarkowe w fizyce cząstek elementarnych  
Diquark Effects in Elementary Particle Physics

*Abstract:* Various processes in elementary particle physics indicate some clustering of two quarks in baryons. This short review presents the experimental results which support the diquark hypothesis. The basic properties of such objects are also given.

## 1. Wstęp

Sukcesy fenomenologicznych modeli cząstek elementarnych opartych na grupie  $SU(3)$  doprowadziły w 1964 r. do wysunięcia hipotezy, że cząstki silnie oddziałujące, czyli hadrony, nie są obiektami elementarnymi, lecz cząstkami złożonymi z kwarków ( $q$ ) i antykwarków ( $\bar{q}$ ) [1]. Kiedy w 1968 r. badania rozpraszania wysokoenergetycznych elektronów na protonach [2] wykazały istnienie punktowych składników wewnątrz protonu, podstawowe przesłanki potrzebne do sformułowania nowego modelu hadronów były gotowe. Obecnie mamy dość dobrze określony obraz cząstek silnie oddziałujących jako skomplikowanych obiektów złożonych z różnych rodzajów (tzw. zapachów) kwarków i antykwarków oddziałujących ze sobą przez wymianę kwantów pola silnego — gluonów ( $g$ ) [3]. W analogii do ładunku elektrycznego wprowadza się ładunek oddziaływań silnych dla kwarków — tzw. ładunek kolorowy. Wierzymy, że własności tych silnych oddziaływań opisywane są przez niezmienniczą względem cechowania teorię pola — chromodynamikę kwantową [4]. Teoria ta może być obecnie używana tylko do opisu sił oddziałujących na małych odległościach ( $\lesssim 0,1$  fm) gdzie można stosować metody rachunku zaburzeń. Własności takich oddziaływań bada się w wysokoenergetycznych reakcjach cząstek elementarnych z dużym przekazem czteropędu  $Q$  między rozpraszanymi cząstkami [5]. Niestety, do opisu protonu jako rozciąglej cząstki o rozmiarach ok. 1 fermiego rachunek zaburzeń nie może być stosowany. Większość własności protonu i innych hadronów — barionów i mezonów, jest obecnie opisywana przez fenomenologiczne modele.

Bariony składają się z trzech związanych kwarków ( $qqq$ ). Interesującym pytaniem jest czy wszystkie trzy kwarki w barionie są równouprawnione, czy też może dwa z nich związane są silniej i w pewnych warunkach występują jako jeden jakby elementarny obiekt —

dikwark. Obecny artykuł przedstawia kilka wybranych faktów wskazujących na istnienie dikwarków w barionach. W rozdz. 2 opisano najważniejsze własności dikwarków. Choć wiele prawidłowości obserwowanych w oddziaływaniach z małym przekazem czteropędu wskazuje na istnienie dikwarków w zderzających się nukleonach, to najbardziej bezpośrednio obserwować można takie obiekty w zderzeniach lepton-hadron i hadron-hadron z dużym przekazem czteropędu, opisanych w rozdz. 3. Podsumowanie obecnego stanu hipotezy dikwarkowej przedstawiono w rozdz. 4.

## 2. Własności dikwarków

Funkcję falową opisującą barion złożony z trzech kwarków można przedstawić w postaci iloczynu czterech czynników opisujących odpowiednio położenia ( $r$ ), spiny ( $s$ ), zapachy ( $f$ ) i kolory ( $c$ ) kwarków w barionie

$$\Psi_{qqq} = \Psi(r)\Psi_s\Psi_f\Psi_c.$$

Ponieważ kwarki są fermionami, funkcja falowa dla barionu musi być antysymetryczna przy zamianie dowolnych dwóch kwarków.

Kwarki należą do trypletowej reprezentacji grupy ładunku kolorowego  $SU_c(3) - 3_c$ . Mamy więc kwarki z trzema ładunkami symbolicznie oznaczonymi kolorami, np. czerwonym ( $C$ ), niebieskim ( $N$ ) i zielonym ( $Z$ ). Z dziewięciu układów dwukwarkowych  $q_i q_j$  ( $i, j = C, N, Z$ ) można utworzyć 3 kombinacje antysymetryczne ( $A$ ) i 6 kombinacji symetrycznych ( $S$ ) stanów  $q_i q_j$

$$3_c \times 3_c = \bar{3}^A + 6^S.$$

Zapachy (*flavours*) i spiny kwarków można opisać łącznie<sup>1</sup> za pomocą jednej grupy  $SU_{sf}(6)$  z sześcioma stanami podstawowymi  $u\uparrow, u\downarrow, d\uparrow, d\downarrow, s\uparrow, s\downarrow$  gdzie  $\uparrow, \downarrow$  oznacza umowny kierunek trzeciej składowej spinu do góry lub do dołu dla kwarków o zapachach  $u, d$  i  $s$ . Kwarki  $u$  i  $d$ , to kwarki występujące m. in. w nukleonach, protonie  $p = (uud)$  i neutronie  $n = (udd)$  o ładunkach elektrycznych  $Q_u = +2/3, Q_d = -1/3$ . Kwark dziwny  $s$  ma ładunek  $Q_s = -1/3$ . Z 36 stanów dwukwarkowych można teraz utworzyć 21 kombinacji symetrycznych i 15 antysymetrycznych

$$6_{sf} \times 6_{sf} = 21_{sf}^S + 15_{sf}^A,$$

które zawierają odpowiednie reprezentacje grupy zapachów  $SU_f(3)$  i grupy spinu  $SU_s(2)$

$$21_{sf}^S = (\bar{3}_f^A, 1_s^A) + (6_f^S, 3_s^S)$$

$$15_{sf}^A = (\bar{3}_f^A, 3_s^S) + (6_f^S, 1_s^A).$$

Całkowita funkcja falowa dla dwóch kwarków powinna być antysymetryczna przy zamianie tych kwarków. Dla stanów z zerowym momentem orbitalnym część przestrzenna  $\Psi_{qq}(r)$  jest symetryczna. Wobec tego dla takich stanów pozostała część funkcji falowej musi być antysymetryczna i dozwolone są tylko dwie możliwości

$$(3_c^A, 21_{sf}^S) \text{ i } (6_c^S, 15_{sf}^A).$$

<sup>1</sup> W artykule tym nie będziemy rozważali dikwarków zbudowanych z kwarków powabnych i pięknych.



Dalsze ograniczenia na liczby kwantowe dikwarków w barionie otrzymamy pamiętając, że dikwark i kwark powinny razem utworzyć neutralny kolorowo hadron (singlet grupy  $SU_c(3)-1_c$ ). Ponieważ

$$\bar{3}_c \times 3_c = 1_c + 8_c$$

i

$$6_c \times 3_c = 8_c + 10_c,$$

to tylko pierwsze połączenie dikwarka z kwarkiem pozwala na utworzenie barionu. Dikwarki w barionie mogą więc należeć tylko do reprezentacji  $(\bar{3}_c, 21_{sf})$ .

Dozwolone zapachowe funkcje falowe dla dikwarków o spinie  $S = 0$  należące do antysymetrycznej reprezentacji  $\bar{3}_f$  grupy zapachów  $SU_f(3)$  mają postać

$$\Psi_{ud} = \frac{1}{\sqrt{2}}(ud - du), \quad \Psi_{us} = \frac{1}{\sqrt{2}}(us - su), \quad \Psi_{ds} = \frac{1}{\sqrt{2}}(ds - sd),$$

gdzie symbolami  $u, d, s$  oznaczono funkcje falowe odpowiednich kwarków. Antysymetryczna kombinacja niedziwnych kwarków  $\Psi_{ud}$  odpowiada stanowi o izospinie  $I = 0$ .

Dla dikwarków o spinie  $S = 1$  należących do symetrycznej reprezentacji  $6_f$  grupy  $SU_f(3)$  mamy sześć stanów

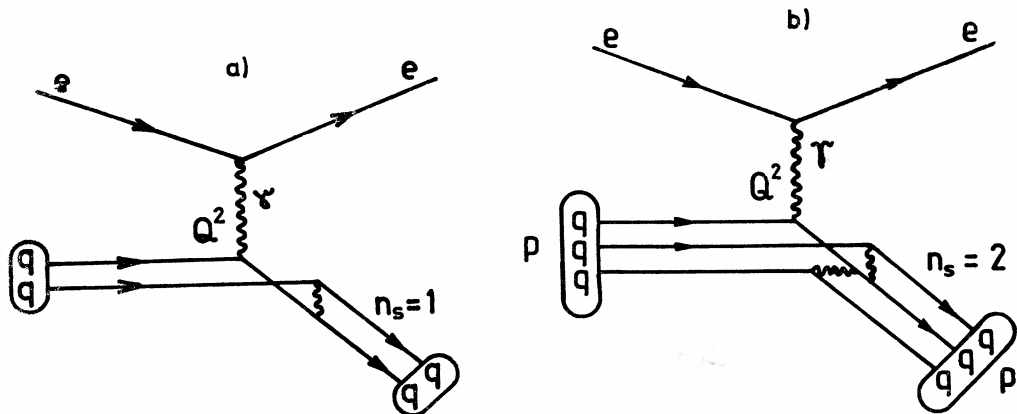
$$\begin{aligned} \Psi_{uu} &= uu, & \Psi_{ud} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(ud + du), & \Psi_{dd} &= dd, \\ \Psi_{ss} &= ss, & \Psi_{us} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(us + su), & \Psi_{ds} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(ds + sd). \end{aligned}$$

W tym przypadku trzy symetryczne kombinacje kwarków niedziwnych odpowiadają stanom o izospinie  $I = 1$ .

W nukleonach możemy więc mieć dikwarki z  $S = I = 0$  ( $ud$ ) lub z  $S = I = 1$  ( $uu, ud, dd$ ).

Ponieważ stan związany dwóch kwarków jest rozciągłym obiektem, którego funkcji falowej nie umiemy obecnie obliczyć, do fenomenologicznego opisu dikwarków wprowadzamy się tzw. czynnik postaci. Jeśli np. rozpraszamy elektron na dikwarku z dużym przekazem kwadratu czteropędu  $Q^2$ , najprostszy diagram jaki można narysować dla tej reakcji przedstawia rys. 1a, na którym elektron rozproszony jest na jednym z kwarków. Powoduje to po rozproszeniu sytuację, w której oba kwarki gwałtownie się od siebie oddalają. Stan związany może przetrwać, jeśli nastąpi wyrównanie pędów obu kwarków przez wymianę gluonu. Im większe  $Q^2$  w rozpraszaniu elektronu, tym większy pęd musi przekazać gluon. Prawdopodobieństwo wymiany takiego gluonu, a więc przetrwania stanu związanego  $qq$  maleje szybko z  $Q^2$ . W amplitudzie prawdopodobieństwa dla takiego procesu opisuje to właśnie czynnik postaci  $F(Q^2)$ , który maleje do zera dla  $Q^2 \rightarrow \infty$ . Dla układów z większą liczbą składników liczba wymian gluonowych konieczna do przetrwania stanu związanego jest większa (rys. 1b). Można pokazać, że ogólnie wiodące zachowanie się czynnika postaci jako funkcji  $Q^2$  dane jest przez

$$F(Q^2) \sim \left(\frac{1}{Q^2}\right)^{n_s},$$



Rys. 1. Diagramy partonowe opisujące rozpraszanie elektronów na: (a) dikwarkach, (b) protonach z dużym przekazem kwadratu czteropędu  $Q^2$  między rozpraszanymi cząstkami. Stan związany może przetrwać, jeśli nastąpi wyrównanie pędów partonów przez wymianę gluonów między partonem uczestniczącym w oddziaływaniu i  $n_s$  partonami, które nie brały udziału w rozpraszaniu elektronu

gdzie  $n_s$  jest minimalną liczbą tych partonów w cząstce, które nie uczestniczą w początkowym oddziaływaniu, tzw. spektatorów. Konfiguracje cząstki z większą liczbą partonów będą dawały wkład do  $F(Q^2)$ , który silniej maleje z  $Q^2$ . Dla dikwarków  $n_s = 1$ . Dla protonu składającego się z trzech kwarków walencyjnych  $n_s = 2$ . Dokładniejszą parametryzację  $F(Q^2)$  dla dikwarka wprowadza się korzystając z otrzymanego doświadczalnie czynnika postaci dla mezonów, gdzie również  $n_s = 1$

$$F(Q^2) = \frac{1}{1 + Q^2/M^2} \xrightarrow{Q^2 \rightarrow \infty} \frac{1}{Q^2};$$

$M$  jest tu wyznaczany z doświadczenia parametrem. Dla małych  $Q^2$ ,  $F(Q^2)$  można rozłożyć w szereg. Po zastosowaniu transformacji Fouriera otrzymuje się

$$F(Q^2) = 1 - \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle Q^2 + \dots,$$

gdzie  $\langle r^2 \rangle = 6/M^2$  jest średnim kwadratowym promieniem cząstki. Przykładowo dla  $M^2 = 1 \text{ GeV}^2/c^4$  otrzymujemy  $\langle r^2 \rangle^{1/2} \approx 0.5 \text{ fm}$ , a dla  $M^2 = 10 \text{ GeV}^2/c^4$   $\langle r^2 \rangle^{1/2} \approx 0.15 \text{ fm}$ .

Do opisu skalarnych dikwarków wystarcza jeden czynnik postaci. Dla dikwarków wektorowych potrzebna jest znajomość trzech funkcji.

Podobne rozumowanie prowadzi do przewidywań dla funkcji struktury  $f(x)$  dikwarków w protonie. Funkcja struktury  $f(x)$  opisuje prawdopodobieństwo znalezienia w cząstce partonu niosącego ułamek  $x$  pędu tej cząstki. Można pokazać, że dla dużych  $x$  dla partonu  $i$

$$f_i(x) \underset{x \rightarrow 1}{\sim} (1-x)^{2n_s-1},$$

gdzie tym razem  $n_s$  jest minimalną liczbą pozostałych partonów  $j \neq i$  w cząstce. Dla barionów w konfiguracji 3 kwarków  $n_s = 2$ . Jeżeli barion składa się z układu kwark-dikwark, to  $n_s = 1$ . Możemy więc oczekiwać, że względny wkład do funkcji struktury od dikwarków powinien wzrastać dla dużych  $x$ .

W chromodynamice kwantowej oddziaływanie między kwarkami odbywa się przez wymianę kwantów pola silnego — 8 wektorowych bozonów o zerowej masie — gluonów. W analogii do elektrodynamiki kwantowej, gdzie sprzężenie między dwoma kwarkami (wymiana fotonu) dane jest przez  $e_1 e_2 \alpha$  ( $e_1, e_2$  są ładunkami elektrycznymi kwarków, a  $\alpha$  stałą sprzężenia oddziaływań elektromagnetycznych), sprzężenie dla oddziaływania silnego (wymiana gluonu) określane jest przez  $1/2 c_1 c_2 \alpha_s$ , gdzie  $c_1$  i  $c_2$  są ładunkami kolorowymi dla odpowiednich wierzchołków kwarkowo-gluonowych, a  $\alpha_s$  stałą sprzężenia oddziaływań silnych. Czynniki  $1/2$  zachowano ze względów historycznych. Można pokazać, że

$$c_1 c_2 = P - 1/3,$$

gdzie  $P = +1$  lub  $P = -1$  w zależności od tego czy dwa kwarki znajdują się odpowiednio w stanie symetrycznym lub antysymetrycznym przy zamianie liczb kwantowych koloru. Pamiętając, że dla stanów dwukwarkowych  $3_c \times 3_c = \bar{3}_c + 6_c$  otrzymujemy  $c_1 c_2 = -4/3$ , czyli oddziaływanie przyciągające dla kwarków w antysymetrycznych stanach  $\bar{3}_c$  i  $c_1 c_2 = +2/3$ , czyli oddziaływanie odpychające dla kwarków w symetrycznych stanach  $6_c$ .

Dla porównania, w oddziaływaniu pary kwark-antykwar w singletowej reprezentacji koloru (mezon)  $\Psi_{q\bar{q}} = \frac{1}{\sqrt{3}} (C\bar{C} + N\bar{N} + Z\bar{Z})$  odpowiedni czynnik wynosi  $c_1 c_2 = -8/3$ .

Widać, że oddziaływania wymiany jednogluonowej wiążące  $q$  i  $\bar{q}$  w mezonach są dwa razy silniejsze od analogicznych sił oddziaływań  $qq$  w nukleonie [6].

Dla kwarków związanych w hadronach stała sprzężenia  $\alpha_s \approx 1$  i oddziaływania z wymianą wielu gluonów są równie ważne jak oddziaływania jednogluonowe.

Chromodynamika kwantowa nie potrafi podać obecnie pełnego kształtu potencjału dla oddziaływania między kwarkami. Pozostają więc na razie propozycje modelowe, usiłujące przy założeniu pewnego potencjału opisać widmo stanów dla mezonów i barionów. Część z tych modeli zakłada istnienie dikwarków w barionie i w ten sposób problem trzyciałowy redukuje do prostszego problemu dwuciałowego.

Na przykład w modelu nierelatywistycznym [7] masa dikwarka obliczana jest ze wzoru

$$M(qq) = m_1 + m_2 + \langle p^2 \rangle / 2\mu + 1/2 \langle V(r) \rangle,$$

gdzie  $m_1$  i  $m_2$  są masami kwarków,  $\mu$  i  $p$  ich masą zredukowaną i pędem. Dla części potencjalnej przyjęto  $1/2$  potencjału oddziaływania  $q\bar{q}$

$$V(r) = kr + b - \frac{4}{3} \alpha_s \frac{1}{r} - \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{m_1 m_2} f_{BR}(r),$$

gdzie  $r$  jest odległością między kwarkami. Potencjał  $V(r)$  zawiera część liniową  $kr$  odpowiedzialną za uwięzienie kwarków w hadronie, część „kulombowską” odpowiadającą wymianie gluonu oraz relatywistyczne poprawki typu Breit-Fermiego opisujące oddziaływania spin-spin, spin-moment orbitalny i tensorowe.

Wszystkie parametry ( $k, b, \alpha_s, \dots$ ) potencjału otrzymuje się przez dopasowanie do widma mezonów. Dla dikwarków  $qq$  ( $q = u, d$ ) ze spinem  $S = 0$  otrzymuje się  $M_{qq} = 0,50 \text{ GeV}/c^2$  oraz promień  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,73 \text{ fm}$ , dla dikwarków z  $S = 1$ ,  $M_{qq} = 0,65 \text{ GeV}/c^2$  i  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,93 \text{ fm}$ . Dla porównania wyniki dla odpowiednich stanów mezonowych z  $S = 0$  (mezony  $\pi$ ):  $M_{q\bar{q}} = 0,24 \text{ GeV}/c^2$  i  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,53 \text{ fm}$  i z  $S = 1$

(mezony  $\rho$ ):  $M_{q\bar{q}} = 0,77 \text{ GeV}/c^2$  i  $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 0,72 \text{ fm}$  ilustrują osiągnięte dokładności. Podobne wyniki otrzymuje się przy użyciu relatywistycznego równania Bethgo-Salpetera dla stanów związanych [8]. Obliczone w tych modelach masy barionów dobrze zgaszają się z widmem doświadczalnym.

Otrzymane parametry dikwarków wskazują jednak, że są to obiekty rozciągnięte z masą zbliżoną do analogicznych obiektów mezonowych i o podobnych rozmiarach. Trzeba też dodać, że modele opisujące bariony jako układy trzech kwarków również nie mają kłopotów z dopasowaniem widma barionów.

Podobne wnioski można wyciągnąć z analizy innych statycznych parametrów barionów, np. z modelowych obliczeń promienia ładunkowego  $\langle r^2 \rangle^{1/2}$  dla protonu i neutronu [9].

Istnienie układów dwukwarkowych w zderzających się nukleonach potrzebne jest natomiast do wyjaśnienia własności produkcji barionów w zderzeniach z małym przekazem czteropędu. Rozkłady pędowe nukleonów i hiperonów w stanie końcowym po zderzeniu można opisać poprawnie przy założeniu konfiguracji kwark-dikwark dla początkowych nukleonów [10]. Obliczenia dla modelu z konfiguracją trzech niezależnych kwarków prowadzą do wyników niezgodnych z doświadczeniem. Sam mechanizm oddziaływania nukleonów z małym przekazem pędu nie jest jednak na razie jednoznacznie określony przez dostępne dane doświadczalne. Modele o różnych założeniach dotyczących rozkładów kwarków i dikwarków w nukleonach oraz ich fragmentacji w hadrony prowadzą do podobnych przewidywań. Trudno jest więc w tych reakcjach określić jednoznacznie własności dikwarków.

### 3. Dikwarki w zderzeniach cząstek elementarnych z dużym przekazem czteropędu

#### 3.1. Głęboko nieelastyczne rozpraszanie leptonów na nukleonach

Głęboko nieelastyczne (tzn. z dużym  $Q^2$ ) rozpraszanie leptonów ( $e, \mu, \nu$ ) na hadronach pozwala badać wewnętrzną strukturę hadronów, przy czym w miarę wzrostu kwadratu przekazu czteropędu  $Q^2$  można rozróżniać coraz mniejsze obiekty. Dla wymienianego w oddziaływaniu wirtualnego fotonu z  $Q^2 \lesssim 0,05 \text{ GeV}^2/c^2$  proton wygląda jak obiekt punktowy bez struktury wewnętrznej. W miarę wzrostu  $Q^2$  protonowy czynnik postaci  $F_p(Q^2) \sim 1/Q^4$  powoduje, że przekrój czynny na koherentne oddziaływania wszystkich partonów w protonie maleje i dla  $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2/c^2$  proton można przedstawić jako cząstkę złożoną z punktowych kwarków. Taki obraz prowadzi do opisu protonu przez funkcje struktury  $f(x)$ , które dla dużych  $Q^2$  przestają być zależne od  $Q^2$  (tzw. skalowanie).

Chromodynamika kwantowa modyfikuje ten prosty obraz modelu partonowego przez wprowadzenie oddziaływań między kwarkami. Wymiana gluonów powoduje, że funkcje struktury  $f(x, Q^2)$  zaczynają logarytmicznie zależeć od  $Q^2$ .

Obecność dikwarków wprowadza pewną poprawkę do tego obrazu. Jeśli pary kwarków tworzą związane obiekty to w rozpraszaniu leptonów będą one występowały jako jakby elementarne partony, na których następuje rozproszenie. Ponieważ dikwarki są rozciągniętymi obiektami ze strukturą wewnętrzną, trzeba do opisu ich koherentnych oddziaływań wprowadzić czynnik postaci  $F_{q\bar{q}}(Q^2) \sim 1/Q^2$ . Dla dużych  $Q^2$  wkład od dikwarków do funkcji

struktury nukleonu powinien zanikać prowadząc do rozkładów trzykwarkowych. Taki opis łamania skalowania dla funkcji struktury można interpretować w chromodynamice kwantowej jako przykład wkładu od tzw. wyższych „skrętów” (*higher twists*). Funkcje struktury można w chromodynamice kwantowej ogólnie przedstawić w postaci szeregu

$$f(x, Q^2) = f_0(x, Q^2) \left[ 1 + \frac{h_4(x)}{Q^2} + \frac{h_6(x)}{Q^4} + \dots \right],$$

gdzie  $f_0(x, Q^2)$  jest funkcją zależną tylko logarytmicznie od  $Q^2$ , opisującą perturbacyjnie oddziaływania partonów, a  $h_i(x)$  są nieznanymi funkcjami  $x$ . Człony wyższych skrętów w szeregu,  $h_i(x)/Q^{2n}$ , opisują koherentne procesy, w których więcej niż jeden parton uczestniczy w oddziaływaniu <sup>2</sup>. Poza faktem, że takie człony powinny być obecne w funkcjach struktury hadronów, teoretycznie prawie nic nie wiadomo o wielkości i własnościach wyższych skrętów. Również doświadczalnie trudno jest oddzielić logarytmiczne łamanie skalowania od zależności podanej powyższym wzorem, gdyż każdą funkcję można formalnie rozwinąć w szereg potęgowy. Analiza taka wymaga pomiaru funkcji struktury jednocześnie dla małych i dużych wartości  $Q^2$ . Zwykle ogranicza się poszukiwanie wyższych skrętów do pierwszych członów szeregu. Stąd atrakcyjność modelu dikwarkowego, który przewiduje obecność członu  $h_4(x)/Q^2$ .

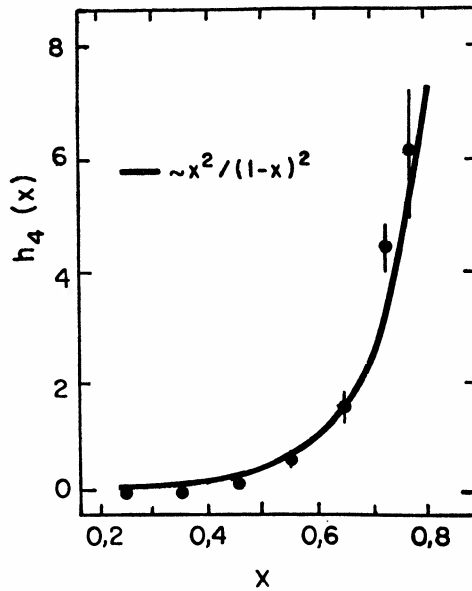
Obecne wyniki doświadczalne nie są jeszcze jednoznaczne. Łączna analiza danych z eksperymentów rozpraszania elektronów i mionów na protonach przy małych (SLAC, Stanford) i dużych (CERN)  $Q^2$  [11] wskazuje wyraźnie na obecność członu  $h_4$ , przy czym wkład ten zwiększa się ze wzrostem  $x$  (rys. 2). Takie zachowanie  $h_4(x)$  zgodne jest z przewidywaniami modeli dikwarkowych [12]. Z drugiej strony wyniki poszukiwań wkładu od wyższych skrętów w rozpraszaniu neutronów na neonie [13] pokazują praktycznie niewystępowanie takich procesów. Różnica może pochodzić z efektów jądrowych w eksperymencie neutronowym. Bardziej prawdopodobne jest jednak, że jeśli w nukleonie dominują dikwarki skalarnie z  $S = I = 0$ , to takie dikwarki w małym stopniu uczestniczą w oddziaływaniach słabych [14]. Ta obserwacja tłumaczy również większe efekty łamania skalowania obserwowane w rozpraszaniu elektronów i mionów w porównaniu z reakcjami neutronowymi [15].

Dominacja dikwarków ( $ud$ ) pozwala także na proste wyjaśnienie obserwowanej wartości stosunku funkcji struktury dla neutronu i protonu dla dużych  $x$ . W standardowym modelu kwarkowo-partonowym  $f^{en}(x)/f^{ep}(x) = 2/3$  dla  $x \approx 1$ , podczas gdy doświadczalnie wartość tego stosunku spada z  $x$  osiągając ok. 0,29 już dla  $x \approx 0,8$  [16]. Jeżeli kwarki  $u$  i  $d$  związane są w dikwarku, to pozostały szybki kwark jest kwarkiem  $u$  w protonie i kwarkiem  $d$  w neutronie. Korzystając z niezmienniczości izospinowej dla kwarków walencyjnych ( $u^{ep}(x) = d^{en}(x)$ ) można wyrazić funkcje struktury protonu i neutronu przez rozkłady kwarków  $u(x)$ ,  $d(x)$  dla protonu. Otrzymujemy wtedy

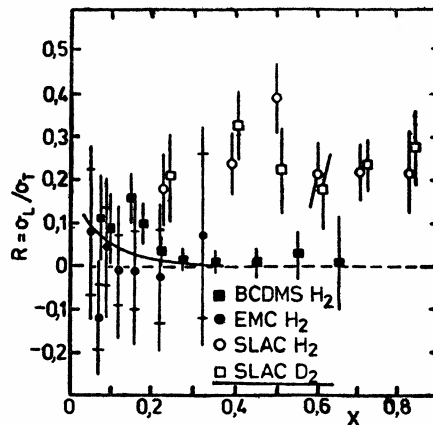
$$\frac{f^{en}(x)}{f^{ep}(x)} \xrightarrow{x \rightarrow 1} \frac{1/9 u(x) + 4/9 d(x)}{4/9 u(x) + 1/9 d(x)} \xrightarrow{x \rightarrow 1} 1/4,$$

ponieważ w modelu dikwarkowym  $d(x)/u(x) \rightarrow 0$  dla  $x \rightarrow 1$  [17].

<sup>2</sup> Zjawiska takie obejmują m. in. produkcję rezonansów, rozpraszanie elastyczne, pędy poprzeczne partonów w nukleonie itp.

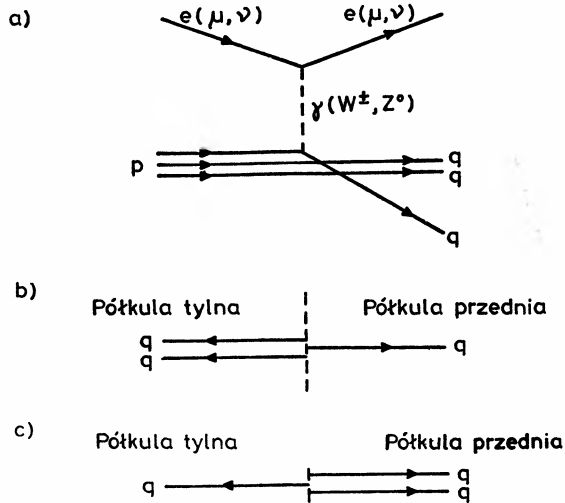


Rys. 2. Współczynnik  $h_4(x)$  określający potęgową zależność funkcji struktury protonu  $1/Q^2$  przedstawiony w zależności od ułamka pędu protonu  $x$ , niesionego przez uczestniczący w oddziaływaniu parton. Przedstawione dane są wynikiem łącznej analizy eksperymentów rozpraszania elektronów i mionów na protonach przy małych (SLAC, Stanford) i dużych  $Q^2$  (CERN, Genewa) [11]. Wzrost współczynnika  $h_4(x)$  dla dużych  $x$  zgodny jest z przewidywaniami modeli dikwarkowych



Rys. 3. Wartość stosunku przekrojów czynnych na absorpcję fotonów spolaryzowanych podłużnie  $\sigma_L$  i poprzecznie  $\sigma_T$ ,  $R = \sigma_L/\sigma_T$ , w funkcji ułamka pędu nukleonu  $x$ , niesionego przez uczestniczący w oddziaływaniu parton. Dane z eksperymentów BCDMS i EMC [18] otrzymane z analizy rozpraszania mionów na protonach z b. dużym kwadratem przekazu czteropędu  $Q^2$  pokazują, że dla dużych  $x$   $R \approx 0$ , co odpowiada absorpcji fotonu przez partony o spinie 1/2. Lekki wzrost  $R$  dla małych  $x$  jest zgodny z oczekiwaniami chromodynamiki kwantowej (krzywa ciągła). Dla mniejszych wartości  $Q^2$  dane z eksperymentów w SLAC dla rozpraszania elektronów na protonach i deuteronach pokazują, że  $R \approx 0,2$  również w obszarze dużych  $x$ . Takie zachowanie  $R$  wskazuje na udział partonów o spinie 0 w rozpraszaniu leptonów na nukleonach.

Obecność dikwarków skalarnych ( $ud$ ) pozwala również wytłumaczyć duże wartości stosunku przekrojów czynnych na absorpcję fotonów spolaryzowanych podłużnie  $\sigma_L$  i poprzecznie  $\sigma_T$ ,  $R = \sigma_L/\sigma_T$ , w rozpraszaniu elektronów na nukleonach [18]. Dla rozpraszania na partonach o spinie  $1/2$  ( $q$  i  $\bar{q}$ )  $\sigma_L = 0$ . Chromodynamika kwantowa wprowadza małą poprawkę dla małych wartości  $x$ . Obserwowane wartości  $R \approx 0,2$  dla dużych  $x$  sugerują istnienie partonów o spinie 0 (rys. 3).



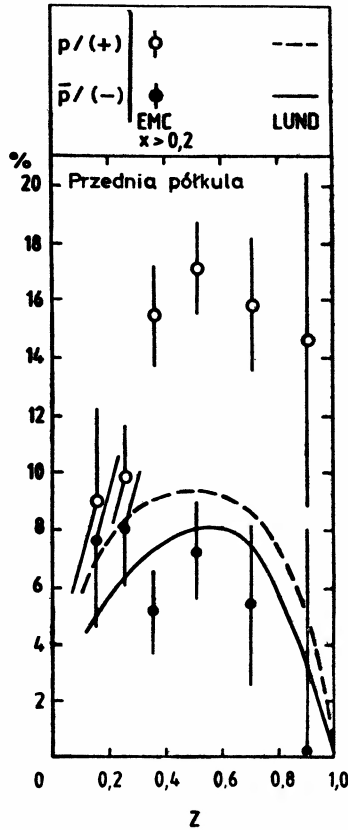
Rys. 4. (a) Schematyczne przedstawienie głęboko nieelastycznego rozpraszania leptonów (elektronów ( $e$ ) mionów ( $\mu$ ) lub neutronów ( $\nu$ )) na kwarkach w protonie. (b) W układzie środka masy końcowego stanu hadronowej cząstki pochodzące z fragmentacji rozproszonego kwarka produkowane są w półkuli przedniej, a cząstki pochodzące z pozostałych, nie biorących udziału w oddziaływaniu kwarków w półkuli tylnej. Ponieważ układ dwóch kwarków łatwo podczas fragmentacji tworzy proton, obserwuje się nadwyżkę protonów nad antyprotonami w półkuli tylnej. (c) Dla rozpraszania elektronów na dikwarkach w nukleonie powinno się obserwować nadwyżkę protonów w obszarze fragmentacji dikwarków czyli w półkuli przedniej.

Prawdopodobnie najbardziej bezpośrednim testem hipotezy dikwarkowej jest obserwacja barionów pochodzących z fragmentacji rozproszonych dikwarków. W głęboko nieelastycznym rozpraszaniu leptonów na nukleonach takich barionów należy poszukiwać w obszarze, gdzie zwykle obserwuje się cząstki z fragmentacji rozproszonych kwarków (rys. 4). Fragmentacja kwarków powinna dawać z grubsza tę samą liczbę barionów i antybarionów, natomiast w fragmentacji dikwarków znacznie łatwiej jest wyprodukować barion niż antybarion. Obserwacja znacznej nadwyżki protonów nad antyprotonami w rozpraszaniu mionów na protonach (rys. 5) wskazuje na udział rozproszonych dikwarków w produkcji barionów [18].

### 3.2. Produkcja barionów z dużym pędem poprzecznym w wysokoenergetycznych zderzeniach proton-proton

Jeszcze wyraźniej widać efekty dikwarkowe we właściwościach produkcji protonów z dużym pędem poprzecznym w zderzeniach  $pp$  o dużej energii.

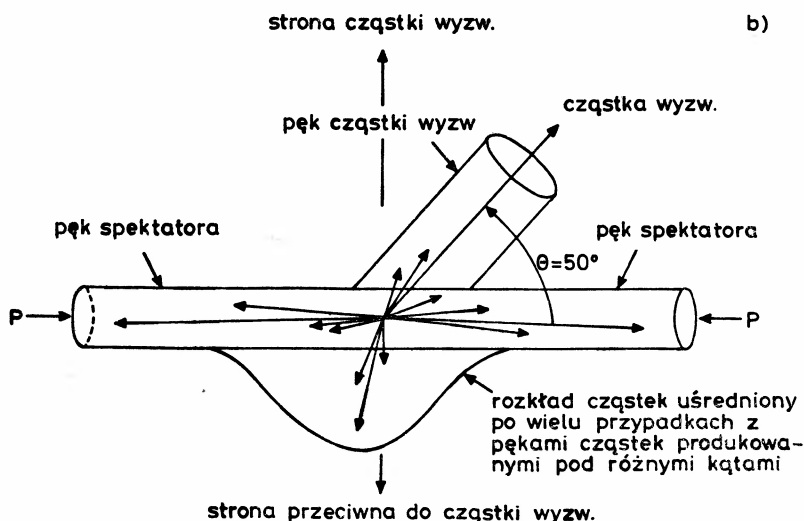
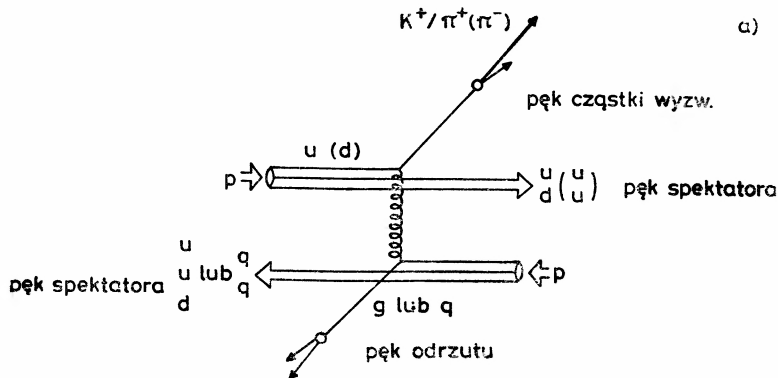
Oddziaływania protonów z dużym przekazem czteropędu  $Q$  (tzw. oddziaływania twarde) pozwalają badać własności oddziaływań ich składników — kwarków i gluonów



Rys. 5. Względne przekroje czynne na produkcję protonów  $R(p) = \sigma(p)/\sigma$  (cząstki dodatnie) i antyprotonów  $R(\bar{p}) = \sigma(\bar{p})/\sigma$  (cząstki ujemne) w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu mionów na nukleonach przedstawione w zależności od ułamka pędu oddziałującego partonu  $z$ , niesionego przez proton lub antyproton w stanie końcowym. Wybrano przypadki, w których rozpraszanie następuje na szybkim partonie ( $x > 0,2$ ) w protonie. Dane doświadczalne porównano z przewidywaniami standardowego modelu fragmentacji kwarków (LUND). Obserwacja znacznej nadwyżki protonów nad antyprotonami wskazuje na udział rozproszonych dikwarków w produkcji protonów

oraz strukturę protonów. Ogólnie procesy takie można przedstawić tak jak na rys. 6. Zderzające się protony można uważać za wiązki kwarków i gluonów. Podczas zderzenia zachodzi elastyczne oddziaływanie między dwoma partonami, które po rozproszeniu powodują powstawanie dwóch obszarów z większą gęstością cząstek produkowanych z dużym pędem poprzecznym ( $p_T$ ), tzw. pęków (jetów). W zderzeniu z dużym  $Q^2$  oddziaływanie jest tak szybkie, że pozostałe partony praktycznie nie oddziałują tworząc dwa inne pęki cząstek z małymi pędami poprzecznymi. Zderzenia twarde hadronów wykazują więc charakterystyczną strukturę z czterema pękami. Proces tworzenia się cząstek w polu kolorowym podczas rozpraszania partonów nazywamy fragmentacją. Fragmentacja odpowiednich partonów na cząstki jest niezależna od procesu rozpraszania i opisywana jest przez uniwersalną funkcję fragmentacji. Funkcja ta może być wyznaczona niezależnie np. w procesie produkcji kwarków w anihilacji  $e^+e^-$ . Jeżeli przypadki oddziaływań twardych  $pp$



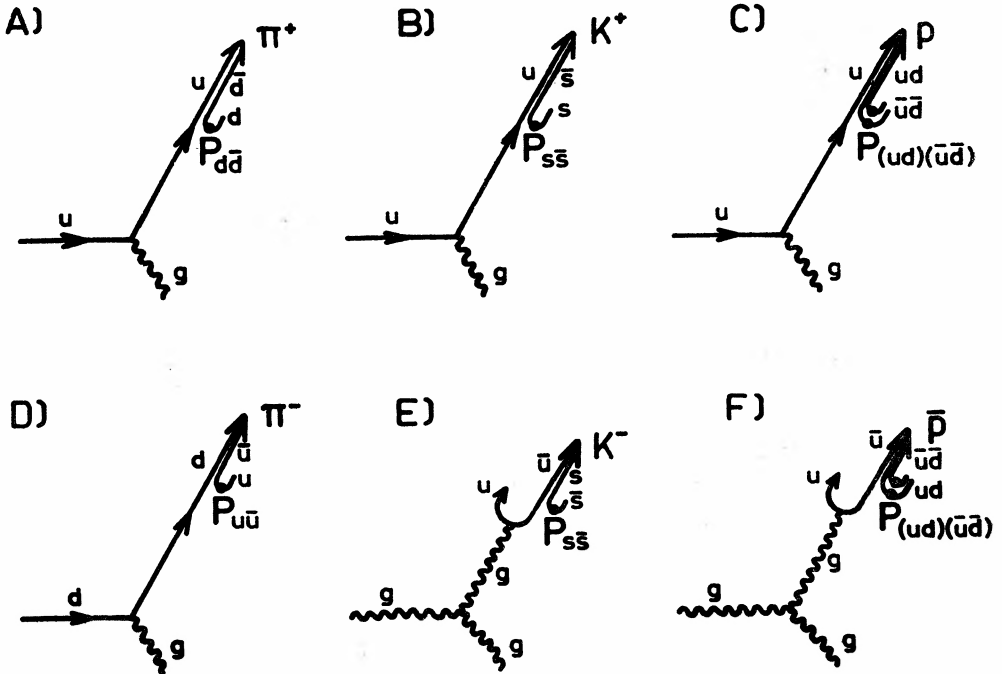


Rys. 6. Schematyczne przedstawienie rozpraszania z dużym przekazem czteropędu w zderzeniu proton-proton: (a) zderzające się protony można uważać za wiązki kwarków i gluonów. Podczas zderzenia zachodzi elastyczne oddziaływanie między partonami; (b) rozproszone partony ulegają fragmentacji w cząstki elementarne powodując powstawanie dwóch pęków, czyli obszarów z większą gęstością cząstek o dużym pędzie poprzecznym do kierunku lotu początkowych protonów. Pozostałe partony praktycznie nie oddziałują tworząc podczas fragmentacji dwa inne pęki cząstek z małymi pędami poprzecznymi. Zderzenia takie wykazują charakterystyczną strukturę przypadków z czterema pękami

wybijane są w detektorze w ten sposób, że żądamy pojawienia się jednej cząstki z dużym pędem poprzecznym (jest to cząstka wyzwalająca detektor), to żądanie takie zaburza funkcję fragmentacji. Ze wszystkich konfiguracji fragmentującego partonu wybierane są takie, w których jedna z cząstek ma pęd poprzeczny znacznie większy od pozostałych cząstek pochodzących z fragmentacji tego partonu. Taką cząstkę nazywamy cząstką wiodącą. Okazuje się, że liczby kwantowe cząstki wiodącej skorelowane są silnie z rodzajem rozpraszanego partonu [19]. Identyfikacja cząstek wiodących z dużym  $p_T$  pozwala więc bardzo często na określenie rodzaju partonu biorącego udział w zderzeniu. Odbiciem takich korelacji jest stosunek przekrojów czynnych ( $\sigma$ ) na produkcję mezonów  $\pi^+$  i  $\pi^-$ . Ponieważ

$\pi^+ = (u\bar{d})$  i  $\pi^- = (d\bar{u})$ , a walencyjnych kwarków  $u$  jest w protonie ( $uud$ ) dwa razy więcej niż walencyjnych kwarków  $d$ , to dla dużych pędów poprzecznych, gdzie dominuje rozpraszanie kwarków, obserwuje się  $\sigma(\pi^+)/\sigma(\pi^-) \approx 2$ .

Ponieważ fragmentacja partonu jest w dużej mierze procesem niezależnym od jego rozpraszania, dla cząstek wiodących pochodzących z fragmentacji tego samego partonu oczekujemy takiej samej zależności przekrojów czynnych od zmiennych kinematycznych. Dla fragmentacji kwarka  $u$  (rys. 7) stosunki przekrojów czynnych  $\sigma(\pi^+)/\sigma(K^+)/\sigma(p)$

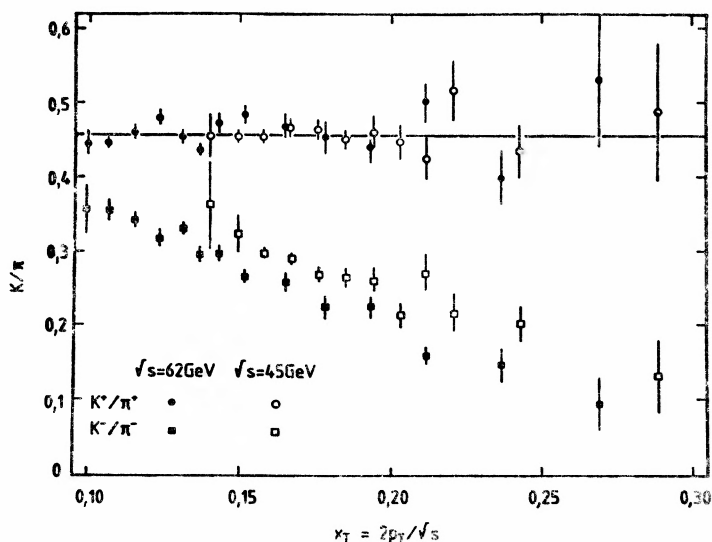


Rys. 7. Dominujące diagramy fragmentacji partonów dla produkcji wiodących cząstek  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ,  $\pi^-$ ,  $K^-$  i  $\bar{p}$  z dużym pędem poprzecznym w zderzeniach proton-proton. Do rozproszonego partonu dołączona jest (z prawdopodobieństwem  $P_{i\bar{i}}$ ) para partonów  $i\bar{i}$  utworzona w powstałym podczas oddziaływania polu kolorowym

powinny więc słabo zależeć od pędu poprzecznego  $p_T$  i kąta rozpraszania partonu  $\theta$ , a wielkość tych stosunków powinna odpowiadać względnym prawdopodobieństwom utworzenia pary  $d\bar{d}$ ,  $s\bar{s}$  i  $(ud)(\bar{u}\bar{d})$  w procesie fragmentacji kwarka  $u$ .

Wiodące cząstki ujemne pochodzą natomiast z dwóch różnych partonów: wiodące mezony  $\pi^-$  powstają przy fragmentacji kwarka  $d$ , a mezony  $K^- (s\bar{u})$  i antyprotony ( $\bar{u}\bar{u}\bar{d}$ ) przy fragmentacji gluonu ponieważ początkowe protony nie zawierają walencyjnych kwarków  $s$ ,  $\bar{u}$  i  $\bar{d}$ . Ponieważ gluony w protonie mają średnio mniejsze pędy niż kwarki walencyjne, to oczekuje się, że stosunki  $\sigma(K^-)/\sigma(\pi^-)$  i  $\sigma(\bar{p})/\sigma(\pi^-)$  powinny maleć ze wzrostem  $p_T$ . Dla rozpraszania gluonów natomiast stosunek  $\sigma(K^-)/\sigma(\bar{p})$  powinien znowu słabo zależeć od  $p_T$  i  $\theta$ , a jego wielkość powinna odpowiadać stosunkowi prawdopodobieństw produkcji par  $s\bar{s}$  i  $(ud)(\bar{u}\bar{d})$  w procesie fragmentacji gluonu.

Te przewidywania dla mezonowych przekrojów czynnych bardzo dobrze zgadzają się z wynikami eksperymentów (rys. 8). Również produkcja antyprotonów obserwowana na poziomie kilku procent całkowitego przekroju czynnego słabo zależy od  $\theta$  i  $p_T$  [20].



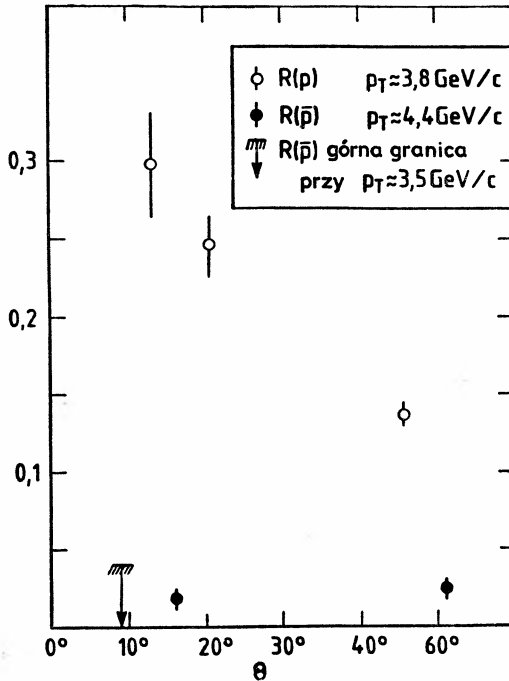
Rys. 8. Stosunki przekrojów czynnych na produkcję dodatnich i ujemnych mezonów z dużym pędem poprzecznym  $\sigma(K^+)/\sigma(\pi^+)$ ,  $\sigma(K^-)/\sigma(\pi^-)$  w funkcji zredukowanego pędu poprzecznego  $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ , gdzie  $\sqrt{s}$  jest energią w układzie środka masy zderzających się protonów

Jedynym wyjątkiem jest produkcja protonów, znacznie większa od analogicznej dla antyprotonów, przy czym względny przekrój czynny  $R(p) = \sigma(p)/\sigma(\pi^+ + K^+ + p)$  bardzo silnie zależy (rys. 9) od  $\theta$ ,  $p_T$  i energii zderzających się cząstek. Obserwuje się  $\sigma(p)/\sigma(\pi^+) \sim 1/p_T^4$ . Silniejsza zależność inkluzywnego przekroju czynnego od  $p_T$  dla protonów mogłaby sugerować, że produkowane są one w wyniku fragmentacji gluonów. Jednak w tym wypadku powinniśmy obserwować podobny co do wielkości i własności proces produkcji antyprotonów w fragmentacji gluonów. Obserwowana produkcja  $\bar{p}$  jest o rząd wielkości mniejsza.

Pozostaje więc wprowadzenie dodatkowego mechanizmu produkcji protonów z dużym  $p_T$  w zderzeniach  $pp$ . Takim mechanizmem jest rozpraszanie układu dwukwarkowego. Fragmentacja rozproszonych pod dużym kątem dikwarków tłumaczy jakościowo i ilościowo własności produkcji protonów z dużym  $p_T$  [21]. W miarę zwiększania  $Q^2$  coraz trudniej jest rozproszyć elastycznie dwukwarkowy układ związany. Do opisu rozpraszania należy więc wprowadzić czynnik postaci dla dikwarka,  $F(Q^2) \sim 1/Q^2$ . Dodatkowa zależność od  $Q^2$  powoduje zależność względnego przekroju czynnego  $R(p)$  od  $p_T$  i  $\theta$ .

Jeśli przyjmiemy, że dominującym mechanizmem produkcji protonów z dużym pędem poprzecznym w zderzeniach  $pp$  jest rozpraszanie dikwarków, to powinniśmy obserwować również określone korelacje między występowaniem protonu z dużym  $p_T$  a włas-

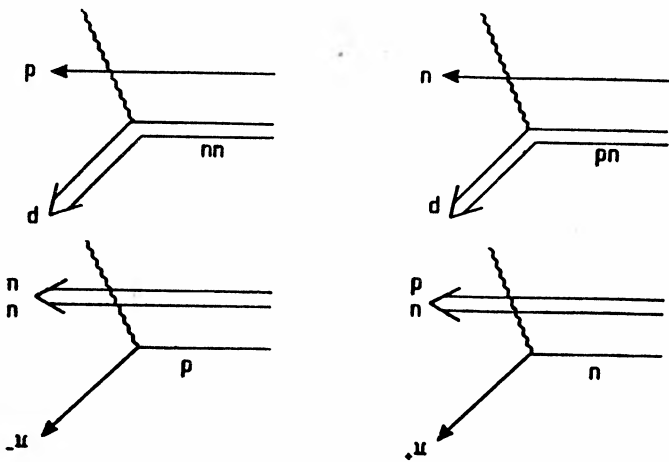
nościami cząstek pochodzących z fragmentacji partonów, nie biorących udziału w oddziaływaniu (spektatorów). Korelacje takie przedstawiono symbolicznie na rys. 10. W przypadku rozpraszania kwarka  $u$  lub  $d$ , czyli produkcji mezonów  $\pi^+$ ,  $K^+$  i  $\pi^-$  z dużym  $p_T$ , w układzie partonów spektatorów pozostają dwa kwarki walencyjne ( $ud$ ) lub ( $uu$ ). Układy dwukwarkowe łatwo tworzą barion przez dołączenie kwarka z pary  $q\bar{q}$  utworzonej w procesie fragmentacji. Stąd silna korelacja między produkcją



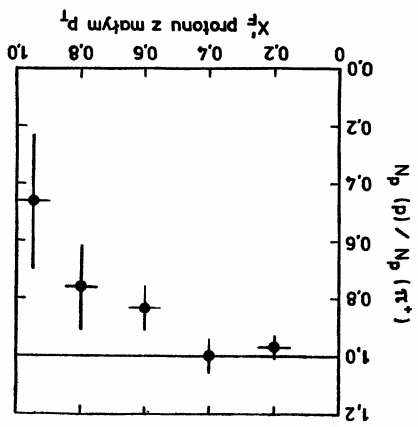
Rys. 9. Zależność stosunków przekrojów czynnych  $R(p) = \sigma(p)/\sigma(\pi^+ + K^+ + p)$  ( $\circ$ ) i  $R(\bar{p}) = \sigma(\bar{p})/\sigma(\pi^- + K^- + \bar{p})$  ( $\bullet$ ) od kąta biegunowego  $\theta$  dla cząstki w odącej z dużym i ustalonym  $p_T$  w zderzeniach  $pp$  o energii 62 GeV w układzie środka masy  $pp$ . Kąt  $\theta$  zdefiniowany jest na rys. 6b. Dane pochodzą z eksperymentu Split Field Magnet [20]. Silną zależność  $R(p)$  od  $\theta$  wyjaśnić można przy założeniu rozpraszania dikwarków

mezonów z dużym  $p_T$  i występowaniem szybkiego protonu z małym pędem poprzecznym. Takie korelacje powinno się obserwować również, jeśli i produkcja protonu z dużym  $p_T$  zachodzi przez rozpraszanie kwarka, a następnie dołączenie układu  $qq$  z pary  $(qq)(\bar{q}\bar{q})$  podczas fragmentacji. Natomiast w przypadku produkcji protonu z dużym  $p_T$ , na skutek rozpraszania dikwarka (rys. 10), spektatorem pozostaje tylko jeden kwark walencyjny i produkcja szybkich barionów z małym  $p_T$  powinna być znacznie wytłumiona. Szybkim barionem obserwowanym w eksperymentach jest zwykle proton. Na rys. 11 widać wyraźnie ujemne korelacje między występowaniem protonu przy dużych i małych pędach poprzecznych [22, 23].

Własności produkcji protonów z dużym pędem poprzecznym wskazują na obecność silnie związanych obiektów dwukwarkowych w barionach. Wyniki doświadczonych są z założeniem dominacji skalarnych dikwarków ( $ud$ ) w nukleonach. Obserwacja produkcji rezonansu  $\Delta_{++}^{++} = (uuu)$  z dużym  $p_T$  świadczy jednak o pewnej domieszce wektorowych

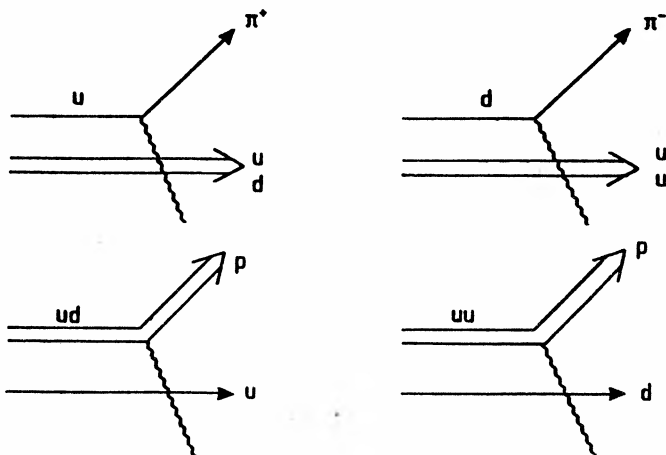


Rys. 10. Schematyczne przedstawienie korelacji między liczbami kwantowymi kwarków rozproszonego z dużym pędem poprzecznym i pozostałych w protonie kwarków nie uczestniczących w oddziaływaniu (zw. spektatorów) z małym  $p_T$ . Układy dwukwarkowe łatwo podczas fragmentacji tworzą proton. W przypadkach rozpraszania dikwarków z dużym  $p_T$  powinno się obserwować ujemne korelacje między występowaniem szybkiego protonu dla dużych i małych  $p_T$

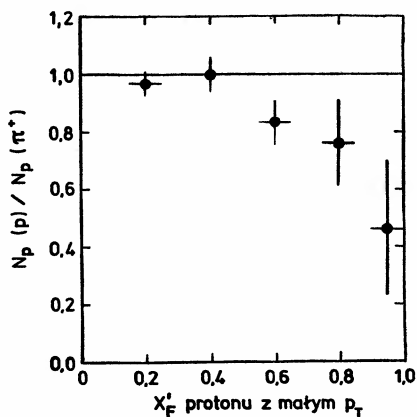


Rys. 11. Stosunek liczby protonów z małym  $p_T$  dla przypadków z obserwowanym protonem z dużym pędem poprzecznym do liczby protonów dla przypadków z obserwowanym mezonem z dużym pędem poprzecznym w funkcji względnego pędu podłużnego protonu  $x_F$ . Obserwowane ujemne korelacje między występowaniem szybkiego protonu dla dużych i małych  $p_T$  zgodne są z oczekiwaniami modelu rozpraszania dikwarków.

Własności produkcji protonów z dużym pędem poprzecznym wskazują na obecność silnie związanych obiektów dwukwarkowych w barionach. Wyniki doświadczeń zgodne są z założeniem dominacji skalarnych dikwarków ( $ud$ ) w nukleonach. Obserwacja produkcji rezonansu  $\Delta^{++} = (uuu)$  z dużym  $p_T$  świadczy jednak o pewnej domieszce wektorowych



Rys. 10. Schematyczne przedstawienie korelacji między liczbami kwarków rozproszonych z dużym pędem poprzecznym i pozostałych w protonie kwarków nie uczestniczących w oddziaływaniu (tzw. spektatorów) z małym  $p_T$ . Układy dwukwarkowe łatwo podczas fragmentacji tworzą proton. W przypadkach rozpraszania dikwarków z dużym  $p_T$  powinny się obserwować ujemne korelacje między występowaniem szybkiego protonu dla dużych i małych  $p_T$



Rys. 11. Stosunek liczby protonów z małym  $p_T$  dla przypadków z obserwowanym protonem z dużym pędem poprzecznym do liczby protonów dla przypadków z obserwowanym mezonem z dużym pędem poprzecznym w funkcji względnego pędu podłużnego protonu  $x_F$ . Obserwowane ujemne korelacje między występowaniem szybkiego protonu dla dużych i małych  $p_T$  zgodne są z oczekiwaniami modelu rozpraszania dikwarków.

dikwarków ( $uu$ ) w protonie [23]. Przy dopasowaniu parametrów czynnika postaci dla dikwarków ( $ud$ ) do danych doświadczalnych otrzymuje się  $M^2$  ok.  $10 \text{ GeV}^2/c^4$ , co daje promień dikwarka  $\langle r^2 \rangle^{1/2} \approx 0,15 \text{ fm}$ .

#### 4. Podsumowanie

Krótki przegląd wyników doświadczalnych dla różnych procesów w fizyce cząstek elementarnych pokazuje, że istnieją silne argumenty za interpretacją tych danych jako dowodu na istnienie związanych stanów dwukwarkowych w barionach. Większość doświadczeń dotyczy lekkich kwarków  $u$  i  $d$  w nukleonach. Wydaje się, że dikwarki ( $ud$ ) występują głównie w stanach o zerowym spinie i izospinie. Istnieje jednak również mała domieszka stanów dwukwarkowych ( $uu$ ) z  $S = I = 1$ .

Efekty dikwarkowe obserwuje się zarówno w procesach z małym przekazem czteropędu (np. w spektroskopii barionowej), jak i w rozpraszaniu cząstek z dużym przekazem czteropędu. W tych ostatnich dikwarki podlegające rozproszeniu mogą być badane bardziej bezpośrednio. Jednocześnie można się spodziewać, że takie procesy w pewnym stopniu zniekształcają badane własności dikwarków. Ze wszystkich konfiguracji układów dwukwarkowych w nukleonie, w rozpraszaniu z dużym  $Q^2$  biorą udział tylko dikwarki silnie związane. Takie procesy odpowiadają więc rzadkim konfiguracjom funkcji falowej kwarka i dikwarka w barionie. Taka interpretacja doświadczeń z dużym  $Q^2$  pozwala wyjaśnić wyraźną sprzeczność między parametrami dikwarków uzyskanymi w modelach potencjalnych, gdzie otrzymuje się układy dwukwarkowe słabo związane i o dużych rozmiarach i w rozpraszaniu wysokoenergetycznym, gdzie dikwarki są silnie związanymi obiektami o rozmiarach ok.  $0,1 \text{ fm}$ .

Uzyskanie spójnego obrazu układów dikwarkowych w barionach wymaga jeszcze dalszych badań teoretycznych i doświadczalnych.

#### Literatura

- [1] M. Gell-Mann, *Phys. Lett.* **8**, 214 (1964); G. Zweig, CERN TH 401, 402 (1964).
- [2] F. Close, *An Introduction to Quarks and Partons*, Academic Press, New York 1979.
- [3] J. Zakrzewski, *Postępy Fizyki* **31**, 33 (1980); W. Gajewski, M. Świącki, *Postępy Fizyki* **27**, 323 (1976).
- [4] W. Królikowski, *Postępy Fizyki* **30**, 307 (1979).
- [5] S. Pokorski, *Postępy Fizyki* **28**, 391 (1977).
- [6] H. J. Lipkin, *Phys. Lett.* **45B**, 267 (1973).
- [7] K. F. Liu, C. W. Wong, *Phys. Rev.* **D28**, 170 (1983).
- [8] R. E. Cutkosky, R. E. Hendrick, *Phys. Rev.* **D16**, 2902 (1977).
- [9] Z. Dziembowski, W. J. Metzger, R. T. Van de Valle, *Z. Phys.* **C10**, 231 (1981).
- [10] A. Donnachie, *Z. Phys.* **C4**, 161 (1980).
- [11] J. Drees, *Proc. of the 1981 Int. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies*, Bonn 1981.
- [12] R. M. Barnett, *Proc. of the SLAC Summer Inst.*, Stanford 1979.
- [13] K. Varvell et al., *Z. Phys.* **C38**, 321 (1988).

- [14] T. Kawabe, *Phys. Lett.* **114B**, 263 (1982).
- [15] F. E. Close, R. G. Roberts, *Z. Phys.* **C8**, 57 (1981).
- [16] J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.* **123B**, 123 (1983); A. Bodek et al., *Phys. Rev.* **D20**, 1471 (1979).
- [17] V. A. Bedniakow, *Yad. Fiz.* **40**, 221 (1984).
- [18] T. Sloan, *Proc. of the Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics*, Uppsala 1987; J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.* **135B**, 225 (1984).
- [19] A. Breakstone et al., *Z. Phys.* **C25**, 21 (1984).
- [20] A. Breakstone et al., *Z. Phys.* **C27**, 205 (1985); A. Breakstone et al., *Phys. Lett.* **147B**, 237 (1984).
- [21] A. Breakstone et al., *Z. Phys.* **C28**, 335 (1985); S. Eklin, S. Fredriksson, *Phys. Lett.* **149B**, 509 (1984).
- [22] A. M. Smith et al., *Phys. Lett.* **B184**, 293 (1987).
- [23] A. Breakstone et al., *Z. Phys.* **C38**, 156 (1988).



## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

### Sesja Studenckich Kół Naukowych Fizyków poświęcona dydaktyce fizyki

Jeśli prawdą jest, że wnosimy obecnie nauce świątynie, to szkoda, że ludzie do nich nie wchodzi i nie mogą od wewnątrz zobaczyć piękna ich konstrukcji.

L. W. Cooper

Ta sentencja z książki Leona W. Coopera *Istota i struktura fizyki* była mottem VIII Ogólnopolskiej Sesji Studenckich Kół Naukowych Fizyków poświęconej problemom dydaktyki fizyki, która odbyła się w dniach 12—14 maja 1988 w Dąbrowie Niemodlińskiej k. Opola. Sesja zorganizowana została przez studentów fizyki WSP w Opolu pod patronatem Zakładu Dydaktyki Fizyki Instytutu Fizyki WSP.

Ogólnopolskie Sesje Studenckich Kół Naukowych Fizyków poświęcone problemom dydaktyki fizyki organizowane są od 1979 r. Z inicjatywą zorganizowania pierwszej takiej sesji wystąpili studenci WSP w Opolu akceptując jednocześnie propozycję tematyki sesji przedstawioną im przez pracowników Zakładu Dydaktyki Fizyki. Owa pierwsza sesja poświęcona została problemom nauczania fizyki w przyszłej dziesięcioletniej szkole powszechnej i z tym związany był jej główny cel. Chodziło o przybliżenie studentom zagadnień związanych z wdrażaniem nowego systemu kształcenia. Okazało się, że taka płaszczyzna wymiany doświadczeń i poglądów odpowiada zapotrzebowaniu środowiska studenckiego. Udział w imprezie był liczny — 90 osób z pięciu uczelni kształcących nauczycieli fizyki. Co prawda liczba studenckich referatów zgłoszonych na I sesję nie była imponująca (sześć), ale nie ona przekonała nas o potrzebie cyklicznego organizowania tego rodzaju spotkań. Znalazła tu potwierdzenie znana teza, iż ogólnopolskie spotkanie jest naturalną okazją do wymiany doświadczeń z działalności KNF w różnych ośrodkach kraju i że działalność tę aktywizuje. Najcenniejszą dla nas informacją było spostrzeżenie, że studenci interesują się problemami dydaktyki fizyki, referowane prace wywołują dyskusje i mogą przyczynić się do wyboru podobnych tematów prac podejmowanych przez członków kół. Spostrzeżenie to zasugerowało możliwość wykorzystania ogólnopolskich sesji dydaktyki fizyki jako dodatkowej okazji do zainteresowania studentów przyszłym zawodem, do wskazania im możliwości twórczego podejścia do wielu zadań powszechnie spotykanych w praktyce pedagogicznej oraz do przedstawienia dorobku studentów różnych ośrodków akademickich. Z tego przede wszystkim powodu pierwsza sesja zakończyła się podjęciem decyzji o zorganizowaniu podobnych spotkań w przyszłości i — w miarę możliwości — wpisania ich na stałe do kalendarza imprez akademickich. Zgodnie z tym postanowieniem w następnych latach organizowane były sesje w Poznaniu (2 razy), w Rzeszowie (1 raz) i w Opolu (4 razy). Niemałe więc doświadczenie zdobyli już organizatorzy i to zaowocowało sprawną organizacją ostatniej VIII Sesji. Uczestniczyło w niej 70 studentów z 10 ośrodków akademickich, 6 gości zagranicznych (studenci z Uniwersytetu w Ołomuńcu i WSP w Dreźnie) oraz „Kwarki” — młodzież szkolna z grupy twórczej działającej w Pałacu Młodzieży w Katowicach.

Program naukowy sesji był bogaty. Wykład inauguracyjny „Fronty i granice nauki” wygłosił dr Józef Musielok (Opole), który zainteresować potrafił wszystkich zebranych: „Kwarki”, studentów oraz obecnych pracowników naukowych. Uczestnicy sesji mieli także przyjemność gościć doc. Jerzego Gintera (UW). W ostatnim dniu wygłosił on referat „Energia w programie fizyki szkoły podstawowej”. Wysłuchali go nie tylko studenci, ale także nauczyciele specjalnie przybyli w tym dniu z Opola. Warto przypomnieć,

iż doc. Jerzy Ginter jest autorem podręczników do nauczania fizyki dla kl. VI i VII szkoły podstawowej. Mieli więc wszyscy wyjątkową okazję nie tylko ku temu, aby poznać autorską interpretację jednej z idei przewodnich zawartych w programie szkoły podstawowej, ale także poznać rozterki autora. Jak różnych mogą one dotyczyć problemów, nie wyłączając najbardziej podstawowych związanych z interpretacją celów nauczania, przekonał wszystkich bardzo szczerzy list uczennicy klasy VII (nb. z Rogowa Opolskiego), jeden z wielu, jakie otrzymuje od uczniów autor podręczników.

Napięty program sesji nie pozwolił na zaspokojenie ciekawości wszystkich chcących po referacie zadać pytania. W mniejszych grupach dyskutowano już indywidualnie podczas spacerów po zamkowym parku (prawdziwie letnia pogoda była poważną konkurencją wszystkich studentów referujących swe prace!).

Poziom prac studenckich przedstawionych na VIII Sesji KNF był dość zróżnicowany. Wynika to głównie z faktu, iż referowane były nie tylko prace magisterskie (bądź ich fragmenty), ale także prace przygotowane spontanicznie przez studentów pierwszych lat, członków Kół Naukowych Fizyków.

Po raz pierwszy podczas tej sesji przegląd prac połączony został z konkursem. Mieliliśmy nadzieję, iż przyczyni się to do podniesienia rangi imprezy, a także do podniesienia poziomu prac studenckich. Do konkursu zgłoszono 19 prac z następujących uczelni: Uniwersytet Gdański (1 praca), Uniwersytet Adama Mickiewicza, Poznań (7 prac), WSP w Częstochowie (4 prace), WSP w Kielcach (2 prace), WSP w Opolu (1 praca) i WSP w Słupsku (2 prace). Prace oceniono w 2 kategoriach: prac magisterskich oraz prac wykonanych w KNF. Dodatkowo przewidziano nagrodę specjalną za pracę o największych walorach popularyzacyjnych. Jury pracujące w składzie: dr D. Tokar, dr B. Pędzisz i dr J. Musielok wyłoniło następujących laureatów:

W kategorii 1 nagrody uzyskali:

1. Piotr Machowina z UAM w Poznaniu (opiekun pracy — doc. H. Szydłowski; temat pracy: Wpływ nauczania fizyki na wiedzę potoczną z dynamiki);

2. Gabriela Woźniak z WSP w Olsztynie (opiekun pracy — dr M. Dąbrowski; temat pracy: Wykorzystanie techniki filtrowania przestrzennego do wyjaśnienia mechanizmu powstawania obrazów optycznych w mikroskopii).

W kategorii 2 przyznano wyróżnienie dla członków KNF działającego przy IF WSP w Kielcach. Koło to było reprezentowane licznie przez studentów I roku, którzy przygotowali 2 prace zespołowe (opiekun KNF: mgr J. Smolowik).

Nagrodę za pracę o dużych walorach popularyzacyjnych przyznano Tomaszowi Michniowskiemu z WSP w Częstochowie (opiekun KNF — dr M. Głowacki; temat pracy: Kosmologia). Nagradzając Tomasza Michniowskiego wyróżniono, jak podkreśliło jury w werdykcie końcowym, dużą indywidualność i ekspresyjność jego wystąpienia.

Uczestnicy sesji mieli także okazję zapoznać się, niejako praktycznie, z problemami pracy z uczniem uzdolnionym w zakresie fizyki. Okazją ku temu stało się uczestnictwo młodzieży skupionej w grupie „Kwarki”, działającej od wielu lat w Pałacu Młodzieży w Katowicach pod kierunkiem mgr Urszuli Woźniakowskiej-Bezak. Prace przedstawione przez członków tej grupy nie odbiegały swym poziomem od prac studenckich, a znajomości rzeczy i pasji, z jaką były referowane, pozazdrościć by mógł niejeden profesjonalista.

Wzorem dla wystąpień studenckich mogły być także komunikaty wygłoszone przez uczestniczących w sesji studentów z CSSR i NRD. Ze szczególnym zainteresowaniem spotkały się wystąpienia kolegów z Ołomuńca, którzy przedstawili opracowane samodzielnie materiały dydaktyczne i układy doświadczalne.

Omówienie VIII sesji byłoby niepełne, gdyby nie wspomnieć i o tych punktach jej programu, które poza referatami i komunikatami dopełniały całości. Jednym z nich, który dostarczył wszystkim niezapomnianych wrażeń, był turniej „Przy fizyce o sporcie”, przygotowany przez studentów KNF WSP w Opolu. Uczestnicy musieli odpowiedzieć na pytania dotyczące przejawów funkcjonowania praw fizyki w różnych dyscyplinach sportu, a także wykazać się pewnymi umiejętnościami sportowymi. Turniej wzbudził wśród uczestników prawdziwie sportowe emocje i był jednocześnie praktycznym przykładem działania umożliwiającego budzenie zainteresowania fizyką.

Myślę, że przedstawiony wyżej przebieg ósmego już spotkania młodych dydaktyków fizyki w pełni uzasadnia tezę o przydatności sesji jako środka rozbudzającego i pogłębiającego zainteresowania studentów przyszlým zawodem nauczyciela fizyki i jednocześnie jako środka doskonalącego przygotowanie do wy-

konywania tego zawodu. Dlatego też komunikat końcowy Jury konkursowego VIII Sesji kończy się stwierdzeniem: „Uważamy, iż w Ogólnopolskich Sesjach Młodych Dydaktyków Fizyki uczestniczyć powinni przedstawiciele wszystkich uczelni w kraju kształcących przyszłych nauczycieli fizyki”.

Sponsorami Sesji byli: Jego Magnificencja Rektor opolskiej WSP oraz Środowiskowe Centrum Studentckiego Ruchu Naukowego w Opolu. Składamy im serdeczne podziękowania.

Mamy nadzieję, że na IX Ogólnopolskiej Sesji KNF spotkamy się w Poznaniu, jako że ten ośrodek podjął starania związane z organizacją kolejnego spotkania.

Bożena Pędzisz

Instytut Fizyki WSP  
Opole

## Nowe Teorie w Fizyce

### XI Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu Dolnym

XI Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych, które odbyło się w Domu Pracy Twórczej Architekta w Kazimierzu Dolnym w dniach 22—28 maja 1988 r., miało charakter szczególny. W tym roku przypada bowiem pięćdziesiąta rocznica ważnej międzynarodowej konferencji *Nowe Teorie w Fizyce* zorganizowanej w Warszawie od 30 maja do 3 czerwca 1938 r. przez prof. C. Białobrzeskiego pod auspicjami Międzynarodowego Instytutu Współpracy Intelaktualnej (prekursora UNESCO) przy udziale Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) i Polskiego Komitetu Współpracy Intelaktualnej. Tegoroczne sympozjum w Kazimierzu, zorganizowane pod auspicjami IUPAP, nawiązywało do tej rocznicy samym tytułem konferencji, większą niż zwykle liczbą referatów teoretycznych i ich szerszą tematyką. Wprawdzie trudno byłoby sprostać znakomitej obsadzie konferencji z 1938 r. (N. Bohr, L. Brillouin, L. de Broglie, C. Darwin, A. Eddington, R. Fowler, G. Gamow, S. Goudsmit, O. Klein, H. Kramers, L. de Kronig, P. Langevin, C. Möller, J. von Neumann, L. Rosenfeld, E. Wigner i inni), ale XI sympozjum w Kazimierzu może także poszczycić się udziałem wielu wybitnych fizyków, m. in. S. Chandrasekhara, D. Grossa, Y. Nambu, L. Okunia.

Charakter sympozjum był określony przez obecną sytuację w fizyce oddziaływań fundamentalnych. Istnieje tu pewna analogia do sytuacji w fizyce teoretycznej w okresie konferencji z 1938 r., gdy święciła triumf mechanika kwantowa. Interesujące refleksje nasuwa pod tym względem lektura materiałów z tamtej konferencji. Upajano się wtedy historycznym przełomem w nauce, ale jednocześnie nieraz nieudolnie a czasem proroczco przeczuwano istnienie głębszych warstw naszego poznania oddziaływań fundamentalnych. Teraz z jednej strony dostrzegamy błędy pojęciowe i błędną interpretację bardzo ubogich wtedy faktów empirycznych, a z drugiej strony zaskakują nas znakomite idee (wtedy całkiem zlekceważone), jak np. zawarta w referacie Oskara Kleina koncepcja teorii pól z nieprzemianną grupą lokalnej symetrii cechowania czy też pojawiająca się nieśmiało idea wielkiej unifikacji.

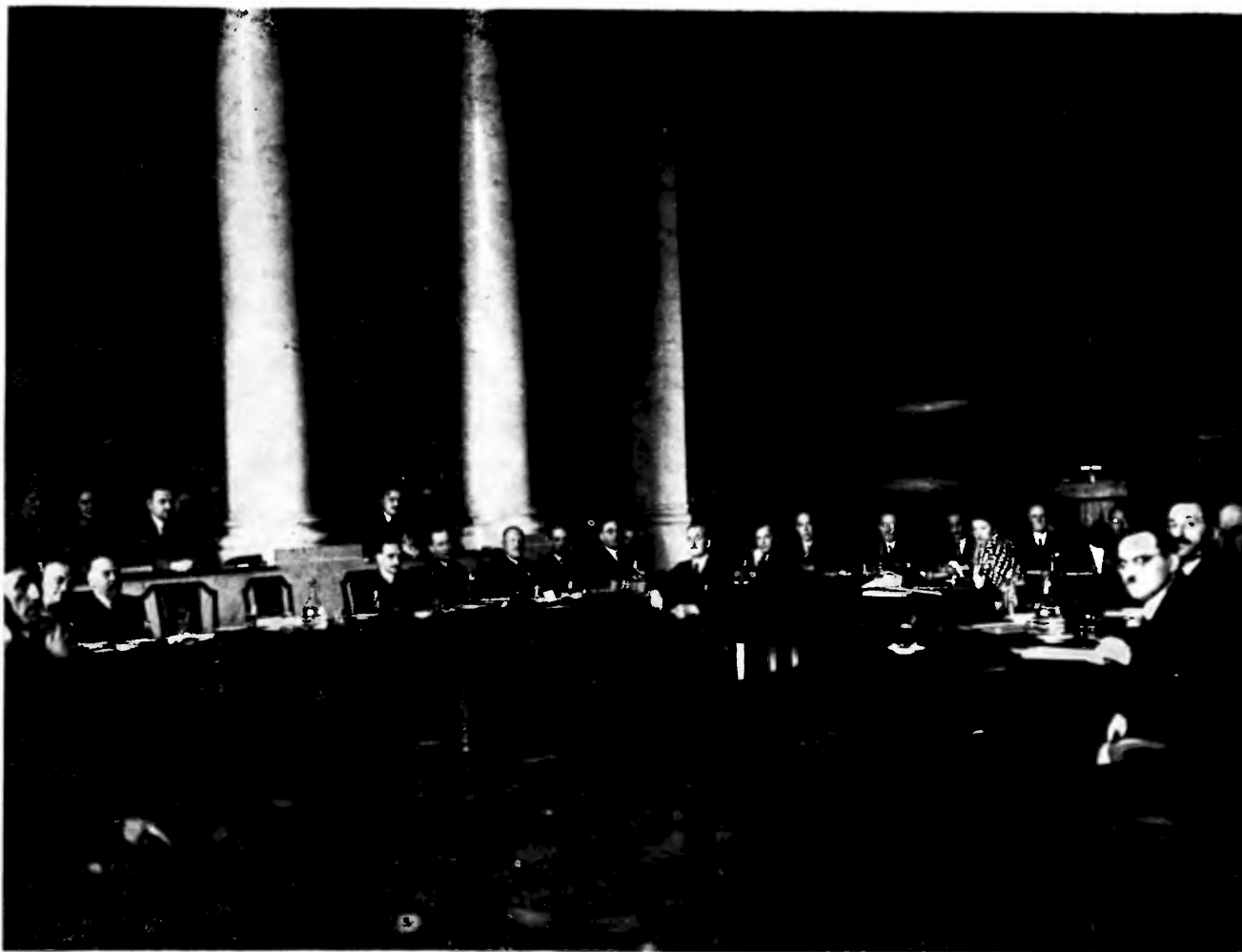
Dość podobnie wygląda obecnie sytuacja w fizyce oddziaływań fundamentalnych. Owocem intensywnych badań ostatnich dwudziestu lat jest spójna teoria oddziaływań silnych i elektroślabych, zwana skromnie modelem standardowym. Choć teoria ta nie wiąże się z rewolucją pojęciową tak jak mechanika kwantowa w latach dwudziestych i trzydziestych, to jednak z perspektywy końca lat sześćdziesiątych stanowi ona prawdziwy przełom w naszym rozumieniu oddziaływań fundamentalnych. Model standardowy jest ogromnym sukcesem ostatnich lat i święci on obecnie zasłużony triumf. Zadowolenie z sukcesu trwa jednak zwykle dość krótko i w latach osiemdziesiątych awangarda badań przesunęła się ponownie do obszarów nieznanych. Szczegóły mechanizmu spontanicznego naruszenia symetrii cechowania, problem kilku rodzin kwarków i leptonów, generacja ich mas, pełna unifikacja wszystkich znanych oddziaływań (łącznie z grawitacyjnymi) to zagadnienia, które nurtują obecnie fizyków wielkich energii, kosmologów i relatywistów.

Problemy te znalazły pełne odbicie w referatach wygłoszonych na sympozjum. Nie zapominając o spekulatywnym charakterze wielu koncepcji stanowiących rozszerzenie modelu standardowego i bardziej fundamentalne jego uzasadnienie, trudno nie zwrócić uwagi na zaskakującą spójność i elegancję wielu idei, jak np. supersymetrii i teorii strun. Istotną rolę w procesie wychodzenia poza model standardowy odgrywają badania eksperymentalne i kilka referatów na sympozjum było poświęconych omówieniu tych badań, a zwłaszcza przeanalizowaniu możliwości, jakie stworzą budowane właśnie nowe akceleratory.

Sympozjum zorganizowane zostało przez obydwie Instytuty Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. Wzięło w nim udział 41 fizyków z zagranicy (z CERN-u, Czechosłowacji, Francji, Holandii, Irlandii, Izraela, Kanady, NRD, RFN, Szwajcarii, Szwecji, USA, Węgier, W. Brytanii, Włoch i ZSRR) oraz 74 fizyków polskich (z Białegostoku, Katowic, Kielc, Krakowa, Lublina, Łodzi, Szczecina, Warszawy i Wrocławia). Łącznie przedstawiono 49 referatów przeglądowych i komunikatów z prac własnych, w tym 11 wystąpień mieli uczestnicy polscy. Materiały sympozjum zostały opublikowane przez World Scientific (Singapur) w styczniu 1989 r.

*Zygmunt Ajduk i Stefan Pokorski*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytet Warszawski



Uczestnicy konferencji *Nowe Teorie w Fizyce* w 1938 r. podczas wykładów w Pałacu Staszica w Warszawie. Przy stołach siedzą kolejno od prawej: S. Szczeniowski, L. Wertenstein, J. Weysenhoff, X, C. Białobrzeski, X, H. Bonnet, P. Langevin, N. Bohr, X, X, H. Kramers, L. de Kronig, C. Darwin, J. von Neumann, E. Bauer, F. J. Wiśniewski, X. (Zdjęcie pochodzi ze zbiorów prof. W. Opęchowskiego z Vancouver)



Uczestnicy sympozjum *Nowe Teorie w Fizyce* w 1988 r. przed Domem Architekta w Kazimierzu

## RECENZJE

Mario Bertolotti: *Masery i lasery, ujęcie historyczne*, z języka angielskiego przełożyła Eugenia Kaczmarek, WNT, Warszawa 1987, s. 274, nakład 1800 egz., cena zł 330.—

Książka Mario Bertolottiego to monografia, której celem jest „nakreślenie historii rozwoju podstawowych idei, na których opiera się działanie maserów i laserów”, jak napisał we wstępie sam Autor. Uważam, że ten cel został osiągnięty w pięknym stylu. Książkę miejscami czyta się jak powieść sensacyjną. Napięcie akcji jest w niej wypunktowane datami wpływania artykułów do redakcji czasopism naukowych. Są przytoczone słynne spory naukowe oraz pozornie błahe wydarzenia, które jednak nakreślały spiralę wiedzy tak, że dzisiaj światło, które jest piątym z żywiołów, po ogniu, wodzie, powietrzu i ziemi, zostało całkowicie ujarzmione.

Książka Bertolottiego jest przeznaczona dla fizyków. Czytelnik, który nie ma podstawowego wykształcenia z fizyki, a w szczególności z mechaniki kwantowej, nie będzie mógł śledzić tego, co w tej książce jest najważniejsze i najlepiej napisane, mianowicie historii zapoczątkowania i rozwoju nowej gałęzi wiedzy. Moim zdaniem z tej książki nie można nauczyć się o rezonansie magnetycznym czy o pompowaniu optycznym. Nie ma w niej też elementarnej zasady działania masera czy lasera. Dlatego książka Bertolottiego nie może być polecana jako podręcznik dla studentów, natomiast każdy, kto ma już trochę tych podstawowych wiadomości, po przeczytaniu tej książki na pewno dobrze je ugruntuje i ponadto bardzo wzbogaci swoją wiedzę.

Mario Bertolotti urodził się w 1933 r. w Turynie we Włoszech. Od 1970 r. jest profesorem fizyki uniwersytetu w Rzymie. Jest on znanym specjalistą w dziedzinie optyki i fizyki laserowej.

Książka *Masery i lasery, ujęcie historyczne*, która dzięki WNT (szkoda, że w tak małym nakładzie!) trafi do rąk polskiego czytelnika, jest jedyną w swoim rodzaju. W ujęciu historycznym przedstawiono w niej prace dotyczące: emisji wymuszonej, sposobów wytwarzania inwersji obsadzeń stanów kwantowych, generacji promieniowania spójnego i statystycznych własności światła. To ostatnie zagadnienie jest najszerzej potraktowane. Poza historią jest tu także gruntowny wykład, ilustrowany dowodami doświadczalnymi, na temat statystyki fotonów, zjawiska grupowania się fotonów i kwantowej teorii spójności światła.

Z dziedziny, do której zalicza się omawiana książka, w języku polskim wydano 25 pozycji. Są one wymienione na str. 258 w wykazie literatury uzupełniającej w polskim wydaniu książki. Trudno byłoby przytoczyć tu wszystkie, ograniczę się więc tylko do tych, które mam stale pod ręką. Są to: L. Allen, J. H. Eberly, K. Rzążewski — *Rezonans optyczny*, PWN, Warszawa 1981, F. Kaczmarek — *Wstęp do fizyki laserów*, PWN, Warszawa 1986, F. Kaczmarek — *Podstawy działania laserów*, WNT, Warszawa 1983, A. Kujawski — *Lasery*, Wydawnictwa Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1986 i W. S. Letochow, W. P. Czebotajew — *Nieliniowa spektroskopia laserowa*, PWN, Warszawa 1982.

Książka Bertolottiego została napisana i wydana po angielsku w 1983 r. Do tego wydania przedmowę napisał A. L. Schawlow, a w wydaniu polskim jest przedmowa A. Kujawskiego. Bardzo obszerną recenzję książki napisał A. Kastler (*Postępy Fizyki* 40, 39 (1989)). Obawiam się, że niewiele mogę do tego dodać. Zaczę od uwag ogólnych, a uwagi merytoryczne przedstawię dalej, wraz z uwagami odnoszącymi się do polskiego przekładu.

W książce Bertolottiego są przedstawione sylwetki niektórych naukowców uczestniczących w opisywanych wydarzeniach, ale w moim odczuciu te notki biograficzne rozbijają tok narracji. Dbałość Autora o szczegóły jest godna pochwały, ale nie wiem czy informacja o honorarium w wysokości 50 USD, jakie dostał Weber za wykład o maserze (s. 87<sub>1</sub>) czy skądinąd frapująca wiadomość o tym, że A. M. Prochorow urodził się w Australii (s. 96<sub>2</sub>) jest tego warta. Wolałabym, gdyby takie szczegóły z życia wielkich ludzi

znalazły się w przypisach, natomiast niektóre przypisy o treści fizycznej, jak np. w rozdziale 6 przypisy 3, 18, 25, 58 itp. (str. 187—191) były włączone do głównego tekstu. Ponadto razi mnie sposób, w jaki Autor podaje rok urodzenia żyjących bohaterów swojej książki, np. Theodore H. Maiman (1927— ) czy R. J. Glauber (1925— ). Znacznie bardziej taktowna byłaby forma (ur. 1927). A przy okazji, informacja o roku narodzin i śmierci Bittera jest podana dwa razy (strony 72<sub>a</sub> i 78<sup>14</sup>). W tym miejscu warto zauważyć, że w polskim przekładzie na str. 72 po krótkiej biografii Alfreda Kastlera uzupełniono tekst oryginału datą śmierci Kastlera.

Jak już wspominałam, książka *Masery i lasery...* była pisana po angielsku przez Włocha. W słowie wstępnym są podziękowania złożone drowi R. Pike'owi za przełożenie tego „anglo-włoskiego tekstu” na angielski. Mimo to polska Tłumaczka nie miała łatwego zadania, ale wywiązała się z niego zupełnie dobrze. Raczej uproszczony angielski, przechodzący często w żargon laboratoryjny, Eugenia Kaczmarek przełożyła na poprawny język podręcznikowy. Wprawdzie właśnie do przekładu mam kilka bardziej i mniej poważnych zastrzeżeń, nie zmienia to jednak mojej ogólnej dobrej oceny tej niełatwej pracy. Poważniejsze zarzuty przytoczę w tej recenzji, a resztę dołączę w postaci wykazu razem z zauważonymi błędami drukarskimi, których zresztą jest wyjątkowo mało<sup>1</sup>.

Już na pierwszej stronie właściwego tekstu (15<sub>a</sub>) jest definicja  $\nu$  jako „częstotliwości” promieniowania. Należę do grona zwolenników terminu „częstość” i postaram się przytoczyć tu argumenty za używaniem „częstości”, a nie „częstotliwości”. Spotkałam się z poglądem, że „częstość” to  $\nu$ , a „częstotliwość” to  $\omega$ , przy czym, jak wiadomo  $\omega = 2\pi\nu$ . Konia z rzędem temu, kto mi wskaże podręcznik, w którym jest takie rozróżnienie. W omawianej książce używa się tylko terminu „częstotliwość” (52<sub>a</sub>). Powtórzę tu znany argument, że przecięz mówi się gęstość, a nie gęstotliwość. Podobnie, mimo że mówi się oddziaływanie, to ciała nie oddziałują ze sobą, a oddziałują, co jest zresztą zgodne z ogólną tendencją upraszczania języka.

W polskim przekładzie książki Bertolottiego nadużywa się słowa „eksperyment”, które często brzmi zbyt pompacyjnie, ponieważ najczęściej robi się doświadczenia, które tylko czasami przyjmują wymiar eksperymentu. Szkoda też, że nie wprowadzono ładu w nazwach uniwersytetów Harvarda, Stanforda czy Columbia. Może warto w tym miejscu przypomnieć, że Uniwersytet Harvarda (założony w 1636 r.) jest w miejscowości Cambridge w stanie Massachusetts i swoją nazwę zawdzięcza nazwisku Johna Harvarda, który był jego pierwszym dobroczyńcą. Zatem zwroty „Uniwersytet w Harvard” (48<sub>a</sub>) czy „Uniwersytet w Harvardzie” (49<sup>18</sup>) są po prostu bez sensu. Podobnie trzeba bardzo uważać przy odmianie nazwy Uniwersytetu Stanforda, który został założony w 1885 r. przez Lelanda Stanforda, ale znajduje się w miejscowości Stanford w stanie California. Tym niemniej zwroty „Uniwersytet Stanford” (48<sub>a</sub>) czy „w Uniwersytecie Stanford” (132<sup>2</sup>) są błędne. Podobnie „w Columbia” (92<sup>2</sup>) czy „po powrocie do Columbia” (89<sup>10</sup>) brzmi jak „moja chcieć mieć”. Ponadto Leyden to dobrze nam znana Lejda (31<sup>15, 21, 28</sup>, 101<sup>4</sup> itp.), a Florence (str. 84 przypis 67), to po polsku Florencja. Wymieniony na str. 48<sup>17</sup> „Federalny Instytut Technologii” to naprawdę jest Politechnika Federalna, natomiast słowo *institution* (48<sup>20</sup>) nie oznacza instytutu, lecz instytucję. Na str. 125<sub>a</sub> jest mowa o Międzynarodowej Komisji Optyki, a nie o Komitecie.

Do innych systematycznych błędów przekładu należy dosłowne tłumaczenie zwrotu *a function of* (61<sup>3</sup>, podpisy pod rysunkami 3.5, 3.6, 6.29 itp.), zamiast „w funkcji”. Przy okazji warto zauważyć, że *arbitrary units* to są jednostki względne lub umowne, a nie „jednostki dowolne” (str. 183 rys. 6.29), co mogłoby sugerować na przykład metry. Inną źle używaną jednostką jest Torr. Zgodnie z konwencją międzynarodową (*Symbols, Units and Nomenclature in Physics*, IUPAP 1978) właśnie tak oznacza się jednostkę ciśnienia. Jest to skrót nazwiska Torricelli, podobnie jak Pa jest skrótem nazwiska Pascala. Można mówić i pisać, że ciśnienie mierzy się w torach lub w paskalach, podobnie jak natężenie prądu mierzy się w amperach, ale raczej nie pisze się 0,5 tora (166<sup>12</sup>) czy 60 torów (170<sup>1</sup>), lecz (zgodnie z intencją Autora) 0,5 Torr czy 60 Torr, podobnie jak by się napisało 0,5 A czy 60 A. A skoro już jesteśmy przy jednostkach, to częstość mierzy się w cyklach, ale na sekundę (77<sup>13</sup>), przy czym w Polsce powszechnie używa się herców (Hz).

Ponadto *response* jest zawsze tłumaczone jako odpowiedź, a moim zdaniem lepszym słowem jest reakcja. Na przykład na str. 47<sup>a</sup> w zdaniu, w którym jest mowa o „szybkości odpowiedzi” momentu magnetycznego na zmianę pola lepiej jest użyć słów „szybkość reakcji”, podobnie jak na str. 219<sup>12</sup>, gdzie czytamy o „odpowiedzi układu” czy w innych, podobnych przypadkach (220<sup>7</sup>, 233<sub>a</sub> itp.).

<sup>1</sup> Wykaz ten, zawierający 45 pozycji, przekazujemy Wydawcy (przyp. red.).



znalazły się w przypisach, natomiast niektóre przypisy o treści fizycznej, jak np. w rozdziale 6 przypisy 3, 18, 25, 58 itp. (str. 187—191) były włączone do głównego tekstu. Ponadto razi mnie sposób, w jaki Autor podaje rok urodzenia żyjących bohaterów swojej książki, np. Theodore H. Maiman (1927— ) czy R. J. Glauber (1925— ). Znacznie bardziej taktowna byłaby forma (ur. 1927). A przy okazji, informacja o roku narodzin i śmierci Bittera jest podana dwa razy (strony 72<sub>4</sub> i 78<sup>11</sup>). W tym miejscu warto zauważyć, że w polskim przekładzie na str. 72 po krótkiej biografii Alfreda Kastlera uzupełniono tekst oryginału datą śmierci Kastlera.

Jak już wspomniałam, książka *Masery i lasery...* była pisana po angielsku przez Włocha. W słowie wstępnym są podziękowania złożone drowi R. Pike'owi za przełożenie tego „anglo-włoskiego tekstu” na angielski. Mimo to polska Tłumaczka nie miała łatwego zadania, ale wywiązała się z niego zupełnie dobrze. Raczej uproszczony angielski, przechodzący często w żargon laboratoryjny, Eugenia Kaczmarek przełożyła na poprawny język podręcznikowy. Wprawdzie właśnie do przekładu mam kilka bardziej i mniej poważnych zastrzeżeń, niż zmienia na jednak mojej ogólnej dobrej oceny tej niełatwej pracy. Poważniejsze zarzuty przytoczę w tej recenzji, a resztę dołączę w postaci wykazu razem z zauważonymi błędami drukarskimi, których zresztą jest wyjątkowo mało<sup>1</sup>.

Już na pierwszej stronie właściwego tekstu (15<sub>2</sub>) jest definicja  $\nu$  jako „częstotliwości” promieniowania. Należę do grona zwolenników terminu „częstość” i postaram się przytoczyć tu argumenty za używaniem „częstości”, a nie „częstotliwości”. Spotkałam się z poglądem, że „częstość” to  $\nu$ , a „częstotliwość” to  $\omega$ , przy czym, jak wiadomo  $\omega = 2\pi\nu$ . Konia z rzędem temu, kto mi wskaże podręcznik, w którym jest takie rozróżnienie. W omawianej książce używa się tylko terminu „częstotliwość” (52<sub>8</sub>). Powtórzę tu znany argument, że przecież mówi się gęstość, a nie gęstotliwość. Podobnie, mimo że mówi się oddziaływanie, to ciała nie oddziałują ze sobą, a oddziałują, co jest zresztą zgodne z ogólną tendencją upraszczania języka.

W polskim przekładzie książki Bertolottiego nadużywa się słowa „eksperyment”, które często brzmi zbyt pompacyjnie, ponieważ najczęściej robi się doświadczenia, które tylko czasami przyjmują wymiar eksperymentu. Szkoda też, że nie wprowadzono ładu w nazwach uniwersytetów Harvarda, Stanforda czy Columbia. Może warto w tym miejscu przypomnieć, że Uniwersytet Harvarda (założony w 1636 r.) jest w miejscowości Cambridge w stanie Massachusetts i swoją nazwę zawdzięcza nazwisku Johna Harvarda, który był jego pierwszym dobroczyńcą. Zatem zwroty „Uniwersytet w Harvard” (48<sub>8</sub>) czy „Uniwersytet w Harvardzie” (49<sup>13</sup>) są po prostu bez sensu. Podobnie trzeba bardzo uważać przy odmianie nazwy Uniwersytetu Stanforda, który został założony w 1885 r. przez Lelanda Stanforda, ale znajduje się w miejscowości Stanford w stanie California. Tym niemniej zwroty „Uniwersytet Stanford” (48<sub>7</sub>) czy „w Uniwersytecie Stanford” (132<sup>8</sup>) są błędne. Podobnie „w Columbia” (92<sup>5</sup>) czy „po powrocie do Columbia” (89<sup>10</sup>) brzmi jak „moja chcieć mieć”. Ponadto Leyden to dobrze nam znana Lejda (31<sup>15, 21, 23, 101</sup> itp.), a Florence (str. 84 przypis 67), to po polsku Florencja. Wymieniony na str. 48<sup>17</sup> „Federalny Instytut Technologii” to naprawdę jest Politechnika Federalna, natomiast słowo *institution* (48<sup>20</sup>) nie oznacza instytutu, lecz instytucję. Na str. 125<sub>8</sub> jest mowa o Międzynarodowej Komisji Optyki, a nie o Komitecie.

Do innych systematycznych błędów przekładu należy dosłowne tłumaczenie zwrotu *as a function of* (61<sup>3</sup>, podpisy pod rysunkami 3.5, 3.6, 6.29 itp.), zamiast „w funkcji”. Przy okazji warto zauważyć, że *arbitrary units* to są jednostki względne lub umowne, a nie „jednostki dowolne” (str. 183 rys. 6.29), co mogłoby sugerować na przykład metry. Inną źle używaną jednostką jest Torr. Zgodnie z konwencją międzynarodową (*Symbols, Units and Nomenclature in Physics*, IUPAP 1978) właśnie tak oznacza się jednostkę ciśnienia. Jest to skrót nazwiska Torricelli, podobnie jak Pa jest skrótem nazwiska Pascala. Można mówić i pisać, że ciśnienie mierzy się w torach lub w paskalach, podobnie jak natężenie prądu mierzy się w amperach, ale raczej nie pisze się 0,5 tora (166<sup>12</sup>) czy 60 torów (170<sup>3</sup>), lecz (zgodnie z intencją Autora) 0,5 Torr czy 60 Torr, podobnie jak by się napisało 0,5 A czy 60 A. A skoro już jesteśmy przy jednostkach, to częstość mierzy się w cyklach, ale na sekundę (77<sup>13</sup>), przy czym w Polsce powszechnie używa się herców (Hz).

Ponadto *response* jest zawsze tłumaczone jako odpowiedź, a moim zdaniem lepszym słowem jest reakcja. Na przykład na str. 47<sup>8</sup> w zdaniu, w którym jest mowa o „szybkości odpowiedzi” momentu magnetycznego na zmianę pola lepiej jest użyć słów „szybkość reakcji”, podobnie jak na str. 219<sup>2</sup>, gdzie czytamy o „odpowiedzi układu” czy w innych, podobnych przypadkach (220<sup>7</sup>, 233<sub>8</sub> itp.).

<sup>1</sup> Wykaz ten, zawierający 45 pozycji, przekazujemy Wydawcy (przyj. red.).

fesora” (122<sub>20</sub>). Nie jest też prawdą, że Gould „został zweryfikowany i nie dostał odpowiedniego świadectwa lojalności” (123<sub>10</sub>). To program naukowy został zakwalifikowany jako tajny, a Gould nie uzyskał *security clearance*, co nie jest świadectwem lojalności, lecz zaświadczeniem dopuszczającym do uczestnictwa w tajnych badaniach. W opisaniej historii Gordona Goulda najbardziej dziwi mnie tytuł jego notatnika laboratoryjnego, poświadczony rejentalnie w listopadzie 1957 r. Są tam użyte słowa: „możliwości laserowego wzmacniania światła za pomocą wymuszonej emisji promieniowania”. Zastanawia mnie czy słowo laser było już wówczas powszechnie stosowane, czy może tytuł temu notatnikowi nadano znacznie później.

Przypuszczam, że dopisanie w przypisie 142 (str. 194) polskiego patentu prof. W. Wolińskiego było uzgodnione z Autorem, szkoda więc, że nazwisko Wolińskiego pominięto w skorowidzu autorów (str. 263).

Na str. 136<sup>9,10</sup> Bertolotti używa określeń „gęstość atomów” czy „gęstość aktywnych jonów w kryształach”, podczas gdy powinno się mówić o koncentracji, która charakteryzuje się liczbą cząstek w jednostce objętości, a gęstość jest przecież stosunkiem masy ciała do jego objętości. Ponadto na str. 141<sub>8</sub> nie chodzi o „minimalne teoretycznie obsadzenie poziomu”, lecz o „obsadzenie poziomu 2 równe obliczonej wartości minimalnej”. Bardzo dobrze, że w podpisach do rysunków 6.1 i 6.5 i w tekście (133<sup>11</sup>) dodano „jonu Cr<sup>3+</sup>”. Mówienie o poziomach energetycznych rubinu byłoby zbyt dużym uproszczeniem.

*Resonance trapping* to jest uwięzienie promieniowania rezonansowego, a nie „rezonansowe pułapkowanie” (147<sub>1</sub>), a *continuous-wave* to jest pełna nazwa znanego skrótu c. w. i po polsku oznacza pracę ciągłą, zatem „oscylacje z ciągłą falą” (148<sub>13</sub>) zastąpiłabym słowami: „ciągłą pracę lasera”. Ponadto, liczbą kwantową opisującą stany oscylacyjne jest  $v$ , a nie  $\nu$ , jak jest na rys. 6.23 na str. 168 (ten błąd jest też w oryginale). Na tym rysunku są też tajemnicze oznaczenia (np. M czy VS), których nigdzie nie objaśniono. Na str. 170<sup>18</sup> jest mowa o wyładowaniu, a nie o laserze kontrolowanym przez wiązkę elektronów, a już zupełnie bez sensu przetłumaczono, że laser chemiczny działający na cząsteczkach HF (fluorowodoru) to „laser chemiczny o wysokiej częstotliwości” (170<sup>21</sup>). Dalej, na str. 172<sub>16</sub> czytamy o „ogromnym laserze rubinowym”, podczas gdy chodzi o laser rubinowy z gigantycznym (*giant*) impulsem. O kilku innych, drobniejszych nieścisłościach nie warto wspominać.

W podpisie do rys. 6.25 jest powiedziane, że cieńsze linie przedstawiają rotacyjną strukturę subtelną, podczas gdy chodzi o drobniejszą od oscylacyjnej, subtelniejszą strukturę rotacyjną. W fizyce atomowej struktura subtelną oznacza strukturę poziomów wynikającą z oddziaływania spin-orbita, o którym w tym przypadku nie ma mowy.

Nie mogę też zgodzić się ze zdaniem podsumowującym spotkanie Bosego z Panią Curie (208<sup>10</sup>). W oryginale jest wyraźnie powiedziane *discouraging contact*, a więc nie „odstraszające spotkanie”, a jedynie zniechęcające. Zresztą całe zdanie jest nielogiczne, cytuję: „po tym odstraszającym spotkaniu Bose poznał braci de Broglie”. Ponadto, skoro dla podkreślenia udziału polskiej nauki można było w spisie literatury dodać patent profesora Wolińskiego, należało też dodać, że chodzi o Panią Skłodowską-Curie.

Każdy tłumacz powinien pamiętać o tym, że śruba i okręt to nie jest śrubokręt. Nie należało pisać „... podjęcie przez Pana samego trudu...” (208<sup>15</sup>), ponieważ po angielsku użyto słowa *yourself*. Myślę też, że *bloody but unbowed* należało przetłumaczyć jako „krwawiący, ale nieugięty”, a nie „zakrwawiony, ale nieugięty”.

Od strony 224 często występuje termin „źródło ciepłe” (224<sup>1</sup>, 232<sup>15</sup>, 236<sup>18</sup> itp.), podczas gdy o źródłach promieniowania innych niż lasery czy masery mówimy jako o źródłach konwencjonalnych lub termicznych.

Mam nadzieję, że w kolejnym, większym nakładzie tej bardzo ciekawej książki zostaną uwzględnione moje pracowicie wyłowione ułomności tłumaczenia i drobne uwagi merytoryczne.

Na zakończenie chciałabym zwrócić uwagę na bardzo ładną szatę graficzną książki, staranność korekty—zauważyłam tylko kilka błędów drukarskich, i bardzo przejrzysty układ tekstu. Nie rozumiem tylko dlaczego z reguły nie ma znaków przestankowych po wzorach, ale może właśnie tym WNT różni się od PWN.

Aleksandra Kopystyńska

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW  
Warszawa

Neil W. Ashcroft, N. David Mermin: *Fizyka ciała stałego*, tłumaczył z języka angielskiego Jacek M. Kowalski, PWN, Warszawa 1986, s. 943, wydanie I, nakład 5000 egz., cena zł 1160.— (tytuł dotowany przez Ministra Nauki i Szkolnictwa Wyższego)

Pojawienie się tej książki na naszym rynku księgarskim ma swoją prehistorię. Recenzent, przebywający w 1976 r. z krótką wizytą w Uniwersytecie Cornella, otrzymał w podarunku od prof. N. D. Mermina egzemplarz *Solid State Physics*, ładnie wydany przez Holta, Rineharta i Winstona. W wydaniu tym duże wrażenie robiła głęboko tłoczona grafika i harmonijnie z nią związana organizacja tekstu, jeśli mówić o formalnych zaletach wydania. Po powrocie do kraju i bliższym zapoznaniu się z książką, a także dyskusjach z obecnym wtedy w Polsce prof. M. I. Kaganowem z Instytutu Problemów Fizycznych AN ZSRR, jak również z paroma innymi fizykami polskimi, recenzent zaczął apelować, wspólnie z M. I. Kaganowem, o wydanie tej książki i po polsku i po rosyjsku, w opublikowanych w 1978 r. recenzjach w *Postęпах Fizyki* [29, 121 (1978)] i w *Nowych Książkach za Rubieżom*. Prace nad przekładem rosyjskim wszczęły się raczej niezwłocznie, przekład opublikowano w 1981 r., przekład polski ukończono w r. 1982, rozpoczynając go wyraźnie później od przekładu rosyjskiego. Przy kolejnych spotkaniach z N. D. Merminem (r. 1980 i 81) recenzent był wyraźnie sfrustrowany odpowiadając mu, czy też raczej nie odpowiadając, co też się dzieje z wydaniem książki w Polsce. Niezależnie od wszystkiego, należy się cieszyć, że wreszcie polski przekład książki się ukazał. Tymczasem wyszło drugie wydanie książki, u tegoż Holta, Rineharta i Winstona; recenzent widział je jedynie w przelocie w czasie pobytu za granicą i nie umie powiedzieć, w jakim stopniu to wydanie odtwarza wydanie pierwsze.

Recenzent nie zamierza tu powtarzać swojej czy też raczej w połowie swojej recenzji z 1978 r. Warto jednak powiedzieć, co go skłoniło do napisania gorącej zachęty wydania tłumaczenia tej książki. Podobnie jak i teraz, był to najlepszy, w skali światowej, podręcznik fizyki ciała stałego. Jego obszerność nie szkodziła przy tym jego wartości użytkowej: i organizacja materiału i skorowidz zależności logicznej tematycznych pozwalały wybrać zeń w dużym stopniu dowolny materiał do wykładu i samodzielnego studiowania, z dowolnością ograniczoną głównie przez kryterium sensowności. Jest to, dość wyraźne w zasadniczym zrębie książki, fizyka nie zaś teoria ciała stałego, z którą mamy raczej do czynienia w Uzupełnieniach, mimo ścisłości wykładu i szczególnej troski Autorów o właściwe wyważenie wad i zalet omawianych metod, w czym trudno o precedens w istniejącej literaturze podręcznikowej fizyki ciała stałego. Zasadniczy strumień informacji trafia do czytelnika i w formie możliwie prostych wyprowadzeń podstawowych zależności (uściślające szczegółów znajdując się raczej w Uzupełnieniach), i w formie sugestywnie zarysowanej panoramy zagadnienia — a także w postaci licznych danych doświadczalnych, we wszechstronnej konfrontacji z istniejącymi teoriami. Należy dodać, że liczne i dobrze opracowane zadania ułatwiają samodzielne dotarcie do głębszego rozumienia tekstu po ich przerobieniu.

Książka w czasie „leżakowania” zestarzała się stosunkowo niewiele. Prawdopodobnie obecnie Autorzy nie napisaliby na przykład „Metale mają oporność elektryczną, ponieważ żadne ciało nie jest kryształem idealnym” (str. 261, ostatni akapit), ze względu na zagadnienie lokalizacji (por. również analogiczne zdanie w drugim akapicie rozdziału ósmego). Z dużym prawdopodobieństwem — cieplej pisaliby o metodzie pseudopotencjału (str. 255), choćby w związku z zastosowaniami do wyliczania widm fononowych, choć i w momencie powstawania książki było wiele powodów do cieplejszej oceny metody. Z drugiej strony coś o kwantowym efekcie Halla też musiałoby się znaleźć w książce, podobnie jak i o metodzie funkcjonału gęstości Kohna i Shama, choć jeszcze odradzałbym umieszczenie tam czegoś poza wzmianką-przypiskiem o wysokotemperaturowym nadprzewodnictwie, jako że temat ten jeszcze nie ucułkował się jak figa i nie uleżał jak tytoń — przynajmniej dla potrzeb podręcznika.

Cechą charakterystyczną recenzowanego podręcznika jest wyjście od metali i, ogólnie, duża rola fizyki metali w jego treści. Pozwala to uniknąć ograniczenia wyobraźni czytelnika wyłącznie do małych otoczeń wybranych punktów przestrzeni kwazipędów, gdzie tak chętnie i tak, zdawałoby się, jednoznacznie wyprowadza się orbitę wielką mas efektywnych. Wydaje się, że ten motyw podręcznika powinien być szczególnie cenny dla czytelnika polskiego — dla przeciwwagi. Niezależnie od roli fizyki metali — Autorzy wykonali wielką pracę przyswojenia sobie i doprowadzenia do poziomu operacyjnego olbrzymiej wiedzy z zakresu teorii ciała stałego, jeśli wiedzę mierzyć w jednostkach używanych we własnej pracy naukowej, przynajmniej w jej rutynowej części. Faktowi temu zawdzięczamy, iż mimo szerokiego zakresu tematyki, mamy ciągle do czynienia z pewną jednolitością podejścia i że brak w podręczniku fragmentów „puszczonych”.

Przytoczone odstępstwa od reguły umacniają ją, zdaniem recenzenta. Niech mu będzie wolno wymienić te partie materiału, które obecnie zrobiły na nim najsilniejsze wrażenie: dotyczy to oryginalności sformułowania dynamiki kwaziklasycznej i, silniejsze niż w normalnych kursach, podkreślenie jej dominującej roli w teorii. Podobnie duże wrażenie robi krytyczne, tj. niezależne od reklamy dokonywanej przez odkrywców bądź specjalistów od marketingu poszczególnych metod, zestawienie sposobów otrzymywania struktury pasmowej. Autorzy starannie rozróżniają pomiędzy zbliżonymi pojęciami „ab initio” i „z pierwszych zasad”. Bardzo interesujący jest również stopniowy rozwój narracji podręcznika: od prostych modeli, poprzez kolejne odrzucanie upraszczających założeń, do przejścia do kolejnej dyskusji obszernej problematyki, w tym samym stopniu ścisłości.

Przekład polski recenzent uważa za staranny i poprawny i od strony językowej i ściśle terminologicznej. Autor przekładu jest profesjonalnym fizykiem-teoretykiem, co jest uwidocznione w przypisach tłumacza, o wyraźnej sensowności. Można by, niekiedy, częściej dodawać w odsyłaczach literaturowych literaturę bardziej dostępną na rynku krajowym. Intrygująca grafika wydania oryginalnego została nieźle odtworzona w naszych warunkach poligraficznych (egzemplarz recenzenta ma, niezbyt liczne, drobne zbrazowania papieru). Do oprawy i sklejenia — zastrzeżeń mieć nie można, co jest niewątpliwie ważne przy sposobie korzystania z książki. Wreszcie mamy po polsku podręcznik fizyki ciała stałego.

*Jerzy Czerwonko*

Instytut Fizyki PWr.  
Wrocław

**I. W. Sawieliew: Kurs fizyki. Tom 1. Mechanika. Fizyka cząsteczkowa, z języka rosyjskiego tłumaczyła Helena Ratomska, PWN, Warszawa 1987, s. 492, wydanie I, nakład 5000 egz., cena zł 430,—**

Książka jest pierwszym tomem nowoczesnego trzypięciotomowego podręcznika akademickiego fizyki ogólnej, przeznaczonego dla studentów studiów technicznych i przyrodniczych. Jest to przekład drugiego wydania rosyjskiego z 1982 r., które w stosunku do wydania pierwszego zostało gruntownie przerobione, w szczególności paragrafy dotyczące sił i energii potencjalnej oraz rozdziały obejmujące mechanikę relatywistyczną i kinetykę fizyczną. Książka podzielona została na dwie części, które łącznie zawierają 16 rozdziałów obejmujących podstawy mechaniki punktu materialnego i ciała sztywnego, powszechną grawitację, ruch drgający, mechanikę relatywistyczną, hydrodynamikę, fizykę statystyczną, termodynamikę, stan krystaliczny i ciekły, równowagę faz, przejścia fazowe i zjawiska transportu. Materiał jest więc obszerny i może być w całości zrealizowany głównie na kierunkach technicznych z poszerzonym programem fizyki, tym bardziej, że dwa dalsze tomy tego podręcznika zawierają ponadto elektromagnetyzm, naukę o falach, optykę, fizykę atomową, fizykę ciała stałego, fizykę jądrową oraz fizykę cząstek elementarnych.

Książka napisana jest jasno i przejrzysto, a poszczególne zagadnienia wyłożone są bardzo przystępnie. Wprowadzenie zapisu tensorowego i krótki przegląd równań różniczkowych wykorzystanych w odpowiednich zagadnieniach bryły sztywnej i zjawiskach ruchu drgającego zwiększają w znacznym stopniu ścisłość wykładu. Strona redakcyjna książki nie budzi zastrzeżeń, a tłumaczenie tak pod względem językowym jak też i terminologii fizycznej — jest dobre.

Pewnym mankamentem podręcznika jest brak podpisów pod rysunkami, które mogłyby również uzupełnić ilustrację graficzną tak niezbędną zwłaszcza w przypadku, gdy wykład praktycznie nie zawiera przykładów i problemów rachunkowych.

W czasie czytania książki zauważyłem też pewne usterki i nieścisłości, na które chciałbym zwrócić uwagę:

27<sup>a</sup> we wzorze (2.2):  $a_1 - a_2$  pb. (powinno być) tłustym drukiem;

27<sub>6</sub> błąd drukarski: ...takich samych kierunku...;

38<sub>8</sub> w oznaczeniach (2.41) pb.:  $\frac{d^2\varphi}{dt^2} = \ddot{\varphi}$ ;

- 39 niekonsekwencja w oznaczeniach: pb.:  $f$  zamiast  $f'$ ;
- 45<sup>e</sup> pb.:  $|\Delta r| \rightarrow 0$  zamiast  $\Delta t \rightarrow 0$ ;
- 45<sub>4</sub> we wzorze (3.7) pb.:  $e_y$  zamiast  $e_r$ ;
- 85<sub>3</sub> niefortunne sformułowanie: „zrzutować równanie wektorowe”;
- 91<sup>12</sup> pb.: ós odciętych, zamiast ós rzędnych;
- 98<sub>2</sub> niezbyt ściśle określenie potencjału; por. z (46.7), s. 196;
- 127<sup>e</sup> nieudane sformułowanie zasady zachowania momentu pędu;
- 138<sup>11</sup> pb.: ... której twórcą jest, zamiast :... której twórcą był...;
- 157 nieprecyzyjne określenie osi swobodnej i osi głównych;
- 299<sub>10</sub> pb.: 0,012 (kg/mol) = ..., zamiast 0,12 (kg/mol) = ...;
- 311<sup>13</sup> pb.: 1 Atm = 1,01·10<sup>5</sup> Pa, zamiast ... = 1,10·10<sup>5</sup> Pa;
- 320<sup>e</sup> pb.: ... współczynnikiem politropy...;
- 334 na rys. 94.3 pb.:  $r \sin \theta dp$ , zamiast  $r \sin \theta dp$ ;
- 338<sub>6</sub> niefortunne sformułowanie dotyczące popędu siły; zawarte w nawiasach w wierszach 9 i 10 od dołu;
- 340<sup>7</sup>  $\langle \epsilon_{\text{post}} \rangle$  jest średnią wartością energii kinetycznej ruchu postępowego cząsteczki, a nie cząsteczek;
- 341<sub>15</sub> pb.:  $\langle v^2 \rangle$ , zamiast  $v^2$ ;
- 341<sub>2</sub> niezbyt ściśle określenie liczby stopni swobody; pojęcie to wprowadzone zostało już wcześniej (p. s. 207) bez uprzedniej definicji;
- 357<sup>a</sup> pb.: ... na prawo..., zamiast ... na lewo...;
- 363<sub>6</sub> we wzorze (100.7) pb.:  $A$ , zamiast  $n_0$ ;
- 396<sup>10</sup> stała  $S_0$  powinna mieć postać:  $S(V_0 T_0) - C_v \ln T_0 - R \ln V_0$ ;
- 400<sup>9</sup> pb.:  $\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)_y$ , zamiast  $\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)_y$ ;

W książce też spotkać można pewną niekonsekwencję w oznakowaniu. I tak np. w niektórych rozdziałach oznaczono elementarną pracę przez  $dA$  (s. 90, 93, 97, 98, 100, 101, itd.) zapominając o tym, że praca jest funkcją procesu, a nie funkcją stanu.

Reasumując, wydanie książki należy uznać za celowe i uzasadnione. Pomimo wielu dobrych podręczników z zakresu podstaw fizyki, które znaleźć można na naszym rynku wydawniczym, *Kurs fizyki* Sawieliewa stanowi cenną pozycję godną polecenia przede wszystkim studentom politechnik. Nie ulega wątpliwości, że wymienionych wyżej usterek można by uniknąć przy staranniejszej redakcji opracowania.

*Eugeniusz Jagoszewski*

Instytut Fizyki PWr.  
Wrocław

## KRONIKA

### EPS

#### Zebrań Zarządu i konferencja w Pizie

W dniach 16—19 czerwca 1988 odbyło się kolejne spotkanie Zarządu Głównego Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS). Spotkanie to miało specjalny charakter dzięki połączeniu go terminem i miejscem obrad z uroczystą sesją naukową w Pizie we Włoszech. Właściwe posiedzenie robocze Zarządu trwało półtora dnia i obejmowało okresowe sprawozdanie o różnych aspektach działalności EPS w ostatnich miesiącach oraz dyskusję spraw bieżących, takich jak sytuacja finansowa Towarzystwa (wciąż nie zadawalająca!), działalność wydawnicza (rozwijająca się pomyślnie) oraz przygotowania do następnej (ósmej) Konferencji Generalnej EPS. Prace przygotowawcze do tej Konferencji, planowanej na wrzesień 1990 w Amsterdamie, są już zaawansowane; przewodniczącym ponad dwudziestoosobowego międzynarodowego Komitetu Programowego jest prof. H. de Waard.

Posiedzeniom Zarządu przewodniczył nowy (od 1. IV. 1988) Prezes EPS, prof. R. Ricci z Padwy. Z jego właśnie — wcześniejszej — inicjatywy czerwcowe obrady Zarządu odbyły się w Pizie, bezpośrednio przed sesją naukową „Przeszłość i przyszłość fizyki w Europie”, (18—19 czerwca 1988), zorganizowaną wspólnie przez Europejskie Towarzystwo Fizyczne, Włoskie Towarzystwo Fizyczne (SIF; prezes prof. Ricci) i Wyższą Szkołę Normalną (Scuola Normale Superiore) w Pizie. Sesja naukowa miała na celu uczczenie 20-lecia działalności EPS oraz 90-lecia SIF. Wśród kilkudziesięciu uczestników i kilkunastu prelegentów, którzy wygłosili referaty naukowe był prof. Gilberto Bernardini, pierwszy Prezes EPS, fizyk dobrze znany kilku pokoleniom fizyków pracujących w dziedzinie cząstek elementarnych. Jego referat dotyczył roli Towarzystw EPS i SIF w społeczności fizyków europejskich.

Piza została wybrana jako miejsce omawianej sesji naukowej właśnie ze względu na osobę prof. Bernardiniego, stale mieszkającego tam.

Mimo sędziwego wieku pierwszy z prezesów EPS jest wciąż aktywny, a w czasie towarzyskich spotkań imponuje humorem, żywością umysłu i rzadko już spotykaną, nieco staroświecką, galanterią. Uczestnicy sesji mieli też okazję spotkać prof. B. Pontecorvo, mieszkającego od ponad 30 lat w ZSRR, a obecnie przebywającego na dłuższym pobycie w rodzinnym kraju. Referaty naukowe wygłoszone na sesji obejmowały bardzo szeroki wachlarz tematów: od astronomii poprzez fizykę wysokich energii, fizykę ciała stałego do synergetyki i diagnostyki medycznej.

Obrady Zarządu, a następnie sesji naukowej odbywały się w Scuola Normale Superiore, powstałej na mocy decyzji Napoleona I na wzór l'École Normale Supérieure w Paryżu, a stanowiącej obecnie bardzo prestiżową we Włoszech wyższą uczelnię. Scuola mieści się w starym pałacu, gdzie np. sala wykładowa wyposażona w środki audiowizualne sąsiaduje z pokojem konferencyjnym, gdzie w szafach znajdują się archiwalne woluminy z XV i XVI w. Na przybyśzu z przeoranej wojnami Środkowej Europy robi to pewne wrażenie, podobnie jak regulamin Scuoli, w myśl którego studenci muszą mieszkać w Domu Akademickim, a w tym także studenci, których rodzice mieszkają w Pizie. Ubiegać się o prawo mieszkania poza Domem Akademickim może tylko student wyróżniający się dobrymi postępami!

Uczestnicy obrad w Pizie poza dobrze znaną atrakcją (pochyloną wieżą, związaną z historycznymi eksperymentami Galileusza) mieli okazję obserwować odbywający się raz w roku festiwal, połączony z imponującą iluminacją miasta i rzeki, przyciągający bardzo licznych turystów z całego świata.

*Ewa Skrzypczak*

#### Nowi profesorowie

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych Jackowi Karwowskiemu (Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń)

i Janowi Kwiecińskiemu (Instytut Fizyki Jądrowej, Kraków).

Wręczenie nominacji odbyło się 27 września 1988.

#### Nowi członkowie zagraniczni National Academy of Sciences

Amerykańska Narodowa Akademia Nauk wybrała na swoich członków zagranicznych m. in. następujących fizyków: Heinrich Rohrer (IBM, Zurych), Walter Thirring (Uniwersytet Wiedeński), Gerd Binnig (IBM, Zurych), Pierre-Gilles de Gennes (École de Physique et Chimie, Paryż), Benoit Mandelbrot (IBM, Yorktown Heights, USA), Carlo Rubbia (CERN), Roald Z. Sagdejew (Inst. Badań Przestrzeni Kosmicznej, Moskwa), Gu-gangzhao Zhou (Inst. Fizyki Teoretycznej, Pekin).

*Phys. Today* 41, No 6 (1988)

B. W.

#### Marian Mięśowicz wspomina

W czerwcu 1988 wyszła bardzo ciekawa publikacja prof. Mariana Mięśowicza „Notatki autobiograficzne fizyka” (*Kwartalnik Historii Nauki i Techniki* 32, No 3/4, 545—599 (1987)).

Prowadząc czytelnika od swego niełatwego dzieciństwa przez młodość, rozbudzenie zamiłowań, studia, twórczą pracę naukową i wychowywanie uczniów oraz organizowanie przedsięwzięć naukowych z szerokim gronem współpracowników — daje Marian Mięśowicz bardzo pouczający przegląd istotnych wydarzeń, które znaczą rozwój fizyki jądrowej i jej zastosowań. Omawia międzynarodowe konferencje i zjazdy naukowe, w których brał udział wraz z innymi wybitnymi fizykami z całego świata, przytacza referowane tam rezultaty badań, odnotowuje wyniki prac polskich ośrodków fizyki jądrowej. Pisząc o zasłużonych, w tym już nieżyjących, badaczach i organizatorach fizyki jądrowej w Polsce daje nie tylko charakterystykę ich osiągnięć, lecz także przypomina trudności, na jakie natrafiali. Uderza w tych wspomnieniach Profesora głębokie zrozumienie związku nauki z techniką, ich wzajemnego wpływu na siebie i korzyści, jakie płyną z umiejętnego organizowania przepływu informacji między nimi. Jako profesor fizyki AGH pokazuje Mięśowicz, jak można realizować ideę dawania należnego miejsca naukom podstawowym w wyższej uczelni technicznej i jak

ważnym zadaniem jest propagowanie tej idei wśród tych, którzy decydują o programach badań i programach studiów. Wiele miejsca poświęca na przykładzie badań ciekłych kryształów, sprawie podejmowania na nowo badań w dziedzinach uważanych niekiedy przedwcześnie za wyczerpane. Uczeń Ottona Nikodyma w gimnazjum, wychowanek Uniwersytetu Jagiellońskiego (w tym słuchacz Władysława Natanson), Profesor Mięśowicz uwypukla „zdolności przekazywania wiedzy i siłę ekspresji wykładu” jako czynniki decydujące o atrakcyjności studiów i wpływie uczonych na młodzież. Podkreśla rolę swobody dyskusji i niczym nie krępowanej wymiany poglądów w kształtowaniu prawdziwie humanistycznego rozumienia roli nauki.

Pracę ozdabiają liczne fotografie wydarzeń i osób najważniejszych w życiu naukowym i osobistym Profesora.

Należy się cieszyć, że Marian Mięśowicz zechciał ogłosić drukiem swe pełne ciepła i refleksyjnej zadumy wspomnienia. Budzi to uznanie tym większe, że nie jest to często spotykane. Stanowiąc one będą niewątpliwie kanon wiadomości, z którymi powinien się zapoznać każdy polski fizyk, zwłaszcza uprawiający fizykę jądrową, teraz i w przyszłości. Szkoda tylko, że wydawca przez niestaranną korektę i niekompetentne opracowanie redakcyjne miejscami zmniejszył odbiorcy przyjemność czytania tekstu.

Wanda Doborzyńska-Glazek

#### XIX Międzynarodowa Olimpiada Fizyczna

Zawody XIX Międzynarodowej Olimpiady Fizycznej odbyły się w dniach 22 czerwca — 2 lipca 1988 w Bad Ischl w Austrii. Wzięło w nich udział 133 zawodników z 27 krajów: Austrii, Australii, Belgii, Bułgarii, Chin, Cypru, Czechosłowacji, Finlandii, Holandii, Islandii, Jugosławii, Kanady, Kolumbii, Kuby, Kuwejtu, Norwegii, NRD, Polski, RFN, Rumunii, Stanów Zjednoczonych, Szwecji, Węgier, Wielkiej Brytanii, Wietnamu, Włoch i Związku Radzieckiego. Dania, Iran i Hiszpania przystąpiły obserwatorów.

Drużyna polska składała się z następujących zawodników.

Wojciech Klimala (uczeń mgr Janiny Kaczmarczyk z LO Mikołaja Kopernika w Bielsku-Białej), Grzegorz Konrad (uczeń mgra Marka Łażniaka z XIV LO Polonii Belgijskiej we Wrocławiu), Piotr Kossacki (uczeń mgra Stanisława Lipiń-

skiego z XLV LO Romualda Traugutta w Warszawie),

Maciej Sawicki (uczeń mgr Jadwigi Holas z XVIII LO Jana Zamoyskiego w Warszawie), Cezary Śliwa (uczeń mgr Teresy Lipnickiej z LX LO w Warszawie).

Zawodnicy zostali wyłonieni spośród czołowych 10 laureatów Olimpiady krajowej, zaproszonych na obóz przygotowawczy, który odbył się w Warszawie w dniach 6—17 czerwca 1988 w pomieszczeniach IFD UW. Pod koniec obozu przygotowawczego, który obejmował wykłady i ćwiczenia (rachunkowe i laboratoryjne) przeprowadzono test składający się z 3 zadań teoretycznych i 2 zadań doświadczalnych. Suma punktacji testu i średniej punktacji z zawodów II i III stopnia Olimpiady krajowej decydowała o zakwalifikowaniu do drużyny.

Opiekunami drużyny polskiej byli: dr hab. Andrzej Kotlicki i dr Waldemar Gorzkowski.

Organizacja zawodów Olimpiady Międzynarodowej była doskonała, poziom naukowy bardzo dobry. Zadania były interesujące i dobrze dobrane chociaż dość trudne. Po poprawkach i uzupełnieniach, wprowadzonych przez Komisję Międzynarodową, mieściły się w zakresie materiału określonym dla Olimpiad Międzynarodowych. Jedynie jedno z nich (koło Maxwella) miało mało fizyczne założenia upraszczające.

Sprawdzanie zadań było bardzo rzetelne i tłumacze okazali się w pełni kompetentni przy przekładzie prac. Nieliczne rozbieżności pomiędzy oceną prac przez organizatorów i przez opiekunów zostały przedyskutowane bardzo rzeczowo i łatwo było osiągnąć porozumienie co do ostatecznej punktacji.

Najlepszy zawodnik, Brytyjczyk Conrad McDonnell uzyskał 39 i 3/8 punktu na 50 możliwych. Przyznano 7 złotych medali, 23 srebrne, 29 brązowych i 27 wyróżnień oraz 4 nagrody specjalne za najlepsze rozwiązanie niektórych zadań oraz nagrodę specjalną dla najmłodszego uczestnika.

Nasi zawodnicy zdobyli 2 srebrne medale (C. Śliwa 32,75 punktu, P. Kossacki 32 pkt.), 2 wyróżnienia (G. Konrad 24,50 pkt, M. Sawicki 22,63 pkt) oraz nagrodę specjalną za najlepsze rozwiązanie zadania czwartego doświadczalnego (P. Kossacki) i nagrodę specjalną dla najmłodszego uczestnika (C. Śliwa). Ponadto Kossacki miał najwyższą ze wszystkich zawodników sumaryczną punktację za zadania doświadczalne.

Na ostatnim posiedzeniu Komisji Międzynarodowej

dr Waldemar Gorzkowski został jednogłośnie wybrany powtórnie Sekretarzem Generalnym Olimpiad Międzynarodowych na kadencję 1988—93. W wystąpieniu zamykającym Olimpiadę, które tradycyjnie ma przedstawiciel państwa organizującego następane zawody, dr Kotlicki podziękował organizatorom za doskonałe przygotowanie i przeprowadzenie imprezy i zaprosił wszystkie kraje, które dotychczas brały udział lub są zainteresowane Olimpiadą, do udziału w XX Międzynarodowej Olimpiadzie Fizycznej w Warszawie w dniach 16—24 lipca 1989 r.

*Andrzej Kotlicki*

### **Bezpośrednia detekcja pojedynczych elektronów**

Pojemność większości obiektów występujących w przyrodzie jest na tyle duża, że nie można zauważyć przyłączenia do nich lub straty pojedynczego ładunku elementarnego. Postęp technologii cienkich warstw umożliwił jednak, od niedawna, konstrukcję bardzo małych złączy tunelowych, których pojemność jest na tyle mała, że pozwala obserwować efekty związane z ruchem pojedynczych elektronów.

Przypomnijmy, że złącze tunelowe stanowi kondensator, w którym dwie przewodzące elektrody rozdzielone są bardzo cienką warstwą izolatora stanowiącego barierę potencjału. Przejście tunelowe pojedynczego elektronu z jednej elektrody złącza na drugą powoduje zmianę dyskretną potencjału złącza o wartość  $e/C$ . O ile pojemność złącza jest rzędu ułamka femtofarada, to należy przy przejściu tunelowym jednego ładunku elektronowego spodziewać się zmiany potencjału złącza rzędu miliwolta. Ultramała wartość pojemności złącza jest warunkiem koniecznym, ale nie wystarczającym, do zaobserwowania efektu tunelowania pojedynczych elektronów. Drugim warunkiem jest wymaganie, aby zmiana energii elektrostatycznej, związanej z przeniesieniem jednego elektronu, spełniała warunek  $e^2/2C > kT$ , tzn. aby spodziewany skok potencjału nie został rozmyty przez fluktuacje termiczne. Efekt ładowania pojedynczym elektronem złącza tunelowego przejawia się na charakterystyce  $I-V$  złącza w postaci tzw. kulombowskiej przerwy energetycznej, obserwowanej jako zwiększony opór elektryczny złącza w zakresie napięć polaryzacji spełniających warunek  $eV < e^2/2C$ .

Nierówność powyższa ilustruje jedynie fakt, iż



tak długo jak tylko energia elektronu wynikająca z polaryzacji złącza jest niższa od energii elektrostatycznego odpychania, następny elektron nie ma szans przejść w ślad za swoim poprzednikiem. W zakresie polaryzacji  $V < e/2C$  tworzy się obszar o nieskończonej oporności (w temperaturze 0K). Efekt takiej kulombowskiej blokady zaobserwowali T. A. Fulton i G. J. Dolan (AT&T, USA) badając charakterystykę  $I-V$  mikrozłącza tunelowego o powierzchni  $0,03 \mu\text{m}^2$ . Podobne zachowanie charakterystyki  $I-V$  otrzymał H. van Kempen (Uniwersytet w Nijmegen, Holandia) z użyciem skaningowego mikroskopu tunelowego. Nie tylko anomalię wokół zera, ale pełną charakterystykę schodkową  $I-V$  o okresie napięciowym  $e/C$  zmierzili J. B. Barner i S. T. Ruggiero (Uniwersytet Notre Dame, USA). W ich pracy jako elementy o ultramałej pojemności użyte zostały mikrocząstki srebra rozproszone w izolatorze będącym barierą złącza tunelowego.

Innym interesującym efektem, przewidywanym dla złączy tunelowych o ekstremalnie małych pojemnościach przez A. I. Larkina, K. K. Licharewa i J. N. Uczyńnikowa (Instytut Fizyki Teoretycznej im. Landaua i Uniwersytet Moskiewski, ZSRR), jest generacja składowej zmiennej napięcia. Złącze takie, zasilane źródłem prądowym wymuszającym prąd  $I$ , winno generować napięcie zmienne o amplitudzie  $e/2C$  i częstotliwości  $f = I/e$ . Ten związek stanowi interesującą propozycję metrologiczną, pozwalającą powiązać ze sobą takie wielkości jak natężenie prądu, ładunek elementarny i częstotliwość.

Adam Witek

### Józef Werle o finansowaniu nauki

Redakcja *Przeglądu Tygodniowego* urządziła dyskusję na temat funkcjonowania i potrzeb zreformowania Polskiej Akademii Nauk. Z fizyków w rozmowie wziął udział Józef Werle, profesor fizyki teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, członek rzeczywisty PAN. Powiedział on m. in.: „Mnie się wydaje, że brakuje nam w systemie finansowania nauki czegoś, co mają Amerykanie i co u nich świetnie zdaje egzamin: fundacji inspirowanych i popierających badania prowadzone na zasadach konkursowych. Każda grupa naukowców, która ma jakiś ciekawy temat badawczy, może zgłosić zapotrzebowanie na środki, wyposażenie, wykonawców. Następnie wysoce kompetentna rada fundacji kieruje poszczególne projekty do oceny

przez niezależnych anonimowych recenzentów.” Recenzenci ci, jak podkreślił dalej prof. Werle, oceniają od strony merytorycznej: wartość naukową, oryginalność i realność projektu, wagę poznawczą, możliwość zastosowań itp. Rada zaś korzystając z tych opinii, decyduje komu dać i ile, a komu nie dać w ogóle pieniędzy.

„Gdyby Rada Badań Podstawowych przyjęła taką zasadę działania, byłoby to rozwiązanie dla naszego kraju bardzo pożądane. Rada ta nie powinna działać przy żadnym urzędzie, do których zaliczam także PAN.”

*Przegląd Tygodniowy* No 28 (1988)

B. W.

### Wielkie szkoły fizyki

Czasopismo *European Journal of Physics* rozpoczęło serię artykułów o wielkich szkołach fizyki. W zeszycie 2/88 jest artykuł Emilio Segrè „Szkoła Fermiego w Rzymie”, przedstawiający metody jakimi posługiwał się Fermi kształcąc młodych fizyków w Uniwersytecie Rzymskim, cechy jego umysłowości, a także grupę ludzi, z którymi współpracował (Segrè był jednym z nich). W tym samym zeszycie jest też artykuł Alberta Wattenberga „Szkoła Fermiego w Stanach Zjednoczonych” ukazujący Fermiego jako eksperymentatora i teoretyka, jego wpływ na studentów i współpracowników, a również porównanie szkoły Fermiego z innymi słynnymi szkołami fizyków — monachijską Sommerfelda, lipską Heisenberga, kopenhaską Bohra.

W następnym zeszycie (3/88) mamy znów 2 artykuły o wielkich szkołach: F. Hunda, H. Meier-Leibnitza i E. Mollwa o fizyce w Getyndze (działali tam Pohl, James Franck i Born) oraz Luisa Alvara: „Berkeley — laboratorium jak żadne inne”, gdzie wspomina on początki swojej znajomości z Ernestem Lawrencem i opisuje atmosferę i styl pracy w Radiation Laboratory.

*Eur. J. Phys.* 2, Nos 2 i 3 (1988)

B. W.

### Jakie czasopisma prenumerować

Szybko rosnące ceny czasopism fizycznych zmuszają wiele bibliotek do ograniczania liczby prenumerowanych tytułów. Wydaje się, że w tej chwili jest to już problem ogólnoswiatowy.

Jakie czasopisma skreślić z listy prenumerowanych, zależy na ogół od decyzji użytkowników

biblioteki. Często za podstawę decyzji bierze się cenę za znak drukarski, albo też częstość z jaką są cytowane artykuły danego czasopisma. Henry Barschall, członek Komisji Publikacji Amerykańskiego Instytutu Fizyki, proponuje nieco inne kryterium. Jego zdaniem lepiej ocenia przydatność czasopisma stosunek ceny za znak do liczby cytowanych artykułów, co nazywa efektywnością kosztu (jest to nieco myląca nazwa, gdyż im niższa efektywność kosztu, tym bardziej prenumerata „opłaca się” czytelnikom). Na użytek biblioteki swojej macierzystej uczelni — Uniwersytetu Wisconsin w Madison — przeprowadził studium porównawcze cen i efektywności kosztu dla dużej liczby czasopism fizycznych. Wyniki omawia w artykule zamieszczonym w *Physics Today*, w zeszycie lipcowym 1988. Pełna analiza 200 czasopism ukazała się też w lipcu 1988 w *Bulletin of the American Physical Society*. Rozrzut kosztu prenumeraty (w USA) za 1000 znaków drukarskich sięga prawie 2 rządów wielkości (np. *Phys. Rev. A* — 0,66 centa; *Phys. Chem. Liq.* — 31,0 centa), a efektywności kosztu prawie trzech rządów (np. *Rev. Mod. Phys.* 0,063; *Spectrosc. Lett.* 25,2).

Barschall sporządził także wykaz, który obrazuje jak układają się koszty prenumeraty czasopism publikowanych przez poszczególnych wydawców. Oto kilka przykładów z tej listy: Amerykański Instytut Fizyki (11 czasopism), efektywność kosztu prenumeraty — 1,1; Instytut Fizyki, W. Brytania (10) — 1,9; Japońskie Tow. Fizyczne (3) — 2,2; Springer (9) — 4,0; Akademie Verlag (2) — 5,5; North Holland (22) — 5,7; Państwowe Wydawnictwo Naukowe (2) — 6,6; Włoskie Tow. Fizyczne (4) — 12,4; Gordon & Breach (11) — 29,5.

Koszty prenumeraty rosną szybciej niż koszty utrzymania (w USA). Wydaje się, że w tej chwili nie widać dobrego rozwiązania problemu. Gdy biblioteki zmniejszają liczbę prenumerat, wydawcy muszą podnosić ceny itd.

Może powinniśmy szukać innych sposobów komunikowania naszych wyników?

B. W.

### Fizyka może bogacić narody

Abdus Salam, dyrektor Międzynarodowego Centrum Fizyki Teoretycznej (ICTP) w Trieście, laureat Nagrody Nobla 1979, wygłosił we wrześniu 1987, na uroczystości trzydziestolecia Międzynarodowej

Agencji Energii Atomowej w Wiedniu, referat zatytułowany „Przenoszenie nauki i technologii do Trzeciego Świata”. Mówiąc o roli jaką odgrywa ICTP w przekazywaniu wiedzy fizycznej krajom Trzeciego Świata wyraził się:

„Jeśli na sprawy funduszy, które powinny być przeznaczone na badania naukowe, wolno mi spojrzeć z mego własnego podwórka, to dobrze jest uświadomić sobie, że fizyka jest nie do uwierzenia bogatą dyscypliną: nie tylko dostarcza nam podstawowego zrozumienia praw Przyrody, ale również stanowi podstawę prawie wszystkich nowoczesnych, wysokozaawansowanych technologii. Fizyka jest więc *par excellence* nauką o tworzeniu bogactwa. Ta sytuacja może się zmienić w XXI w., ale obecnie tak jest naprawdę. Stanowi to przeciwieństwo nawet do chemii i biologii, które wspólnie zapewniają „podstawę przetrwania”, produkcję żywności i doskonalenie środków farmaceutycznych. Fizyka natomiast przejmuje prowadzenie w następnym stopniu zaawansowania. Jeżeli jakiś naród chce stać się bogaty, to musi zdobyć wysoki stopień doskonałości w fizyce, zarówno fizyce czystszej jak i stosowanej. Weźmy jako przykład nadprzewodnictwo wysokotemperaturowe. Wydaje się, że każdy naród może włączyć się w te, potencjalnie przynoszące bogactwo i jeszcze na szczęście otwarte, poszukiwania, jeżeli tylko stać go na 30 000 dolarów na opłacenie wyposażenia i wynagrodzeń dla fizyków.”

*Physics & Development*, No 9 ICTP 1987

B. W.

### Fizyka w Toruniu

Nakładem Uniwersytetu Mikołaja Kopernika ukazał się informator w języku angielskim pt. *Physics at the Nicholas Copernicus University*. Redaktorami są: Franciszek Bylicki, Tadeusz Marszałek i Józef Szudy.

Informator przedstawia krótki szkic historii Instytutu Fizyki UMK oraz działalność naukową poszczególnych zakładów (z podaniem składu osobowego, omówieniem głównych kierunków badań i listą najistotniejszych publikacji). Specjalny rozdział poświęcony jest kształceniu fizyków w UMK.

Uzdobą informatora jest kilkanaście karykatur fizyków toruńskich, wykonanych przez Leona Jeśmanowicza, profesora matematyki UMK.

B. W.

### *Delta* ma 15 lat

W pierwszych dniach czerwca 1973 kilkuletnie starania Polskiego Towarzystwa Matematycznego (a głównie profesorów Leona Jeśmanowicza i Romana Sikorskiego) o wydawanie czasopisma przedstawiającego naukę szerokiemu ogółowi zostały uwieńczone sukcesem — stosowne władze wyraziły zgodę. Na stanowisko redaktora naczelnego zaproponowano Marka Kordosa (jest nim zresztą do dziś). PTM zwróciło się też do Polskiego Towarzystwa Fizycznego z propozycją, by pismo to wydawać wspólnie. W ciągu kilku dni uformowała się redakcja (Tomasz Hofmoki, Zbigniew Płochocki, Jerzy Bednarczuk) i 9 czerwca, na wspólnym posiedzeniu Zarządów Głównych PTM i PTF (w Instytucie Fizyki na Hożej), przedstawiła ona swoją koncepcję pisma. Tam też wszyscy redaktorzy otrzymali nominacje i tam zdecydowano, że nowy miesięcznik nazywać się będzie *Delta*. Redakcja obiecała, że pierwszy numer *Delty* ukaże się w styczniu 1974, co przyjęto z niedowierzaniem. Ale już 8 grudnia 1973, na pierwszym posiedzeniu powołanego przez oba Towarzystwa Komitetu Redakcyjnego *Delty* (coś w rodzaju rady nadzorczej — przewodniczyli jej kolejno, od tamtych czasów do dzisiaj, L. Jeśmanowicz, G. Białkowski, J. Zakrzewski i W. Żakowski), leżał na stole, wydany w 100 egzemplarzach, tzw. numer 0 — pierwowzór pierwszego numeru czasopisma. W pierwszych dniach stycznia 1974 w kioskach znalazło się w sprzedaży 30 tys. egzemplarzy *Delty*.

*Delte* wydawało, na zlecenie PAN, Ossolineum. Szatę edytorską nadał *Delcie* Krzysztof Dobrowolski, który był też redaktorem technicznym i ilustratorem pierwszych kilku jej numerów. Po jego odejściu funkcje te rozdzielono i obecny wygląd *Delty* został ostatecznie uformowany przez Tadeusza Deskurę i Bożenę Jaworską.

Taki był początek. *Delta* na rynku czuła się bardzo dobrze — zwrotów praktycznie nie było (rekordowy był tu numer 12/1975, kiedy z całego kraju wrócił do redakcji 1 egzemplarz). A przecież było to pismo o bardzo wąskiej tematyce. To zainteresowanie czytelnicze wypadało zdyskontować. Najlepsze działy *Delty* postanowiono wydać jako książki. I tak w r. 1978 ukazało się *Czy umiecie się dziwić* — książkowe wydanie działu dziecięcego *Delty* — *mała delta*. Książka ta, wraz ze wznowieniem w 1983 r. została sprzedana w 200 tys. egzemplarzy. Rok 1979 to początek wydawania serii broszur *Biblioteczki Delty*, zawierającej przystępne

minimonografie o tematyce fizycznej, matematycznej i astronomicznej (ukazało się osiem pozycji). W roku 1982 ukazało się *Laboratorium fizyczne w domu* Jana Gaja — zbiór jego artykułów z prowadzonego pod tym samym tytułem działu *Delty* (do dziś wznawiane).

Problematyka astronomiczna w broszurach była skutkiem akcesu Polskiego Towarzystwa Astronomicznego do *Delty*. Od lipca 1979 *Delta* jest pismem trzech Towarzystw. Pierwszym „deltowym” astronomem był Tomasz Chlebowski.

Redakcja *Delty* jest też promotorem powstania nowego pisma. W r. 1980 założyła oddzielne pismo — *Małą Delte* (za co zresztą „dostała po uszach” od ówczesnego prezesa PTF Zdzisława Wilhelmiego). Pismo to odpowiadało poprzedzającemu je działowi *Delty*. Przez trzy lata rozwijało się pod kuratelą *Delty*, a po usamodzielnieniu przybrało nazwę *Szkiełko i oko* i tak ukazuje się po dziś dzień.

Zawieszenie czasopism w stanie wojennym było dla *Delty* omalże końcem istnienia. I to nie ze względu na stosunek władz wojskowych, ale staraniem grupy inicjatywnej w PAN. Zaproponowano mianowicie likwidację *Delty* aby uzyskać zużywany przez nią papier dla innych wydawnictw PAN. W tych warunkach redaktor naczelny rozpoczął negocjacje z RSW, które później (kontynuowane przez Towarzystwa) doprowadziły do podpisania 29 czerwca 1982 umowy czyniącej z akademickiej dotychczas *Delty* wydawnictwo prasowe. Redakcja sprężyła się i *Delta* jest jedynym polskim czasopismem kioskowym, którego rocznik 1982 nie jest cięższy od innych.

Udało się też odtworzyć serię broszur (teraz w obrębie prasy — 24 zeszyty *Przeczytaj, może zrozumiesz*). Odtworzono też „deltowe książki” — jest seria *Delta przedstawia* i książka *Zobaczcie inaczej* — drugi tom *Czy umiecie się dziwić*.

Co jest najistotniejsze w tej krótko zarysowanej, piętnastoletniej historii? Przede wszystkim to, że udało się umieścić i utrzymać na rynku czasopismo o zdecydowanie specjalnym, naukowym charakterze. Po drugie, że zdołano zachęcić wielu wybitnych uczonych do przedstawienia swoich wyników i problematyki badawczej ogółowi — rzecz przed pół wiekiem normalna, a dziś zdecydowanie zarzucona (prezentuje się przeważnie tylko osiągnięcia techniki). Po trzecie, jest aktywna grupa młodych ludzi skupiona wokół *Delty* i dziś, gdy pierwsi jej czytelnicy są już pracownikami nauki, można mówić o drugiej młodości pisma.

I jeszcze jedno — *Delcie* udało się pokazać jak wiele może wnieść fizyk, matematyk czy astronom do tak, zdawałoby się, odległej dyscypliny jaką jest techniczna strona wydawania czasopisma. Korzystając ze sprzętu uzyskanego w ramach problemu badawczego R.R.I. 14 *Delta* wdrożyła nowy (nie mający odpowiednika w prasie) sposób realizacji numerów. Mówiąc skrótowo: redakcja sama wykonuje jeden egzemplarz *Delty* powierzając drukarni tylko powielenie go w 20 tys. egzemplarzy. Daje to na 1 egzemplarz obniżenie kosztów o 16 zł — wiedząc jak i w którą stronę wędrują ceny, wynik ten można uznać za imponujący.

*Marek Kordos*

W imieniu naszej Redakcji serdecznie gratuluje Zespołowi *Delty* tych 15 lat. Jestem jej czytelnikiem od samego początku i mam wiele podziwu dla zapału czy wręcz entuzjazmu jej Redakcji do sprawy popularyzacji wiedzy, a także dla pomysłowości i wytrwałości w utrzymaniu dobrego poziomu pisma, przygotowywaniu ciekawych i różnorodnych artykułów. My wiemy, że to nie jest łatwe.

*Adam Sobiczewsk*

**Gerald L. Pearson**  
(1905—1987)

W listopadzie 1987 r. zmarł przeżywszy 82 lata Gerald L. Pearson. Po skończeniu studiów pracował ponad 30 lat w laboratoriach badawczych Bella, a od 1960 aż do przejścia na emeryturę był profesorem na Wydziale Inżynierii Elektrycznej Uniwersytetu Stanforda w Stanach Zjednoczonych. Z jego nazwiskiem wiąże się wiele podstawowych prac i odkryć w fizyce półprzewodników. Był on współtwórcą tranzystora i współautorem pionierskich prac dotyczących zjawisk galwanomagnetycznych i fotoelektrycznych w germanie i krzemie. Zaproponował w 1954 r. wykorzystanie fotoelektrycznych własności półprzewodnikowych złącz *p-n* do konstrukcji barteii słonecznych. Wkrótce po odkryciu przez Welkera własności półprzewodnikowych związków III—V skoncentrował się na badaniu ich własności fizykochemicznych. Szczególnie cenne i do dziś aktualne są rezultaty jego prac dotyczących termodynamiki tej klasy materiałów, a zwłaszcza wieloskładnikowych związków III—V oraz właściwości heterozłącz półprzewodni-

kowych. Był on dzięki znakomitej technice eksperymentalnej i głębokiej intuicji klasycznym fizykiem eksperymentatorem. Współpracowali z nim najwybitniejsi teoretycy ciała stałego. Do wyjątkowych umiejętności badawczych należy dodać umiarkowaną współpracę i kierowania innymi. Dzięki tym walorom przez wiele lat był on kierownikiem wydziału badań podstawowych w laboratoriach Bella, a później, po przejściu do Uniwersytetu Stanforda, przez wiele lat kierował laboratorium inżynierii elektrycznej. Mimo nieco mylącej nazwy, w laboratorium tym, należącym do czołówki amerykańskiej, prowadzone są badania podstawowe i stosowane niemal wyłącznie w zakresie fizyki półprzewodników.

Największą jego pozazawodową pasją były podróże. Ciekawość świata była chyba jedną z przyczyn przyjmowania do swego laboratorium młodych fizyków z wielu krajów. Wśród nich jedną z największych grup byli Polacy, pochodzący z zespołów kierowanych przez zmarłego dwa lata temu prof. Leonarda Sosnowskiego. Z inicjatywy prof. Sosnowskiego w 1975 r. PTF przyznało Geraldowi Pearsonowi Medal Smoluchowskiego, odznaczenie będące nie tylko uznaniem jego wybitnych osiągnięć naukowych, ale i wyników wieloletniej współpracy z polskimi fizykami.

Gerald L. Pearson był współautorem blisko 150 prac z dziedziny półprzewodników. Za prace swe był wielokrotnie honorowany znaczącymi nagrodami i medalami. Wśród nich najwyższemu sobie cenił Złotą Odznakę za Osiągnięcia Naukowe amerykańskiej Akademii Nauk, której był członkiem honorowym, Medal Franklina, Medal Smoluchowskiego oraz Nagrodę im. Welkera. Był członkiem honorowym (Fellow) dwu najważniejszych stowarzyszeń gromadzących fizyków amerykańskich, tj. Amerykańskiego Towarzystwa Fizycznego oraz IEEE (the Institute of Electrical and Electronics Engineers).

*Jerzy Langer*

**Jerzy Lis**  
(1929—1988)

Dnia 4 lipca 1988 r. zmarł mgr Jerzy Lis — starszy specjalista w Zespole Spektrometrii Mas w Instytucie Fizyki UMCS, aktywny członek PTF od 1956 r., współautor kilku prac z zakresu spektrometrii mas i zjawisk jonizacyjnych oraz ok. 20 prac



*Jerzy Lis*

z zakresu analizy izotopowej pierwiastków dla geochronologii, geochemii i hydrogeologii.

Jerzy Lis urodził się 14 maja 1929 r. w Równem, woj. wołyńskie, w rodzinie inteligentckiej. Szkołę podstawową (4 klasy) rozpoczął w Łucku, skąd w 1940 r. wraz z rodzicami został wywieziony do

ZSRR, obwód Tomsk. W 1944 r. zamieszkał na Ukrainie, obw. staliński. W czasie pobytu w ZSRR ukończył 6 klas niepełnej szkoły średniej pracując jednocześnie jako robotnik niewykwalifikowany. W 1946 r. powrócił do kraju. W latach 1946—51 uczęszczał do Liceum Ogólnokształcącego w Pińczowie uzyskując tam świadectwo dojrzałości. W latach 1952—56 studiował fizykę na UMCS w Lublinie, gdzie też został zatrudniony w Katedrze Fizyki Ogólnej jako asystent.

Od r. 1967 prof. W. Żuk zatrudnił go w nowo utworzonej pracowni spektrometrii mas jako specjalistę tej dyscypliny na etacie pochodzącym z Przedsiębiorstwa Geologicznego w Krakowie, dla którego wykonywał analizy izotopowe. Ten ostatni okres w jego życiu charakteryzuje się bardzo dużą aktywnością naukowo-badawczą w zakresie analizy izotopowej metodą spektrometrii mas. Jego zainteresowania i prace badawcze na temat stosunków izotopowych ołowiu (nagroda zesp. ministra Szkolnictwa Wyższego i Nauki w 1981) siarki, węgla i tlenu wychodziły naprzeciw potrzebom krajowym w tej dziedzinie. W latach 80. prowadził badania stosunków izotopowych w dwutlenku węgla karpackich wód mineralnych. Niestety, coraz częstsze ataki choroby płuc uniemożliwiły mu zakończenie przewodu doktorskiego, otwartego jeszcze w 1986 r.

Zmarł nieoczekiwanie z powodu choroby wrzodowej dwunastnicy. Został pochowany na cmentarzu przy kościele parafialnym w Pińczowie.

*Stanisław Halas*

## KALENDARZ IMPREZ

Informacje podajemy w następującej kolejności: data i miejsce imprezy, organizator, adres, pod który należy nadsyłać zgłoszenia i ewentualne streszczenia prac. Z — termin zgłoszeń, A — termin nadsyłania streszczeń, P — przewidywane wydanie materiałów, U — przewidywana liczba uczestników, język (jeżeli inny niż polski), O — wysokość opłaty konferencyjnej.

### KONFERENCJE 1989

21-24 maja 1989, Czarniejewo k. Poznania

**III-ème Colloque Polono-Français sur les Conducteurs Organiques de Basse Dimensionnalité et de Polimères Electroactifs.** Instytut Fizyki Molekularnej PAN. Prof. A. Graja, IFM PAN, Smoluchowskiego 17/19, 60-179 Poznań, tel. 67 40 71.

A: 15.4.89, P, U: 45, ang, O: ok. 20 000 zł

22-27 maja 1989, Piechowice

**13th Int. Seminar on Surface Physics.** Inst. Fizyki Doświadczalnej Uniw. Wrocławskiego. Dr Antoni Ciszewski, IFD UWr, Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław, tel. 22 66 71 w. 30, tlx 071 2791 uwr. Z: 15.3.89, A: 15.3.89, P, U: 120, ang., O: ok. 20 000 zł

29 maja — 2 czerwca 1989, Kazimierz Dolny

**XII Warsaw Symposium on Elementary Particle Physics.** Inst. Fizyki Teoretycznej UW. Dr. Z. Ajduk, ITF UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa. U: 100, ang.

28 sierpnia — 1 września 1989, Kraków

**8th Liquid Crystal Conf. of Socialist Countries — 8 LCCSC.** Inst. Fizyki UJ i Instytut Fizyki Jądrowej. Dr Waclaw Witko, IFJ, Radzikowskiego 152, 31-342 Kraków, tel. 37 02 22, tlx: 0322461 ifj. Z: 15.6.89, A: 15.2.89, P, U: 500, ang., O: dla uczestników z Polski ok. 25 000 zł

28 sierpnia — 1 września 1989, Kraków

**12th Int. Congress on X-ray Optics and Microanalysis (12 XCOM).** Akademia Górniczo-Hutnicza. Doc. S. Jasińska, Inst. Metalurgii AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków, tel. 33 76 13.

ang.

4-7 września 1989, Mądralin

**2nd Int. Seminar on X-ray and Electron Spectroscopy.** Instytut Fizyki PAN. Dr Krystyna Ławniczak-Jabłońska, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43 66 01 w. 384, telex 812 468 ifpan. P, ang.

11-15 września 1989, Warszawa

**XXX Jubileuszowy Zjazd Fizyków Polskich.** Polskie Towarzystwo Fizyczne, Oddział Warszawski. Prof. M. Grynberg, IFD UW. Hoża 69, 00-681 Warszawa, tel. 28 30 31 w. 134 lub 28 76 49, tlx 81 55 48 uwphy  
O: 2600 zł (dla członków PTF 1900 zł)

18-23 września 1989, Gdańsk

**Problems in Quantum Physics '89.** Inst. Fizyki Teoretycznej i Astrofizyki UG. Dr Marek Żukowski, IFiA UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk, telex 0512706 ifas pl.  
Z: kwiecień 89, U: 200, ang.

30 września — 4 października 1989. Ustroń

**Int. Conference on High —  $T_c$  Thin Films and Single Crystals.** Instytut Fizyki PAN. Dr Marek Gutowski. IF PAN, ON-3, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43 70 01 w. 122, tlx 81 24 68 if pan  
A: 1.6.89, P, U: 150, ang.

#### SZKOŁY 1989

24-29 kwietnia 1989, Ustroń

**XVIII Międzynarodowa Szkoła Związków Półprzewodnikowych. Jaszowiec 89.** Instytut Fizyki PAN, E. Więckowska, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa, tel. 43 68 61.  
Z, A: 28.2.89, P, U: 180, ang., O: 39 000 zł.

23-27 maja 1989, Gdańsk

**4th Spring School on Acousto-Optics and its Applications.** Uniwersytet Gdański. Prof. A. Sliwiński, IFD UG, Wita Stwosza 57, 80-952 Gdańsk.  
A: 31.3.89, U: 80, ang.

18-26 września 1989, Ustroń

**Xth School on Coherent Optics — Quantum Optics.** Instytut Fizyki PAN, Zakład Fizyki Teoretycznej PAN. Prof. A. Kujawski, IF PAN, Al. Lotników 32/46, 02-668 Warszawa.  
Z: marzec 89, A: czerwiec 89, U: 150, ang.

19-26 września 1989, Szczyrk

**13th Int. School of Theoretical Physics.** Inst. Fizyki Uniw. Śląskiego. Doc. Marek Zrałek, Zakład Fizyki Teoretycznej IF UŚ, Uniwersytecka 4, 40-007 Katowice. tel. 58 82 11, 58 24 41, 58 72 31 w. 177, 443, 409.

P, U: 60, ang.

#### KONFERENCJE 1991

17-19 września 1991, Kraków

**Physics for Industry — Industry in Physics.** Patronat EPS. Prof. A. Oleś, Inst. Fizyki i Techn. Jądrowej AGH, Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków.

Z: marzec 91, U: 300, ang.

#### NOWE KSIĄŻKI

J. V. Iribarne, H. R. Cho, *Fizyka atmosfery*, z jęz. angielskiego tłum. F. Wirkus, PWN, Warszawa 1988, s. 258, nakład 2000 egz., cena zł 500.—

A. N. Matwiejew, *Fizyka cząsteczkowa*, z jęz. rosyjskiego tłum. W. Zuzga, PWN, Warszawa 1988, s. 398, cena zł 70C.—

Bronisław Średniawa, *Mechanika kwantowa*, PWN, Warszawa 1988, s. 527. nakł. 2000 egz., cena zł 660.—

A. K. Wróblewski, J. Zakrzewski, *Wstęp do fizyki*, t. 2, cz 1, wyd. I, PWN, Warszawa 1989, s. 355, cena zł 820.—

Z. Bojarski, E. Łągiewka, *Rentgenowska analiza strukturalna*, PWN, Warszawa 1988, s. 424, nakład 1000 egz., cena zł 900.—

*Podręcznik metrologii*, tom I, *Podstawy teoretyczne*, red. P. H. Sydenham, red. wyd. pol. J. Dudziewicz, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa 1988, s. 621, cena zł 780.—

A. W. Astachow, *Kurs fizyki*, tom I, *Mechanika, teoria kinetyczna*, WNT, Warszawa 1988, s. 468, nakład 3000 egz., cena zł 700.—



## INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

1. Artykuły powinny mieć charakter przeglądowy i być przystępne dla ogółu fizyków. Bardziej szczegółowe wskazówki co do ich charakteru przedstawione są w *Postęпах Fizyki*, 24, 701 (1973); 33, 299 (1982).

2. Maszynopis pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja *Postępów Fizyki*, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładne adresy, zarówno prywatny jak i instytucji, z zaznaczeniem, na który przesyłać korespondencję, korektę i honorarium autorskie. O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

3. Maszynopis winien być napisany na arkuszach formatu A4 jednostronnie, z podwójną interlinią (nie więcej niż 30 wierszy na stronie) i marginesem 3,5 cm z lewej strony.

4. Pierwsza strona maszynopisu winna zawierać imię i nazwisko autora i miejsce pracy z adresem, tytuł pracy w języku polskim i angielskim oraz streszczenie (do 20 wierszy maszynopisu) w języku angielskim (angielski tytuł i streszczenie nie są potrzebne do recenzji książek, notatek do kroniki i sprawozdań ze zjazdów i konferencji).

5. Rozdziały, paragrafy, wzory, rysunki, tablice i odsyłacze do literatury (te ostatnie w nawiasach kwadratowych) należy numerować kolejno przy użyciu cyfr arabskich. Prosimy używać liter tylko łacińskich i greckich oraz nawiasów okrągłych (a nie pochyłych kresek), kwadratowych czy sześciennych i wpisywać je ręcznie przy braku odpowiednich czcionek.

6. Wzory należy wpisywać czytelnie, a w szczególności bardzo wyraźnie wpisywać wskaźniki i wykładniki potęg. Symbole wielkości wektorowych należy podkreślić czarnym ołówkiem, gdyż będą wydrukowane tłustym drukiem (nie rysować strzałek).

7. Rysunki należy wykonać starannie na oddzielnych arkuszach w rozmiarze 2 do 4 razy większym niż mają być w druku. Napisy, ograniczone do minimum, winny być czytelne i tylko w języku polskim. Na odwrocie rysunku należy podać jego numer, nazwisko autora i pierwsze wyrazy tytułu pracy. Podpisy do rysunków, tablice (z ich tytułami) i spis literatury winny być napisane na oddzielnych stronach.

8. Wszelkie przypisy i uwagi, numerowane kolejno cyframi arabskimi u góry, winny być zamieszczone nie w spisie literatury, a u dołu strony, na której są odsyłacze.

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

[1] A. Białas, W. Czyż, *Acta Phys. Pol.* B5, 523 (1974).

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1959, str. 100.

[3] N. N. Bogolyubov, D. V. Shirkov, *Vvedenie v teoriyu kvantovannykh polei*, Nauka, Moskva 1973, str. 240.

Skróty nazw czasopism i transliteracja z alfabetów niełacińskich według *Physics Abstracts*. Odsyłacze do literatury w tekście pracy powinny być w nawiasach kwadratowych.

10. Autora obowiązuje wykonanie korekty autorskiej, którą należy zwrócić w ciągu 3 dni pod adresem: Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Dział Czasopism, ul. Sławkowska 14, 31-014 Kraków. Przetrzymanie korekty może spowodować przesunięcie artykułu do następnego zeszytu.

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przysyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 80.—

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

**POSTĘPY FIZYKI**  
(dwumiesięcznik)

*Warunki prenumeraty*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 600.—  
rocznie zł 1200.—

Prenumeratę krajową i za granicę przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półroczu roku następnego i cały rok następny.

do dnia 1 czerwca na II półroczu roku bieżącego.

Prenumeratę krajową przyjmują i informacji o cenach udzielają urzędy pocztowe i doręczyciele na wsiach oraz Oddziały RSW „Prasa—Książka—Ruch” w miastach.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto PBK XIII OM Warszawa, nr 370044-1195-139-11.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa.

**PRENUMERATA DLA CZŁONKÓW PTF**

Członkowie PTF, którzy opłacają prenumeratę w Oddziałach PTF do 15 października każdego roku na cały rok następny, otrzymują 25% zniżki.

**INFORMATION FOR SUBSCRIBERS**

A subscription order can be sent through the local press distributors or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS Polona—Ruch, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, Poland. Our banker: Bank Handlowy S. A., Warszawa, Poland.

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.

SPIS TREŚCI

A. Doroba — Kwazikryształy — modele matematyczne i struktura . . . . .	3
S. Mrówczyński — Relatywistyczne atomy elementarne . . . . .	27
RÓŻNE	
A. Kastler — Masery i lasery (tłum. A. Kopystyńska) . . . . .	39
NOWOŚCI NAUKOWE	
M. Szczekowski — Efekty dikwarkowe w fizyce cząstek elementarnych . . . . .	55
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	73
RECENZJE . . . . .	77
KRONIKA . . . . .	85

CONTENTS

A. Doroba — Quasicrystals — Mathematical Models and Structure . . . . .	3
S. Mrówczyński — Relativistic Elementary Atoms . . . . .	27
MISCELLANEA	
A. Kastler — Masers and Lasers . . . . .	39
SCIENTIFIC NEWS	
M. Szczekowski — Diquark Effects in Elementary Particle Physics . . . . .	55
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	73
REVIEWS . . . . .	77
CHRONICLE . . . . .	85