
PTF

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

TOM 43
ZESZYT 2
1992

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 43, ZESZYT 2
1992

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN
Warszawa 1992

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny: Adam Sobiczewski
Członkowie Redakcji: Paweł Sobkowicz, Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

Korespondenci Oddziałów PTF

Mgr Piotr Malinowski (Białystok)
Dr Jerzy J. Wysłocki (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 (Ślupsk)
Dr Ewa Weinert-Rączka (Szczecin)
Dr Józefina Turło (Toruń)
Doc. dr Teresa Grycuk (Warszawa)
Dr Bernard Jancewicz (Wrocław)

Dział Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN - Al. Lotników 32/46, Warszawa

Nakład 1200+100 egz. Skład w Dziale Wydawnictw Instytutu Fizyki PAN
Druk w Zakładzie Usług Poligraficznych "ZINA", Warszawa, ul. Bartycka 24

Jerzy Rayski

*Institut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków*

Klasyfikacja cząstek i pól fundamentalnych*

Classification of fields and elementary particles

Abstract: After a historical introduction to the problems of unification, an economic scheme involving 104 fermionic and 104 bosonic degrees of freedom is presented. It satisfies the requirements of (broken) supersymmetry and describes three generations of quarks and leptons as well as two octets: gluons and para-gluons. This scheme fits well into a six-dimensional metrical spacetime with two compact dimensions.

Jeśli klasyfikacja cząstek i pól nie ma być tylko ich “wyliczanką” należy mówić o ich wzajemnych relacjach i powiązaniach. Zrozumienie struktury materii i związków pomiędzy różnymi klasami zjawisk polega - jak dowodnie pokazał historyczny rozwój fizyki - na unifikacji różnych praw przyrody¹. Sukcesy unifikacyjne datują się od zarania fizyki teoretycznej. Najpierw Newton dokonał dalekosiężnej unifikacji zjawisk ciężenia ziemskiego (spadanie jabłka) z grawitacją niebieską (wyjaśnienie praw ruchu planet) jako objawów tej samej siły ciężenia. Podobnie też pozornie odrębne zjawiska elektryczne i magnetyczne zostały połączone w jednolitą teorię elektromagnetyzmu Faradaya i Maxwella, a następnie optyka została bez reszty pochłonięta przez tę teorię. Także fenomenologiczne pojęcia termodynamiki zostały zredukowane do kinetycznej teorii materii, w pierwszym rzędzie do kinetycznej teorii gazów. Z początkiem naszego stulecia udało się Einsteinowi połączyć pojęcia przestrzeni i czasu w jedno kontinuum przestrzenno-czasowe, a następnie zunifikować fizyczne pojęcie grawitacji z czysto geometrycznymi pojęciami tenzora metrycznego $g_{\mu\nu}$ i krzywizny czasoprzestrzeni. Mechanika kwantowa dokonała unifikacji tak bardzo, zdawałoby się, różnych koncepcji jak cząstki i fale w spójną teorię o komplementarnych cechach, zaś kwantowa teoria pól wytłumaczyła istnienie cząstek jako nic innego jak kwanty tych pól: fotony jako

*Referat wygłoszony na XXXI Zjeździe Fizyków Polskich w Poznaniu, wrzesień 1991.

¹Patrz także artykuł J. Werlego, *PF* 43, 000 (1992). (Przyp. Red.)

kwanty pola elektromagnetycznego, elektrony jako kwanty diracowskiego pola spinorowego, etc.

Widzimy więc, iż największe sukcesy fizyki teoretycznej polegają na unifikacji, na łączeniu coraz to szerszego zakresu zjawisk przyrody w logicznie i koncepcyjnie spójne całości, można więc przypuszczać, że dalszy rozwój fizyki będzie się również cechował coraz to dalej idącą i dogłębną unifikacją praw przyrody. W ostatnich latach byliśmy świadkami śmiałych prób połączenia w jednolitą teorię tak krańcowo różnych zjawisk jak zjawiska mikroświata z problemami całego kosmosu, praw rządzących najmniejszymi fragmentami materii, cząstkami elementarnymi z kosmologią i problemami Wielkiego Wybuchu.

Nie jest jednak prawdą, iż dążenia unifikacyjne stanowiły i stanowią jedno nieprzerwane pasmo sukcesów. Bywały też próby nieudane do jakich można zaliczyć próby sprowadzenia elektrodynamiki do newtonowskiej teorii mechanicznej, do wyjaśnienia własności pola elektromagnetycznego przy pomocy koncepcji eteru o własnościach mechanicznych, do sił sprężystych i naprężeń etc. Maxwell poświęcił temu wiele czasu i wysiłku, na próżno! I odwrotnie: w początkach naszego stulecia modna była koncepcja czysto elektromagnetycznej natury materii co także było próbą nieudaną, bo zbyt prymitywną. Możliwe więc, że i teraz oraz w przyszłości jeszcze nieraz będziemy szli po fałszywych tropach, napotykać i zrażać się pozornie nieprzewycięzalnymi trudnościami uznając, iż próby pełnej unifikacji są niecelowe. Niektórzy ufają jednak, że może nawet już wkrótce uda się uzyskać w pełni zadowalającą teorię unifikującą "wszystko z wszystkim" (TOE czyli Theory Of Everything).

Już raz, ok. 1920 r. świat mógł wydawać się stosunkowo prosty. Znane były tylko trzy rodzaje cząstek: naładowane elektrycznie elektrony i protony oraz neutralne fotony, i tylko dwa rodzaje pól: grawitacyjne i elektromagnetyczne. Narzucało się więc pytanie o możliwość unifikacji obu tych pól. Prób unifikacji elektromagnetyzmu z grawitacją było bardzo wiele, jednak najbardziej obiecująca okazała się po latach teoria Kaluzy (1921). Ten profesor matematyki w Królewcu, pochodzący z Opolszczyzny założył, iż wszechświat jest pięciowymiarowy, przy czym mieszane składowe tensora metrycznego $g_{\mu 5}$ (gdzie μ jest wskaźnikiem przebiegającym cztery wartości oznaczające wymiary przestrzeni Minkowskiego lub zakrzywionej czasoprzestrzeni) są proporcjonalne do czterowektora potencjałów elektromagnetycznych $g_{\mu 5} \propto A_{\mu}$. Znalazło to potwierdzenie w fakcie, iż krzywizna takiego pięcio-wymiarowego świata $R_{(5)}$ jest sumą krzywizny zwykłego świata $R_{(4)}$ i lagranżianu pola elektromagnetycznego, jeśli pominiemy zależność funkcji pola od piątej składowej x^5 . Teoria ta, uzupełniona następnie przez Kleina i Bergmana założeniami o periodyczności w ciasno zamkniętym piątym wymiarze (świat-rurka) nie spotkała się jednak przez wiele lat z zainteresowaniem w świecie fizyków. Jednym z powodów braku zainteresowania był fakt, że ta teo-

ria nie tłumaczyła żadnego nowego efektu poza znanymi już zjawiskami grawitacyjnymi i elektromagnetycznymi. Jednak fakt, iż wspólnota fizyków jakoś nie odczuła piękna koncepcji łączącej te dwa zakresy zjawisk w jednolite ramy geometrii pięciowymiarowej świadczy chyba o tym, że ogromna większość fizyków nie ma wyrobionego zmysłu jakby “słuchu dla głosów wszechświata”, podobnie jak ludzie pozbawieni zwykłego słuchu muzycznego nie są w stanie ocenić piękna muzyki klasycznej lecz odbierają ją tylko jako rodzaj hałasu.

Nie pomogło, iż w mojej pracy w *Acta Physica Polonica* (1965) (przedtem preprint Univ. w Bernie (1963)) zwracałem uwagę, że dalsze zwiększenie liczby wymiarów do sześciu lub więcej może pozwolić na połączenie w jedną całość grawito-elektromagnetyzmu z oddziaływaniami jądrowymi silnymi i słabymi, przy czym topologia i symetria ciasno zamkniętej w sobie podprzestrzeni dodatkowych wymiarów będą tłumaczyć i odzwierciedlać symetrie słabych i silnych oddziaływań jądrowych. Należy spodziewać się również pojawienia się cząstek o bardzo dużych masach związanych z wyższymi modami drgań w tej zamkniętej podprzestrzeni.

Powszechne zainteresowanie problemami unifikacji pojawiło się dopiero w latach 70-tych gdy Weiberg, Salam i Glashow opracowali teorię sił elektroślabych opartą na koncepcji symetrii cechowania (“gauge symmetry”) stanowiącej uogólnienie znanej symetrii w elektrodynamice. Podczas gdy grupa symetrii elektrodynamiki jest grupą abelową $U(1)$ to grupa symetrii oddziaływań słabych jest nieabelową grupą $SU(2)$, gdzie $U(n)$ oznacza grupę macierzy unitarnych o n wierszach i kolumnach zaś litera S oznacza “special” czyli, że chodzi o macierze bezśladowe. Grupa symetrii oddziaływań słabych jest iloczynem $G=U(1) \times SU(2)$, a oddziaływania elektroślabe są przenoszone przez singlet i tryplet pól wektorowych A_μ i W_μ^\pm wraz z Z_μ^0 . Fakt, iż cząstki W i Z będące kwantami tych pól mają bardzo duże masy tłumaczy się tzw. spontanicznym łamaniem symetrii. Sprowadza się to do tego, iż muszą istnieć dwa dublety pól i cząstek skalarnych zwanych “higgsonami”, które — w przypadku gdy stan próżni jest zwyrodniały — transformują się w składowe podłużne pola wektorowego, tak jakby były przez to pole “połknięte”. Dotyczy to jednak tylko pól W_μ^\pm i Z_μ^0 nadając im duże masy, a nie pola elektromagnetycznego, tak, że jeden higgson (skalar Goldstone’a) pozostaje swobodny. Nie mamy tu możliwości wyjaśnienia szczegółów teorii Higgsa; zaznaczmy tylko, iż spontaniczne łamanie symetrii było znane już dawniej w teorii ciał stałych.

Powyższa teoria stanowiła podejście do problemu unifikacji od przeciwnej strony niż próba Kaluzy, startująca od ogólnej teorii względności stanowiącej podstawę rozważań kosmologicznych. Natomiast teoria oddziaływań słabych dotyczy raczej zjawisk mikroświata. Tak więc od dwóch przeciwnych krańców zbliżamy się do unifikacji — relatywiści, geometrzy i kosmologowie z jednej strony, a fizycy

kwantowi, których zainteresowania dotyczą struktury najmniejszych obiektów mikroświata, z drugiej. Zainteresowania obu grup badaczy zbliżają się do siebie, lecz mimo znacznych postępów nie osiągnęli oni jeszcze ostatecznego, wspólnego celu swych usiłowań.

Teoria Weinberga-Salama została rozszerzona na silne oddziaływania jądrowe charakteryzujące się grupą symetrii $SU(3)$. Udało się wykazać eksperymentalnie, iż hadrony nie są bynajmniej obiektami elementarnymi lecz składają się z trójek kwarków o ładunkach ułamkowych, a silnie oddziałujące bozony z par kwark-antykwar. Trzy rodzaje kwarków różnią się pomiędzy sobą cechą nazywaną "koleorem". Pojedyncze kwarki są nieobserwowalne (utajone), a obserwuje się zawsze tylko ich tryplety jako mieszaninę trzech kolorów uzupełniających się do "białego". Częstki obserwowane bezpośrednio są zawsze "białe". ta teoria nosi nazwę chromodynamiki i tłumaczy silne oddziaływania jako oddziaływania kwarków za pośrednictwem cząstek i pól wektorowych (gluony). Gluony grupują się w oktety stanowiące reprezentację fundamentalną grupy $SU(3)$.

Teorię elektrosłabych i silnych oddziaływań o symetrii $U(1) \times SU(2) \times SU(3)$ nazywamy modelem standardowym. Tłumaczy ona jakościowo bardzo wiele lecz nie jest pozbawiona poważnych trudności. Ponieważ słabe oddziaływania nie są symetryczne względem odzwierciedleń przestrzennych, gdyż pośredniczą w nich tylko lewoskrętne neutrino, opisywane być muszą albo przez dwukomponentowe spinory Weyla, albo przez spinory Diraca przy wprowadzeniu prądów aksjalnych oprócz zwykłych (z macierzą γ^5). Prowadzi to do pojawienia się w rachunku zaburzeń nowych nieskończoności, których nie da się usunąć przez renormalizację. Nazywa się to anomaliami chiralnymi. Inną wadą modelu standardowego jest fakt, iż w zasadzie opisuje on jedną generację cząstek. Wprawdzie nie zabrania on istnienia większej liczby generacji, lecz one muszą być "włożone ręką" czyli bez głębszej motywacji i bez racji dostatecznej. Poza tym model standardowy ignoruje istnienie najbardziej uniwersalnej siły występującej w przyrodzie: grawitacji.

Na to by uwzględnić wszystkie rodzaje pól i cząstek jakie występują w przyrodzie, lub których istnienie byłoby pożądane ze względów teoretycznych, musimy oprócz symetrii cechowania wprowadzić koncepcję wielowymiarowego świata. I to jednak nie wystarcza, lecz potrzebne jest wprowadzenie jeszcze jednej idei: supersymetrii. Symetrie cechowania pozwalają grupować w multiplety cząstki o tych samych wartościach spinu, idea wielowymiarowej przestrzeni pozwala łączyć ze sobą cząstki o różnych spinach, lecz tylko bozony z bozonami a fermiony z fermionami. Dopiero idea supersymetrii pozwala grupować w supermultiplety bozony z fermionami. Cząstki o sąsiednich wartościach spinu s i $s \pm 1/2$ wiążą się ze sobą w dublety i możemy dokonywać transformacji jednych w drugie, a więc bozonów w fermiony i odwrotnie przez transformacje analogiczne do obrotów w płaszczyźnie. Przestrzeń abstrakcyjna, w której możliwe są takie "obroty", nazywa się su-

perprzestrzenia. Zamiast zwykłych współrzędnych występują w niej współrzędne zupełnie innego rodzaju dane przez operatory antykomutujące pomiędzy sobą, zwane liczbami Grassmanna.

Każdy supermultiplet musi zawierać taką samą liczbę stopni swobody fermionowych co bozonowych. Prostym przykładem supermultipletu o najmniejszej liczbie pól może być dublet złożony z grawitonu i grawitina czyli hipotetycznych cząstek o spinach 2 i 3/2. Innym przykładem jest zespół czterech pól o spinach 2, 3/2, 3/2, 1, łączący grawiton z dwoma grawitinami i fotonem.

Wprowadzenie oddziaływań sprzęgających w zwykły sposób pola fermionowe ze sobą za pośrednictwem pól bozonowych stanowi najprostszy sposób na zamianę symetrii globalnych w lokalne. Nie jest to sposób jedyny. Naogół próbuje się innego przepisu gwarantującego, że w wyniku otrzymamy nie tylko lokalną symetrię cechowania, lecz pełną lokalną supersymetrię wprowadzając do rozważań pojęcie superpola. Wymaga to jednak wprowadzenia następnie ograniczeń więzowych. Wprowadzenie oddziaływań supersymetrycznych pozwala usunąć wspomniane wcześniej anomalie gdyż w takich teoriach kasują się nieskończoności jednopętlowe.

Najbardziej ekonomiczny model uwzględniający istnienie trzech generacji kolorowych kwarków i leptonów wymaga istnienia jednego pola o spinie 2, dwóch pól o spinie 3/2, dwudziestu pól wektorowych (spin 1), pięćdziesięciu pól Weyla (spin 1/2) oraz 62 pól skalarnych (spin 0), łącznie 104 stopnie swobody fermionowe i tyle samo bozonowych. (Inne interesujące możliwości przedstawiają modele zawierające 4 lub 8 pól o spinie 3/2 (pola Rarity-Schwingera) oraz 112 lub 128 stopni swobody fermionowych i tyleż bozonowych).

Tabela 1

1		1
2		2'
20	→	17 + 3'
50		48
62		58 + 1

Dla celów interpretacji, układ pól musimy poddać spontanicznemu łamaniu symetrii (tab. 1) a następnie przejść na punkty widzenia świata wielowymiarowego. Poszczególne wiersze w tab. 1 odnoszą się do pól kolejno o spinie 2, 3/2, 1, 1/2 i 0, przy czym kolumna lewa opisuje pola bezmasowe, tzn. jeszcze przed złamaniem symetrii. Są to wszystko pola dwukomponentowe z wyjątkiem pól skalarnych jednokomponentowych. W kolumnie po prawej stronie tab. 1 "prim" oznacza "ciężkie". Stosując mechanizm Higgsa zakładamy, iż cztery spośród 62 skalarów są higgsonami, z których trzy zostają "połknięte" przez trzy pola wektorowe W^\pm i

Z^0 , zaś czwarty pozostaje swobodny jako tzw. bozon Goldstone'a. Podobnie dwa spośród pól o spinie $3/2$ zostają przetransformowane w ciężkie przez połknięcie dwu pól Weyla, które nazwiemy "higgino". To tłumaczy dlaczego cząstki fundamentalne o spinie $3/2$ są trudne do wykrycia i nie zostały jeszcze zaobserwowane. Pozostałe 17 bezmasowych pól wektorowych interpretujemy jako $1 + 8 + 8$, gdzie 1 reprezentuje pole elektromagnetyczne, a spośród dwóch oktetów jeden związany jest z grupą koloru i reprezentuje oktet gluonów zaś drugi można nazwać para-kolorem związanym z istnieniem 3 generacji. Odpowiednie cząstki są to fotony, gluony i para-gluony. Pozostałe po prawej stronie tab. 1 48 pól Weyla, to jest $48 = 12 + 36$, gdzie $12 = 2 \times 2 \times 3$ oraz $36 = 2 \times 2 \times 3 \times 3$ odnoszą się odpowiednio do leptonów i kwarków, przy czym jedna dwójka opisuje dwa ustawienia spinu, druga opisuje skład dubletowy, np. (e, ν) itp., podczas gdy jedna trójka świadczy o istnieniu trzech generacji leptonów i kwarków, zaś druga trójka o kolorze kwarków. Tak więc tab. 1 ma wbudowane automatycznie trzy generacje, zgodnie z wynikami eksperymentów LEP w CERN-ie w Genewie.

Aby zinterpretować bozonowe stopnie swobody, przechodzimy na punkt widzenia świata wielowymiarowego. W przeciwieństwie do dawniejszych założeń liczby wymiarów 11 lub - jak w teorii superstrun - 10, nam wystarczy ograniczenie się do prostszego modelu sześciowymiarowego. Zakładamy, iż pierwotna struktura geometryczna przestrzeni jest $M_4 \times S_2$ lub $AdS \times S_2$, gdzie M_4 oznacza przestrzeń Minkowskiego a AdS świat anty-de-Sitterowski zaś S_2 oznacza dwuwymiarową powierzchnię kuli o promieniu rzędu długości Plancka lub zbliżonym.

Wprowadźmy wskaźniki $M, N = 0, \dots, 5$, które rozpadają się na $\mu, \nu = 0, \dots, 3$ oraz $\zeta, \eta = 4, 5$ odnoszące się do zwykłych i dodatkowych wymiarów. Tensor metryczny rozpada się na $(g_{MN}) = (g_{\mu\nu}, g_{\mu\zeta}, g_{\zeta\eta})$, jakie z punktu widzenia obserwatora nie dostrzegającego bezpośrednio dodatkowych wymiarów (a więc żyjącego w podprzestrzeni Minkowskiego) są interpretowalne jako: (i) - zbiór składowych tensora $g_{\mu\nu}$, (ii) - pary czterowektorów $g_{\mu\zeta}$, oraz (iii) - zbiór trzech niezależnych skalarów $g_{\zeta\eta}$. Podobnie sześćo-wektory $V_M = (V_\mu, V_\zeta)$ rozpadają się na czterowektory i "ogony" w postaci par "skalarów" odróżniających się od siebie wskaźnikiem ζ przjmującym dwie wartości. Mieszane składowe tensora metrycznego przyjmują kształt

$$g_{\mu\zeta} = \sum_{a=1}^3 A_\mu^a K_\zeta^a,$$

gdzie K_ζ^a są wektorami Killinga dla kuli, zaś A_μ^a są czterowektorami, które można zidentyfikować z polami W_μ^\pm i Z_μ^0 . Te pola są wbudowane w metrykę, podobnie jak to było z (jednym) polem wektorowym w teorii Kaluzy. Jednakże pozostałe 17 pól wektorowych występujących po prawej stronie tab. 1 nie są składnikami metryki lecz składowymi prawdziwych sześciowektorów. W szczególności jedno z tych pól, czyli pole elektromagnetyczne, nie jest - wbrew oryginalnej wersji teorii

Kaluzy - składnikiem metryki wielowymiarowego świata lecz stanowi pierwsze cztery składowe sześciowektora.

Zajmijmy się w końcu interpretacją pozostałych $58 + 1$ pól "skalarnych" występujących po prawej stronie tab. 1. Tylko część z nich stanowi prawdziwe pola skalarne, podczas gdy reszta to "ogony" siedemnastu sześciowektorów. Pozostałe $24 + 1$ skalarów to bozon Goldstona i multiplet stanowiący reprezentację grupy $SU(5)$. Przyjmiemy więc, że Yukawo-podobne oddziaływania za pośrednictwem tych pól bezspinowych mają symetrię cechowania grupy $SU(5)$. Charakter oddziaływań pozostałych pozornych skalarów w liczbie 34 wynika jednoznacznie stąd, że są to "ogony" sześciowektorów, więc ich oddziaływania są przedłużeniem oddziaływań typu cechowania pól gluonowych i para-gluonowych oraz pola elektromagnetycznego, z czterech na sześć wymiarów.

Powyższe uwagi pozwalają wypisać pełny lagranżjan wszystkich pól fundamentalnych. Nieokreślone pozostają tylko wartości niektórych stałych sprzężenia. Istnieje jednak pogląd, iż stałe sprzężenia nie są naprawdę stałe lecz stopniowo ulegają zmianie w miarę starzenia się Wszechświata. Jest to już jednak zagadnienie kosmologii, a nie fizyki jako takiej.

Robert E. Taylor

*Stanford Linear Accelerator Center
Stanford University
Stanford, California, USA*

Rozpraszanie głęboko nieelastyczne: pierwsze lata *

Deep inelastic scattering: the early years

Nobel Lecture, 8 December, 1990, Stockholm

Przedmowa

Wkrótce po ogłoszeniu Nagród Nobla 1990 z fizyki zdecydowaliśmy wspólnie z Henrym Kendallem i Jerryem Friedmanem, że każdy z nas w swoim wykładzie noblowskim opíše część eksperymentów z rozpraszaniem głęboko nieelastycznym. Podział, który ustaliliśmy, jest mniej więcej chronologiczny. Ja opowiem o pierwszych latach i opiszę działania, które doprowadziły do powstania Centrum Akceleratora Liniowego im. Stanforda (SLAC), gdzie przeprowadzono doświadczenia, a następnie wspomnę krótko o budowie aparatury doświadczalnej użytej w tych eksperymentach i o powstaniu urządzeń spektrometrycznych zastosowanych w pierwszych doświadczeniach z rozpraszaniem elastycznym w Centrum.

W drugim wykładzie prof. Kendall ma opisać eksperymenty z rozpraszaniem nieelastycznym i ważną obserwację niezmienniczości względem skalowania, której dokonano dzięki pierwszym danym rozpraszania elektron — proton.

W ostatnim wykładzie prof. Friedman opíše niektóre z późniejszych eksperymentów w SLAC-u a także doświadczenia z wiązkami mionów i neutrin przeprowadzone w innych ośrodkach oraz jak te doświadczenia i postępy teoretyczne doprowadziły do powszechnego uznania modelu kwarkowego za najlepszy opis struktury nukleonu.

*Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1990 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autora i Fundacji Nobla. [Translated with permission. Copyright ©1991 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.)

Ten artykuł jest więc częścią pewnej całości i powinien być czytany w połączeniu z wykładami H.W. Kendalla [1] i J.F. Friedmana [2].

Wiele osób miało znaczący wkład do tej pracy. Nasze podziękowania dla wielu z nich znajdują się w pozycji [3].

Czterdzieści lat eksperymentów z rozpraszaniem elektronów miało znaczący wpływ na zrozumienie budowy podstawowych składników materii. Postęp w doświadczalnej fizyce wysokich energii jest często związany bezpośrednio z nowymi rozwiązaniami w technice akceleratorowej i aparaturze. Eksperymenty z rozpraszaniem elektronów, włączając eksperymenty głęboko nieelastyczne nagrodzone tego roku przez Szwedzką Królewską Akademię Nauk, stanowią taki właśnie przykład. Eksperymenty, które stały się możliwe dzięki zwiększeniu energii i natężenia wiązki elektronów oraz coraz większemu wyrafinowaniu detektorów od wielu lat rzucają światło na strukturę jądra i nukleonów. Wiele dodatkowych informacji dały doświadczenia używające wtórnych wiązek neutrin i mionów pochodzących z akceleratorów protonowych.

U korzeni eksperymentów rozproszeniowych leży doświadczenie z rozpraszaniem cząstek α przeprowadzone w laboratorium Rutherforda [4], które doprowadziło do hipotezy jądra atomowego. Źródła cząstek alfa, używane wówczas, wysyłały także elektrony, ale pęd elektronów był za mały na to, żeby mogły się one przedostać przez chmurę elektronową atomów tarczy i rozpraszanie elektronów było tylko denerwującym tłem w tych doświadczeniach.

Eksperymenty Francka i Hertza [6] z rozpraszaniem elektronów na atomach różnych gazów rozpoczęły erę, w której rozpraszanie elektronów szeroko wykorzystywano do badania elektronowej struktury atomów. Później, kiedy wiązki elektronów o wyższej energii stały się dostępne z akceleratorów, zaczęto się interesować nimi jako próbnikami jądra atomowego. Rose [7] w 1948, a następnie Schiff [8], który badał możliwości doświadczeń przy nowym akceleratorze liniowym w Stanfordzie, dali pierwsze nowoczesne ujęcie tego tematu. Schiff podkreślił wagę doświadczeń typu e-p, które mogły próbować strukturę samego protonu za pomocą znanych oddziaływań elektromagnetycznych. Wkrótce potem Rosenbluth [9] obliczył prawdopodobieństwo tego, że elektron o energii E_0 rozproszy się elastycznie na protonie pod kątem ϑ .

Energia rozproszonego elektronu E' jest mniejsza niż energia początkowa E_0 , ponieważ pewna energia odrzutu jest przekazywana protonowi (o masie M)

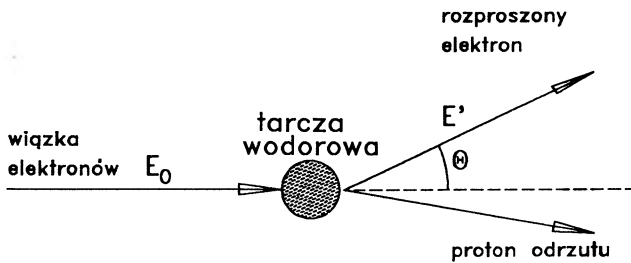
$$E' = \frac{E_0}{1 + 2E_0/M \sin^2 \vartheta/2}.$$

Kwadrat przekazu czteropędu, Q^2 , jest miarą zdolności próbkowania struktury protonu. Zasada nieoznaczoności ogranicza przestrzenną rozdzielczość procesu rozpraszania do wielkości rzędu \hbar/Q , więc do badania małych struktur po-

trzebne jest duże Q^2 (a zatem i E_0)

$$Q^2 = 4E_0E' \sin^2 \vartheta/2.$$

W wyidealizowanym układzie doświadczalnym zjawisko wygląda następująco:



Kiedy rejestrowany jest tylko rozproszony elektron, elastyczny przekrój czynny $d\sigma/d\Omega$ otrzymany przez Rosenblutha wyraża się prostym wzorem, dość podobnym do pierwotnej formuły na rozpraszanie Rutherforda

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4E_0^2 \sin^4 \vartheta/2} \cos^2 \vartheta/2 \frac{E'}{E_0} \left[\frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2 \tan^2 \vartheta/2 \right],$$

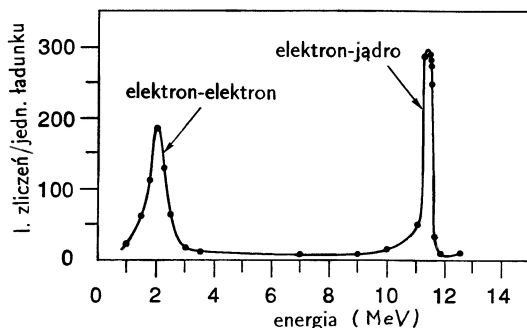
gdzie $\tau = Q^2/4M^2$. Wielkości G_E i G_M są czynnikami postaci opisującymi rozkład odpowiednio ładunku elektrycznego i momentu magnetycznego. Zależą one tylko od przekazu czteropędu Q^2

$$G_E = G_E(Q^2), \quad G_M = G_M(Q^2),$$

$$G_E(0) = 1, \quad G_M(0) = \mu_p,$$

gdzie μ_p jest momentem magnetycznym protonu (w jednostkach \hbar). Jeśli promień rozkładu ładunku elektrycznego i momentu magnetycznego jest mały w porównaniu z \hbar/Q wówczas G_E i G_M nie będą się zmieniały z Q^2 , jeśli natomiast rozmiary tych rozkładów są porównywalne z Q^2 , wówczas G_E i G_M będą malały wraz z jego wzrostem.

Elastyczne rozpraszanie elektronów na jądrach zaobserwowali jako pierwsi Hansen, Lyman i Scott [10] używając 15.7 MeV-owej zewnętrznej wiązki pochodzącej z 22 MeV-owego betatronu w Illinois. Badali oni rozpraszanie elektronów na elektronach i zauważyli dwa ostre maksima w widmie energetycznym rozproszonych elektronów (rys. 1).



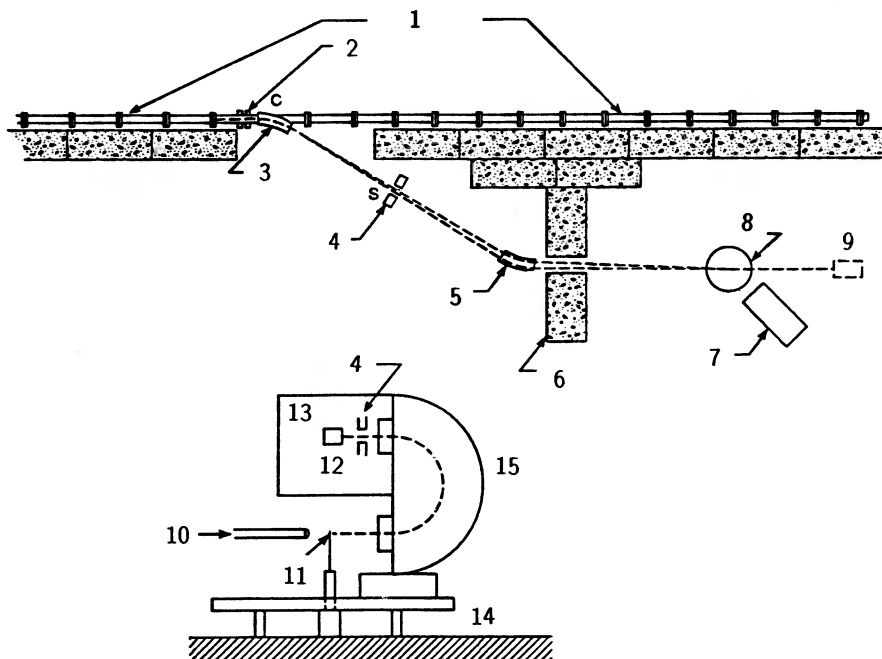
Rys. 1. Pierwsza obserwacja elastycznego rozproszenia elektronu na jądrze, przy użyciu 15.7 MeV-owych elektronów z betatronu w Illinois, rozproszonych pod kątem 10°

W 1953 r. w Laboratorium Fizyki Wysokich Energii w Stanford (HEPL) udostępniono pierwszą połowę nowego liniowego akceleratora Mark III, która dostarczała zewnętrznej wiązki elektronów o niespotykanym dotąd natężeniu i energii do 225 MeV. Uzupełnieniem tego postępu w technice akceleratorowej było skonstruowanie przez Hofstadtera i współpracowników detektora rozproszeniowego (rys. 2) wykorzystującego 180-stopniowy spektrometr magnetyczny (o promieniu zakrzywienia 18 cali). Spektrometr dawał się obracać wokół tarczy, co pozwalało na pomiar różnych kątów rozproszenia, a pole magnesu można było zmieniać w celu rejestrowania elektronów o różnych energiach. Urządzenia tego używano do całej serii eksperymentów z niewielkimi jedynie modyfikacjami.

Dzięki temu detektorowi rejestracja rozpraszania jądrowego stała się łatwa. W widmie energetycznym elektronów rozproszonych pod małymi kątami widać było najwyraźniej "maksimum elastyczne" chociaż obecność rozprożeń ze wzbudzeniem stanów jądrowych była widoczna (rys. 3). Zbadanie zależności elastycznego przekroju czynnego od energii wiązki i kąta rozproszenia pozwoliło Hofstadterowi i jego współpracownikom na wyznaczenie rozmiarów i prostych parametrów kształtu wielu nuklidów.

W 1953 r. wspomniane urządzenie dostarczyło pierwszej obserwacji rozpraszania elastycznego na protonie w tarczy polietylenowej [12], jak to widać na rys. 4. Później w celu zmniejszenia tła pod maksimum elastycznym zbudowano gazową tarczę wodorową i w 1955 r. Hofstadter i McAllister [13] otrzymali dane, które pokazywały, że czynniki postaci protonu występujące w przekroju czynnym Rosenblutha są mniejsze od jedności (rys. 5) i maleją wraz ze wzrostem przekazu pędu. Ocenili oni rozmiar protonu na $(0.7 \pm 0.2) \cdot 10^{-13}$ cm.

W 1955 r. udostępniono stację końcową akceleratora w HEPL, co pozwoliło na podwojenie energii osiągalnej w eksperymentach rozproszeniowych. Wiązki

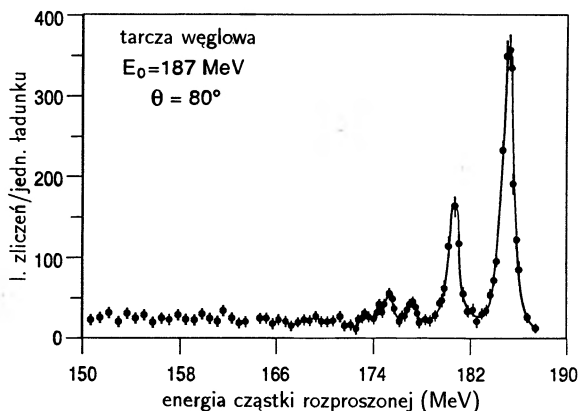


- | | |
|----------------------------------|-------------------------|
| 1 – akcelerator | 9 – monitor wiązki |
| 2 – kolimator | 10 – wiązka |
| 3 – magnes odchylający | 11 – tarcza |
| 4 – przepust określający energię | 12 – licznik |
| 5 – magnes ogniskujący | 13 – osłona |
| 6 – osłona betonowa | 14 – platforma obrotowa |
| 7 – spektrometr | 15 – magnes |
| 8 – komora rozproszeniowa | |

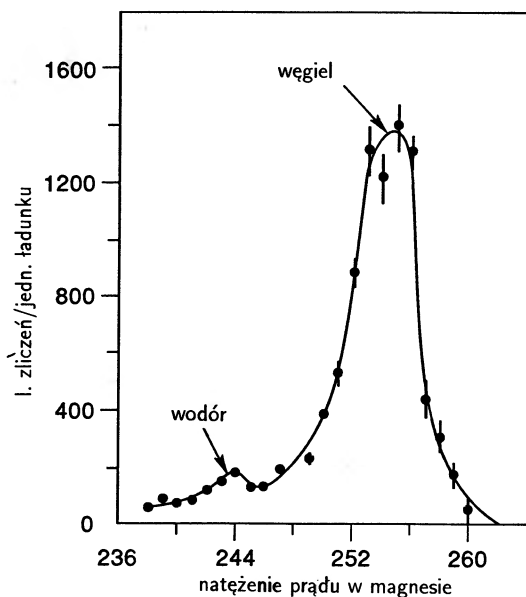
Rys. 2. Schemat urządzenia do badania rozpraszania elektronów umieszczonego w połowie długości akceleratora liniowego Mark III w Laboratorium Fizyki Wysokich Energii Uniwersytetu Stanforda. Centralna orbita w spektrometrze ma promień 18 cali

w nowej stacji, przyspieszane na pełnej długości akceleratora liniowego, osiągały energie 550 MeV (rys. 6). Grupa Hofstadtera zainstalowała nowe urządzenie spektrometryczne z magnesem o promieniu zakrzywienia dwa razy większym (36 cali) niż ten, którego użyto w spektrometrze na stacji w połowie akceleratora. Skonstruowano i zainstalowano tarczę z ciekłego wodoru. Te urządzenia stanowiły znaczne usprawnienie (rys. 7) i skoncentrowano duże wysiłki na rozpraszaniu na wodorze [14]. Zmierzone czynniki postaci pokazane są na rys. 8, na którym widać dane dla różnych wartości Q^2 porównane z przewidywaniem modelu protonu o "rozmiarach" $0.8 \cdot 10^{-13}$ cm.

Wspomniane doświadczenia wyznaczają początek badań nad substrukturą

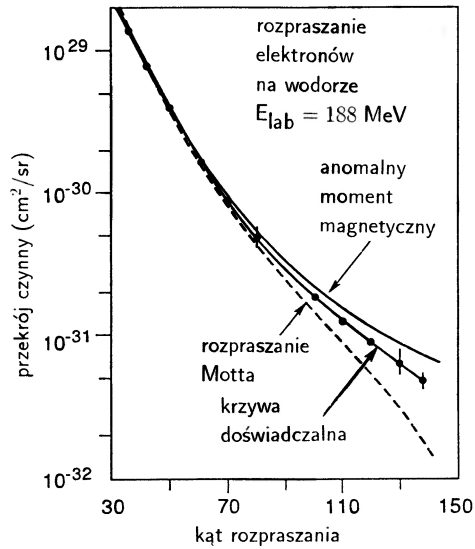


Rys. 3. Widmo energetyczne 187 MeV-owych elektronów rozproszonych pod kątem 80° przez tarczę węglową otrzymane przy użyciu aparatury z rys. 2



Rys. 4. Widmo elektronów rozproszonych na tarczy z CH_2 wskazujące na obecność rozpraszania elektron-proton, rysunek pochodzi z mniej więcej 1954 r

protonu. Pokazały one przekonująco, że proton nie jest punktem ale strukturą rozciągniętą. To fundamentalne odkrycie zostało szybko zaakceptowane przez społeczność fizyków. Powszechnie zakładano, że istnieje związek pomiędzy rozciągnięciem przestrzenną a strukturą, chociaż nie sądzię, aby w tym czasie ktoś poważnie kwestionował "elementarny" charakter protonu. Osiągające energie elektronów

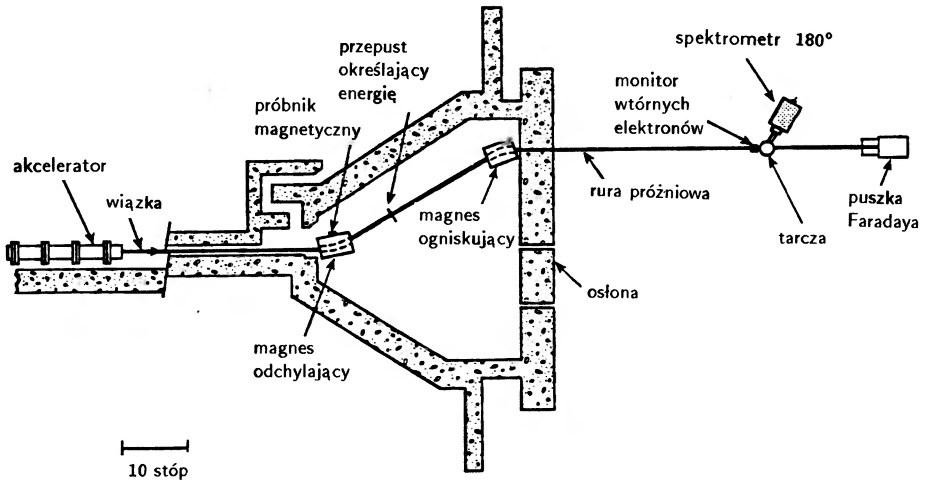


Rys. 5. Przekrój czynny na elastyczne rozpraszanie elektronów na wodrze porównany ze wzorem rozproszeniowym Motta (elektrony rozproszone na cząstce o jednostkowym ładunku bez momentu magnetycznego) i z przekrojem Rosenblutha dla punkтового protonu z anomalnym momentem magnetycznym. Dane przebiegają pomiędzy krzywymi wskazując na występowanie rozpraszania magnetycznego, ale sygnalizując także, że w rzeczywistości rozpraszania jest mniej niż można by się spodziewać dla punkтового protonu

były ciągle zbyt małe, aby pozwolić na nieelastyczne rozpraszanie na protonie i przez następnych parę lat tylko eksperymenty elastyczne dostarczały wskazówek na temat struktury protonu.

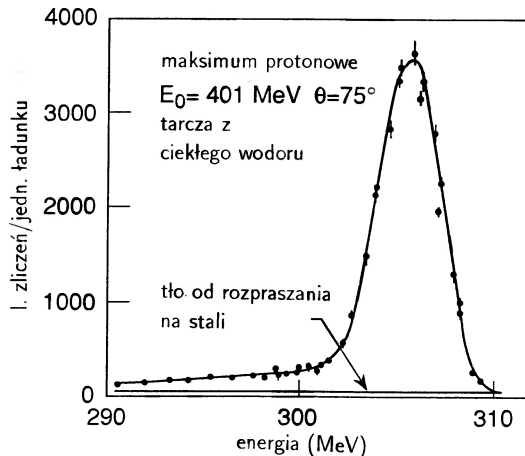
Nowego urządzenia używano także do pomiarów rozpraszania na deuteronie w celu uzyskania informacji na temat neutronu. Czynniki postaci dla rozpraszania elastycznego na luźno związanym deuteronie zanika bardzo szybko wraz ze zwiększaniem przekazu pędu, zatem neutron badano poprzez kwazielastyczne rozpraszanie na neutronie lub protonie, które razem tworzą jądro deuteru. Maksimum dla rozpraszania kwazielastycznego leży blisko maksimum dla rozpraszania elektron-proton, ponieważ rozpraszanie zachodzi na pojedynczym nukleonie i na wartość energii odrzutu ma wpływ głównie masa nukleonu (rys. 9). Zauważalny jest także wpływ ruchu nukleonów w deuteronie i w rezultacie można zmierzyć rozkład pędu nukleonów deuteronu.

Wielki sukces programu badań rozproszeniowych w HEPL miał trzy konsekwencje: Badania rozproszeniowe przy istniejących synchrotronach elektronowych stały się bardziej popularne, zaplanowano budowę nowych synchrotronów

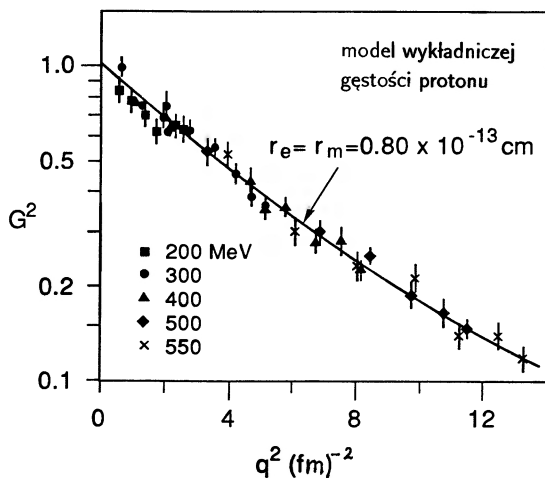


Rys. 6. Schemat linii wiązki i 36-calowego spektrometru w Stacji Końcowej Laboratorium Fizyki Wysokich Energii. To urządzenie było używane przez ponad dekadę przez R. Hofstadtera i współpracowników (w 1960 dodano 72-calowy spektrometr, aby analizować rozproszone elektrony o energiach do 1000 MeV.)

o wyższych energiach, a w Stanfordzie rozpoczęto dyskusję o znacznie większym akceleratorze liniowym – długim na dwie mile i zasilanym przez tysiąc klistrzów!



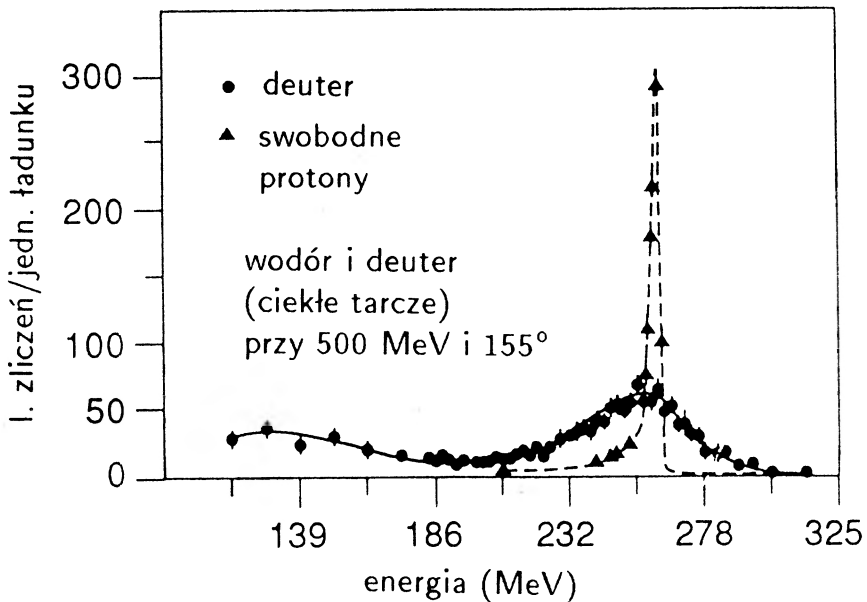
Rys. 7. Widmo energetyczne rozpraszania elektron-proton zmierzone przy użyciu urządzenia z rys. 6 i tarczy z ciekłego wodoru. Pojemnik na ciekły wodór z stali nierdzewnej powoduje bardzo niewielkie tło. Radiacyjny ogon maks. elastycznego jest wyraźnie widoczny po niskoenergetycznej stronie



Rys. 8. Czynniki postaci protonu dla różnych energii i przekazów pędu zmierzony w pierwszych eksperymentach używających 36-calowego spektrometru w HEPL. Wartość F_2 została policzona ze wzoru Rosenblutha, który definiuje czynniki postaci $F_1(Q^2)$ i $F_2(Q^2)$. F_1 odpowiada czynnikowi postaci dla protonu Diraca (o spinie $1/2$) a F_2 czynnikowi postaci anomального momentu magnetycznego. Przy analizie danych zrobiono założenie, że $F_2 = F_1$. Przy wyższych wartościach Q^2 stało się jasne, że $F_2 \neq F_1$, ale, że $G_E = G_M/\mu_p$ dla protonu i upowszechniło się używanie czynników postaci G ($G_M = F_1 + KF_2$ i $G_E \approx F_1$ dla małych wartości Q^2). Krzywa pokazana na rysunku jest oparta na modelu zakładającym wykładniczy spadek rozkładu ładunku i momentu magnetycznego (przyjęta wartość pierwiastka ze średniego kwadratu promienia wynosi 0.8×10^{-13} cm)

Po ponad roku dyskusji i obliczeń fizycy i inżynierowie z Laboratorium Fizyki Wysokich Energii przygotowali pierwszy projekt dwumilowego liniowego akceleratora w Stanfordzie [15]. E.L. Ginzton, W.K.H. Panofsky i R.B. Neal kierowali badaniami nad projektem a Panofsky i Neal budową tego, co później zostało nazwane Centrum Liniowego Akceleratora im. Stanforda i było jednym z większych osiągnięć inżynierskich w początku lat 60-tych. Nowa maszyna stanowiła śmiałą ekstrapolację istniejących technik. Projekt był konserwatywny w tym sensie, że dysponowano działającymi prototypami wszystkich części składowych, ale stanowił wyzwanie ze względu na zwiększenie skali.

Poszukiwania struktury protonu stanowiły główny cel proponowanego urządzenia. Akcelerator 20 GeV-owy umożliwił rozpraszanie zarówno elastyczne jak i nieelastyczne w nowym zakresie Q^2 i postawił przed nami wspaniałe możliwości posunięcia naprzód badań nad strukturą nukleonu.

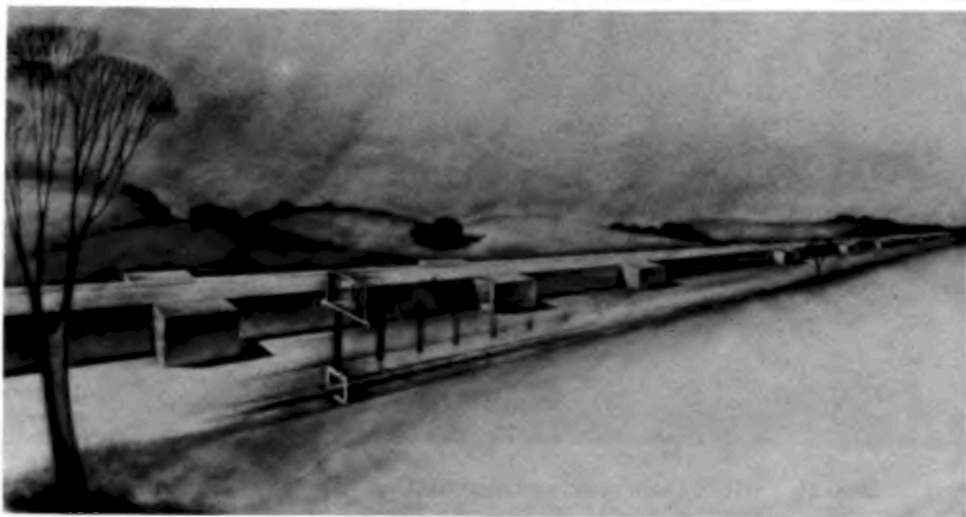


Rys. 9. Porównanie rozpraszania elektronów na protonie i kwazielastycznego rozpraszania na pojedynczych nukleonach w deuterze. Elastyczne rozpraszanie na jądrze deuteru występowałoby dla energii większej od najwyższej energii pokazanej na wykresie i byłoby zaniedbywalne w porównaniu z przekrojem czynnym pokazanym tutaj. Rozpraszanie kwazielastyczne na protonie lub neutronie jest rozmyte na szerszym obszarze energii niż rozpraszanie na swobodnym protonie z powodu rozmycia pędu nukleonu w jądrze deuteru

W chwili, kiedy został zaproponowany, dwumilowy akcelerator liniowy był największym i najbardziej kosztownym projektem w fizyce wysokich energii. Do tychczas w tej dziedzinie dominowały akceleratory protonowe, a istniejące maszyny elektronowe były stosunkowo małe i nieliczne. Znaczenie elektronów rosło i równoległe z liniakiem w Stanfordzie zaprojektowano i zbudowano dwa duże synchrotrony elektronowe: Akcelerator Elektronów w Cambridge (CEA) i Niemiecki Synchrotron Elektronowy (DESY) w Hamburgu z maksymalnymi energiami odpowiednio 5 i 6 GeV. Powstanie SLAC-u w 1960 r. miało pozwolić fizyce elektronów na bezpośrednie współzawodnictwo z największymi akceleratorami protonowymi owych czasów, AGS w Brookhaven i PS w CERN-ie, które były już w budowie w końcu lat 50-tych. Nowe akceleratory elektronowe miały otworzyć przed fizykami wiele możliwości.

Nowy akcelerator liniowy składał się z dwumilowego przyspieszającego falowodu umieszczonego w tunelu schowanym 25 metrów pod ziemią. W początkowej fazie akcelerator był zasilany przez dwieście czterdzieści 20–30 megawatowych kli-

stronów znajdujących się w budynku na powierzchni. Akcelerator był usytuowany wśród wzgórz na terenie Uniwersytetu Stanforda i był prawdopodobnie ostatnim w fizyce wysokich energii akceleratorem działającym przy uniwersytecie (rys. 10 i 11).



Rys. 10. Przekrój przez dwumilowy akcelerator w SLAC-u pokazujący falowód akceleratora schowany 25 stóp pod powierzchnią i galerię klistronów na poziomie gruntu. Każdy klistron zasila 40 stóp falowodu akceleratora dzięki otworom łączącym pomieszczenie akceleratora z galerią klistronów

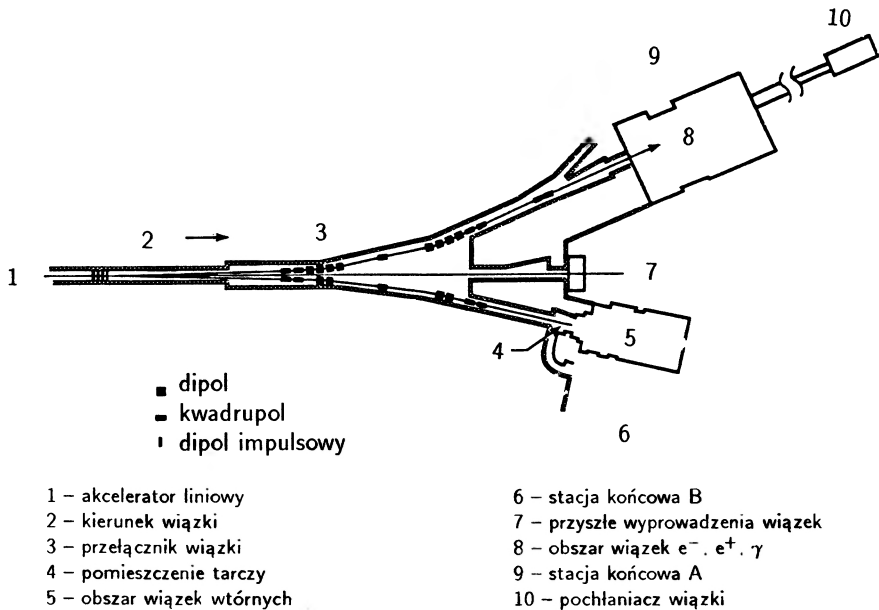
Docelowe parametry nowej maszyny – energia 20 GeV i średnie prądy w okolicach $100 \mu\text{A}$ stawiały eksperymentatorom mnóstwo nowych problemów. Początkowo utworzono dwa obszary eksperymentalne (tzw. stacje końcowe na rys. 12) – w jednym z nich, mocno osłoniętym, można było wyprowadzać w kierunku różnorodnych detektorów wtórne wiązki hadronów i mionów, drugi z nich przeznaczony był do eksperymentów z wiązkami elektronów i fotonów. Korytarz “przełącznika wiązki” łączył każdy z obszarów z akceleratorem za pomocą magnetycznego systemu transportu wiązki, który ustalał rozmycie pędu każdej z wiązek na mniej niż 0.2% i był achromatyczny i izochroniczny (w celu zachowania radiowej częstotliwości struktury czasowej wiązki). Do systemu transportu wiązka kierowana była za pomocą magnesu impulsowego, tak że określony impuls akceleratora mógł być dostarczony do każdego z dwóch obszarów eksperymentalnych. Nieuniknione straty wiązki w tym systemie prowadziły do dużej radioaktywności i, przy planowanej wysokości prądu wiązki, do trudności z zaprojektowaniem systemu chłodzenia. Projekt korytarza “przełącznika wiązki” był dość dobrze ustalony w końcu roku 1963 razem z planami mocno osłoniętych budynków stacji końcowych [13].



Rys. 11. Widok z lotu ptaka na teren SLAC-u. Po lewej stronie są tereny eksperymentalne z doprowadzaniem wiązki z akceleratora. Po prawej stronie są tereny z biurami, laboratoriami i warsztatami. Eksperymenty rozproszeniowe były przeprowadzane w dużym osłoniętym budynku zaraz po lewej stronie od centrum, na dole zdjęcia. Konstrukcja, krzyżująca się z akceleratorem to superautostrada, która była w budowie w czasie kiedy wykonano to zdjęcie

Teren, który miano poświęcić eksperymentom rozproszeniowym i fotoprodukcji przy użyciu wiązki pierwotnej, musiał spełnić wymagania kilku grup doświadczalnych. Zbudowanie aparatury pozwalającej na szybkie i efektywne zbieranie danych w nowym, udostępnianym właśnie obszarze energii, stanowiło wyzwanie. Koszty eksploatacji nowego akceleratora (nie licząc dewaluacji całkowitej sumy kosztów akceleratora wynoszącej ponad 100 mln dolarów) miały być rzędu wielu tysięcy dolarów dziennie, zatem ważna była optymalizacja kosztów eksperymentu - przykładowo, spektrometr o mniejszym zakresie kątowym mógłby być tańszy, ale zrobienie określonego pomiaru zajęłoby prawdopodobnie więcej czasu. Główny wydatek w tym obszarze stanowiły duże spektrometry magnetyczne i osłony, zatem niektóre z mniejszych elementów mogły być opracowane w sposób znacznie bardziej wyrafinowany, niż to było możliwe w mniejszych laboratoriach, zwiększało to bowiem jedynie nieznacznie całkowity koszt.

Choć minęła już połowa dekady od czasu kiedy zaproponowano budowę SLAC-u to podstawowe fizyczne cele pozostały w zasadzie nie zmienione. Najbar-



Rys. 12. Schemat terenów eksperymentalnych w SLAC-u i obszaru przełączania wiązki

dziej efektywną techniką pozostała detekcja pojedynczej cząstki z danego przypadku. Procent czasu, w którym liniak był włączony (duty factor) był mały – impulsy klustronów trwały ok. dwie mikrosekundy i było ich 360 w sekundzie. Powodowało to wysoką liczbę zliczeń podczas krótkiego impulsu i utrudniało eksperymenty koincydencyjne. Całościowy projekt eksperymentu wymagał urządzeń, które pozwalały zmierzyć energię i kąt cząstki pochodzącej z tarczy umieszczonej w wiązce elektronów. Spektrometry magnetyczne były ciągle najbardziej efektywnym sposobem osiągnięcia tego celu, ale przy tych energiach musiałyby być dużymi i kłopotliwymi urządzeniami.

Aby było możliwe rozróżnienie reakcji z różnymi liczbami emitowanych pionów, rozdzielczość energetyczna ΔE musiałaby być znacznie lepsza niż $m_\pi/E_{\max} \approx 0.7\%$. Ponieważ energia cząstek emitowanych w określonej reakcji silnie zależy od kąta, należało także mierzyć kąt z dużą dokładnością (ok. 0.15°). W rzeczywistości spektrometry magnetyczne rejestrowały cząstki w znacznie większym zakresie kątowym niż wymagana zdolność rozdzielcza, a więc optyka spektrometru i detektory musiały być ustawione w taki sposób, aby prawdziwy kąt rozproszenia i energia mogły być mierzone jednocześnie.

Wiele dyskutowano na temat najefektywniejszego projektu urządzeń. Zapi-

sków z tych dyskusji jest mało, ale wiele z nich wskazuje na otwarte i ostre dyskusje. Były poglądy, że pojedynczy 2 GeV-owy spektrometr wystarczy do zrobienia większości interesujących eksperymentów z rozpraszaniem elektronów, inni sugerowali, że należy iść w kierunku skomplikowanego systemu z wysokoenergetycznym spektrometrem dla elektronów rozproszonych do przodu współpracującym z dużym solenoidalnym detektorem elektronów rozproszonych do tyłu.

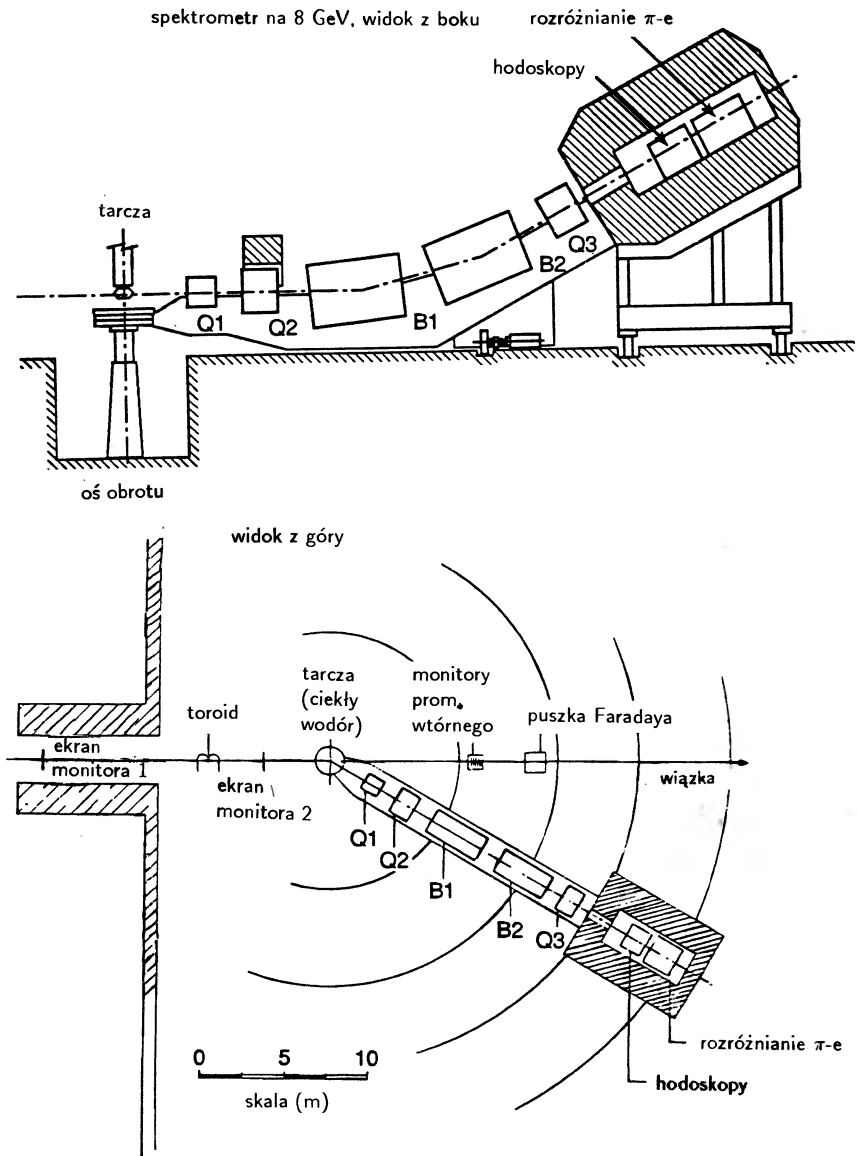
Wiosną 1964 r. zostałem osobą odpowiedzialną za projekt i wykonanie urządzeń w stacji końcowej A (tak zwano większy z obszarów eksperymentalnych). Nie była to pozycja godna pozazdrosczenia, ponieważ nie było zgody co do tego co ma być właściwie zrobione, a większość z zaangażowanych osób przewyższała mnie znaczeniem.

Podgrupa zainteresowana eksperymentami z rozpraszaniem elektronów była dość mocno przekonana o tym, że spektrometr o maksymalnej energii 8–10 GeV i o kącie bryłowym większym od 1 milisteradiana będzie mógł zaspokoić wymagania stawiane przez intensywny program pomiarów rozpraszania. Dzięki odchyłaniu w płaszczyźnie pionowej można było oddzielić przestrzennie w obszarze detektorów pomiar kąta rozproszenia od pomiaru pędu. Wstępny projekt takiego urządzenia został zaproponowany i miał wpływ na plan stacji końcowej, której projekt był w owym czasie dość zaawansowany. W spektrometrze zastosowano odchyłanie pionowe o ok. 30° z ogniskowaniem zapewnionym przez oddzielne kwadrupole przed i za miejscem odchyłania wiązki (rys. 13, góra). Zaprojektowanie magnetyczne takiego spektrometru wymagało wielu rachunków, ale gładko posuwało się do przodu. Po uwzględnieniu więzów praktycznych i finansowych ustalono górną granicę pędu na 8 GeV i kąt bryłowy na 1.0 msr.

W celu pokrycia pewnego zakresu kątów rozproszenia mieliśmy zamiar zbudować spektrometr w ten sposób aby dało się go obracać wokół tarczy z zewnętrznego pomieszczenia kontrolnego (rys. 13, widok z góry). Potrzebowaliśmy rusztowań, które mogłyby utrzymać setki ton magnesów i liczników podczas obrotu wokół stacji końcowej, w precyzyjnie ustalonym względny położeniu.

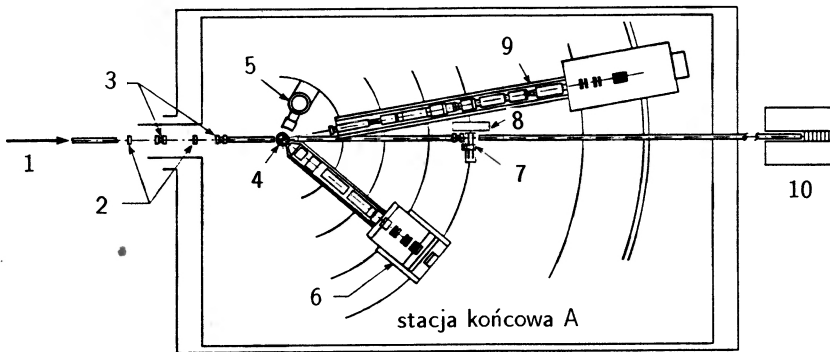
Właśnie w tym czasie zaczęliśmy gromadzić zespół inżynierów i techników, którzy mieli przetłumaczyć te wymagania na projekt pracującego urządzenia. Ta grupa rozpoczęła prace nad szczegółowym projektem elementów 8 GeV-owego spektrometru, podczas gdy debata nad resztą układu była ciągle w toku.

W połowie r. 1964 nikt już nie kwestionował potrzeby spektrometru dla elektronów lecących do przodu, który by mógł rejestrować cząstki o energii do 20 GeV. Udane eksperymenty fotoprodukcji prowadzono przy synchrotronie elektronowym w CEA przy energiach do 5 GeV i rozszerzenie zakresu energii w tego typu pomiarach stanowiłoby z pewnością konstruktywny program dla SLAC-u. Ponadto, w celu zmierzenia elektrycznego czynnika postaci protonu G_E trzeba byłoby przeprowadzić eksperymenty rozproszeniowe przy bardzo małych kątach.



Rys. 13. Schematyczny rysunek spektrometru na 8 GeV. Pięć magnesów (dwa magnesy odchylające (B) i trzy kwadrupole (Q) kierują rozproszone cząstki do detektorów umieszczonych w silnie osłoniętym pojemniku. Cały zestaw jeździ na szynach i może być obracany wokół tarczy w celu rejestrowania elektronów rozproszonych pod różnymi kątami

Przeskalowanie spektrometru z 8 GeV na 20 GeV (przy utrzymaniu rozdzielczości na poziomie 0.1%) wymagałoby bardzo dużych odchyżeń pionowych. Podjęto pewne wysiłki w celu zaprojektowania dużego szybu w stacji końcowej mieszczącego system, który odchyłałby do dołu, ale wyglądało to bardzo dziwnie z punktu widzenia mechaniki. Pomysłowe rozwiązanie, które pozwalało na zastosowanie odchylenia poziomego z zachowaniem prostopadłości płaszczyzn pomiaru kąta i pędu w ogniskowej, zaproponowali Panofsky i Coward. Ich propozycja wydawała mi się skomplikowana i opierałem się zastosowaniu projektu. W końcu wybawiły mnie zrobione przez K. Browna obliczenia aberracji w tym urządzeniu, która okazała się niedopuszczalnie duża. Krótco potem Brown i Richter zaproponowali dość prosty spektrometr z centralnym przecięciem, który pozwalał na odchylenie pionowe utrzymując wysokość w pionie w dopuszczalnych granicach. Korekcję aberracji zapewniał dość prosty system sekstupoli. Wkrótce po zaproponowaniu, projekt został zaakceptowany przez wszystkich i szkic ostatecznej wersji spektrometrów w stacji końcowej został szybko zakończony (rys. 14).



- | | |
|---------------------------------|---------------------------|
| 1 – pierwotna wiązka elektronów | 6 – spektrometr na 8 GeV |
| 2 – toroidalny monitor wiązki | 7 – puszka Faradaya |
| 3 – monitory położenia wiązki | 8 – osłona |
| 4 – tarcza wodorowa | 9 – spektrometr na 20 GeV |
| 5 – spektrometr na 1.6 GeV | 10 – pochłaniacz wiązki |

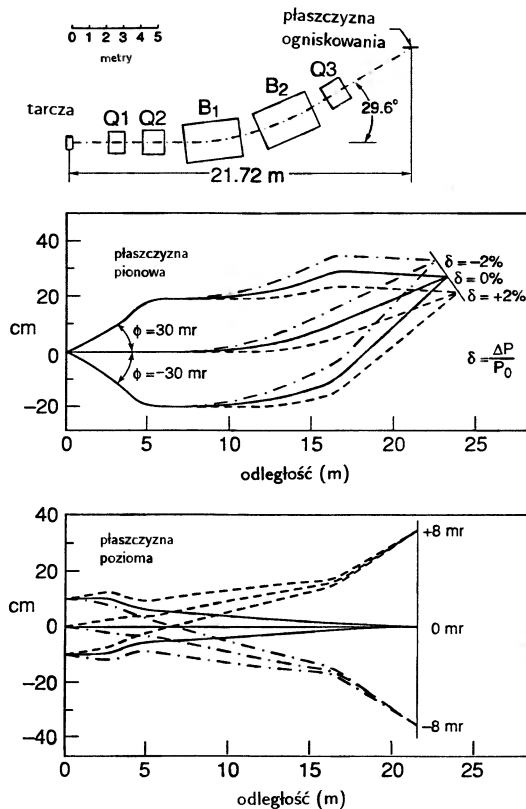
Rys. 14. Szkic ustawienia spektrometrów w Stacji Końcowej A. Wszystkie trzy spektrometry można obracać wokół osi. Spektrometr na 20 GeV można obrócić od 1.5° do 25° , na 8 GeV od ok. 12° do ok. 90° . Spektrometr na 1.6 GeV pokrywa kąty od ok. 50° do 150°

Dwie duże grupy doświadczalne w SLAC-u nie były w owym czasie zainteresowane pomiarami w kierunku do tyłu. D. Ritson z Wydziału Fizyki w Stanfordzie dostrzegł możliwość kontynuacji swojego programu pomiaru fotoprodukcji przy wyższych energiach i zaproponował skonstruowanie 1.5 GeV-owego

90-stopniowego spektrometru dużych kątów; propozycja ta po krótkim czasie została zaakceptowana przez laboratorium i spektrometr dodano do urządzenia.

Wraz z zakończeniem projektu części magnetycznej dwu dużych spektrometrów szybko rozpoczęto projekt i konstrukcję całego urządzenia. Budowa urządzenia stanowiła wspólny wysiłek grup ze SLAC-u, MIT i CalTech-u (Californian Institute of Technology), SLAC-owską grupą fotoprodukcyjną kierował B. Richter, a grupą ze Stanfordu zainteresowaną 1.6 Ge-owym spektrometrem D. Ritson. Urządzenie składało się z kilku części.

W spektrometrze na 8 GeV było pięć elementów magnetycznych – trzy kwadrupole i dwa magnesy odchyłające (rys. 15). Spektrometr ogniskował wiązkę

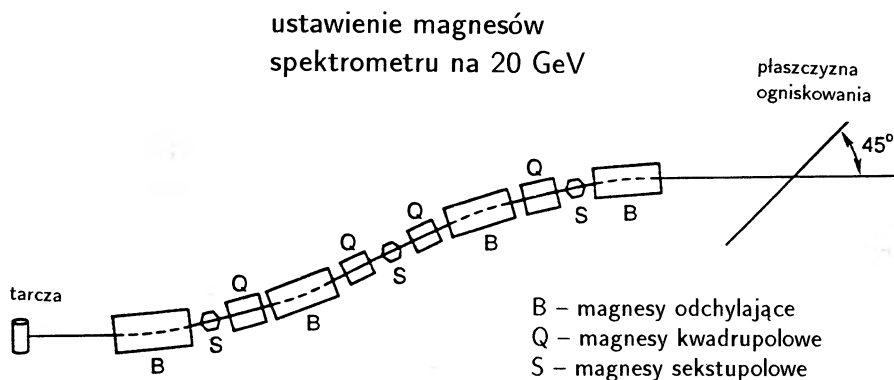


Rys. 15. Szkic ustawienia magnesów i optyki spektrometru na 20 GeV. Usytuowanie magnesów jest pokazane na górnym rysunku. W płaszczyźnie pionowej wiązka rozbieżna ogniskowana jest do punktu i pędy są rozmyte w płaszczyźnie ogniskowania p . W płaszczyźnie poziomej ogniskowanie jest z wiązki równoległej do punktu i kąty są rozmyte w płaszczyźnie ogniskowania ϑ

rozbieżną do punktu w płaszczyźnie pionowej (tej, w której występowało roz-

mycie pędu). Detektor hodoskopowy umieszczony w płaszczyźnie ogniskowania pędu definiował rozmycie pędu Δp . W płaszczyźnie poziomej (płaszczyźnie rozpraszania) spektrometr ogniskował wiązkę równoległą do punktu, co pozwalało na użycie długiej tarczy. Drugi hodoskop umieszczony w płaszczyźnie ogniskowania ϑ wyznaczał kąt rozproszenia. Płaszczyzny ogniskowe pędu i kąta leżały blisko siebie, ale nie były identyczne.

W spektrometrze na 20 GeV było jedenaście elementów magnetycznych, cztery magnesy odchyłające, cztery kwadrupole i trzy sekstupole mające zapewnić podobne warunki w płaszczyznach ogniskowania ϑ i pędu p (rys. 16). Dodano

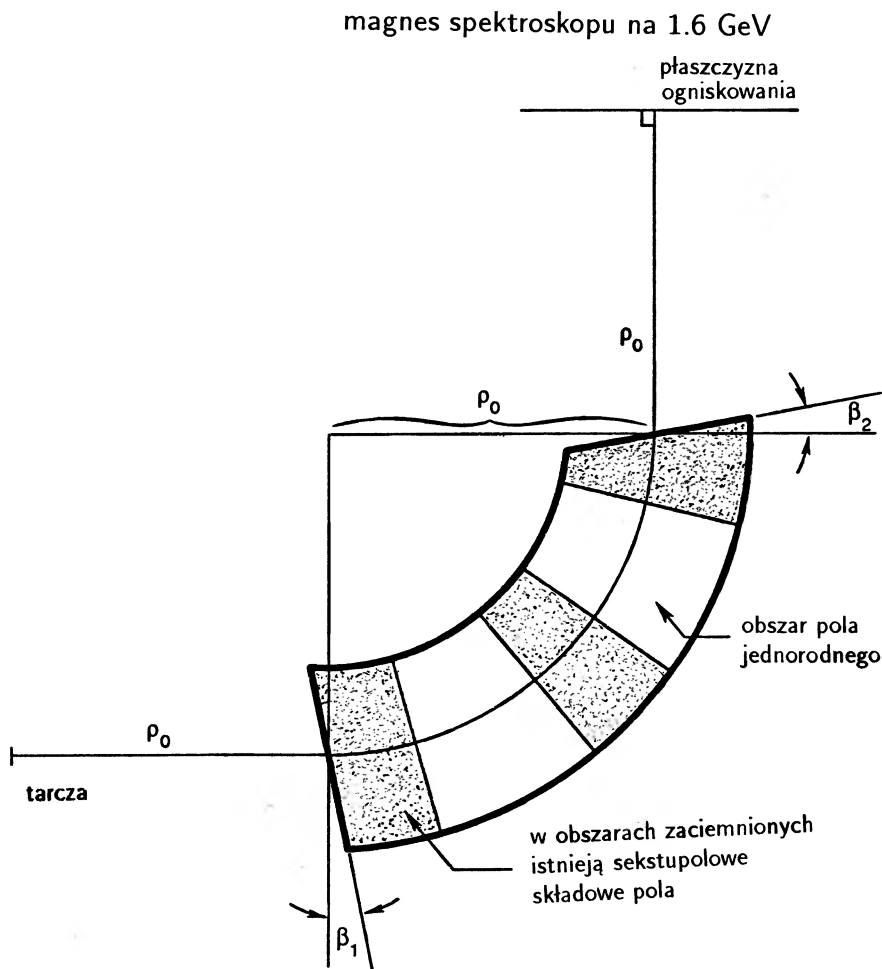


Rys. 16. System magnesów spektrometru na 20 GeV. Z powodu ogniskowania pędu w centralnym sekstupolu, dwa ostatnie magnesy odchyłające zwiększają rozmycie pędu, mimo że kierunek odchylenia jest przeciwny do kierunku odchylenia w dwóch pierwszych magnesach. Trzy sekstupole są używane do dopasowania kąta w płaszczyźnie ogniskowania do wygodnej wartości

jeszcze jedno ogniskowanie pędu w środku układu magnetycznego. Szczelina w tym punkcie mogła być używana do kontrolowania szerokości pasma $\Delta p/p$ tego instrumentu. Układ liczników, podobny do użytego w spektrometrze na 8 GeV został zainstalowany w pomieszczeniach osłony.

Spektrometr na 1.6 GeV miał tylko jeden element magnetyczny (rys. 17). Ogniskowanie osiągnęto obracając końcówki biegunów z orbity normalnej do centralnej. Wytworzono także pola sekstupolowe przy płaszczyznach biegunów w celu kontroli aberracji.

Tarcze z ciekłego wodoru używane w tym urządzeniu były typu kondensacyjnego. Oddzielna komórka tarczy była w kontakcie z dużym zbiornikiem ciekłego wodoru pod ciśnieniem atmosferycznym. Gazowy wodór (lub deuter) wprowadza-

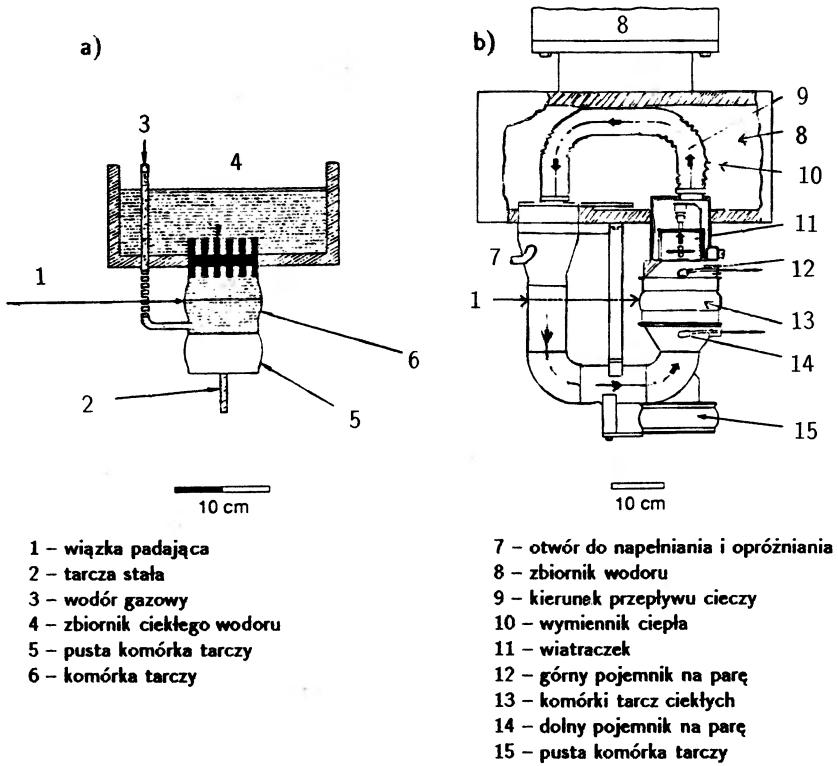


Rys. 17. Schemat spektrometru na 1.6 GeV. Ogniskowanie osiąga się obracając końcówki biegunów (kąty β_1 i β_2) a sześcypole są przymocowane do płaszczyzn biegunów w celu ustawienia płaszczyzny ogniskowania pod kątem prostym do centralnego promienia

dzany do tarczy pod ciśnieniem większym od atmosferycznego skraplał się.

Pierwsza tarcza zbudowana dla tego urządzenia była bardzo prostego pomysłu i ciepło generowane w komórce tarczy przez przechodzącą wiązkę było odprowadzane do zbiornika dzięki konwekcji. Jak się okazało, metoda ta nie była skuteczna przy wysokich natężeniach wiązki i w rezultacie intensywne wiązki powodowały fluktuacje gęstości cieczy. Zbudowano więc tarcze używające cyrkulacji wymuszonej przez wiatraczek zapewniający lepszy kontakt termiczny cieczy w

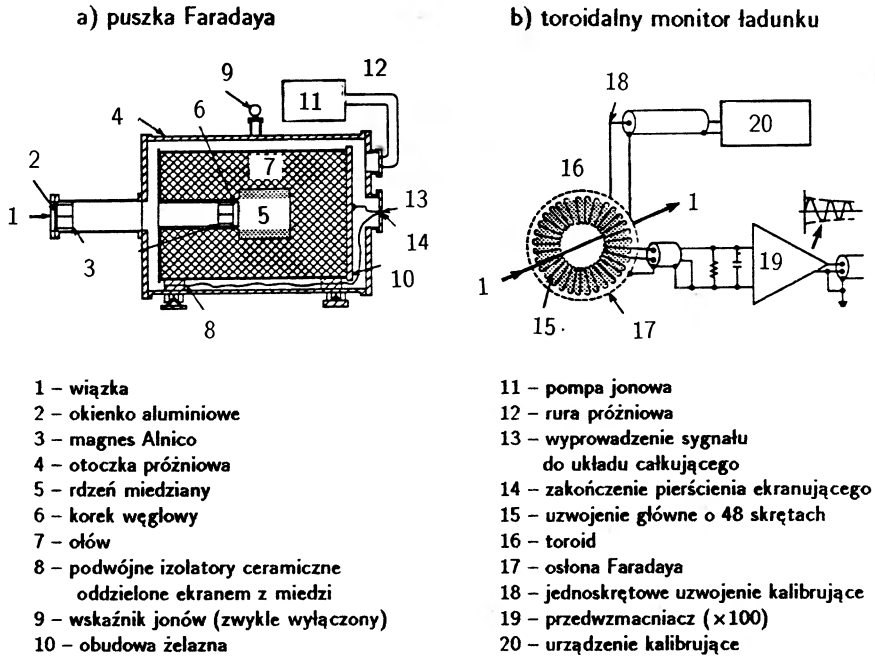
tarczy ze zbiornikiem. Schematy obydwu tarcz są pokazane na rys. 18. (Nawet



Rys. 18. a) Schemat pierwszej wodorowej tarczy kondensacyjnej zbudowanej dla Stacji Końcowej A. Tarczę można przemieszczać w kierunku pionowym w celu wstawienia pustej tarczy albo tarczy stałej w linię wiązki;
b) Schemat tarczy kondensacyjnej z wymuszoną cyrkulacją skroplonego wodoru. Tak jak w (a) tarczę można przemieszczać w kierunku pionowym tak, że inne tarcze mogą być umieszczone w linii wiązki

tarcze z cyrkulacją wymuszoną stwarzały pewne problemy przy wysokich natężeniach prądu wiązki).

Dokładność, z jaką można zmierzyć przekrój czynnicy jest bezpośrednio związana z dokładnością, z jaką można zmierzyć natężenie wiązki. Standardem we wczesnych eksperymentach była puszką Faradaya (rys. 19a), w której wiązka 20 GeV-owych elektronów była zatrzymywana, a następnie zdeponowany ładunek mierzono przy pomocy dokładnego układu całkującego. Przy pełnym natężeniu wiązki w liniaku nie można było używać puszką Faradaya ze względu na ograniczenia termiczne, ale przy niższych intensywnościach używano jej do kalibracji innych urządzeń monitorujących .



Rys. 19. a) Szkic puszki Faradaya. Wiązka była zatrzymywana w węglowo-miedzianym rdzeniu puszki, a ołów pochłaniał promienie γ wytworzone w kaskadzie. Magnes Alnico odchyłał niskoenergetyczne elektrony wychodzące z okna lub rdzenia tak, że te pierwsze nie docierały do puszki, a te ostatnie nie uciekały z niej;

b) Szkic toroidalnego monitora transformatorowego. Wiązka działała jak pierwotne uzwojenie rdzenia ferrytowego. Impuls wiązki powodował oscylacje w tłumionym obwodzie LC , których amplituda była odczytywana po trzech czwartych cyklu

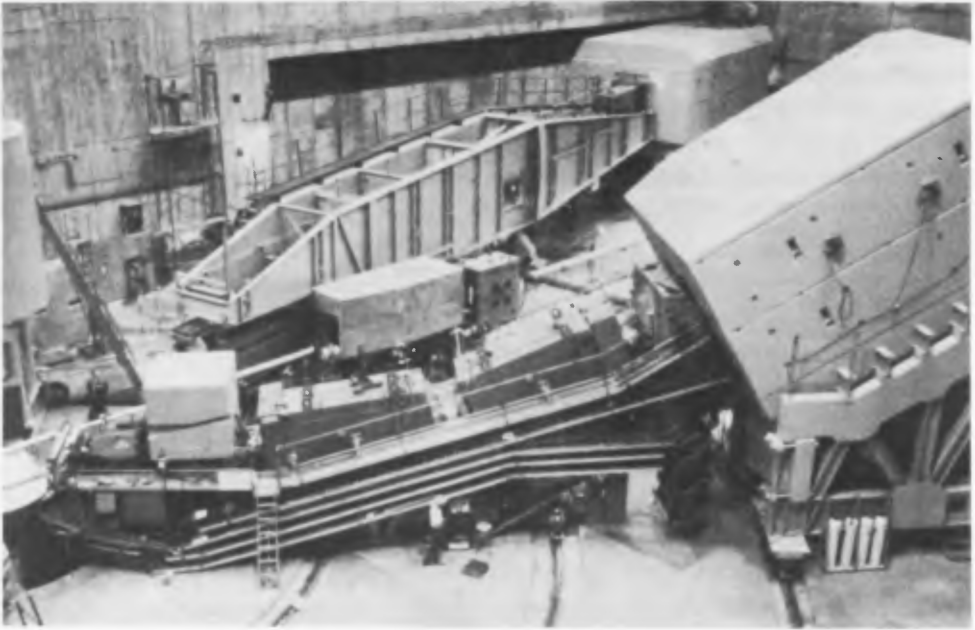
Dla eksperymentów przy Stacji Końcowej A opracowano specjalnie nowy monitor toroidalny. Zasada działania zilustrowana jest na rys. 19b. Wiązka działała jako uzwojenie pierwotne toroidalnego transformatora. Przejście pulsu wiązki przez toroid powodowało oscylacje, których amplituda była próbkowana po pewnym ustalonym przedziale czasu. Próbkowanie a następnie odczytywanie sygnału wyznaczało końcową dokładność monitora. Odczytywanie sygnału zostało starannie opracowane przez grupę inżynierów ze SLAC-u i w miarę jak doświadczenie w użyciu tego urządzenia rosło, stało się ono absolutnym standardem w pomiarach natężenia wiązki, choć często sprawdzano je przy pomocy puszki Faradaya.

Oprócz monitorów wiązki było wiele kolimatorów i ekranów wzdłuż linii wiązki oraz pochłaniacz wiązki dużej mocy schowany we wzgórzu ok. stu me-

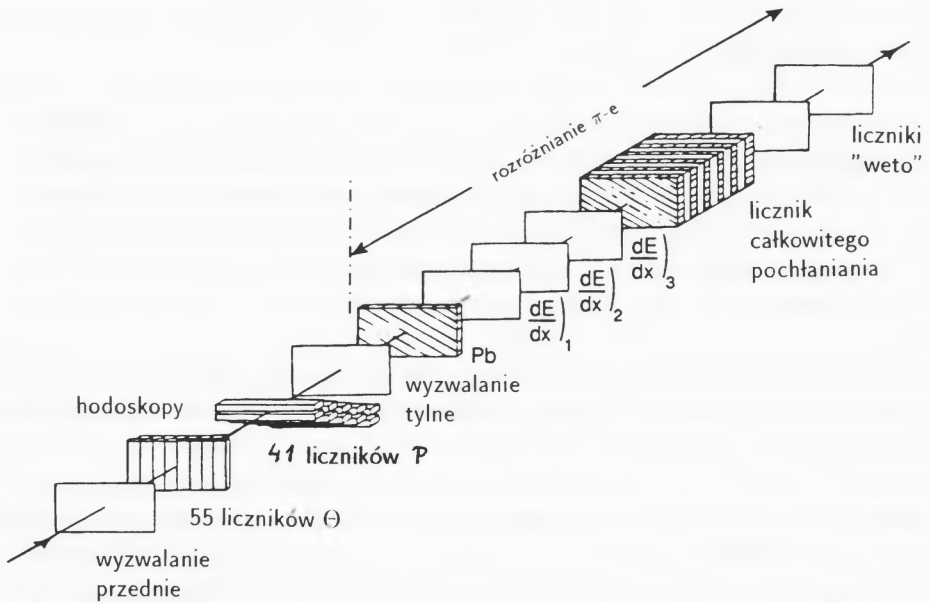
trów-za stacją końcową. Potężna wiązka kabli łączyła detektory spektrometru z elektroniką w "domku pomiarowym" wysoko ponad podłogą stacji końcowej.

Chciałbym posiadać zdolność ożywienia dla Państwa tych trzech lat intensywnej aktywności, które zeszyły na tłumaczeniu planów powstałych w 1964 r. na papierze w urzędzenia, które zaczęły dawać fizyczne wyniki na początku 1967 r. Problemy z wytworzeniem precyzyjnych magnesów, konstrukcja gigantycznych ram utrzymujących magnesy i podtrzymujących ciężkie osłony detektorów, ułożenie szyn z niezwykłą dokładnością – wszystkie te i wiele innych problemów zaatakowała z niezwykłą energią i poświęceniem grupa inżynierów-mechaników. Nawet profesjonalne załogi wynajęte do instalacji dużych części aparatury zarażyły się entuzjazmem inżynierów. Żyłem w śmiertelnym strachu, że zjawi się z niezapowiedzianą inspekcją urzędnik ze związków zawodowych i zastanie metalowca budującego drewniane rusztowanie podczas kiedy stolarz kierował dźwigiem. Rysunek 20 przedstawia widok obszaru eksperymentalnego ze spektrometrami (8 i 20 GeV) na swoich miejscach.

Detektory do spektrometru na 8 GeV zostały zaprojektowane i zbudowane w MIT (rys. 21). Dwa duże liczniki scyntylacyjne pracowały jako liczniki wyzwalania, sygnalizując przejście cząstek naładowanych przez układ liczników. Dwa wieloelementowe hodoskopy liczników scyntylacyjnych (zainstalowane pomiędzy licznikami wyzwalania) określały pozycję toru w kierunku poziomym (ϑ) i pionowym (p). Każdy hodoskop składał się z dwu warstw przekrywających się liczników, tak, że każdy podwójny sygnał określał pozycję z dokładnością do połowy szerokości licznika. Położenie sygnału oraz wybór kąta i energii spektrometru określały kąt rozpraszania z dokładnością do 0.15 mrad, a pęd cząstki rozproszonej z dokładnością do 0.05%. Za systemem hodoskopów był zestaw liczników używanych do odróżniania elektronów od pionów. Podstawowym elementem był, działający na zasadzie całkowitej absorpcji, ołowiowo-plastikowy (pleksiglas) licznik kaskady. Próg wysokości sygnału ustalono tak, aby efektywność detekcji elektronów była większa niż 99%. W eksperymentach z rozpraszaniem elastycznym licznik ten wystarczał do zapewnienia czystego sygnału elektronów, ale w rozpraszaniu nieelastycznym było znacznie większe tło pionów i trzeba było czasem używać liczników dE/dx . Te liczniki mierzyły stratę energii w scyntylatorze dla cząstek, które przeszły jedną drogę radiacyjną w ołowiu. Elektrony często wywoływały kaskady w radiatorze, dając wysoki sygnał w licznikach. Piony w większości przypadków nie wywoływały kaskad, co tym samym identyfikowało je niemal niezależnie. Do czasu pierwszych eksperymentów przy spektrometrze na 8 GeV dodano jeszcze przed licznikami wyzwalania gazowy licznik Czerenkowa, który służył jako dodatkowe narzędzie do identyfikacji cząstek. Systemu pomiaru dE/dx używano jedynie dla najniższych energii wtórnych, gdzie stosunek liczby elektronów do liczby pionów był duży. System liczników spektrometru na 20 GeV

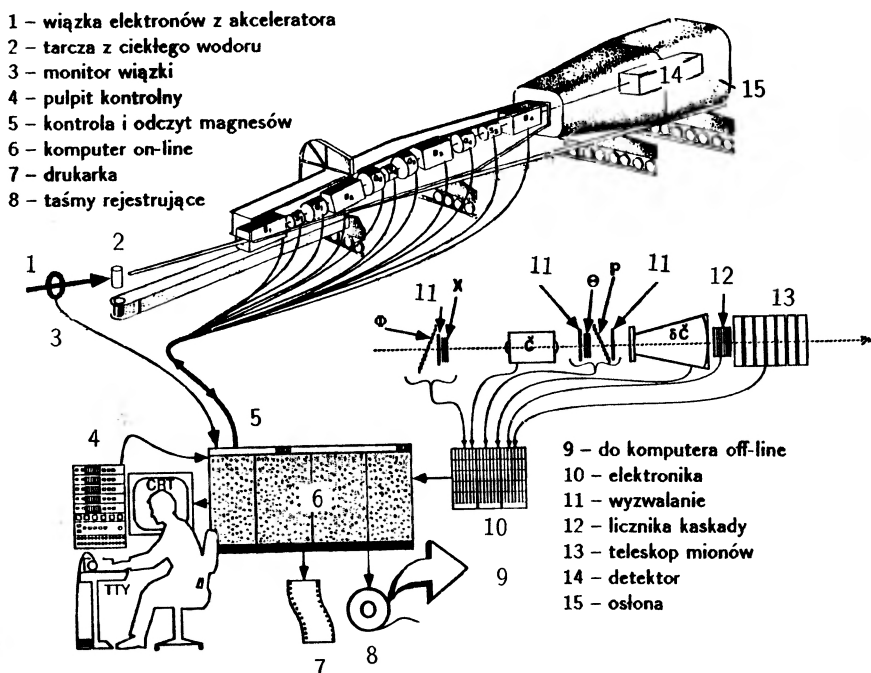


Rys. 20. Zdjęcie spektrometrów na 8 i 20 GeV w Stacji Końcowej A



Rys. 21. Schematyczny rysunek zestawu liczników wewnątrz osłony 8 GeV-owej

(rys. 22) był podobny do tego przy spektrometrze na 8 GeV, z dodatkiem różniczkowego licznika Czerenkowa i zestawu hodoskopów, który wyznaczał kąt cząstki rozproszonej poza płaszczyznę poziomą (hodoskop ϕ) i położenie centrum rozpraszającego wzdłuż linii wiązki (hodoskop x). Grupa z MIT wzięła także na siebie



Rys. 22. Schemat spektrometru na 20 GeV pokazujący systemy kontroli komputerowej i różne funkcje odczytu. Pokazany jest także schemat systemu liczników dla 20 GeV. Identyfikacja cząstek w spektrometrze na 20 GeV była nieco bardziej skomplikowana niż dla 8 GeV, częściowo z powodu wyższych energii, ale także dlatego, że czasami trzeba było zidentyfikować mezon π w silnym tle elektronowym spektrometru na 20 GeV

odpowiedzialność za większość elektroniki liczników, zasilanie do fotopowielaczy etc. i była wielką pomocą dla grupy inżynierów ze SLAC-u, która zainstalowała elektronikę i dołączyła system komputerów działających "on-line".

Jedną z innowacji wprowadzonych przez ten zespół było intensywne użycie komputerów "on-line" w eksperymencie. Choć nie był to pierwszy eksperyment wyposażony w komputery "on-line", stopień zaawansowania komputerowej kontroli eksperymentu był ambitny jak na owe czasy. Zamówiliśmy dość potężny komputer główny, obsługujący tylko jeden eksperyment na raz. Włożono wiele pracy zarówno w oprogramowanie jak i urządzenia, co później ograniczyło znacznie wysiłek potrzebny do przygotowania i przeprowadzenia danego eksperymentu.

Analiza "on-line" części zwiększającego się zbioru danych była potężnym narzędziem sprawdzania postępu doświadczenia (rys. 22).

W lecie 1966 r. ogłoszono zbieranie propozycji wykorzystania wiązki w SLAC-u. Budowa akceleratora zmierzała do końca, i przeprowadzano pomyślnie pierwsze testy akceleratora z wiązkami. Chociaż wstępny program badawczy Stacji Końcowej A został wbudowany w projekt urządzenia, to trzeba było teraz podzielić czas wiązki i ustalić kolejność eksperymentów na pierwsze lata działania akceleratora. Współpraca CalTech-MIT-SLAC przygotowała propozycję składającą się z trzech części:

- a) pomiar rozpraszania elastycznego elektron-proton (spektrometr na 8 GeV);
- b) rozpraszanie nieelastyczne elektronów na protonach (spektrometr na 20 GeV);
- c) porównanie przekrojów czynnych na rozpraszanie elektronów i pozytonów (spektrometr na 8 GeV).

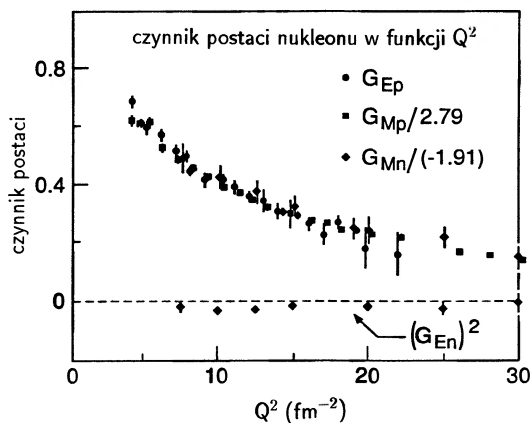
Z tych propozycji wynika jasno, że w ówczesnej sytuacji w centrum zainteresowania był eksperyment z rozpraszaniem elastycznym. Spodziewaliśmy się, że większość członków zespołu będzie zaangażowana w eksperyment z rozpraszaniem elastycznym e-p i że inne eksperymenty będą robione przez podgrupy.

W czasie, kiedy budowano SLAC i urządzenia doświadczalne, w innych laboratoriach nastąpił duży postęp w pomiarach czynnika postaci nukleonu. Program badawczy przeprowadzany w Laboratorium Wysokich Energii, używający urządzeń stacji końcowej akceleratora Mark III, zaowocował dużą liczbą nowych danych. W celu dostosowania się do wyższej energii dostępnej przy tym akceleratorze dodano nowy spektrometr o promieniu zakrzywienia 72 cale. Dostarczono i opublikowano [17] bardzo wiele wyników na temat protonu i deuteronu (rys. 23).

Pracujący przy energii powyżej 1 GeV, synchrotron elektronowy w Cornell był przez kilka lat, we wczesnych latach 60, urządzeniem o najwyższej w świecie energii. Przeprowadzono przy nim serię pomiarów na CH_2 używając spektrometru kwadrupolowego o nowatorskiej konstrukcji [18] (rys. 24) i nowego typu monitora promieniowania alfa [19]. Wyniki z Cornell rozpoczęły modę na używanie elektrycznego i magnetycznego czynnika postaci [20] (G_E i G_M) zamiast jednego czynnika postaci dla protonu Diraca i drugiego dla "anomalnego" momentu magnetycznego protonu.

Akcelerator liniowy w Orsay rozpoczął działalność w 1959 r. i w następnym roku przeprowadzono tam aktywny program rozpraszania zarówno na nukleonach jak i jądrach. W późniejszych latach zainteresowano się bardziej doświadczeniami przy zderzających się wiązkach, ale w stacjach pośrednich tego akceleratora wykonano wiele eksperymentów rozproszeniowych z wiązkami o energiach do 750 MeV.

Rozpraszanie elektronów stało się dużym sukcesem w fizyce wysokich energii



Rys. 23. Podsumowanie wyników dotyczących jądrowych czynników postaci przedstawione przez grupę ze Stanfordu na Międzynarodowym Sympozjum na temat Oddziaływań Elektronów i Protonów przy Wysokich Energiach w 1965 r. (Przekaz pędu równy 1 GeV^2 jest równoważny 26 fm^{-2})

i nowy wysokoenergetyczny synchrotron elektronowy został zatwierdzony i zbudowany w Uniwersytecie Harvarda. Akcelerator elektronowy w Cambridge, o energii szczytowej 5 GeV został zbudowany wspólnie przez Uniwersytet Harvarda i MIT i rozpoczął działanie w 1962 r. Wkrótce rozpoczęto program rozpraszania elektronów na tarczy wewnętrznej. Nowy akcelerator otworzył przed eksperymentami rozproszeniowymi nowy zakres Q^2 i użyto tam kilku różnych zestawów doświadczalnych w celu pomiaru czynników postaci neutronu i protonu. Wyniki pomiarów na protonie przy wyższym Q^2 leżały bardzo blisko wartości przewidywanych na podstawie prostej ekstrapolacji danych przy niższych energiach. Te wyniki [21] zostały (nieco później) podsumowane przez Richarda Wilsona słowami “ta brzoskwinia nie ma pestki”. Omawiane rezultaty dostarczyły pierwszego dowodu na to, że stary model “twardego rdzenia” protonu jest najprawdopodobniej fałszywy (rys. 25).

W mniej więcej tym samym czasie zbudowano w Hamburgu w Niemczech nieco większy synchrotron. DESY rozpoczęło pracę w 1964 r. przy energii szczytowej 6 GeV . Rozpoczęto szeroką serię pomiarów rozpraszania na nukleonach przy użyciu zarówno wewnętrznych tarcz [22] (rys. 26) jak i zewnętrznych wiązek (rys. 27).

Dzięki pracy CEA i DESY zwiększała się szybko zarówno liczba jak i jakość danych z rozpraszania elastycznego przy wysokich Q^2 (gdzie zasadniczo mierzy się G_M). Dane potwierdzały stale tzw. model dipolowy z dość dobrą dokładnością. Do konferencji w Hamburgu w 1965 r. nikt nie wątpił, że

$$G_{E_p} = G_{M_p}/\mu_p = G_M/\mu_n, \quad G_{E_n} \approx 0 \text{ przy dużych } Q^2,$$

oraz

$$G_{E_p}(Q^2) = (1 + Q^2/0.71 \text{ GeV}^2)^{-2} \text{ aż do } Q^2 \approx 10 \text{ GeV}^2.$$

SLAC miał przetestować te wzory w nowym zakresie Q^2 (rys. 28) udostępnionym dzięki elektronom o energii 20 GeV. Interesującym problemem była kwestia rdzenia nukleonu oraz stosowalność dipolowego opisu czynników postaci w rozszerzonym zakresie Q^2 dostępnym przy nowym akceleratorze. Holubiony obraz “prawdziwego protonu” otoczonego przez chmurę mezonów był już w dość poważnych kłopotach, ale w propozycji SLAC-u wymieniono nowe testy na istnienie małego rdzenia protonu. Inne pytania, które dzisiaj nie są już interesujące dotyczyły pewnych szczególnych modeli zachowania czynników postaci.

Nasz projekt badawczy dla SLAC-u stawiał pewne wymagania wiązce użytej do eksperymentu, które mimo że były przewidziane w projekcie SLAC-u, było bardzo trudno zaspokoić, zważywszy, że akcelerator zaledwie rozpoczął działalność. Sterowanie akceleratorem przy pierwszych eksperymentach rozproszeniowych było ciężkim zadaniem dla grupy operatorów akceleratora i wielu z nich ma niezapomniane wrażenia z tych czasów.

Proponowane eksperymenty z rozpraszaniem elastycznym miały na celu pomiar przekroju czynnego przy przekazach pędu ponad 16 GeV² już w pierwszej fazie doświadczenia. W propozycji szeroko dyskutowano przy jakich kątach i energiach należy mierzyć, aby jak najefektywniej odseparować G_E od G_M . Rozważono możliwe tło i wywnioskowano, że będzie zanedbywalne. Poprawki radiacyjne do rozpraszania elastycznego miały sięgać 30% w naszym detektorze przy energii wchodzącej 20 GeV. Poprawki były skutkiem dwóch związanych ze sobą, ale fizycznie odrębnych procesów:

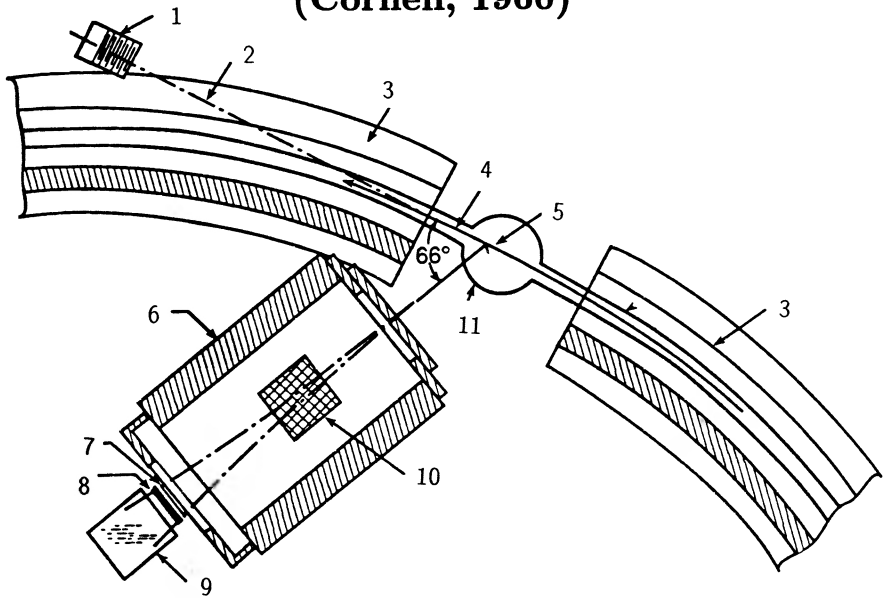
1) Elektrony przechodzące przez tarczę i okna tarczy mogły promieniować w rezultacie oddziaływania z pojedynczymi atomami (rzeczywiste promieniowanie hamowania) i w związku z tym tracić energię.

2) Rozproszone elektrony mogły emitować promieniowanie na skutek samego procesu rozpraszania (tzw. szerokokątne promieniowanie hamowania). Efekt promieniowania szerokokątnego był po raz pierwszy dyskutowany przez Schwingera [24] w 1949 r. i był od lat przedmiotem coraz dokładniejszych obliczeń.

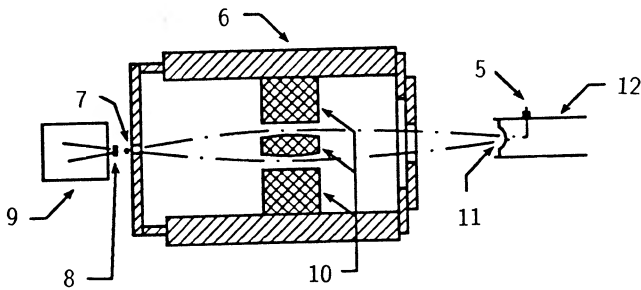
W niektórych przypadkach wyemitowane promieniowanie (w każdej z tych reakcji) wystarczało, by naruszyć kinematykę rozpraszania do tego stopnia, że aparatura pomiarowa nie była w stanie “rozpoznać” oddziaływania. Na przykład jeśli dostatecznie dużo energii zostało wypromieniowane przy rozproszeniu elastycznym, energia rozproszonego elektronu mogła spaść poniżej zdefiniowanego przez detektor zakresu “maksimum elastycznego”.

Emisja promieniowania powoduje powstanie charakterystycznego “ogona radiacyjnego” w widmie energii elastycznie rozproszonych elektronów, tak jak to jest schematycznie pokazane na rys. 29. Przekrój czynny zmierzony na podsta-

zestaw do badania rozpraszania elektronów (Cornell, 160)



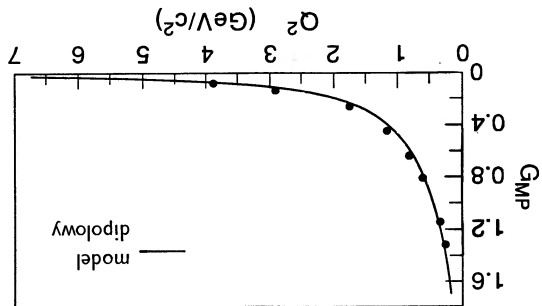
widok z boku



skala
0 12
stóp

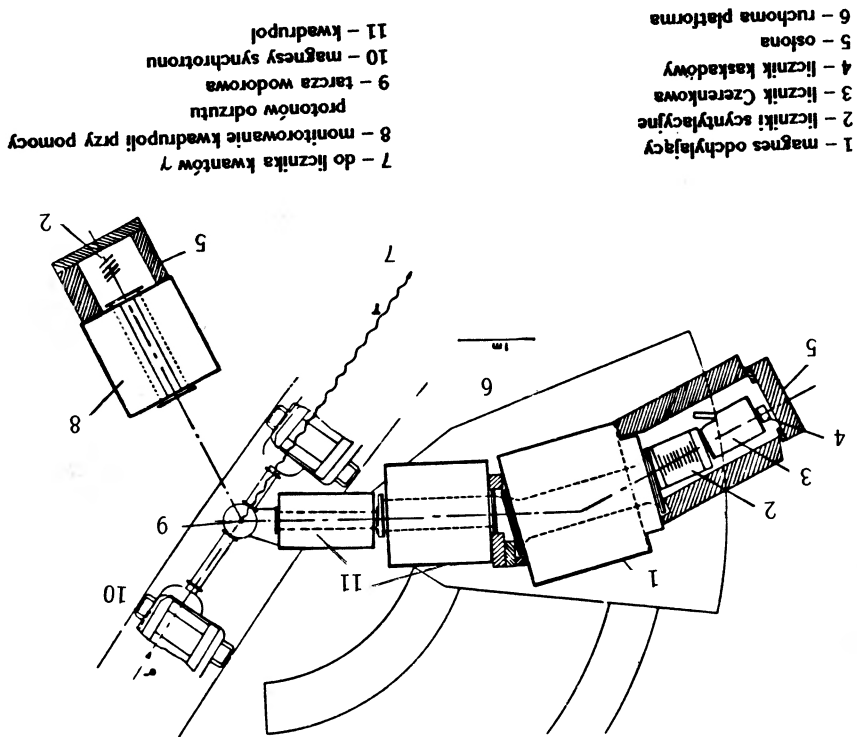
- | | |
|------------------------------|-----------------------------------|
| 1 - licznik kwantów γ | 7 - licznik określający położenie |
| 2 - promieniowanie hamowania | 8 - drugi licznik |
| 3 - kwadrant synchrotronu | 9 - licznik Czerenkowa |
| 4 - wiązka elektronów | 10 - przeszkody z ołowiu |
| 5 - tarcza z CH_2 | 11 - okno z mylaru |
| 6 - magnes kwadrupolowy | 12 - odcinek prosty |

Rys. 24. Schemat urządzeń do eksperymentów z rozpraszaniem elektronów w Cornell ok. 1960 r. W tych doświadczeniach używano spektrometrów kwadrupolowych aby analizować elektrony rozproszone na tarczy wewnętrznej w synchrotronie elektronowym. Tarcza jest ustawiona poza główną orbitą akceleratora i wiązkę, po przyspieszeniu, przesuwa się powoli w kierunku tarczy



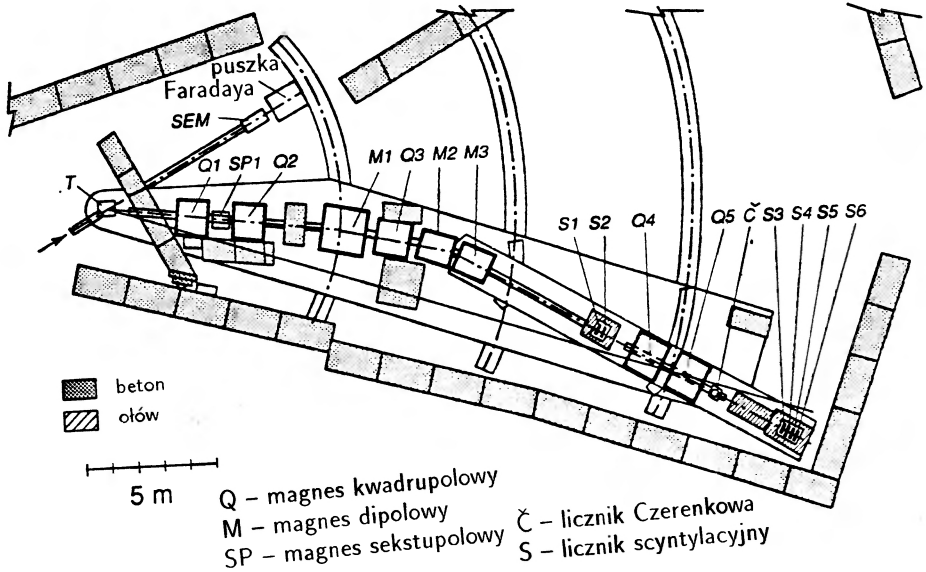
Rys. 25. Czynniki G_M protonu z danych zebranych w CEA. Krzywa z modelu dipolowego jest dopasowaniem pochodzącym z późnych lat pięćdziesiątych, kiedy największe mierzone Q^2 było poniżej 1 GeV². Czynniki ten ma postać $G_M = \mu_p / (1 + Q^2/0.71 \text{ GeV}^2)^2$ i jest jakościowo zgodny z danymi z CEA dla wyższych Q^2 , chociaż dopasowanie nie jest zbyt dobre statystycznie

Zestaw rozproszeniowy z wewnętrzną tarczą w DESY



Rys. 26. Szkic zestawu spektrometrów do eksperymentów rozproszeniowych z wewnętrzną tarczą w DESY. Później tego samego zestawu użyto do rejestracji elektronów rozproszonych w koincydencji z protonami (co miało na celu obniżenie tła)

zestaw do eksperymentów rozproszeniowych z
zewnętrzną wiązką w DESY



Rys. 27. Zestaw do eksperymentów rozproszeniowych na wiązce zewnętrznej w DESY. Spektrometr był usytuowany pomiędzy dwoma magnesami M_2 i M_3 . Zmieniając odchylenia M_2 i M_3 linie stałej "masy brakującej" dla różnych energii można było dopasować do stałego nachylenia w S_1

wie detekcji elektronów w określonym zakresie energetycznym będzie mniejszy od przewidywanego, bo niektóre elektrony będą stracone. Zazwyczaj poprawia się doświadczalny przekrój czynny o te straty – usuwając zależność ostatecznego przekroju czynnego od rozdzielczości energetycznej aparatury.

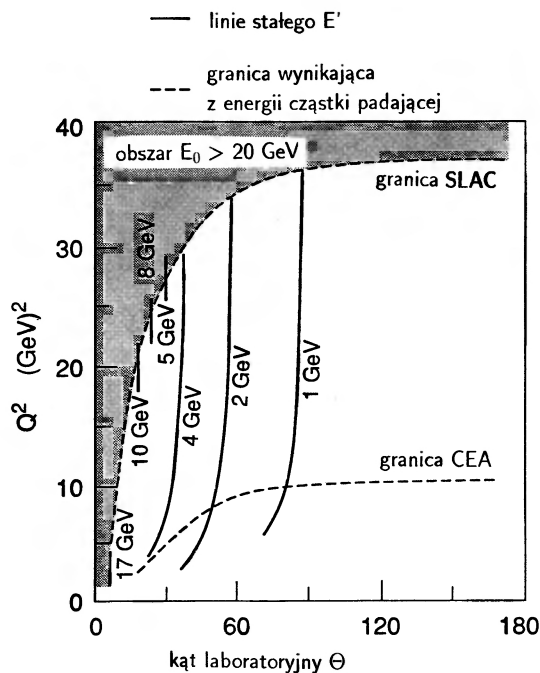
Prosty wzór na poprawkę (w pierwszym rzędzie) pokazuje jak taką poprawkę można zastosować do danych

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{exp}} = (1 - \delta_s) e^{-\delta_r} \frac{d\sigma}{d\Omega},$$

gdzie δ_s jest poprawką na szerokokątne promieniowanie hamowania

$$\delta_s = \frac{2\alpha}{\pi} \left\{ \left[1 - \ln \frac{Q^2}{m_e^2} \right] \ln \frac{\Delta E}{E} \right\};$$

m_e – masa elektronu, ΔE – energetyczna zdolność rozdzielcza,



Rys. 28. Wykres kinematyki dla reakcji elastycznej pokazujący obszar, który stał się dostępny w SLAC-u dla spektrometrów o różnych energiach maksymalnych. (Powyżej 4 GeV, dla większej jasności, zaznaczono jedynie maksymalne Q^2)

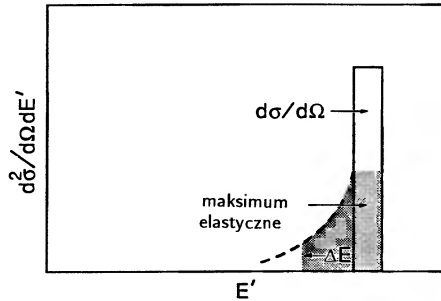
E – energia początkowa; zakłada się, że $E_s \approx E$, a poprawka na rzeczywiste promieniowanie hamowania δ_r wynosi

$$\delta_r = -\frac{t}{\ln 2} \ln(\Delta E/E),$$

gdzie t – grubość tarczy liczona w drogach radiacyjnych.

O ile tylko poprawki można policzyć z dostateczną dokładnością, nie szkodzą one w rozpraszaniu elastycznym i obliczenie elastycznego czynnika postaci jest proste.

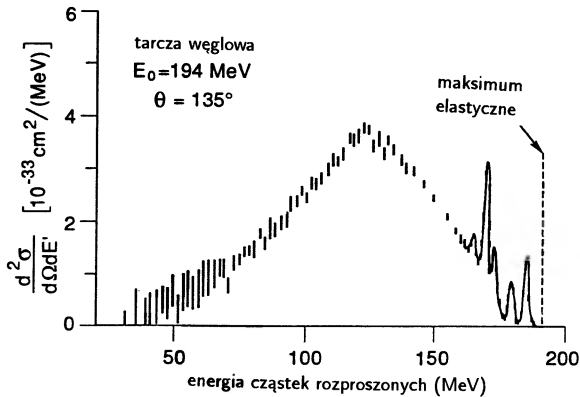
Nasza propozycja zawierała plan zmierzenia G_E i G_M aż do wartości Q^2 przekraczających 15 GeV² (przy wyższych Q^2 możliwe jest raczej zmierzenie górnej granicy na G_E niż jego wartości). Ten program miał zająć ok. 350 godzin czasu wiązki, proponowano, by pierwsza część trwała ok. 200 godzin a potem wymagania będą uaktualnione przy użyciu zmierzonych wartości, a nie oszacowań teoretycznych. Miał to być pierwszy eksperyment przeprowadzony przy nowym urządzeniu.



Rys. 29. Efekty radiacyjne w rozpraszaniu elastycznym. Gdyby nie było efektów radiacyjnych wszystkie cząstki rozproszone znalazłyby się wewnątrz prostokąta oznaczonego $d\sigma/d\Omega$ (którego szerokość zależy od rozmycia energii wiązki padającej i rozdzielczości aparatury). Procesy radiacyjne powodują straty energii niektórych rozproszonych elektronów, niektóre elektrony znajdują się w "ogonie" po niskoenergetycznej stronie maksimum. Wynikiem pomiaru elektronów w obszarze zacieniowanym jest przekrój czynny nieco niższy od $d\sigma/d\Omega$. Ten mniejszy przekrój czynny $(d\sigma/d\Omega)_{\text{mes}}$ można poprawić na straty radiacyjne i otrzymać $d\sigma/d\Omega$

Druga część programu dotyczyła pomiaru rozpraszania nieelastycznego na protonie. Rozpraszanie nieelastyczne na nukleonie miało znacznie krótszą historię, niż elastyczne, więc mieliśmy znacznie mniej wskazówek przy planowaniu tej części. Występowanie nieelastycznego rozpraszania na jądrach było znaną cechą wczesnych danych rozproszeniowych z HEPL. Wzbudzenie poziomów jądrowych i kwazielastyczne rozpraszanie na składających się na jądro protonach i neutronach obserwowano w najwcześniejszych eksperymentach. Przykładowo, wzbudzenie poziomów jądrowych węgla można dostrzec w danych na rys. 4. Rozpraszanie kwazielastyczne stało się bardziej widoczne przy wyższych przekazach pędu. Rysunek 30 pokazuje rozpraszanie na tej samej tarczy i przy tej samej mniej więcej energii co rys. 4, ale przy kącie 135° . Porównanie tych dwóch rysunków pokazuje wzrost udziału rozpraszania kwazielastycznego wraz ze wzrostem kąta (a zarazem przekazu pędu). Dla elektronów rozproszonych pod kątem 135° , maksimum elastyczne jest bardzo małe i inny jest schemat wzbudzeń poziomów, ponieważ różne przejścia multipolowe mają różną zależność kątową. Najbardziej wyraźną cechą widma jest szerokie maksimum kwazielastyczne na rys. 30 pochodzące od rozpraszania na pojedynczych protonach i neutronach. Szerokość maksimum jest odbiciem pędu Fermiego nukleonów w jądrze.

Pierwsze eksperymenty z nieelastycznym rozpraszaniem elektronów na samym protonie zostały przeprowadzone przez Panofskiego i współpracowników w pierwszej połowie lat 50-tych [25–27]. W pierwszych doświadczeniach porówny-

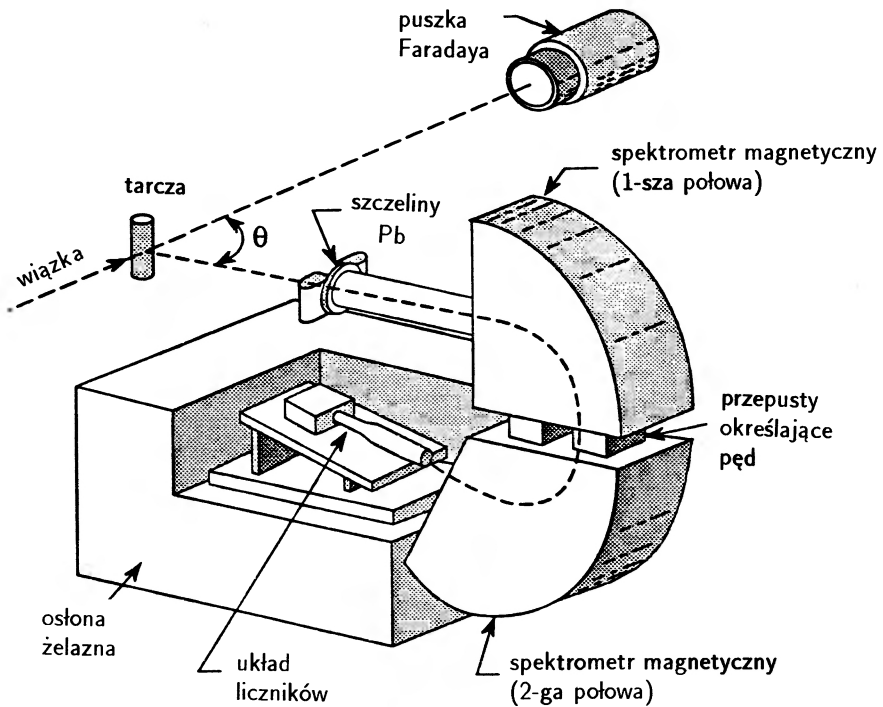


Rys. 30. Widmo elektronów rozproszonych nieelastycznie na węglu. Wyraźnie widoczne jest wzbudzenie poziomów jądrowych. Duże, szerokie maksimum pomiędzy 100 a 150 MeV jest spowodowane kwazielastycznym rozpraszaniem na pojedynczych neutronach i protonach, które tworzą jądro węgla

wano foto- i elektroprodukcję pionów dodatnich na licie i (później) na tarczach wodorowych. Te eksperymenty sprawdziły obliczenia pola elektromagnetycznego towarzyszącego relatywistycznym elektronom, ale niewiele dodały do wiedzy na temat dynamiki mezonów ponad to, co było wiadome z fotoprodukcji (ponieważ dominujący wkład do elektroprodukcji pochodził od fotonów wirtualnych z bardzo małym Q^2). Autorzy podkreślili, że badanie *elektronów* (a nie pionów) rozproszonych pod dużymi kątami może doprowadzić do bardziej interesujących wyników i w następnym eksperymencie przeprowadzono pomiary tego typu.

Mniej więcej w tym czasie oddano do użytku w Laboratorium Fizyki Wysokich Energii nowy spektrometr [28] i został on użyty do tych doświadczeń (rys. 31). Panofsky i Allton [29] dokonali pomiarów nieelastycznego rozpraszania elektronów w obszarze bliskim progu na produkcję pionów. Dostępna energia elektronów nie wystarczała do sięgnięcia dużo ponad próg na produkcję pionów, ale doświadczenie wykazało, że “ogon” maksimum elastycznego był spowodowany dwoma wspomnianymi wyżej (dającymi się obliczyć teoretycznie) procesami radiacyjnymi. Jednym z tych procesów było elastyczne rozpraszanie, po którym następowało (lub które było poprzedzone) emisją promieniowania hamowania w materiale tarczy, drugim było “szerokokątne promieniowanie hamowania” – emisja fotonu podczas oddziaływania. Doświadczenie było ilościowym testem obliczeń teoretycznych radiacyjnego ogona maksimum elastycznego w obszarze progu na produkcję pionu.

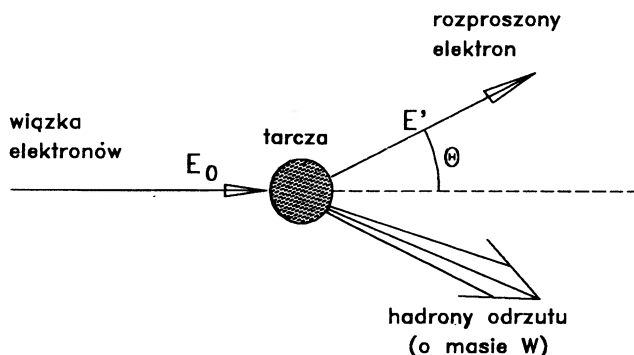
Szczytowa energia elektronów z akceleratora Mark III zwiększała się stale w tych latach i w 1959 r. Ohlsen [30] użył 36-ciofalowego spektrometru w urządze-



Rys. 31. Bezdyspersyjny spektromer magnetyczny używany w eksperymentach nieelastycznych w HEPL. Rozdzielenie magnesu umożliwiło umieszczenie w środku zagięcia szczelin definiujących pęd

niu należącym do grupy Hofstadtera, aby przeprowadzić doświadczenie podobne do eksperymentu Panofskiego-Alltona. Zwiększenie energii umożliwiło przeprowadzenie pomiarów pokrywających obszar pierwszego rezonansu pion-proton i zaobserwowano wyraźne maksimum przy energii rezonansowej. Eksperymentatorom udało się także przeprowadzić zgrubny pomiar zależności od Q^2 przekroju czynnego w obszarze maksimum.

W 1962 r., Hand przedstawił wyniki podobnego eksperymentu (używał tego samego spektrometru co Allton) i rezultaty zostały przedyskutowane przy użyciu współczesnej notacji. W szczególności pojawia się tam nieelastyczny odpowiednik wzoru Rosenblutha zawierający dwa czynniki postaci, które zależą od Q^2 i od ν – straty energii rozpraszającego się elektronu. W doświadczeniu mierzy się E_0 , E' i ϑ



Kinematyka rozpraszania jest opisana wzorem

$$E' = \frac{E_0 - \frac{(W^2 - M^2)}{2M}}{1 + \frac{2E_0}{M} \sin^2 \vartheta/2},$$

gdzie W jest masą stanu końcowego uderzonego hadronu (jeżeli $W^2 = M^2$ powracamy do kinematyki elastycznej). Kwadrat przekazu pędu Q^2 ,

$$Q^2 = 4E_0 E' \sin^2 \vartheta/2,$$

strata energii

$$\nu = E_0 - E'$$

i W^2 są relatywistycznymi niezmiennikami tego procesu.

Obecnie są w użyciu dwa równoważne sposoby opisu przekroju czynnego. Jeden z nich, wprowadzony przez Drella i Waleckę [31] ma postać bardzo podobną do wzoru Rosenblutha

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E_0^2 \sin^4 \vartheta/2} \cos^2 \vartheta/2 (W_2 + 2W_1 \tan^2 \vartheta/2).$$

Funkcje struktury W_1 i W_2 zależą zarówno od Q^2 jak i od straty energii, $W_{1,2}(Q^2, \nu)$. Jest to najogólniejsza postać przekroju czynnego w (zachowującym parzystość) przybliżeniu jednofotonowym.

Hand [32] rozpowszechnił inną, ale równoważną postać przekroju czynnego, w której jeden z czynników postaci sprowadza się do przekroju czynnego na fotoprodukcję przy $Q^2 = 0$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2 (W^2 - M^2) E'}{4\pi^2 M Q^2 E_0 (1 - \varepsilon)} (\sigma_T + \varepsilon \sigma_L),$$

gdzie

$$\varepsilon = \frac{1}{[1 + 2 \tan^2 \vartheta / 2(1 + \nu^2 / Q^2)]}$$

Znowu σ_T i σ_L (przekroje czynne na absorpcję odpowiednio poprzecznie i podłużnie spolaryzowanego fotonu) są funkcjami przekazu pędu i straty energii rozproszonego elektronu i przybierają wartość graniczną dla $Q^2 = 0$ równą

$$\sigma_T(0) = \sigma_{\gamma p}, \quad \sigma_L(0) = 0.$$

Te pierwsze eksperymenty i związane z nimi badania teoretyczne stworzyły podstawę rozważań na temat doświadczeń nieelastycznych w SLAC-u. Dostępna energia ograniczała wczesne eksperymenty na protonie do badania rezonansu pion-proton w okolicach 1238 MeV.

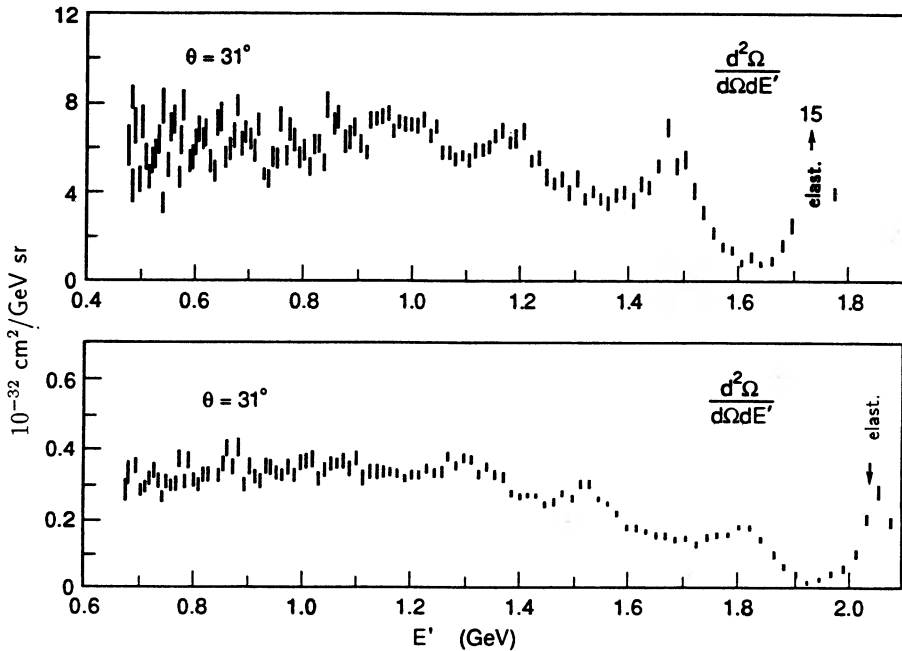
Ważny był także wpływ doświadczeń wykonanych w Laboratoire de l'Accelérateur Lineaire w Orsay, gdzie nieelastyczne rozpraszanie elektronów na jądrach doprowadziło do badań procesów radiacyjnych i wyznaczenia przekrojów czynnych poprawionych na procesy radiacyjne z danych z rozpraszania nieelastycznego.

Rozważania na temat eksperymentów nieelastycznych prowadzone w okresie budowy urządzeń zogniskowały się na wzbudzeniach rezonansów i zależności od Q^2 "czynnika postaci przejścia" (nukleon przechodzi ze stanu podstawowego do stanu rezonansowego). Mieliśmy nadzieję dowiedzieć się więcej o każdym z obserwowalnych rezonansów, a także spodziewaliśmy się zobaczyć nowe rezonanse, które nie zostały jeszcze wyprodukowane przez elektrony a nawet takie, których jeszcze nie zaobserwowano w żadnej reakcji. Tuż przed przedłożeniem propozycji eksperymentu opublikowano dane z CEA [33] wskazujące na istnienie trzech stanów rezonansowych wzbudzanych przez nieelastyczne rozpraszanie elektronów. Grupa z CEA używała spektrometru kwadrupolowego i otrzymała widma podobne do przedstawionego na rys. 32. Tło przypadków radiacyjnych jest znaczące. Bardzo interesujące widma z DESY [34], pokazujące duży nierezonansowy wkład do nieelastycznego przekroju czynnego przyszły później, mniej więcej w tym samym czasie kiedy pierwsze (nieelastyczne) doświadczenia rozpoczęto w SLAC-u.

Nasz projekt doświadczenia został przyjęty w 1966 r., razem z projektami innych grup. Czas wiązki dla różnych części naszego projektu był poprzedzielany czasem przeznaczonym na badania fotoprodukcji przy użyciu urządzeń spektrometrycznych (i doświadczeniami z komorą strimerową, która zajmowała budynek za Stacją Końcową A i używała tej samej linii wiązki).

W styczniu 1967 r. spektrometr był niemal gotowy i zaczęliśmy przygotowania do początkowych eksperymentów elastycznych.

Kąt bryłowy spektrometru wchodzi wprost do obliczenia całkowitego przekroju czynnego, a więc chcieliśmy sprawdzić rachunki apertury przy 8 GeV. W

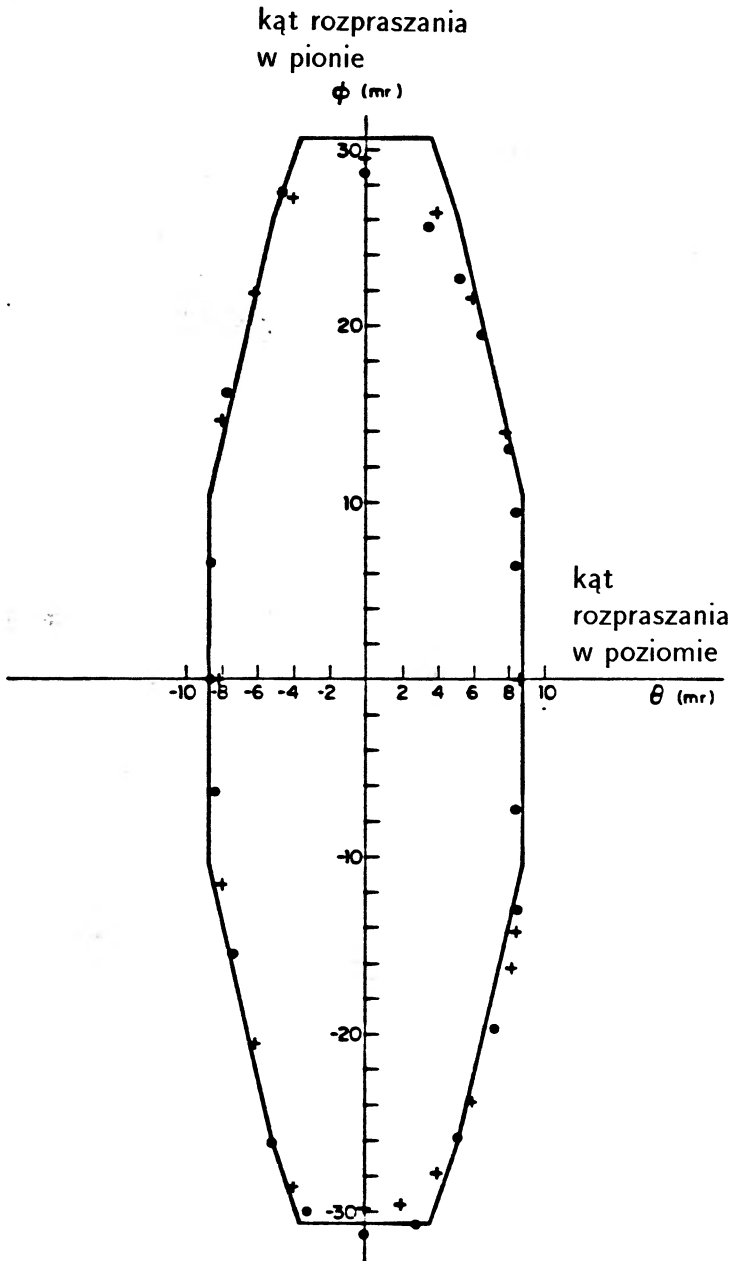


Rys. 32. Nieelastyczne widmo z CEA dla 30° i energii początkowych 2.4 GeV i 3.0 GeV. Widoczne są wyraźnie trzy wybrzuszenia odpowiadające wzbudzeniom rezonansowym protonu

celu zbadania optyki spektrometru i akceptacji zaplanowano specjalny pomiar z wiązką. Umieszczono spektrometr pod kątem 0° , tak, że wiązka wchodziła do spektrometru wzdłuż orbity centralnej. Energię wiązki dostosowano do specyfikacji spektrometru i wiązkę obserwowano przy pomocy ekranów scyntylacyjnych umieszczonych w płaszczyznach ogniskowych. Magnesy umieszczone w położeniu tarczy sterowały wiązką, śledząc orbity i weryfikując optyczne właściwości pól magnetycznych spektrometru. Wyznaczając graniczne orbity w spektrometrze można było zmierzyć kąt brylowy. Rysunek 33 pokazuje wyniki dla pędów centralnych. Zgodność z przewidywaniami była dość dobra, ale dla skrajnych elektronów były pewne rozbieżności z aperturą policzoną teoretycznie. Po wstępnym pomiarze do spektrometru wprowadzono ołowiane maski w celu lepszego określenia apertury.

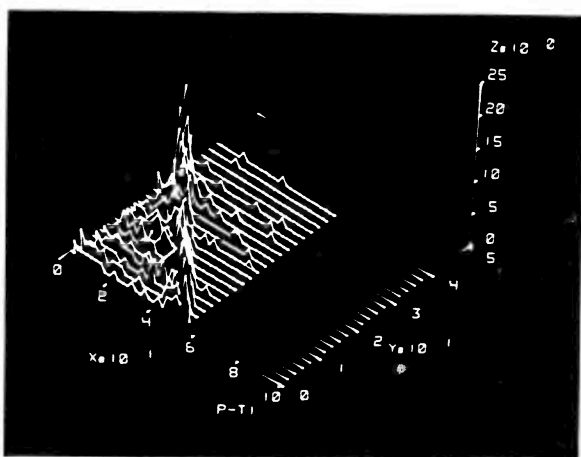
Po testach optyki zainstalowano liczniki i osłony wraz z tarczą wodorową i monitorami natężenia wiązki. W maju rozpoczęto pierwsze pomiary rozpraszania elastycznego. W tym czasie akcelerator pracował dość dobrze, choć ciągle walczono o wypełnienie wszystkich założeń projektowych.

Moment, w którym nowe urządzenie badawcze zaczyna pracę przy nowym



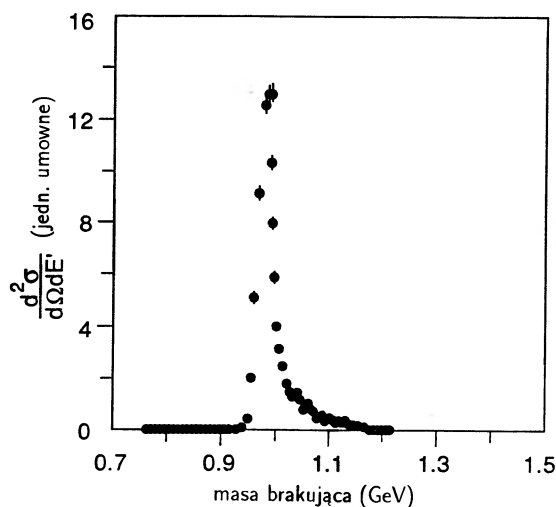
Rys. 33. Akceptacja kątowna spektrometru na 8 GeV dla elektronów ze środka tarczy i spektrometru ustawionego w taki sposób, że wiązka wchodząca idzie wzdłuż osi głównej. Punkty odpowiadają dwóm różnym energiom wiązki (\bullet = 8 GeV, $+$ = 6 GeV). Linia ciągła przedstawia komputerowe obliczenie apertury

akceleratorze jest zawsze podniecający, szczególnie jeśli nowy akcelerator otwiera dla poszukiwań nowe, rozszerzone obszary energii. Mieliśmy właśnie użyć największego urządzenia jakie kiedykolwiek zostało zbudowane w celu zajrzenia tam, gdzie nikt dotychczas nie zaglądał. Niemal dekada myślenia i ciężkiej pracy setek ludzi miała być sprawdzona przez wydarzenia tego wieczoru. Takie chwile bywają często zepsute przez pojawiające się w ostatnim momencie trudności, ale my mieliśmy szczęście. Przygotowania przebiegały gładko, tarczę wypełniono wodorem i wkrótce komputer analizował przypadki. W ciągu kilku minut przyzwoite maksimum elastyczne pokazało się w płaszczyźnie 'p- ϑ ', na ekranie obrazującym przypadki posortowane w przedziałach odpowiadających licznikom w hodoskopach pędu i kąta rozproszenia (rys. 34). Ten trójwymiarowy wykres można przekształcić w wykres dwuwymiarowy liczby zliczeń w funkcji masy brakującej (rys. 35), a następnie w przekroje czynne i czynniki postaci. Przez następne parę ty-



Rys. 34. Obraz komputerowy położenia na płaszczyźnie ogniskowania cząstek przechodzących przez części hodoskopów p i ϑ spektrometru na 8 GeV. Wyraźna jest linia odpowiadająca rozpraszaniu elastycznemu

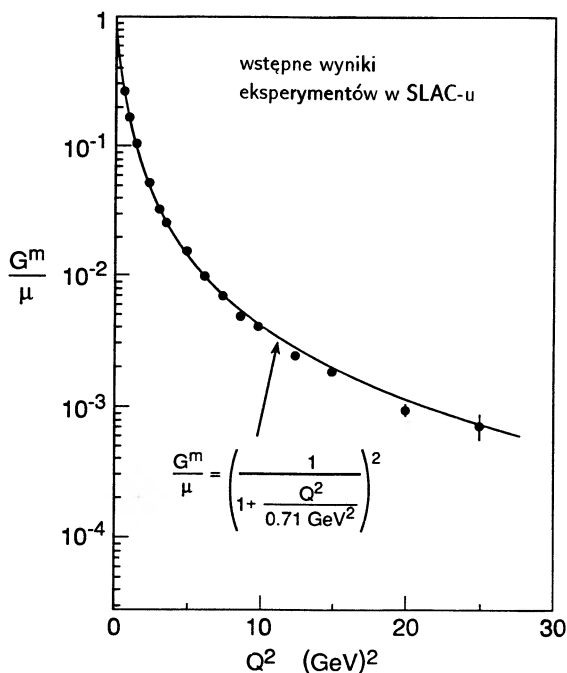
godni zbieraliśmy dane i przeprowadzaliśmy różne pomiary sprawdzające. Układ pracował dobrze – mogliśmy dość szybko zbierać dane i zmieniać zarówno energię jak i kąt z pokoju pomiarowego. Inwestycje zrobione z myślą o efektywności okazały się wartościowe i byliśmy zadowoleni z działania naszej aparatury i akceleratora. Wstępną analizę otrzymanych danych wykonano w ciągu kilku miesięcy aby zaprezentować ją na sympozjum w SLAC-u w sierpniu 1967 r. Elastyczne przekroje czynne zmierzone w SLAC-u zachowywały się z grubsza w ten sam sposób co te zmierzone przy niższych energiach – zgadzając się z tą samą prostą ekstrapolacją wcześniejszych dopasowań co dane z CEA i DESY (rys. 36). Zbraliśmy dane na temat G_M przy wartościach Q^2 aż do 25 GeV².



Rys. 35. Te same dane co na rys. 34 narysowane jako funkcja masy brakującej obliczonej dla każdego przypadku. (Maksimum jest przesunięte względem wartości masy protonu 938 MeV z powodu drobnego niedopasowania w kalibracji energetycznej pomiędzy przełącznikiem wiązki a spektrometrem)

Pierwsza szansa zaobserwowania czegoś nowego i niespodziewanego przy pomocy nowych urządzeń spektrometrycznych i wiązki ze SLAC-u skończyła się rozczarowaniem. Jest to dość normalne w fizyce doświadczalnej. Większość pomiarów rozszerza wiedzę o pewien drobny kawałek. Czasami dostateczna liczba takich małych kawałków daje nowe wejrzenie, które zmienia nasz punkt widzenia. Nagłe odkrycie niespodziewanych zjawisk, których wynikiem jest nowe, głębsze spojrzenie, jest rzadkim zdarzeniem w nauce. Staramy się być przygotowani na takie odkrycia, ale na ogół musimy się zadowalać dodawaniem małej cegiełki wiedzy do istniejącego gmachu. W każdym razie, mieliśmy wówczas bardzo mało czasu na filozofowanie na temat wyników rozpraszania elastycznego, ponieważ byliśmy zajęci przygotowaniami do pierwszych eksperymentów z rozpraszaniem nieelastycznym. Rozpoczęły się one w sierpniu 1967 r., wykorzystując spektrometr na 20 GeV.

W tym referacie starałem się pokazać znaczenie postępu w technice akceleratorowej i aparaturze eksperymentalnej dla długiej serii eksperymentów z rozpraszaniem elektronów w Stanfordzie i innych miejscach. Potrzeba istnienia wielkich urządzeń eksperymentalnych uwidaczniała się później stale w badaniach struktury nukleonu wykonywanych przy pomocy mionów i neutronów w Laboratorium Fermiego i CERN-ie. Wielkie urządzenia stały się obecnie powszechne w fizyce wysokich energii, m.in. dzięki sukcesowi takich urządzeń w dziedzinie rozpraszania elektronów.



Rys. 36. Magnetyczny czynnik postaci zmierzony w SLAC-u w 1967 r. Krzywa dipolowa jest taka sama jak na rys. 25, ale tutaj rozciąga się do $Q^2 = 25 \text{ GeV}^2$. Znowu zgodność nie jest doskonała, ale krzywa dość dobrze opisuje zachowanie się danych

Liniowy akcelerator Stanforda i związana z nim budowa wyposażenia doświadczalnego były hojnie wspomagane przez fundusze rządu Stanów Zjednoczonych administrowane przez (jak to się obecnie nazywa) Departament Energii. Mieliliśmy szansę zbudować aparaturę przystosowaną do możliwości jakie oferował nowy akcelerator liniowy. Potężna zmiana skali wysiłków naukowych, która zaszła w ciągu tego stulecia nie zmieniła podstawowego zadania fizyków eksperymentalnych – zbudowania wysokiej jakości aparatury doświadczalnej dopasowanej do wykonywanego zadania. W owym czasie efektywność w funkcji ceny aparatury była ważniejsza niż dowolnie ustalany pułap kosztów i mamy nadzieję, że fizyczne wyniki otrzymane przy pomocy urządzeń Stacji Końcowej A usprawiedliwiły spore wydatki poniesione podczas ich budowy. W lecie 1967 r. SLAC rozpoczynał długi i produktywny program doświadczeń. Historia jednego z tych

doświadczeń będzie kontynuowana w wykładzie profesora Kendalla.

Tłumaczyła

Anna Lipniacka

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa

Literatura

- [1] H.W. Kendall, "Deep Inelastic Scattering: Experiments on the Proton and the Observation of Scaling", wykład noblowski, *Postępy Fizyki* 43 (w druku).
- [2] J.I. Friedman, Deep inelastic Scattering: The Quark Model of Hadrons", wykład noblowski, *Postępy Fizyki* 43 (w druku).
- [3] J.I. Friedman, H.W. Kendall, R.E. Taylor, Deep Inelastic Scattering: Acknowledgments", *Rev. Mod. Phys.* 63, 629 (1991).
- [4] H. Geiger, E. Mardsen, *Proc. Roy. Soc.* 82, 495 (1909).
- [5] E. Rutherford, *Philos. Mag.* 21, 669 (1911).
- [6] J. Franch, G. Hertz, *Verh. Deutsh. Phys. Ges.* 16, 457 (1914).
- [7] M.E. Rose, *Phys. Rev.* 73, 279 (1948).
- [8] L.I. Schiff, *Summary of Possible Experiments with a High Energy Linear Electron Accelerator*, SUML-102, Stanford University, Microwave Laboratory, 1949 (nieopublikowane)..
- [9] M.N. Rosenbluth, *Phys. Rev.* 79, 615 (1950).
- [10] E.M. Lyman, A.O. Hanson, M.B. Scott, *Phys. Rev.* 91, 422 (1953).
- [11] J.H. Fregeau, R. Hofstadter, *Phys. Rev.* 99, 1503 (1955).
- [12] R. Hofstadter, H.R. Fechter, J.A. McIntyre, *Phys. Rev.* 91, 422 (1953).
- [13] R. Hofstadter, R.W. McAllister, *Phys. Rev.* 98, 422 (1955).
- [14] R. Hofstadter, *Rev. Mod. Phys.* 28, 214 (1956) i powyższe. (Ten artykuł podsumowuje prace w HEPL aż do 1956 r. i zawiera dość zupełny spis cytowań poprzednich prac z tej dziedziny)..
- [15] Projekt Dwumilowego Liniowego Akceleratora Elektronowego, Uniwersytet Stanforda, kwiecień 1957..
- [16] R.B. Neal (red.), *The Stanford Two Mile Accelerator*, W. A. Benjamin, New York 1968..
- [17] C.D. Buchanan et al., w *Electron and Photon Interaction at High Energies*, *Proc. 1965 Int. Symp.*, red. G. H. Höhler, Springer Verlag, Berlin/Heidelberg 1965, str. 20..
- [18] R.R. Wilson, K. Berkelman, J.M. Cassels, D.N. Olson, *Nature* 188, 94 (1960).
- [19] R.R. Wilson, *Nucl. Instrum.* 1, 101 (1957).
- [20] K. Berkelman, M. Feldman, R.M. Littauer, G. Rouse, R.R. Wilson, *Phys. Rev.* 130, 2061 (1963).
- [21] J.R. Dunning, Jr., K.W. Chen, A.A. Conic, G. Hartwig, N.F. Ramsey, *Phys. Rev. Lett.* 13, 631 (1964).

- [22] H.J. Behrend, F.W. Brasse, J. Engler, H. Hultschig, S. Galster, G. Hartwig, H. Schopper, E. Ganssauge, *Nuovo Cimento* **A38**, 140 (1967).
- [23] W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J.M. McElroy, U. Meyer-Berkhout, R.J. Morrison, H. Nguyen-Ngo, W. Schmidt, G. Weber, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 608 (1966).
- [24] J. Schwinger, *Phys. Rev.* **75**, 898 (1949).
- [25] W.K.H. Panofsky, C. Newton, G.B. Yodh, *Phys. Rev.* **98**, 751 (1955).
- [26] W.K.H. Panofsky, W.M. Woodward, G.B. Yodh, *Phys. Rev.* **102**, 1392 (1956).
- [27] G.B. Yodh, W.K.H. Panofsky, *Phys. Rev.* **105**, 731 (1957).
- [28] R.A. Alvarez, K.L. Brown, W.K.H. Panofsky, C.T. Rockhold, *Rev. Sci. Instrum.* **31**, 556 (1960).
- [29] W.K.H. Panofsky, E.A. Allton, *Phys. Rev.* **110**, 1155 (1958).
- [30] G.G. Ohlsen, *Phys. Rev.* **120**, 584 (1960).
- [31] S.D. Drell, J.D. Walecka, *Ann. Phys. (NY)* **28**, 18 (1964).
- [32] L. Hand, *Phys. Rev.* **129**, 1584 (1963).
- [33] A.A. Cone, K.W. Chen, J.R. Dunning, Jr., C. Hartwig, N.F. Ramsey, J. Engler, E. Ganssauge, M. Schweizer, *Nuovo Cimento* **55**, 679 (1968).
- [34] F.W. Brasse et al., *Nuovo Cimento* **55**, 679 (1968).
- [35] R.E. Taylor, w *Proc 1967 Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies*, Stanford Linear Accelerator Center 1967, str. 70-101..

RÓŻNE

Thomas Schücker

*Institut für Theoretische Physik
Heidelberg, RFN*

Węzły i ich powiązania z fizyką*

Knots and their links to physics and biology

Abstract: The link between von Neumann's algebras and the knot theory, made possible by formulation of Jones polynomials, is described. Applications of the knot theory in biology to study enzymes and DNA and also connections of this theory with statistical mechanics and with quantum field theory are presented. It is shown how ideas from different fields interact producing significant results.

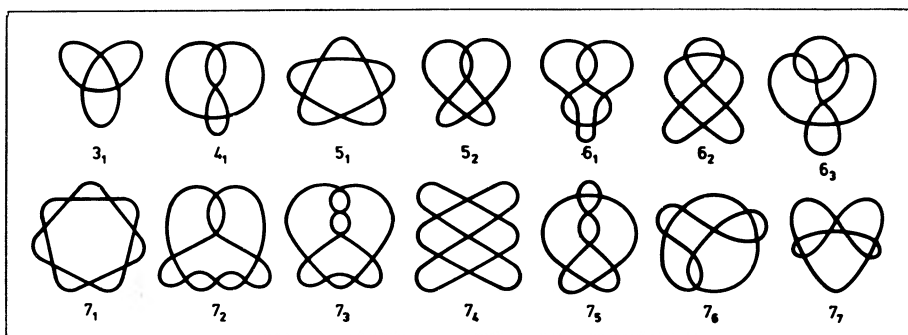
Odkrywanie związków pomiędzy pozornie nie spokrewnionymi dziedzinami ma ogromny udział w rozwoju nauk przyrodniczych. Cała fala takich odkryć, których konsekwencji dziś jeszcze nie można przewidzieć, przyszła w 1984 r. Wszystko zaczęło się od sensacyjnego dla matematyków odnalezienia pomostu między teorią algebr von Neumanna i teorią węzłów, pomostu, którym okazały się tzw. wielomiany Jonesa. Zanim rok upłynął, już biologowie stwierdzili użyteczność tych wielomianów do identyfikacji enzymów, które dokonują przebudowy DNA. Mniej więcej w tym samym czasie matematycy odkryli w najwyższym stopniu zadziwiający związek między teorią węzłów i mechaniką statystyczną. Centralną rolę odegrał tu fizyk i matematyk nowozelandzki Vaughan Jones. Wreszcie, w 1988 r., udało się Edowi Wittenowi wyprowadzić wielomiany Jonesa metodami kwantowej teorii pola, np. za pomocą feynmanowskiej całki funkcjonalnej i teorii z cechowaniem.

*Artykuł p.t. "Knoten und ihre Verflechtungen mit Physik und Biologie", opublikowany w *Physikalische Blätter* 46, 346 (1990), został przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy [Translated with permission. Copyright © by Physik-Verlag GmbH 1990] (przyp. Red.).

¹Streszczenie dodane przez tłumacza

Teoria węzłów

Teoria węzłów, która liczy sobie ok. stu lat, jest całkiem młodą gałęzią matematyki. Jej główny cel, porządna klasyfikacja wszystkich węzłów, nie został osiągnięty do dziś. Na rysunku 1 pokazano przykładowo najprostsze nietrywialne węzły według schematu ustalonego w 1932 r. [1]. (Wówczas, oprócz tu pokazanych, było jeszcze znanych 21 węzłów 8-go rzędu, tzn. z ośmioma skrzyżowaniami, i 49 węzłów 9-go rzędu. Do dziś zostały sklasyfikowane węzły aż do 13-go rzędu.)

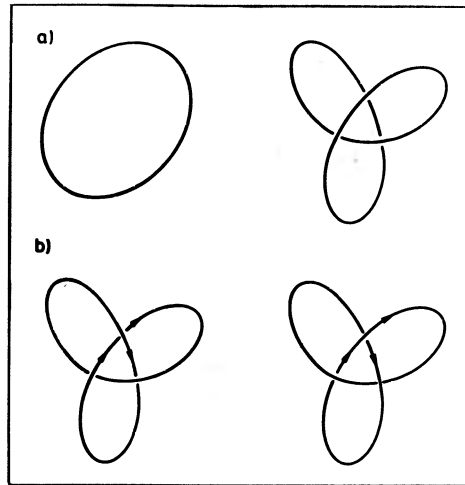


Rys. 1. Początek tabeli węzłów z 1932 r. aż do węzłów 7-go rzędu, tzn. z 7 skrzyżowaniami [1]. Wówczas można było sklasyfikować wszystkie węzły aż do 9-go rzędu. Z pomocą komputerów rozszerzono dotychczas tę klasyfikację aż do 13-go rzędu

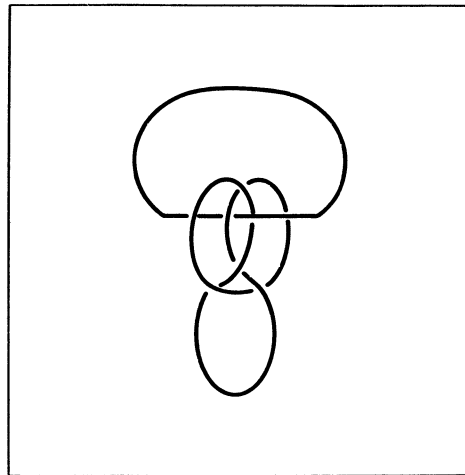
Matematycy dbają o to aby swoje węzły “zapieczętować”, tzn. połączyć ze sobą oba końce liny. Istnieje jednak podstawowy problem przy klasyfikacji węzłów: nie należy z samego wyglądu sądzić czy dwa węzły są równoważne, tzn. czy można przeprowadzić jeden w drugi przez ciągłe odkształcanie bez przecinania liny. Na rysunku 2a pokazano dwa zwykle węzły równoważne, są to węzły trywialne, zaś na rys. 2b — dwa węzły nierównoważne, tzw. koniczynkę dodatnią i koniczynkę ujemną.

Pierwszy krok w teorii węzłów datuje się z 1833 r., zrobił go Carl Friedrich Gauss. Rozważał on problem jak wygląda pole magnetyczne prądu płynącego przez zawężone przewodniki i czy na tej podstawie można określić własności węzłów [2]. Odkrył przy tym analityczny wzór na tzw. indeks zaczepienia (liczbę splotów). Splot składa się ze skończonej liczby węzłów, które tak jak ogniwa łańcucha zaczepiają jedno o drugie, co na rys. 3 pokazano na przykładzie znanego węzła masztowego. Tylko w przypadku trywialnym (niesplecionym) można rozdzielić poszczególne węzły bez przecinania liny.

Szczególne zainteresowanie klasyfikacją węzłów wystąpiło znowu dopiero pod koniec ubiegłego stulecia. Wzięło swój początek z chemii po odkryciu układu okresowego pierwiastków. Niektórzy uczeni, a w szczególności Lord Kelvin, próbowali



Rys. 2. a) Węzły równoważne: węzły trywialne. b) Węzły nierównoważne: dodatnia i ujemna koniczynka, najprostsze rzeczywiste węzły. Dodatnia koniczynka składa się z 3 dodatnich skrzyżowań (mosty), ujemna - z 3 ujemnych skrzyżowań (tunele). Przy dodatnim skrzyżowaniu iloczyn wektorowy górnej strzałki kierunkowej i dolnej strzałki kierunkowej jest skierowany od płaszczyzny rysunku, przy ujemnym skrzyżowaniu — do płaszczyzny rysunku



Rys. 3. Splot: węzeł masztowy

przedstawić atomy jako węzły i mieli nadzieję, że w tabeli węzłów odnajdą regularności układu okresowego. W tym modelu różne wartości mas atomowych miały być wyjaśnione przez opór, jakiego doznaje skomplikowany węzeł poruszający

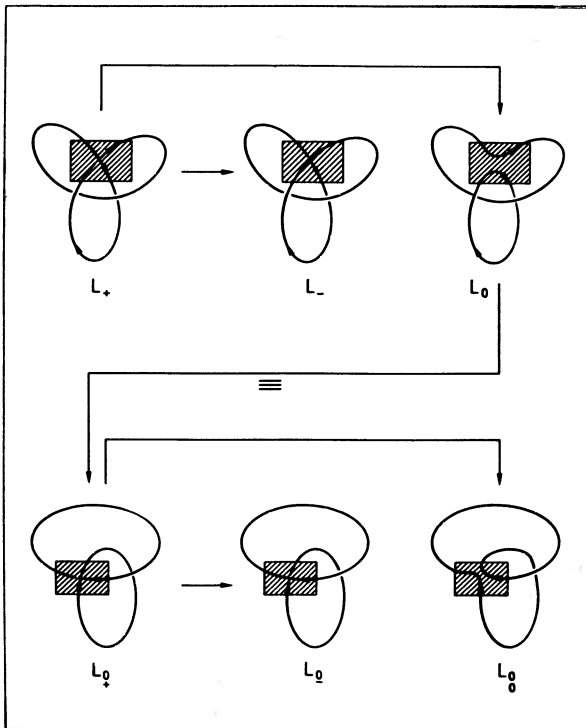
się w lepkiem eterze. Cząsteczki zaś miały być odpowiednio przedstawione przez sploty. Chociaż ta pociągająca hipoteza została wkrótce zarzucona, to później jednak pojawiała się znowu w fizyce jądrowej i fizyce cząstek elementarnych, a jej najmłodszy wariant — teoria strun — przekroczył właśnie swój niezwykle punkt szczytowy. Istnieją także próby zastosowania teorii węzłów w chemii polimerów [3]. W 1988 r. udało się Christine Dietrich-Buchecker i Jean Pierre Sauvage'owi ze Strassburga przeprowadzić chemiczną syntezę cząsteczki o kształcie koniczynki [4]. Posiadają oni teraz najmniejszy węzeł świata.

Niezależnie od możliwych zastosowań, matematycy uprawiają dalej klasyfikację węzłów. Znaczne postępy przyniosło użycie abstrakcyjnych metod topologicznych i teoriogrupowych. Na szczególną uwagę zasługują tu prace J.W. Alexandera z 1928 r. [5], K. Reidemeistera z 1932 r. i H. Seiferta z 1934 r. [6].

Wielomiany Jonesa

Jeszcze młodszą, abstrakcyjną gałęzią matematyki jest teoria algebr von Neumanna. W mechanice kwantowej obserwabla fizyczne opisuje się w przestrzeni Hilberta operatorami. Tworzą one algebry, którymi w sposób systematyczny zaczął w latach trzydziestych zajmować się John von Neumann [7]. Klasyfikacja tych algebr fascynuje do dzisiaj matematyków i fizyków [8], a wśród nich Vaughana Jonesa. W 1975 r. rozpoczął on pracę doktorską na temat subfaktorów w algebrach von Neumanna. Subfaktory opisują podukłady w układach kwantowych. Jones wpadł na myśl, że wymiary subfaktorów mogą nie być liczbami całkowitymi. Znalazł szczególny związek, który występuje również w teorii węzłów i odgrywa tam centralną rolę. Ten związek okazał się kluczem do jego definicji nowej klasy wielomianów [9], która pozwoliła zrobić znaczący krok w klasyfikacji węzłów i splotów.

Każdemu splotowi L zostaje przyporządkowany wielomian $V_L(t)$ w zmiennych \sqrt{t} i $1/\sqrt{t}$ (wielomian Lauranta), do którego dochodzi się indukcyjnie według następującego schematu. Najpierw orientuje się splot, tzn. każdej jego składowej przypisuje się kierunek obiegu. Następnie rzutuje się splot na płaszczyznę. Jeżeli teraz zastąpi się któryś most (skrzyżowanie górą) przez tunel (skrzyżowanie dołem), to każdy splot L_+ da się przeprowadzić w prostszy, tj. zawierający mniej skrzyżowań, splot L_- . To postępowanie wyjaśnione jest na rys. 4 na przykładzie dodatniej koniczynki. Jak łatwo widzieć, jeżeli splot L_- daje się przez ciągle przekształcenia doprowadzić do rozwężlenia, to jest on prostszy niż L_+ . Aby dojść do poszukiwanego wielomianu dla L_+ , rozważa się jeszcze trzeci splot L_0 , który powstaje z pierwotnego splotu L_+ przez wygładzenie rozpatrywanego skrzyżowania. Podlegający zmianie most w L_+ można zawsze tak wybrać, że L_- (i oczywiście także L_0) ma mniej skrzyżowań niż L_+ . W ten sposób po skończonej liczbie



Rys. 4. Procedura redukcyjna obliczania wielomianu Jonesa dodatniej koniczynki. Górny rząd: pierwszy krok, dolny rząd: drugi krok (opis w tekście)

kroków otrzymuje się splot bez skrzyżowań, tj. niezawężony zbiór splotów trywialnych. W naszym przykładzie trzeba więc jeszcze splot L_0 doprowadzić do rozwężlenia. W tym celu postępujemy znowu według opisanego schematu (dolna połowa rys. 4).

Wielomian Jonesa splotu L_+ oblicza się metodą indukcji względem liczby skrzyżowań za pomocą tzw. zależności warkocza

$$V_{L_+}(t) = t^2 V_{L_-}(t) + t(\sqrt{t} - 1/\sqrt{t})V_{L_0}(t). \quad (1)$$

Początkiem indukcji jest wielomian splotu trywialnego o n składowych

$$V_n(t) = [-(\sqrt{t} + 1/\sqrt{t})]^{n-1}, \quad (2)$$

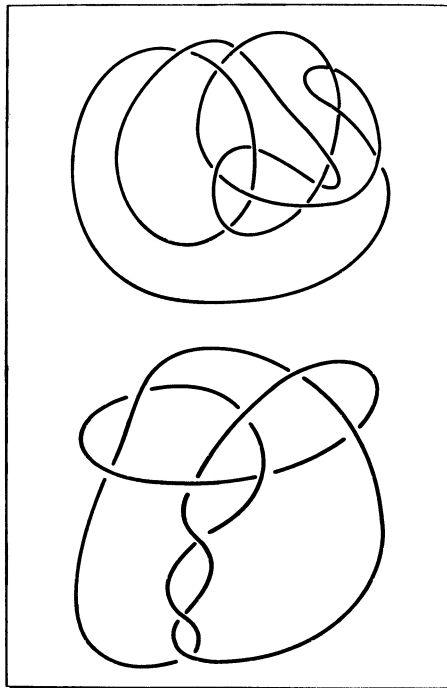
czyli $V_1(t) = 1$. Wielomian Jonesa dodatniej koniczynki z rys. 4 (dla $V_{L_-} = V_1 = 1$) jest równy

$$V_{L_+}(t) = t^2 \cdot 1 + t(\sqrt{t} - 1/\sqrt{t})V_{L_0}. \quad (3)$$

Stosując zależność (1) w przypadku $V_{L_0} \equiv V_{L_{0+}}$ (por. rys. 4) otrzymujemy

$$V_{L_+}(t) = t + t^3 - t^4. \quad (4)$$

Aby ten rachunek miał sens trzeba jeszcze pokazać, że wynik końcowy nie zależy od wyboru rzutu splotu na płaszczyznę i że dla równoważnych splotów otrzymuje się identyczne wyniki. Oba warunki są spełnione. Dowody są skomplikowane i opierają się na wynikach teorii algebr von Neumanna. Stwierdziliśmy: wielomiany Jonesa nadają się do klasyfikacji splotów. Jeżeli dwa sploty mają różne wielomiany to nie mogą być równoważne. Co prawda, ta klasyfikacja nie jest zupełna, istnieje



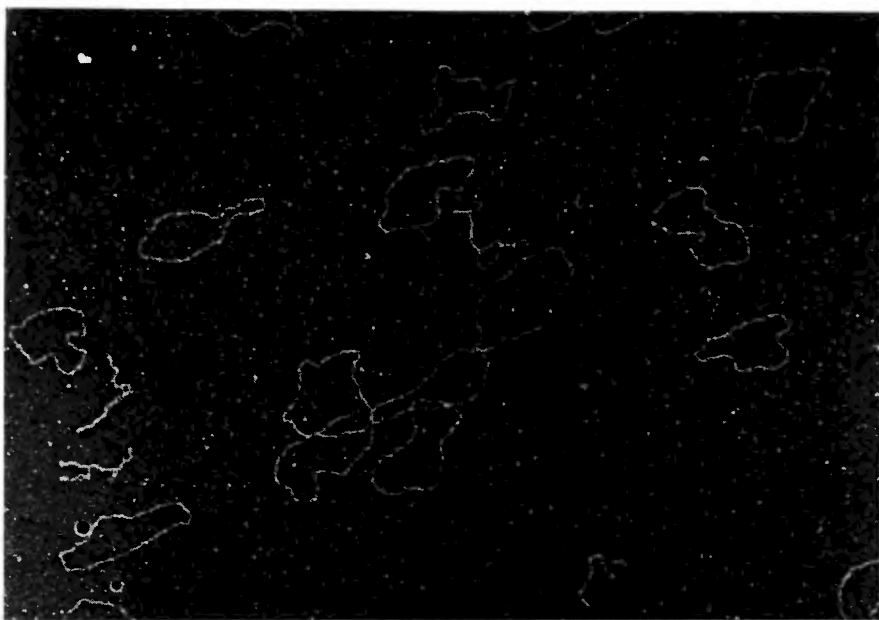
Rys. 5. Przykład nierównoważnych węzłów o jednakowych wielomianach Jonesa. U góry węzeł 13-go rzędu, u dołu węzeł 10-go rzędu

bowiem wiele nierównoważnych węzłów o tym samym wielomianie, np. oba węzły na rys. 5.

Enzymy i DNA

Biologowie od dawna starają się poznać mechanizmy prowadzące do związania i rozwijania cząsteczek DNA. To, jak ciasno upakowane są pasma DNA w komórkach, może dać wyobrażenie zadziwiający fakt, że całkowita długość wszystkich cząsteczek DNA w organizmie człowieka równa się mniej więcej stukrotnej odległości Ziemia–Słońce. Pasma DNA są zbyt cienkie by można je było uwidocznić za pomocą mikroskopu elektronowego i do niedawna jeszcze biologowie byli zdani tylko na spekulacje co do ich geometrii. To się zmieniło jednak od czasu

gdy N.R. Cozzarelli w Berkeley i A. Stasiak w Zurychu opracowali metodę pokrywania DNA warstwą białek, dzięki czemu grubość pasm wzrasta pięciokrotnie i DNA można oglądać w mikroskopie elektronowym [10]. Splot pierścieni DNA (trywialnych) pokazano na rys. 6.



Rys. 6. Zdjęcie z mikroskopu elektronowego struktur DNA w powiększeniu 25000 razy uzyskane za pomocą tzw. metody napyłania cytochromu C. Można zauważyć 5 zahaczających o siebie pierścieni DNA, tzw. struktur Catane'a. Dla wzmocnienia kontrastu został tu pokazany negatyw (fot. Dr H. Zentgraf, Niemieckie Centrum Badań Raka, Instytut Badań Wirusa, Heidelberg)

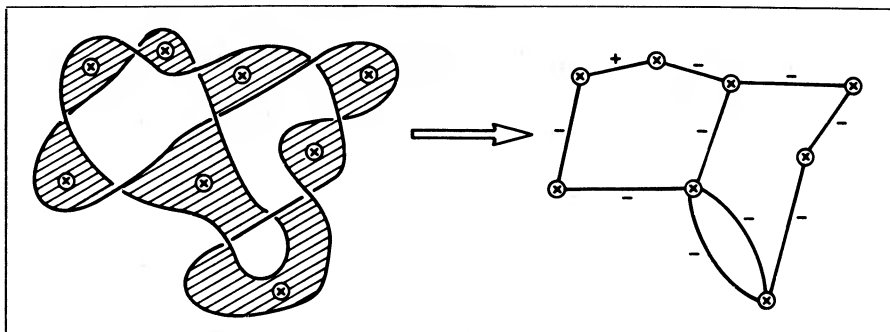
Teoria węzłów w przypadku DNA stała się nauką eksperymentalną, która doprowadziła do następujących wyników: DNA splata się i rozplata w komórce według określonego schematu. Zawężanie i splatanie występują podczas powielania i rekombinacji, rozwężanie — podczas podziału komórki. Wystarczy jeden nierozsuplany węzeł aby spowodować śmierć komórki. Za zawężanie i rozwężanie odpowiedzialne są różne enzymy, których klasyfikacja jest przedmiotem współczesnych badań. Istnieją enzymy, które przecinają jedno pasmo DNA w określonym miejscu, przyłączają pasmo z innej cząsteczki, przeprowadzają je przez miejsce przecięcia i potem znowu zamykają przecięcie. Zamieniają więc most na tunel. Inne enzymy wiążą się z dwoma pasmami, oba przecinają i łączą je niewłaściwie i w taki właśnie sposób zamieniają skrzyżowanie na rozkrzyżowanie [11]. Gdy znamy te fakty, nie wydaje się już nam zadziwiające, że wielomiany Jonesa dostar-

czają dogodnego algorytmu, za pomocą którego można rozszyfrować te enzymy. Opisane w poprzednim paragrafie postępowanie indukcyjne przeprowadza się w doświadczeniu "od tyłu". Fragmenty pasm DNA zostają złączone w postaci rozwiniętej i następnie poddane działaniu określonego enzymu. Powstające dzięki temu sploty można obserwować za pomocą mikroskopu elektronowego, a ich wielomiany Jonesa określają dany enzym.

Mechanika statystyczna i teoria węzłów

Wyżej wspomniany dowód niezmienniczości wielomianów Jonesa względem ciągłych zmian kształtu można również wyprowadzić w godny uwagi sposób za pomocą metod mechaniki statystycznej [12, 13]. Metody te prowadzą nawet do nowych niezmienników splotów. Przykład tego podajemy poniżej.

Diagram rzutowanego splotu L malujemy w rodzaj szachownicy, jak na rys. 7 i konstruujemy jego tzw. graf dualny poprzez przypisanie każdemu czarnemu polu jednego wierzchołka a każdemu skrzyżowaniu - krawędzi wraz ze znakiem + lub - (konwencja przypisywania znaku jest wyjaśniona w podpisie rys. 7). Teraz



Rys. 7. Konstruowanie grafów węzła. Każdej zakreskowanej powierzchni zostaje przyporządkowany jeden wierzchołek, każdemu skrzyżowaniu — jedna krawędź wraz ze znakiem. Znak krawędzi definiujemy zależnie od tego czy przy przeprowadzaniu górnej linii na dolną przez obrót zgodny z ruchem wskazówki zegara zostaje zakreślone pole ciemne czy też pole białe

każdemu wierzchołkowi przypisujemy spin, który może przyjmować tylko wartości $\sigma = 1, -1$ i na grafie konstruujemy model Isinga z wagami Boltzmana $w_+(\sigma, \sigma')$ i $w_-(\sigma, \sigma')$ według znaków krawędzi. Przypomnijmy tu, że model Isinga został wprowadzony dla opisanie przejść fazowych w ferromagnetykach. Tam σ określało ustawienie spinu elektronu w atomie żelaza. Wagi Boltzmana związane były w tym przypadku z energią oddziaływania dwóch spinów elektronowych $E_{\sigma\sigma'} = J_{\sigma\sigma'}$ równaniem

$$w(\sigma, \sigma') = \exp(-E_{\sigma\sigma'}/kT). \quad (5)$$

Wróćmy jednak do naszego ogólnego modelu Isinga na grafie spłotu L . Rozważmy sumę jego stanów

$$Z_L = \sum_{\text{konfiguracje}} \prod_{\text{krawędzie}} w_{\pm}(\sigma, \sigma'). \quad (6)$$

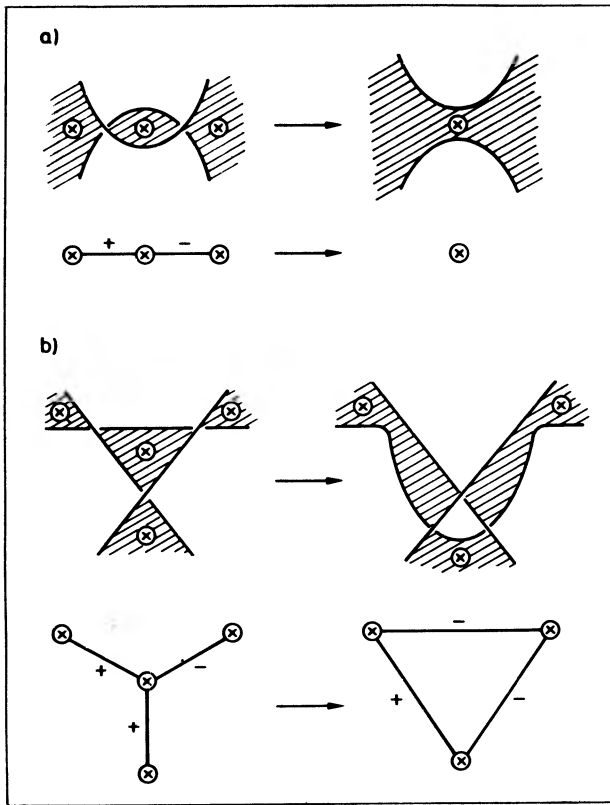
Kluczowym zagadnieniem jest teraz, czy możemy tak dobrać cztery wagi Boltzmannna

$$\begin{aligned} w_+(1, 1) &= w_+(-1, -1) \\ w_+(1, -1) &= w_+(-1, 1) \\ w_-(1, 1) &= w_-(-1, -1) \\ w_-(1, -1) &= w_-(-1, 1) \end{aligned} \quad (7)$$

aby suma stanów nie zmieniała się gdy w sposób ciągły przekształcamy spłot. Przekształceń ciągłych jest nieskończenie wiele, jednak następujący fakt upraszcza nasze zadanie. Każde ciągle przekształcenie spłotu L da się rozłożyć na ciąg elementarnych przekształceń rzutu L , na tzw. ruchy Reidemeistera. Ruch Reidemeistera przekształca dany spłot tylko w jednym miejscu i to w prosty sposób. Na przykład, węzły w lewym górnym rogu rys. 7 dadzą się uprościć przez pierwszy ruch Reidemeistera z rys. 8. Gdy przekształcamy spłot przez ruch Reidemeistera, to graf zmienia się tylko lokalnie. Te lokalne zmiany grafu pokazane są na rys. 8 dla dwóch typowych ruchów Reidemeistera. Skutkiem każdego ruchu Reidemeistera zmienia się suma stanów, co widać na pierwszy rzut oka. Niezmienniczość sumy sprowadza się do równań wielomianowych wag Boltzmannna. Równanie, które jest związane z drugim ruchem Reidemeistera na rys. 8, nazywa się, zgodnie ze swoim obrazem w grafie, związkami gwiazda-trójkąt. Stanowiło ono klucz do rozwiązania przez Larsa Onsagera dwuwymiarowego modelu Isinga [14]. Ze wszystkich ruchów Reidemeistera otrzymujemy razem 32 równania wielomianowe z tylko 4 niewiadomymi. "Cudem" jest, że mimo to istnieje rozwiązanie, które odpowiada twierdząco na wyżej postawione pytanie.

Zamiast modelu Isinga można na grafie spłotu zbudować również inne modele mechaniki statystycznej. Dopiero co naszkicowane postępowanie dostarcza niezmienników spłotów. I tak np. model Potts'a prowadzi do wielomianu Jonesa. Model Potts'a różni się od modelu Isinga tylko tym, że spiny w wierzchołkach mają wyższe wartości, tzn. σ może przyjmować różne wartości, $\sigma = 3, 4, 5, \dots$. Oddziaływanie nadal zachodzi wzdłuż krawędzi i rozróżnia tylko czy spiny dwóch najbliższych sąsiadów są równe czy też nie. Niezmiennicza suma stanów wraz z wielomianem Jonesa zależy od warunku $\sigma = 2 + t + 1/t$.

Podsumowując możemy powiedzieć, że metody teorii węzłów, które zostały rozwinięte w mechanice statystycznej dla sieci regularnej, np. kryształów, uogólniono z powodzeniem dla sieci, które pochodzą ze spłotów. Ta sytuacja należy



Rys. 8. Dwa tzw. ruchy Reidemeistera (zarówno w części (a) jak i (b) — górne rysunki) i ich przedstawienie na grafie (w obu przypadkach dolne rysunki). Pokazany w części (b) ruch Reidemeistera ma swój odpowiednik w związku gwiazda-trójkąt, za pomocą którego Lars Onsager rozwiązał w 1944 r. dwuwymiarowy model Isinga

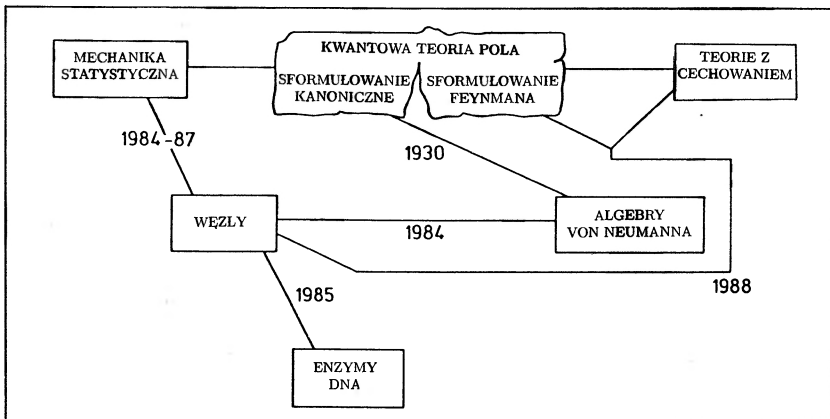
do poprzednio rzadkich przypadków, gdy strumień informacji płynie od fizyki do matematyki, podczas gdy zwykle bywało na odwrót — z matematyki czerpano metody do rozwiązywania problemów fizycznych. Dalszy przykład tej rzadkiej kategorii jest przedmiotem następnego rozdziału.

Kwantowa teoria pola i wielomiany Jonesa

Od czasu odkrycia w 1984 r. wielomianów Jonesa matematycy poszukują ich geometrycznej trójwymiarowej interpretacji. Rzeczywiście, obliczanie wielomianów przebiega stale niewygodną drogą okrężną dwuwymiarowego rzutu splotu i wymaga w istocie skomplikowanego dowodu, że różne rzuty przedstawiają ten sam wielomian. Taki sam problem mamy w relatywistycznej kwantowej teorii pola w sformułowaniu kanonicznym. Aby zrozumieć ten problem, musimy sobie przy-

pomnieć, że w mechanice kwantowej według Schrödingera przestrzeń i czas odgrywają zasadniczo różne role: czas nie podlega zasadzie nieoznaczoności, nie jest więc kwantowany — ujęcie, które w teoriach relatywistycznych jest w sprzeczności z niezmienniczością Lorentza. Jesteśmy zmuszeni przede wszystkim rzutować czterowymiarową czasoprzestrzeń na przestrzeń trójwymiarową. Dopiero wtedy można przeprowadzić kanoniczne kwantowanie i np. obliczać całki działania. Idąc dalej, trzeba za pomocą skomplikowanego rachunku wykazać niezależność całki działania od wyboru rzutu.

Istnieje jednak jeszcze inne sformułowanie niezmienniczości Lorentza w kwantowej teorii pola, pochodzące od Feynmana. W tym sformułowaniu nie występuje żaden specjalny układ odniesienia. Tę właściwość wykorzystał Witten i zajął się problemem rzutowania w teorii węzłów. Za pomocą metod teorii cechowania i tzw. pętli Wilsona (stanowią one człon łączący mechanikę statystyczną z kwantową teorią pola [15]), jak również stosując feynmanowskie całki funkcjonalne Witten znalazł w 1988 r. geometryczną formułę dla wielomianu Jonesa [16]. Jego prawidło ma jeszcze inną pociągającą cechę, mianowicie zachowuje swoją ważność dla splotów w dowolnych trójwymiarowych przestrzeniach. Jednak mamy tu włos w zupie. Kwantowa teoria pola nie jest jeszcze zamkniętą (spoistą) teorią. Składa się z wielu przepisów kucharskich, które tylko częściowo są wyprowadzone z pierwszych zasad; panuje w niej także plaga rozbieżności i wieloznaczności [17]. Całka funkcjonalna nie jest do dziś w pełni zdefiniowana. Jest to sytuacja, którą można porównać z sytuacją definicji funkcji delta zanim Laurent Schwartz odkrył w 1944 r. dystrybucje. Pomimo to kwantowa teoria pola uzyskała znaczące rezultaty w fizyce cząstek. Odegrały tu ważną rolę razem z grafami Feynmana także techniki redukcyjne, które umożliwiają indukcyjne obliczanie wielomianów Jonesa. Rysunek 9 jest próbą obrazowego przedstawienia



Rys. 9. Teoria węzłów i jej dziś znane powiązania z innymi dyscyplinami

licznym związków i współzależności między teorią węzłów, algebrami von Neumana, mechaniką statystyczną, teoriami z cechowaniem, kwantową teorią pola i biologią.

Czy to, że teraz także matematycy sięgają do skrzynki ze sztuczkami kwantowej teorii pola, nie powinno być promykiem nadziei dla samej kwantowej teorii pola lub dla jakiejś kwantowej wersji ogólnej teorii względności, której geometria jest tak bliska teorii węzłów? Może nawet promykiem nadziei dla zaniedbywanego w ostatnich dziesięcioleciach dialogu między matematykami i fizykami?

Z języka niemieckiego
tłumaczyła

Barbara Wojtowicz

Instytut Fizyki PAN, Warszawa

Literatura

- [1] K. Reidemeister, *Knotentheorie*, Springer, Berlin 1932.
- [2] C.F. Gauss, *Königl. Gesellsch. d. Wissenschaften zu Göttingen* **5**, 602 (1877).
- [3] H.L. Frisch, E. Wassermann, *J. Am. Chem. Soc.* **83**, 3789 (1961).
- [4] Ch.O. Dietrich-Buchecker, J.P. Sauvage, *Angew. Chem., Int. Ed.* **28**, 189 (1989).
- [5] J.W. Alexander, *Trans. AMS* **30**, 275 (1928).
- [6] H. Seifert, *Math. Ann.* **110**, 571 (1934).
- [7] F.J. Murray, J. von Neumann, *Ann. Math.* **37**, 116 (1936).
- [8] A. Connes, *Proc. Symp. Pure Math.* **38**, 43 (1982).
- [9] V. Jones, *Bull. AMS* **12**, 103 (1985); *Ann. Math.* **126**, 335 (1987).
- [10] M.A. Krasnow, A. Stasiak, S.J. Spengler, F. Dean, T. Koller, N.R. Cozzarelli, *Nature* **304**, 559 (1983).
- [11] J.D. Griffith, H.A. Nash, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **82**, 3124 (1985).
- [12] L. Kauffman, *Topology* **26**, 395 (1987).
- [13] V. Jones, *Pac. J. Math.* **137**, 311 (1989).
- [14] L. Onsager, *Phys. Rev.* **65**, 177 (1944).
- [15] K. Symanzik, *J. Math. Phys.* **7**, 510 (1966); F. Wegner, *J. Math. Phys.* **12**, 2259 (1971); K. Wilson, *Phys. Rev. D* **10**, 2445 (1974).
- [16] E. Witten, *Commun. Math. Phys.* **121**, 351 (1989).
- [17] P.A.M. Dirac, *Sci. Am.* **208**, (5) 45 (1963).

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

Rafał Broda

*Instytut Fizyki Jądrowej
im. Henryka Niewodniczańskiego
Kraków*

Wspomnienie o Profesorze Stanisławie Ogazie**Recollections of Professor Stanislaw Ogaza**

U schyłku tysiąclecia czas wyraźnie przyspieszył swój bieg. Codziennie docierają do nas nowe wiadomości o wydarzeniach niezwykłych, czasem przełomowych i wzniosłych, częściej tragicznych, ale zawsze związanych z losami konkretnych ludzi. Wydarzenia te zwykle dotyczą nas tylko pośrednio, bywają i takie, które uderzają w najbliższe otoczenie. Początkowo przyjmujemy je z niedowierzaniem; ogłuszają nas, a dopiero z upływem czasu uświadamiamy sobie ich pełną realność i znaczenie.

Niedawno minęła druga rocznica śmierci prof. Stanisława Ogazy. Jego dramatyczne odejście nastąpiło zaledwie osiem miesięcy po podobnie niespodziewanej śmierci prof. Eugeniusza Bożka i poprzedziło o niecały rok równie przedwczesny zgon prof. Zbigniewa Bochnackiego. Tragiczny los przeciął w pełni sił twórczych życie trzech znakomitych fizyków, naukowców o ustalonej renomie światowej w dziedzinie doświadczalnej i teoretycznej fizyki jądrowej, badaczy, którzy współtworzyli polską fizykę jądrową, którzy byli ważną częścią krakowskiego środowiska naukowego i trudną do zastąpienia częścią potencjału naukowego Instytutu Fizyki Jądrowej. Stratę poniosła nauka, polska nauka w szczególności; dla polskiej fizyki jądrowej była to strata dramatyczna, dla krakowskiego instytutu — tragiczna. Nie sposób wyrwać śmierci prof. Ogazy z kontekstu tych dwóch innych strat. Nie tylko dlatego, że nastąpiły tak blisko siebie, także dlatego, że dotyczą fizyków, których kariery naukowe rozwijały się równolegle, fizyków, którzy się przyjaźnili i często ze sobą współpracowali, naukowców, dla których Instytut był wspólnym domem. Każda z tych silnych, wyraźnych osobowości zasługiwałaby na popularyzację wykraczającą poza środowisko fizyków, ale niechaj przynajmniej w

tym środowisku przetrwa pamięć o ich dokonaniach i życiu. Dzisiaj skierujemy wspomnienia na prof. Stanisława Ogazę — czego dokonał w fizyce i poza fizyką, jakim pozostał w naszej pamięci.



Stanisław Ogaza

Urodził się 4 sierpnia 1931 r. w Świętochłowicach na Śląsku. Pierwsze lata szkolne przypadły na okres wojny, a w 1945 r. rozpoczął naukę w Liceum Ogólnokształcącym im. Odrowążów w Chorzowie. Po uzyskaniu świadectwa dojrzałości w 1950 r. rozpoczął studia na Wydziale Matematyki, Fizyki i Chemii Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie. Ukończył studia w 1955 r.; jego praca magisterska dotyczyła produkcji kryształów scyntylacyjnych dla spektroskopii promieniowania gamma. Już we wczesnych latach studiów, bo w 1952 r. zaczął pracować naukowo jako zastępca asystenta w Pracowni Fizycznej Akademii Medycznej w Krakowie. Z tą uczelnią związany był aż do 1956 r. kiedy to rozpoczął pracę w nowopowstałym Instytucie Fizyki Jądrowej na stanowisku starszego asystenta. Na Uniwersytecie Jagiellońskim otrzymał w 1961 r. doktorat, a w cztery lata później tytuł doktora habilitowanego. Równolegle rosła jego pozycja w Instytucie, ukoronowana tytułem profesora nadzwyczajnego w 1972 r. i profesora zwyczajnego w 1977 r.

W działalności naukowej pozostał zawsze wierny fizyce jądrowej, ale traktował tę specjalizację bardzo szeroko, a skupiając się głównie na badaniach do-

świadczałnych sięgał także z wielkim talentem do zagadnień teoretycznych. Jego zainteresowania naukowe i prowadzone badania można podzielić na cztery grupy zagadnień: spektroskopia jąder atomowych, własności magnetyczne jąder atomowych, nadsubtelne oddziaływania w cieczech i ciałach stałych, oraz reakcje jądrowe z ciężkimi jonami i związana z nimi spektroskopia jąder z wysokimi krętami.

W zakresie spektroskopii jąder atomowych wyznaczał schematy poziomów energetycznych jąder zdeformowanych i sferycznych oraz określał parametry stanów wzbudzonych jak spiny, parzystości, czasy życia i momenty magnetyczne. Po raz pierwszy w Polsce wprowadził do prac spektroskopowych technikę liczników scyntylacyjnych i technikę nanosekundową, a także metodykę pomiaru korelacji kątowych. W wielu przypadkach z wielką intuicją wyjaśnił naturę wzbudzeń jądrowych, w szczególności tego typu wzbudzeń, w których ruch niezależnych nukleonów sprzęga się z kolektywnymi ruchami rotacyjnymi i wibracyjnymi jąder. Pomiary momentów magnetycznych dla szeregu stanów krótkożyciowych pozwoliły mu sprecyzować funkcje falowe, a więc dokładnie określić strukturę stanów. Interpretacja wyników badań własności magnetycznych pomogła zrozumieć istotę "efektywnych" momentów nukleonów w jądrach atomowych. Udało mu się wytłumaczyć tzw. anomalne orbitalne czynniki żyromagnetyczne dla protonów i neutronów w jądrach zdeformowanych i określić ich składowe izoskalarne i izowektorowe.

W cyklu szeroko cytowanych prac teoretycznych z Z. Bochnackim wyjaśnił ilościowo redukcję części spinowej momentu magnetycznego w stanach jąder zdeformowanych jako efekt polaryzacji spinowej wytworzonej przez dwuciałowe oddziaływanie szczątkowe spin-spin. Efekt ten usunął obserwowaną rozbieżność teoretycznych i eksperymentalnych wartości momentów magnetycznych; pozwolił też wytłumaczyć opóźnienie dozwolonych przejść beta Gamowa-Tellera.

Pomiary momentów magnetycznych krótkożyciowych stanów jądrowych wymagały zastosowania pól magnetycznych o natężeniach nieosiągalnych w warunkach laboratoryjnych, stąd wielu fizyków jądrowych skierowało swoje zainteresowania na badanie nadsubtelnych oddziaływań w fazie skondensowanej. Profesor Ogaza intensywnie zajmował się badaniami silnych pól magnetycznych, rzędu $10^5 - 10^7$ gaussów działających na jądra atomowe implantowane przez odrzut po wzbudzeniu kulombowskim do obcych sieci krystalicznych. Chodziło zarówno o statyczne pola magnetyczne, jak i pola zmienne w czasie, np. anomalne, "przejściowe" silne pola magnetyczne działające na jądro będące w ruchu w spolaryzowanym ferromagnetyku, czy nadsubtelne pola zmienne w czasie dzięki sprzężeniu z wibracyjnym ruchem sieci. Było to pierwsze stwierdzenie efektu relaksacji paramagnetycznej w metalach.

Od wczesnych lat siedemdziesiątych jego zainteresowania koncentrują się co-

raz bardziej na problematyce fizyki ciężkich jonów, w szczególności na reakcji syntezy ciężkich jonów i na procesie rozpadu jądra złożonego. W badaniach mechanizmu reakcji i w spektroskopowych pracach dotyczących szybko obracających się jąder wykorzystywał metodę "krotności" (multiplicity), czyli technikę pomiarów krotności kaskadowego promieniowania jądrowego. Był współautorem tej metody, a pozwala ona na śledzenie rozpadu wysokowzbudzonych jąder również w obszarze dużej gęstości stanów, w tzw. obszarze kontinuum. W najprostszej wersji znalazła ona zastosowanie w konstrukcji filtrów spinowych używanych powszechnie w spektroskopii na wiązce. W późniejszych latach Ogaza objął również badaniami procesy rozszczepienia jądra złożonego i związanej z nim emisji neutronów. Stwierdzenie emisji neutronów poprzedzającej samo rozszczepienie było ważnym odkryciem dotyczącym czasowej skali w dynamice dojścia do punktu rozerwania w procesie rozszczepienia.

Wśród licznych publikacji prof. Ogazy były prace o różnym ciężarze gatunkowym, ale nie było wśród nich przyczynków błahych. Stanowią one poważny wkład do wszystkich dziedzin badań, którymi się zajmował i są często cytowane w czasopiśmie i monografiach naukowych. Cieszył się też Ogaza wielkim uznaniem w kraju i w zagranicznych ośrodkach naukowych. Był zresztą jednym z pionierów w powojennych kontaktach polskiej fizyki jądrowej z zagranicą. Już w 1961r. przebywał na rocznym stażu naukowym w Instytucie Fizyki Uniwersytetu w Uppsali, w ośrodku, do którego powraca w latach 1972/73 jako profesor zaproszony przez NORDITĘ do prowadzenia wykładów i badań naukowych. Najbliżej jednak był związany z Instytutem Nielsa Bohra w Kopenhadze, gdzie pracował w latach 1966-68, 1977-79 i 1986-88 i z którym od czasu pierwszej wizyty utrzymywał stały kontakt. Był związany osobistą przyjaźnią z wieloma znakomitościami międzynarodowego środowiska fizyki jądrowej, zwłaszcza z tymi, których drogi tak często krzyżowały się w przesiąkniętej nauką atmosferze ośrodka kopenhaskiego. Jeden z jego ostatnich dłuższych pobytów naukowych poza krajem odbył się w australijskim Instytucie Fizyki Jądrowej w Canberze, gdzie miejscowa grupa fizyków do dzisiaj kontunuuje i rozwija niektóre z rozpoczętych wraz z nim prac badawczych. Profesor Ogaza był uczestnikiem wielu międzynarodowych konferencji i spotkań naukowych, powierzano mu wygłaszanie referatów przeglądowych, był także wykładowcą na międzynarodowych szkołach fizyki jądrowej w Trieście i w Liperi. Przez wiele lat współorganizował międzynarodowe Szkoły Fizyki w Zakopanem, które z czasem stały się imprezą naukową ściągającą do Polski najwybitniejszych specjalistów. Jego dorobek dydaktyczny sięga wczesnego okresu, w którym wykładał na Uniwersytecie Jagiellońskim, a w trakcie swojej pracy badawczej zawsze przekazywał wiedzę i doświadczenie młodszym współpracownikom. Byłem jednym z nich i ta współpraca na codzień, przez wiele lat stwarza mi okazję, by wspomnieć prof. Ogazę z nieco bliższej, mniej zawodowej, a bardziej osobistej

perspektywy.

Był człowiekiem o niezwykle silnym charakterze, stawiającym głównie sobie, ale i innym duże wymagania. Zawsze skłonny do dyskusji, nieraz burzliwych i kontrowersyjnych, ale zmuszających do jasnej, rzeczowej argumentacji. Czasem wydawało mi się, że prowokował ostrość dyskusji wyrażając stanowisko bardziej krańcowe od tego, które w istocie zajmował. Głęboka wiedza i żelazna logika pozwalała mu żonglować argumentami, by zmusić oponenta do najwyższego wysiłku i jasności. Po chwilach czasem niełatwych nadchodził moment uświadomienia sobie korzyści. Z drugiej strony, z wielkim temperamentem walczył o poszerzenie możliwości prowadzenia badań i roztaczał serdeczną opiekę nad młodymi fizykami. Powierzchnowa surowość często zmieniała się w ciepło, troskliwość i przyjaźń scalającą grupę współpracowników w prawie rodzinną wspólnotę. Lubił życie towarzyskie, dobrze tańczył, miał spore poczucie humoru, jeździł na nartach i interesował się sportem, a zapewne od czasów gimnazjalnych jego faworytem była piłkarska drużyna Ruch Chorzów. Tak poważnie jak pracę zawodową traktował każde inne zajęcie, a kiedy coś rozpoczynał, to zawsze po starannym przygotowaniu, czasem po dogłębnych studiach. I wtedy kiedy budował swój dom w podkrakowskiej wiosce, i wtedy gdy pielęgnował ogród, który z satysfakcją pokazywał odwiedzającym go gościom. Także wtedy, kiedy zapalił się do jazdy konnej, gdy zajmował się swoim psem, a potem kiedy planował kolejny udział w polowaniu. Podczas jednej za szkół zimowych w Zakopanem jechałem z nim w saniach w tradycyjnym kuligu do Doliny Kościeliskiej. Baca powożący sanie chętnie opisywał kolejne atrakcje doliny. Kiedy mijaliśmy wejście do jaskini Zimnej, góral rozpoczął opowieść o wielkiej akcji ratowniczej jaka tu miała miejsce przed laty by uratować uwięzionego w jaskini "cepra"... Staszek uśmiechnął się i wzrokiem dał mi znać, abym nie przerywał. Przed laty był grotolazem, członkiem ekskluzywnego Klubu Grotolazów. Uczestniczył w wyprawach do jaskiń wraz z przyjaciółmi, głównie fizykami, którzy podobnie jak on czuli potrzebę dodatkowego, intensywnego kontaktu z naturą. W czasie wyprawy do Zimnej, wyposażony w akwalung przedostał się wąskim, wypełnionym wodą przesmykiem do jednej z komór. Nikt za nim nie podążył, bo drugi akwalung okazał się niesprawny. Ale jego sprzęt też uległ uszkodzeniu – bez ekwipunku powrotu nie było. Samotność, ciemność, chłód jaskini, i co najgorsze – niepewność czy jest poszukiwany trwały blisko 48 godzin. Z wielkim wysiłkiem uwolniono go w stanie skrajnego wyczerpania. Z jaskini wychodził o własnych siłach dzięki ogromnej wytrzymałości i znakomitej technice wspinaczkowej, w ciasnym korytarzyku nawet pomagał jednemu z członków ekipy ratowniczej. Pozostała po tym wydarzeniu nazwa miejsca w jaskini – syfon Ogazy. Do jaskiń już nie chodził, ale swoją pasję skierował na dziedzinę niezbyt odległą – nurkowanie i podwodne łowy. Jego żona Basia była mu zawsze wierną towarzyszką, ale tym razem mogła ściągnąć zainteresowa-

nie męża fizyka na swoją specjalność naukową – na zoologię. Podczas ulubionych urlopów na morskich wybrzeżach Jugosławii i Grecji zbierali i opracowywali okazy morskiej fauny – głównie rzadkie gatunki gąbek, meduz, koralowców, ślimaków, małży, ośmiornic i ciekawszych okazów rozgwiazd, jeżowców, wężowideł. Jeszcze bardziej egzotyczne eksponaty przywieźli z pobytu w Australii z podwodnych połowów Staszka na rafach i wyspach koralowych wybrzeża Pacyfiku, także w archipelagu Cooka i na Tahiti. Wiele okazów tych kolekcji służy obecnie studentom uczelni krakowskich i warszawskich, a część pozostała na razie w rodzinnych zbiorach. Są jeszcze jednym trwałym śladem, które pozostawił po sobie.

Być może czytający to wspomnienie zabłądzi na cmentarz Rakowicki w Krakowie, jeden z wielu zakątków w Polsce, gdzie trwa pamięć o Polakach, którzy o wiele więcej Krajowi dali, niż wzięli dla siebie. Tam, w jego przedniej części, na lewo od kaplicy jest miejsce spoczynku Profesora Stanisława Ogazy – miejsce pamięci jednego z tych Polaków.

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Joanna Janik
Andrzej Kaczmarek
Krzysztof Sokalski

*Institut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków*

Hydrodynamika ciekłych kryształów w I pracowni fizycznej

Hydrodynamics of liquid crystals in the first student lab

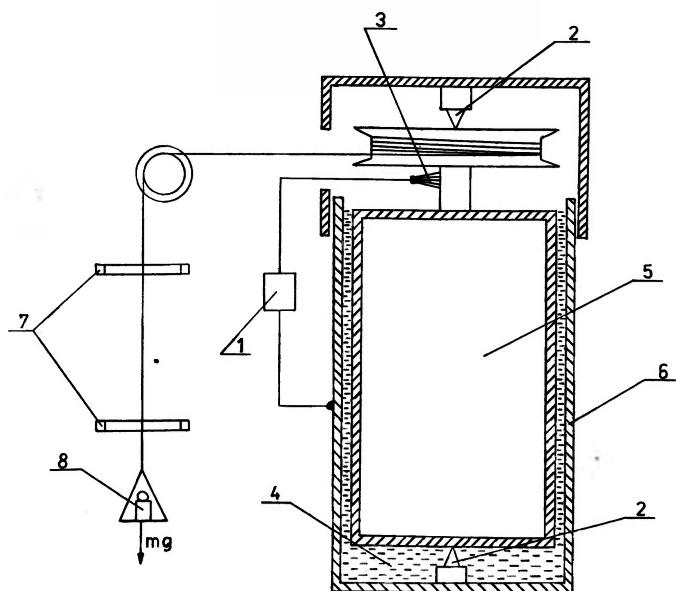
Abstract: A simple rotation viscosimeter for demonstration and measurement of the viscosity anisotropy of the nematic liquid crystals is presented. The described measuring instrument works both for didactic and scientific purposes.

Anizotropia lepkości ciekłych kryształów jest zjawiskiem które w skali makroskopowej odzwierciedla strukturę geometryczną molekuł tworzących ciecz. Z tego powodu uznaliśmy za konieczne wprowadzenie do zbioru doświadczeń pokazowych z fizyki oraz do programu I Pracowni Fizycznej demonstracji oraz pomiaru anizotropii lepkości ciekłych kryształów.

Metoda Mięśowicza z uwagi na czasochłonność, duży stopień komplikacji pomiarów oraz obróbki danych pomiarowych nie nadaje się ani do demonstracji w sali wykładowej ani do wykorzystania w pracowni studenckiej. W tej sytuacji zdecydowaliśmy się na zastosowanie wiskozymetru rotacyjnego, który jest prosty w budowie, łatwy w obsłudze a dane pomiarowe opracowuje się według stosunkowo łatwej teorii. Poza tym anizotropia lepkości jest dostrzegalna gołym okiem przez obserwacje zmiany prędkości kątovej walca wiskozymetru po zmianie orientacji molekuł. Cały układ pomiarowy przedstawiono na rys. 1. Główną

częścią układu jest wiskozymetr składający się z cylindra (6) oraz walca (5) zawieszono na łożyskach agatowych (2). Przestrzeń między walcem i cylindrem wypełniona jest badaną cieczą (4). Walec napędzany jest za pomocą ciężarka (8) przez linkę nawiniętą na koło napędowe osadzone na osi walca. Prędkość kątowna walca wyznaczana jest przez pomiar czasu przelotu ciężarka (8) pomiędzy bramkami (7) urządzenia elektronicznego do pomiaru czasu. W celu zminimalizowania wpływu dna cylindra na ruch walca, odległość dna walca od cylindra jest duża w porównaniu z odległością pomiędzy ścianami bocznymi cylindra i walca.

Stosując opisany przyrząd do cieczy nematycznej możemy bezpośrednio zmierzyć dwa współczynniki Mięslowicza η_1 oraz η_2 .



Rys. 1. Przekrój poprzeczny wiskozymetru i schemat urządzenia pomiarowego

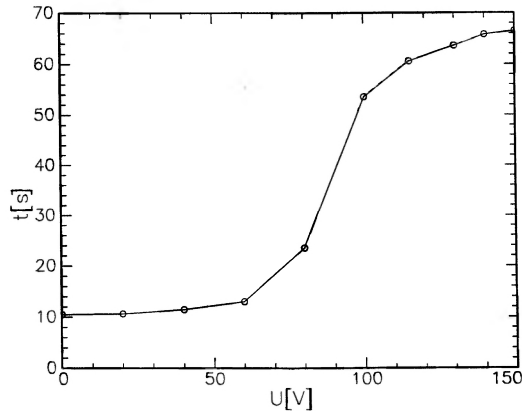
Podczas pomiaru η_2 równoległa orientacja molekuł do pola prędkości wymuszana jest przez przepływ. Podczas pomiaru η_1 prostopadła orientacja molekuł względem pola prędkości (równoległa do gradientu prędkości) jest uzyskiwana za pomocą zmiennego pola elektrycznego wytworzonego pomiędzy walcem i cylindrem wiskozymetru. Pole wytwarzane jest przez podanie zmiennego napięcia z generatora (1) pomiędzy walec i cylinder za pomocą szczotki (3).

Studentom wykonującym ćwiczenie polecamy podręcznik Feynmana [1] oraz podręcznik Landaua i Lifszica [2]. Na podstawie tych lektur wymagamy od wykonującego ćwiczenie umiejętności wyprowadzenia związku pomiędzy momentem

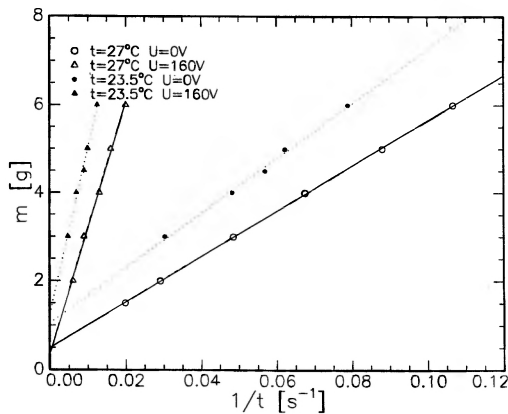
M siły napędzającej walec (5) a jego prędkością kątową ω

$$M = \frac{4\pi\eta l R_1^2 R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} \omega,$$

gdzie η jest współczynnikiem lepkości, l jest wysokością walca, R_1 i R_2 są odpowiednio promieniem zewnętrznym walca i promieniem wewnętrznym cylindra.



Rys. 2. Pomiar czasu przelotu t w zależności od napięcia U dla masy $m = 5$ g



Rys. 3. Zależność czasu przelotu od masy ciężarka napędzającego m dla napięć pola elektrycznego $U = 0$ V i 160 V w temperaturze 23.5°C i 27°C

Moment siły wyznaczamy ze wzoru $M = mgr$, gdzie m jest masą ciężarka (8), a r promieniem koła napędowego. Prędkość kątową wyznaczamy ze związku $\omega = s/(t \cdot r)$, gdzie s jest odległością pomiędzy brankami (7) a t jest czasem przelotu ciężarka na drodze s . Dopasowując prostą do punktów pomiarowych ($m, 1/t$) wyznaczamy współczynnik lepkości η .

Próbnymi pomiarami wykonaliśmy dla 4-/trans-4' -6- alkilocykloheksylo/benzenoizotiocyanianu, którego temperatura przejścia T_{NI} wynosi 43°C .

Rysunek 2 przedstawia wyniki pomiarów czasu przelotu w zależności od napięcia wytwarzającego pole elektryczne przy ustalonej masie ciężarka (8) $m = 5$ g. Powyżej napięcia $U = 150$ V obserwujemy nasycenie, co świadczy o osiągnięciu uporządkowania równoległego do gradientu prędkości. Rysunek 3 przedstawia wyniki pomiarów m w funkcji $1/t$ (dla napięć 0 V i 160 V) wykonanych w temperaturze 23.5°C oraz 27°C . Obliczone metodą regresji liniowej współczynniki lepkości wynoszą:

$\eta_1 = 125.9$ cP i $\eta_2 = 20.78$ cP w temperaturze 23.5°C oraz

$\eta_1 = 95.03$ cP i $\eta_2 = 17.17$ cP w temperaturze 27°C .

Widoczna jest zarówno anizotropia współczynników lepkości jak i ich zależność od temperatury.

Opisany przyrząd nadaje się bardzo dobrze do demonstracji anizotropii lepkości podczas wykładu. Nagła zmiana prędkości ruchu ciężarka (8) jest wyraźnie widoczna po włączeniu pola elektrycznego.

Literatura

- [1] R. P. Feynman, R. B. Leighton, M. Sands, *Feynmana Wykłady z Fizyki*, PWN, Warszawa 1972, t.2, cz. 2, rozdz.41.
- [2] L. Landau, E. Lifszic, *Mechanika ośrodków ciągłych*, PWN, Warszawa 1958, str. 82.

Moshe Kugler

*Department of Physics
Weizmann Institute of Science
Rehovot, Izrael*

Ruch w nieinercjalnych układach odniesienia: nowe spojrzenie na starą fizykę *

Motion in non-inertial reference frames, old physics from a modern perspective

Abstract: The problems of accelerated motion and of non-inertial reference frames are discussed by using the concept of a local inertial frame. This method is often used in general relativity, but it also applies to classical mechanics. In such frames the equations of motion are often simplified, so that the method may be used to simplify the teaching of accelerated motion. Some simple experiments, which help to illustrate the physical phenomena involved, are presented.

1. Wstęp

Zebraliśmy się tutaj dla uczczenia pięćsetnej rocznicy Kopernika. Pięćset lat temu Kopernik miał 18 lat i zaczął studiować na Uniwersytecie w Krakowie. Nie jest łatwo odtworzyć sobie ducha końca piętnastego wieku. Pamiętajmy, że 500 lat temu świat wyglądał całkiem inaczej. Kolumb nie dotarł jeszcze do Ameryki i w Hiszpanii działała inkwizycja. Mimo to pod wieloma względami w Europie 500 lat temu istniała jedność kulturalna, jaka znów obecnie zaczyna powstawać i jakiej nie było parę lat temu. W wieku 25 lat Kopernik mógł pojechać do wielkich ośrodków uniwersyteckich we Włoszech. Jego biografem i studentem był

*Referat, wygłoszony w Toruniu w sierpniu 1991 r. na konferencji GIREP'91 "Teaching about reference frames: from Copernicus to Einstein", został przetłumaczony za zgodą Autora i organizatorów konferencji. Materiały konferencji zostały wydane przez Uniwersytet Mikołaja Kopernika. (Przyp. Red.)

Retyk, protestancki Niemiec w katolickiej Polsce. W nauce nie istniały bariery językowe. Kopernik publikował po łacinie, a także tłumaczył z greki. Pod wieloma względami problemy, na jakie napotykał, są nadal aktualne. Trudno było o dobrą opiekę medyczną. Kopernik leczył biednych i był rozchwytywany przez bogatych. *Encyclopaedia Britannica* opisuje go jako działającego “w trudnych warunkach administracyjnych i politycznych” – te rzeczy się nie zmieniły. Istniały problemy finansowe i ekonomiczne. Kopernik zaproponował sposób reformy pieniądza. Jego świat jest dla mnie szczególnie mieszaniną nowego i starego, znanego i nieznanego.

Chcemy tu uczcić działalność naukową Kopernika i także pod tym względem Kopernik się wyróżnia. Mimo że był głęboko zakorzeniony w starym układzie i wierzył w szczególną rolę ruchu po okręgu oraz w “*Revolutionibus Orbium Coelestium*” (obrotu sfer niebieskich), to dokonał otwarcia nowej ery astronomii i fizyki, bowiem miał odwagę umieścić Słońce w środku sfer i utorować drogę nowoczesnej fizyce i astronomii. Był to wielki krok i tylko niewielu w historii nauki miało intuicję i mądrość, aby dokonać takiego postępu.

W przeciwieństwie do Kopernika, który patrzył na nową fizykę ze starej perspektywy, wybiorę w tym artykule prostszy sposób. Spojrzę na starszą fizykę z nowego punktu widzenia. Przedyskutuję bowiem ruch w nieinercjalnych układach odniesienia w mechanice newtonowskiej przy użyciu metod, które obecnie często są używane przy nauczaniu ogólnej teorii względności.

Jestem przekonany, że wprowadzenie nowoczesnych pojęć przy nauczaniu materiału klasycznego upraszcza często dyskusję klasycznego zagadnienia i równocześnie rozwija intuicję dla nowych pojęć, co jest przydatne przy późniejszym napotkaniu ich w nowoczesnej fizyce. Dodatkowo podejście to pomaga studentowi fizyki budować pomosty łączące różne działy fizyki, pozwala więc uniknąć poszufladkowania wiedzy, czyli przeszkody, na którą często się natykamy. Gdy zrozumie się tę metodę, to można ją wykorzystywać nie tylko do innego potraktowania starych problemów, ale także do rozwiązywania trudnych problemów, których nie można rozwiązać prostymi standardowymi metodami.

Zainteresowałem się tym podejściem przy badaniu pewnych wyników wynikających z analizy adiabatycznych zmian układów kwantowych w związku z pracą Berry’ego [1]. Razem z S. Shtrikmanem próbowaliśmy w szczególności zrozumieć rozchodzenie się światła w światłowodzie zwiniętym w spiralę. Polaryzacja światła w takim światłowodzie nie jest stała, lecz ulega obrotowi przy przechodzeniu przez światłowód [2]. Argumentowano, że jest to potwierdzenie kwantowych wyników Berry’ego [3]. My zauważyliśmy, że obrót polaryzacji nie jest wynikiem kwantowym i że można wykazać jego istnienie przez rozważenie rozchodzenia się światła w układzie nieinercjalnym [4] odpowiadającym skreconemu światłowodowi, nie zaś w inercjalnym układzie prostego światłowodu. Tę samą metodę można zastosować do badania ruchu mechanicznego w układach nieinercjalnych i

uczenia o nim [5]. Fakt ten i pokazy, jakie zostały opracowane, są tematem mojego referatu na tej konferencji i tego artykułu.

Podstawowym pojęciem, które się tu wykorzystuje, jest pojęcie układu lokalnie inercjalnego¹, zdefiniowane w rozdz. 2. Pojęcie to jest szeroko stosowane w ogólnej teorii względności, ale można je również stosować w mechanice klasycznej. Aby zrozumieć sens fizyczny układów lokalnie inercjalnych, rozważmy jakąś inteligentną istotę (w tym wypadku inteligencja oznacza rozumienie mechaniki newtonowskiej) żyjącą na planecie, takiej jak Wenus, która ma stałą pokrywę chmur i nie ma żadnego księżyca. Załóżmy najpierw, że planeta nie obraca się wokół swej osi. Jeśli nasza inteligentna istota nie może wyrzeć poza pokrywę chmur, to jak może się ona zorientować, że nie żyje w układzie inercjalnym, czyli poznać, że jej planeta jest przyspieszana, gdyż obiega gwiazdę? Odpowiedź na to pytanie jest taka, że równania ruchu na tej planecie są identyczne z równaniami Newtona, ale pojawianie się dwa razy do roku przypliwów dowodzi, że układ jest nieinercjalny. Nasza inteligentna istota musiałaby więc skonstruować układ lokalnie inercjalny, w którym są słuszne równania Newtona, i wykryć nieinercjalność układu przez obserwację sił, które powodują przyplwy.

Jak zobaczymy, układ lokalnie inercjalny otrzymuje się przez rozważenie swobodnie spadającej cząstki w nieinercjalnym układzie odniesienia. Jeśli siły są grawitacyjne, to poruszając się z taką cząstką nie odczuwamy żadnego przyspieszenia grawitacyjnego. Tak jest dopóty, dopóki rozważamy tylko obiekty punktowe. Gdy rozważamy obiekty rozciągle, to wynik jest inny. Rozważmy dwie punktowe cząstki spadające swobodnie z dwóch sąsiednich punktów. W miarę upływu czasu ich trajektorie nie będą na ogół równoległe. Odległość między cząstkami także się zmieni. Idealny obserwator poruszający się wraz z jedną z tych cząstek weźmie jako oś układu kierunek od swej cząstki do drugiej cząstki i przypisze zmianę odległości między cząstkami istnieniu przypliwowej siły bezwładności. Ten intuicyjny opis posłuży nam jako podstawa do badania układów lokalnie inercjalnych. Te nowe układy są jak tylko można najbliższe swobodnemu ruchowi w przyspieszonym układzie. Wyróżniają je trzy elementy:

- 1) ruch wzdłuż swobodnie spadającej cząstki,
- 2) taki wybór kierunków osi, że sąsiednie cząstki nie obracają się,
- 3) zmiany odległości między sąsiednimi cząstkami są przypisane działaniu przypliwowych sił bezwładności.

Zamiast podawania ogólnych dowodów, wolę w tym artykule podać prosty przykład. Rozważę w tym celu cząstkę poruszającą się w dwuwymiarowej płaszczyźnie, która to płaszczyzna jest obracana przez zewnętrzną siłę. Przykład ten pozwala zobaczyć bezpośrednio wiele fizycznych właściwości, których ogólnego

¹Układy lokalnie inercjalne i przesunięcie równoległe są dyskutowane w wielu podręcznikach, zob. np. [6].

dowodu tu nie przedstawiam. Mam nadzieję, że fizyczną intuicję można uzyskać przez zbadanie prostego przykładu, nawet bez ogólnych dowodów.

W artykule tym wykazuję, że w układzie lokalnie inercjalnym nie ma sił zależnych od prędkości, takich jak siła Coriolisa, bo są one automatycznie uwzględnione w obrocie wektorów bazy tego układu. W takim układzie nieinercjalny charakter ruchu ujawnia się przez pojawienie się innych sił bezwładności, które są proporcjonalne do kwadratu prędkości kątovej obrotu płaszczyzny. Gdy płaszczyzna obraca się adiabatycznie, czyli obrót jest na tyle powolny, że siły bezwładności są zaniedbywalne w porównaniu do sił wewnętrznych w układzie, to problem się upraszcza. W tym wypadku siły bezwładności można zaniedbać i główny efekt nieinercjalności ruchu pochodzi od obrotu wektorów bazy układu [6]. (Matematycznie wektory bazy układu lokalnie inercjalnego ulegają przesunięciu równoległemu i to przesunięcie równoległe wektora wzdłuż krzywej powoduje jego obrót). Przy użyciu tego formalizmu można przedyskutować wahadło Foucaulta. Przedstawione go wyprowadzenia można użyć do wykazania, że wahadło Foucaulta, które jest powoli przenoszone wzdłuż zamkniętej krzywej na powierzchni Ziemi, obraca się o kąt równy kątowi bryłowemu, pod jakim widać tę krzywą ze środka Ziemi [5]. Jest to wynik silniejszy, niż się zwykle podaje.

Pierwszy z przedstawionych pokazów dotyczy układu w postaci drutu stałowego ustawionego pod kątem względem osi powoli obracającej się podstawy. Obrót podstawy powoduje nieinercjalność układu. Jeśli drut wprawić w ruch drgający i jeśli podstawa powoli się obraca, to łatwo zaobserwować zmiany kierunku drgań. Ten pokaz odpowiada w zasadzie wahadłu Foucaulta w innym wydaniu. Pokaz jest wygodny, ponieważ zmianę kierunku drgań można łatwo obserwować, podczas gdy analogiczna zmiana dla wahadła Foucaulta jest zbyt wolna. Wielu fizyków zdziwił wynik tego pokazu, gdyż nie uświadomili sobie, że jest on równoważny wahadłu Foucaulta. Drugi pokaz dotyczy układu w postaci koła lub krążka, mogącego z małym tarcie obracać się swobodnie, gdy jego oś zmienia kierunek. Łatwo można zaobserwować, że gdy oś powraca do swego początkowego położenia, to koło jest obrócone.

W rozdziale 2 wprowadza się na szczególnym przykładzie układy lokalnie inercjalne i wyprowadza równania ruchu dla cząstki punktowej w takich układach. Rozdział 3 dotyczy przybliżenia adiabatycznego. W rozdziale 4 opisane są pokazy. Rozdział 5 poświęcony jest wnioskowi.

2. Ruch w obracającej się płaszczyźnie

Ten rozdział dotyczy cząstki zmuszonej do ruchu w płaszczyźnie, która jest obracana przez siłę zewnętrzną. W płaszczyźnie zostanie wprowadzony układ współrzędnych zależny od czasu. Równania ruchu wypisane w tych współrzędnych są dość złożone. Potem zostanie wprowadzony układ lokalnie inercjalny. W tym

układzie równania ruchu upraszczają się.

Orientacja płaszczyzny jest zdefiniowana przez prostopadły do niej jednostkowy wektor \mathbf{S} . Obrót płaszczyzny jest określony przez zależność wektora \mathbf{S} od czasu. Oprócz wektora \mathbf{S} wprowadzone są w płaszczyźnie współrzędne kartezjańskie, które również są zależne od czasu. Osie tych współrzędnych są wybrane równoległe do dwóch wektorów jednostkowych w płaszczyźnie. Pierwszy wektor jednostkowy \mathbf{N} jest prostopadły do \mathbf{S} i wybieramy go w kierunku $d\mathbf{S}/dt$. (Ponieważ \mathbf{S} jest wektorem jednostkowym, to jest on prostopadły do $d\mathbf{S}/dt$). Drugi wektor jednostkowy \mathbf{B} jest określony wzorem

$$\mathbf{B} = \mathbf{S} \times \mathbf{N}. \quad (2.1)$$

Z powyższych definicji wynika, że płaszczyzna obraca się wokół osi \mathbf{B} .

Zależność od czasu układu zdefiniowanego przez \mathbf{S} , \mathbf{N} i \mathbf{B} jest scharakteryzowana przez równania²

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \chi\mathbf{N}, \quad (2.2)$$

$$\frac{d\mathbf{N}}{dt} = -\chi\mathbf{S} + \tau\mathbf{B}, \quad (2.3)$$

$$\frac{d\mathbf{B}}{dt} = -\tau\mathbf{N}. \quad (2.4)$$

Zależne od czasu parametry χ i τ wyrażają fakt, że orientacja płaszczyzny ulega zmianie; χ odpowiada w geometrii różniczkowej krzywiznie a τ – skręceniu krzywej. Szczególna postać tych równań zapewnia, że wektory $(\mathbf{S}, \mathbf{N}, \mathbf{B})$ pozostają układem ortonormalnym w dowolnej chwili.

Wektor \mathbf{x} w płaszczyźnie jest dany wzorem

$$\mathbf{x} = x_0\mathbf{N} + y_0\mathbf{B}, \quad (2.5)$$

gdzie x_0 i y_0 są współrzędnymi wektora \mathbf{x} w tym układzie. Rozważmy cząstkę punktową o masie m , która znajduje się w \mathbf{x} i porusza się w potencjale V . Równania ruchu Newtona dla x_0 i y_0 są następujące:

$$m\ddot{x}_0 = -\frac{\partial V}{\partial x_0} + m[(\chi^2 + \tau^2)x_0 + 2\tau\dot{y}_0 + \dot{\tau}y_0], \quad (2.6)$$

$$m\ddot{y}_0 = -\frac{\partial V}{\partial y_0} + m[\tau^2y_0 - 2\tau\dot{x}_0 - \dot{\tau}x_0]. \quad (2.7)$$

Aby otrzymać te równania, należy obliczyć drugą pochodną wektora \mathbf{x} względem czasu przy użyciu równań (2.2)–(2.4) i wypisać jedynie składowe przyspieszenia

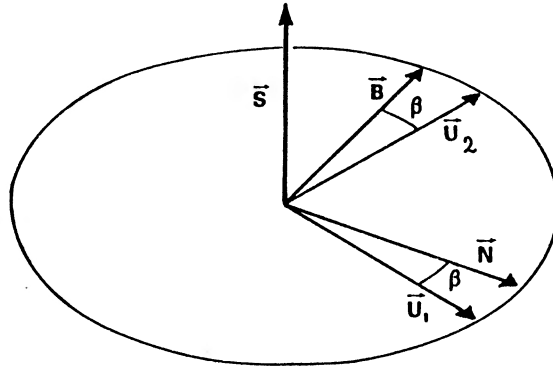
²Są to wzory Freneta. Zob. np. [7].

w płaszczyźnie. Składowa siły prostopadła do płaszczyzny będzie zrównoważona przez siły ograniczające ruch do płaszczyzny; te siły nas nie interesują. Człony proporcjonalne do prędkości \dot{x}_0 i \dot{y}_0 w równaniach (2.6) i (2.7) są siłami Coriolisa.

Wypisane wyżej równania ruchu są dość złożone. Można je uprościć, przechodząc do układu lokalnie inercjalnego. Układ lokalnie inercjalny jest zdefiniowany dla otoczenia punktu. Rozpinają go wektory bazy, które ulegają przesunięciu równoległemu³. Przesunięcie równoległe układu ortonormalnego wektorów \mathbf{U}_1 , \mathbf{U}_2 oznacza, że te wektory nie ulegają zmianie wzdłuż kierunków pierwotnych wektorów

$$\mathbf{U}_i \cdot \frac{d\mathbf{U}_j}{dt} = 0. \quad (2.8)$$

Dla $i \neq j$ wzór ten wynika z przesunięcia równoległego, a dla $i = j$ - z faktu, że \mathbf{U}_i są wektorami jednostkowymi.



Rys. 1. Wektory \mathbf{S} , \mathbf{N} i \mathbf{B} . Układ lokalnie inercjalny jest zdefiniowany przez wektory bazy \mathbf{U}_1 i \mathbf{U}_2 , które różnią się od \mathbf{N} i \mathbf{B} obrotem o kąt β

\mathbf{N} i \mathbf{B} nie ulegają przesunięciu równoległemu, ponieważ wektor $\mathbf{N}(t + \delta t)$ ma składową równoległą do $\mathbf{B}(t)$ i podobne stwierdzenie jest też słuszne dla \mathbf{B} . Widać to natychmiast z równań (2.3) i (2.4), ponieważ

$$\mathbf{B} \frac{d\mathbf{N}}{dt} = \tau \quad \text{ i } \quad \mathbf{N} \frac{d\mathbf{B}}{dt} = -\tau. \quad (2.9)$$

Wektory bazy, które ulegają przesunięciu równoległemu, otrzymuje się przez obrót układu \mathbf{N} i \mathbf{B} (zobacz rys. 1)

$$\begin{pmatrix} \mathbf{U}_1 \\ \mathbf{U}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \beta & -\sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{N} \\ \mathbf{B} \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

³W ogólności układ lokalnie inercjalny można zdefiniować tylko w punkcie. W tym przykładzie ruch zachodzi w płaszczyźnie, a nie na ogólnej powierzchni, i to pozwala nam zdefiniować taki układ dla całej płaszczyzny.

Biorąc

$$\frac{d\beta}{dt} = \tau(t) \quad (2.11)$$

i używając równań (2.3) i (2.4), otrzymujemy

$$\begin{aligned} \frac{dU_1}{dt} &= -\chi \cos \beta S, \\ \frac{dU_2}{dt} &= -\chi \sin \beta S. \end{aligned} \quad (2.12)$$

Wektory U_1 i U_2 ulegają przesunięciu równoległemu i definiują układ lokalnie inercjalny, gdyż spełniają równanie (2.8). W układzie inercjalnym położenie x jest dane wzorem

$$x = x U_1 + y U_2 \quad (2.13)$$

i równania ruchu mają postać

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= -\frac{\partial V}{\partial x} + m\chi^2(x \cos^2 \beta + y \sin \beta \cos \beta), \\ m\ddot{y} &= -\frac{\partial V}{\partial y} + m\chi^2(x \cos \beta \sin \beta + y \sin^2 \beta). \end{aligned} \quad (2.14)$$

Równania ruchu w układzie lokalnie inercjalnym (2.14) są prostsze niż odpowiednie równania w układzie nieinercjalnym (2.6) i (2.7). Siły Coriolisa, występujące w układzie nieinercjalnym, są automatycznie uwzględnione przez obrót wektorów bazy U_1 i U_2 i cała zależność od τ jest określona przez kąt β . W nowym układzie człony proporcjonalne do χ^2 odpowiadają siłom odśrodkowym, które wynikają z obrotu płaszczyzny. Równania ruchu można wyprowadzić ze zmodyfikowanego potencjału $U = V + W$, gdzie potencjał W jest dany wzorem

$$W = -m \frac{\chi^2}{2} (x \cos \beta + y \sin \beta)^2. \quad (2.15)$$

Fizyczna interpretacja potencjału W jest prosta: można wykazać, że χ jest chwilową prędkością kątową obrotu płaszczyzny, a $x \cos \beta + y \sin \beta$ jest odległością punktu od chwilowej osi obrotu, która pokrywa się z osią B . Potencjał W generuje więc siłę odśrodkową. Przeformulowaliśmy problem ruchu w układzie nieinercjalnym tak, że przypomina on ruch w potencjale grawitacyjnym. Jest to ilustracja zasady równoważności, która stwierdza, że nie można odróżnić ruchu przyspieszonego i grawitacji.

Przy użyciu przedstawionego wyżej formalizmu można wykazać [5], że siły przyływowe nie wpływają na ruch ciała sztywnego mającego symetrię kwadratu lub walca w płaszczyźnie. Jego ruch będzie odpowiadał obrotowi osi w układzie

lokalnie inercjalnym. W jednym z naszych pokazów korzystamy z tego wyniku. W tym rozdziale wyprowadziliśmy równania ruchu w układzie lokalnie inercjalnym i zobaczyliśmy, że są one prostsze niż w innych układach. Dostrzegliśmy, że siły bezwładności w tym układzie mają prostą interpretację. W tym układzie nie ma sił zależnych od prędkości i siły Coriolisa są automatycznie uwzględnione przez obrót układu lokalnie inercjalnego.

3. Przypadek adiabaticzny

W poprzednim rozdziale zostały wyprowadzone równania ruchu w układzie lokalnie inercjalnym. Ten rozdział poświęcony jest przypadkowi, gdy płaszczyzna ruchu obraca się adiabaticznie. W ogólności zmiana adiabaticzna implikuje, że χ i τ są małe. W rozważanym przypadku χ powinno być dostatecznie małe, aby siła odśrodkowa w równaniach (2.14), czyli człon proporcjonalny do χ^2 , była zaniedbywalna w porównaniu z innymi siłami w rozważanym problemie, τ zaś nie musi być małe. Gdy zaniedba się człon proporcjonalny do χ^2 , to równania ruchu (2.14) stają się takie same jak równania ruchu cząstki w nieruchomej płaszczyźnie

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= -\frac{\partial V}{\partial x}, \\ m\ddot{y} &= -\frac{\partial V}{\partial y}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Jedynie efekty obrotu, jakie pozostają, są ukryte w tym, że wektory bazy U_1 i U_2 są zależne od czasu. Jeśli potencjał V nie zależy od kierunku \boldsymbol{x} , to wszystko, co można dostrzec, sprowadza się do tego, że przesunięcie równoległe powoduje obrót U_1 , U_2 względem N , B o kąt β , który ze względu na równanie (2.11) dany jest wzorem

$$\beta = \int \tau(t) dt. \quad (3.2)$$

W wielu wypadkach kąt β pokrywa się z kątem Hannaya [8]. Przedstawione wyprowadzenie daje odpowiedni kąt nawet w wypadku dowolnej zależności V od czasu, gdy nie stosuje się bardziej ogólne wyprowadzenie Hannaya.

Aby rozważyć przypadek odpowiadający wahadłu Foucaulta, weźmiemy

$$S = (\sin \theta \cos \phi(t), \sin \theta \sin \phi(t), \cos \theta). \quad (3.3)$$

Sytuacja ta odpowiada ruchowi w płaszczyźnie stycznej do powierzchni Ziemi w punkcie odpowiadającym kątowi θ mierzonemu od bieguna północnego. (Dla wygody używamy standardowych współrzędnych sferycznych, a nie długości i szerokości geograficznej). Prędkość kątową ω definiujemy wzorem

$$\omega(t) = \frac{d\phi}{dt}. \quad (3.4)$$

W ogólności ω może zależeć od czasu, ale dla standardowego wahadła Foucaulta ω jest stała. Używając równań (2.2) – (2.4), otrzymujemy

$$\chi = \omega \sin \theta, \quad (3.5)$$

$$\mathbf{N} = (-\sin \phi(t), \cos \phi(t), 0), \quad (3.6)$$

$$\tau = \omega \cos \theta. \quad (3.7)$$

Zauważmy, że gdy kąt θ jest dostatecznie mały, to χ może być bardzo małe i warunek adiabatyczności jest spełniony, chociaż τ pozostaje duże. Używając równania (3.2), otrzymujemy

$$\beta(t) = \phi(t) \cos \theta. \quad (3.8)$$

Jeśli $\phi(0) = 0$ i przy $t = T$ Ziemia wykonała pełny obrót, to $\phi(T) = 2\pi$. Równania (3.6) i (3.8) wykazują, że wektor \mathbf{N} obrócił się o -2π , a układ inercjalny obrócił się o $\beta = 2\pi \cos \theta$ względem \mathbf{N} . Wypadkowy kąt obrotu układu lokalnie inercjalnego jest więc równy $2\pi(1 - \cos \theta)$ z dokładnością do znaku (zależącego od umowy). Jest to dokładnie kąt bryłowy wycinka ograniczonego przez krzywą, którą na sferze jednostkowej zakreśla koniec wektora \mathbf{S} . Wynik ten nie zależy od funkcji $\omega(t)$, jeśli obrót jest stale adiabatyczny.

Przedyskutowany wyżej przypadek jest tylko prostym przykładem. Istnieje ogólna dyskusja kąta obrotu wektora podlegającego przesunięciu równoległemu wzdłuż krzywej zamkniętej [7]. Całkę liniową odpowiadającą równaniu (3.2) można zawsze przekształcić w całkę powierzchniową z tensora krzywizny Riemanna. Dla przesunięcia równoległego na sferze dwuwymiarowej całka ta sprowadza się do kąta bryłowego ograniczonego przez tę krzywą⁴. Dlatego wahadło Foucaulta, które jest przesuwane powoli wzdłuż zamkniętej krzywej na powierzchni sfery, obróci się o kąt równy kątowi bryłowemu ograniczonemu przez tę krzywą.

Należy wykazać pewną ostrożność przy interpretacji kąta β . Obserwator w układzie obracającym się zaobserwuje oczywiście inny kąt niż obserwator z zewnątrz, czyli z prawdziwego układu inercjalnego. Aby uniknąć zamieszania, najlepiej jest porównać kąt obliczony po pełnym obrocie układu i powrocie do położenia początkowego. Wtedy wszyscy obserwatorzy będą zgodni co do wartości kąta obrotu.

W tym rozdziale zobaczyliśmy, że użycie układów lokalnie inercjalnych upraszcza bardzo dyskusję układów zmieniających się adiabatycznie, ponieważ można zaniedbać siły bezwładności i równania ruchu stają się identyczne jak dla problemu inercjalnego. Jedynym efektem, jaki pozostaje, jest obrót w wyniku przesunięcia równoległego wektorów bazy układu lokalnie inercjalnego, który można łatwo obliczyć.

⁴Proste wyprowadzenie odpowiadające temu przypadkowi znajduje się w [5], a dyskusja przesunięcia równoległego wektora wzdłuż krzywej np. w [9].

Jednym z przykładów fizycznych, jakie można rozwiązać przy użyciu opisanej wyżej metody, jest rozchodzenie się fal w falowodzie walcowym, który został zwinięty w spiralę. W tym przypadku równanie falowe można napisać przy użyciu współrzędnych, które ulegają przesunięciu równoległemu. Gdy krzywizna i skrócenie linii śrubowej są zaniedbywalnie małe, to równanie falowe będzie identyczne jak dla fal rozchodzących się w prostym falowodzie [4]. Dlatego zmianie wektorów bazy układu lokalnie inercjalnego będzie towarzyszyć zmiana kierunku polaryzacji, czyli polaryzacja będzie się obracać.

4. Kilka pokazów

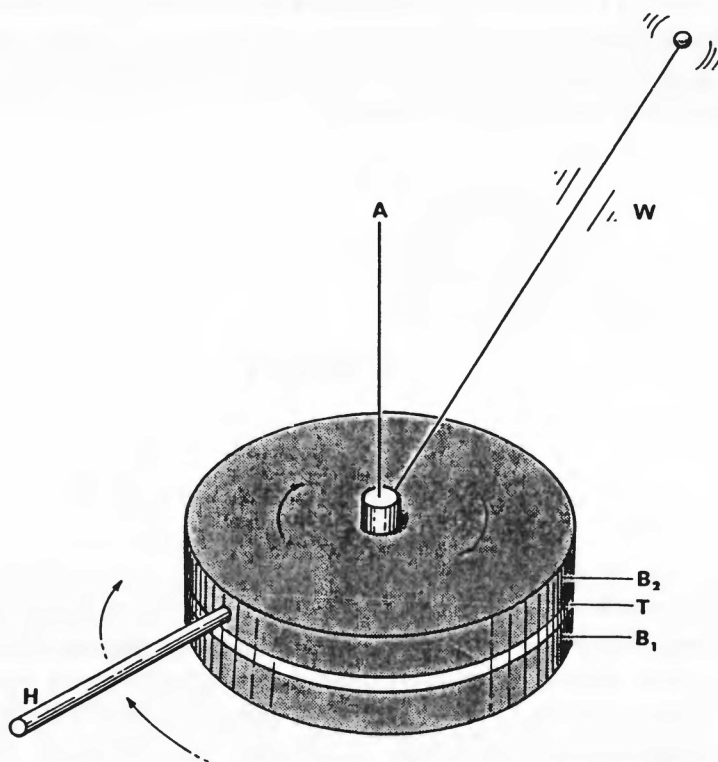
W tym rozdziale przedstawiamy pewne doświadczenia, które okazały się przydatne do pokazania ruchu w układzie nieinercjalnym. Zostały one pokazane podczas wykładów, ale nadają się także do pracowni fizycznej. Doświadczenia są proste do przygotowania i jakościowe pokazy tego typu pozwalają przekonać słuchaczy.

Pierwsze doświadczenie jest przedstawione na rys. 2. Przyrząd składa się z cienkiego stalowego drutu z małym ciężarkiem na końcu. Drut tworzy kąt θ w stosunku do pionu i jest połączony z podstawą, która może się powoli obracać wokół swej pionowej osi. Ciężarek na końcu drutu można wprawić w drgania w dowolnym kierunku. Potem podstawę, z którą drut jest połączony, można powoli obracać wokół jej osi. Łatwo można zaobserwować, że płaszczyzna, w której drga drut, obraca się przy obrocie podstawy. Przy małych drganiach drutu możemy traktować ciężarek jak oscylator harmoniczny poruszający się w płaszczyźnie, normalna do której tworzy z osią kąt θ .

Doświadczenie to odpowiada dokładnie przypadkowi przedyskutowanemu w rozdz. 3 i z przedstawionej tam dyskusji wynika, że gdy podstawa obróci się o kąt 2π , to płaszczyzna drgań obróci się o kąt $2\pi(1 - \cos \theta)$. Aby otrzymać maksymalny efekt wizualny, można wybrać kąt θ , dla którego $\cos \theta = 0,75$. Przy obrocie podstawy o pełen kąt drgania przesuną się wtedy z poziomu do pionu lub na odwrót.

To doświadczenie jest w zasadzie równoważne wahadłu Foucaulta. Wielu fizyków, którzy widzieli to doświadczenie, nie uświadamiało sobie tego. Doświadczenie to jest lepszym pokazem do zilustrowania ruchu w układach nieinercjalnych niż standardowe wahadło Foucaulta z następujących powodów:

- 1) Obrót standardowego wahadła Foucaulta jest zbyt powolny, aby go bezpośrednio obserwować, tu zaś obserwator może dostrzec obrót.
- 2) W standardowym wahadle nie możemy kontrolować prędkości obrotu, tu zaś możemy pokazać, że kąt końcowy nie zależy od stałości prędkości kątowej, jeśli tylko obrót jest adiabatyczny.
- 3) Standardowe wahadło działa przy pojedynczej wartości kąta θ , tu zaś θ można



Rys. 2. Przyrząd do pokazania efektu obrotu układu lokalnie inercjalnego. Druć W z małym ciężarkiem na swym końcu jest połączony z podstawą, która obraca się wokół pionowej osi A. Podstawa jest zrobiona z dwóch tarcz metalowych B_1 i B_2 oddzielonych cienką warstwą teflonu T. Uchwyt H służy do obrotu B_2 , podczas gdy B_1 pozostaje w spoczynku

dowolnie zmieniać.

W drugim z omawianych doświadczeń koło lub krążek mogą obracać się swobodnie z małym tarcieniem wokół osi, której kierunek się obraca. Są dwa warianty tego doświadczenia. Pierwszy, gdy koło obraca się z małym tarcieniem, a jego oś jest obracana ręcznie. Drugi, gdy mały krążek obraca się swobodnie przy zsuwaniu się po wygiętym przecie⁵. Zarówno koło jak i krążek nie powinny zmieniać kierunku w układzie lokalnie inercjalnym i dlatego obserwujemy, że obracają się w układzie laboratoryjnym. Gdy kierunek obrotu osi jest odpowiednio prosto wybrany, to jest dość łatwo pokazać kierunek wektora, który doznaje przesunięcia równoległego, i przekonać się, że koło lub krążek obracają się rzeczywiście o przewidywaną

⁵Użyłem takiego przyrządu, zbudowanego wg pomysłu M. Shtrikmana.

wartość. Główną trudnością w przygotowaniu obu wersji tego doświadczenia jest zredukowanie tarcia między kołem lub krążkiem i osią. Trzeba też zadbać, aby koło lub krążek miały walcową symetrię, by ani siła odśrodkowa, ani grawitacja nie wprowadzały dodatkowych obrotów.

5. Wnioski

Aby przedyskutować ruch newtonowski w przyspieszanych układach wykorzystano dwa kluczowe pojęcia. Zdefiniowano fizyczne pojęcie układu lokalnie inercjalnego przy użyciu matematycznego pojęcia przesunięcia równoległego wektorów. Choć zwykle te pojęcia są dość późno wprowadzane przy kształceniu fizyków, to można mieć nadzieję, że wcześniejsze wprowadzenie pozwoli osiągnąć kilka celów. Po pierwsze, uprości dyskusję układów nieinercjalnych. Po drugie, wczesne wprowadzenie pozwoli studentowi lepiej zrozumieć intuicyjnie te ważne pojęcia, co przyda mu się w późniejszym etapie jego edukacji. Choć w tym artykule nie używam skomplikowanej matematyki i ograniczam dyskusję do prostych przykładów, to mam nadzieję, że brak ogólności naszej dyskusji będzie zrównoważony przez lepsze zrozumienie intuicyjne. Dyskusja w tym artykule ograniczona jest do przypadków, gdy nieinercjalność układu wywołana jest zewnętrznym obrotem. Jest parę innych zagadnień, jakie można łatwo przedyskutować przy użyciu układów lokalnie inercjalnych i sił bezwładności. Najprostszym przykładem, jaki można w ten sposób rozważyć, jest ruch we wnętrzu satelity na orbicie. Tak zwany "spadek swobodny" można oczywiście wyjaśnić przy użyciu układów lokalnie inercjalnych i dotyczy to także sił przyływowych w tym układzie. Wyjaśnienie to może być ważne, gdyż problem przyływów jest często źle rozumiany przez studentów fizyki.

Ostatnia uwaga dotyczy przedstawionych tu doświadczeń. Sądzę, że dostępność takich doświadczeń, nawet przeprowadzonych w postaci pokazów w sposób ilościowy, pozwoli przekształcić formalne wyprowadzenie matematyczne w intuicyjny obraz, który będzie zarówno łatwiej rozumieć jak i lepiej zapamiętać.

Podziękowania

Wiele idei tego artykułu powstało przy współpracy z S. Shtrikmanem nad cytowaną pozycją [4]. Dziękuję mu za wiele długich dyskusji i za jego fizyczną intuicję.

Tłumaczył:

Zygmunt Ajduk

Instytut Fizyki Teoretycznej

Uniwersytet Warszawski

Literatura

- [1] M.V. Berry, *Proc. R. Soc. Lond. A* 392, 46 (1984).
- [2] J.N. Ross, *Opt. Quantum Electron.* 16, 455 (1984).
- [3] R.Y. Chiao, S.Y. Wu, *Phys. Rev. Lett.* 57, 933 (1986), A. Tomita, R.Y. Chiao, *Phys. Rev. Lett.* 57, 937 (1986).
- [4] M. Kugler, S. Shtrikman, *Phys. Rev. D* 37, 934 (1988).
- [5] M. Kugler, *Am. J. Phys.* 57, 247 (1989).
- [6] C.W. Misner, K.S. Thorne, J.A. Wheeler, *Gravitation*, W.H. Freeman, San Francisco 1973; S. Weinberg, *Gravitation and Cosmology*, John Wiley, New York 1972..
- [7] B. Spain, *Tensor Calculus*, Oliver and Boyd, 1956..
- [8] J.H. Hannay, *J. Phys. A* 18, 221 (1985), M.V. Berry, *J. Phys. A* 18, 15 (1985).
- [9] S. Weinberg, *op. cit.*, rozdz. 6, par. 3..

NOWOŚCI NAUKOWE

Bruno Torresani

*Centre de Physique Théorique (CNRS-Luminy)
Marseille, Francja*

Analiza falkowa – metoda badania sygnałów w matematyce i fizyce

Wavelet analysis: a tool for signal processing in mathematics and physics

Abstract: Wavelet transform is a powerful method of analysis, based on the concept of time-scale localisation. It has rich mathematical foundations, leading to the construction of orthonormal bases of wavelets, and a large domain of applications, in particular in any field in which signal analysis and coding problems appear.

Od tłumacza: Podczas wizyty w Centrum Fizyki Teoretycznej w Marsylii jesienią 1988 r. uwagę moją przyciągnęła grupa rozentuzjasmowanych fizyków oglądających na ekranach komputerów obrazy obiektów wyglądających jak szkielety rybek (patrz rys. 7). Okazało się, że zajmują się oni nową metodą badania sygnałów pozwalającą na szybkie otrzymanie charakterystyki sygnału i umożliwiającą jego “poprawianie”. Udało mi się nakłonić jednego z nich do napisania specjalnie dla polskiego czytelnika artykułu o analizie falkowej.

Jeszcze słowo na temat terminologii. W języku angielskim nowa metoda analizy nosi nazwę *wavelet analysis*. Wavelet – to mała fala, falka, fala elementarna, zmarszczka. Proponowane polskie terminy: analiza falkowa i falka są bezpośrednim tłumaczeniem terminologii angielskiej (*wavelet analysis* i *wavelet*) i wydaje się, że dobrze oddają istotę rzeczy. Warto tutaj odróżnić używany od dawna (szczególnie w mechanice falowej) termin analiza falowa od analizy falkowej. W analizie falowej sygnały rozkładane są na fale harmoniczne. Paczka falowa to superpozycja fal harmonicznych. W tym sensie każdy sygnał jest paczką falową. W analizie falkowej dany sygnał jest przedstawiany

jako superpozycja pewnych składników elementarnych zlokalizowanych częściowo zarówno w czasie, jak i w przestrzeni częstości (lub jednocześnie w przestrzeni położenia i pędu). Te składniki nie są falami harmonicznymi. Są też paczkami falowymi, ale szczególnego rodzaju. Dlatego dla odróżnienia będziemy nazywać je falkami.

1. Wstęp

Analiza sygnałów jest jednym z najważniejszych problemów w wielu dziedzinach badań (np. w fizyce czy chemii) oraz w wielu konkretnych zagadnieniach przemysłowych. Ogólnie mówiąc, sygnał jest zbiorem liczb (lub innych interesujących nas wielkości) będących wynikiem pomiarów, który może być funkcją jednej lub wielu zmiennych, jak na przykład funkcją czasu, zmiennych przestrzennych itp. W naszej dyskusji skoncentrujemy się na sygnałach zależnych od czasu, tzn. od jednej zmiennej rzeczywistej.

Analiza sygnału ma na celu wydobycie z niego interesujących nas informacji, aby lepiej zrozumieć badane zjawisko. Jako przykład rozpatrzmy fale sejsmiczne, do analizy których wprowadzono metodę falek (lub analizy falkowej, *ang.* wavelet analysis). Wzbudzone na powierzchni Ziemi fale sejsmiczne rozchodzą się w głąb Ziemi i odbijają od powierzchni rozgraniczających różne warstwy skał. Fale odbite (sygnał) są rejestrowane i analizowane w celu uzyskania informacji o budowie geologicznej ośrodka, w którym fale się rozchodziły. W szczególności chodzi o zbadanie rozmieszczenia skał i wykrycie złóż mineralów, np. ropy, gazu, węgla itp.

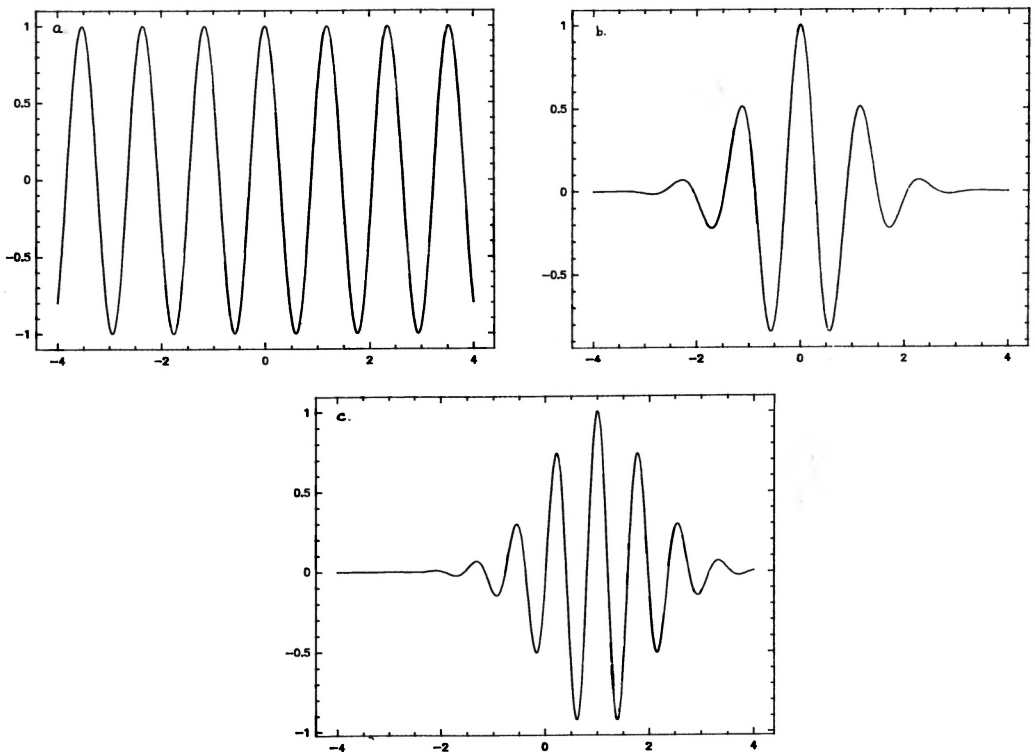
Aby przeprowadzić tego typu analizę, geofizyk francuski Jean Morlet (z firmy Elf-Aquitaine) opracował metodę badania sygnałów zależnych od czasu, która stała się początkiem ciągłej analizy falkowej. Falki zostały również wprowadzone niezależnie przez matematyka A. Calderona z Uniwersytetu w Chicago w latach sześćdziesiątych.

2. Ciągła analiza falkowa

Ciągła analiza falkowa została wprowadzona przez Morleta i jego współpracowników i rozwinięta przez A. Grossmanna i R. Kronlanda-Martinetę z Centrum Badań Naukowych w Marsylii do interpretacji sygnałów sejsmicznych. Idea polega na rozłożeniu danego sygnału na elementarne falki zlokalizowane w czasie i w przestrzeni częstości. Mówiąc dokładniej, chcemy danemu sygnałowi przyporządkować zbiór współczynników (który będziemy nazywać transformatą sygnału) opisujących "zawartość" w sygnale elementarnych falek zlokalizowanych w czasie i w przestrzeni częstości i który pozwoli zrekonstruować sygnał. Istotne ograniczenia na tego typu rozkład nakłada zasada nieoznaczoności Heisenberga mówiąca,

że nie można jednocześnie zlokalizować fali w czasie i podać ściśle jej częstości. Najprostszej ilustracji tej zasady dostarcza transformacja Fouriera, która podaje rozkład sygnału na fale harmoniczne typu $\exp(i\omega t)$. Fale harmoniczne mają ściśle określoną częstość ($\nu = \omega/2\pi$), ale nie są w ogóle zlokalizowane w czasie.

Aby uzyskać częściową lokalizowalność w czasie wprowadza się czasami tzw. okienkową analizę fourierowską. Funkcje harmoniczne $\exp(i\omega t)$ są zastąpione przez tzw. funkcje Gabora postaci $\Pi_{t_0}(t) \exp(i\omega t)$. Funkcja $\Pi_{t_0}(t)$ szybko znika poza pewnym otoczeniem t_0 , tzw. okienkiem (stąd nazwa). Na rys. 1 przedstawione są przykłady funkcji Gabora. Istotną wadą analizy Gabora jest to, że dla



Rys. 1. a) Funkcja harmoniczna $\sin(2\pi t)$, b) i c) funkcje Gabora

składowych o wysokich częstościach lokalizacja w czasie jest bardzo nieprecyzyjna. Funkcje $\Pi_{t_0}(t)$ z ustalonym, niezależnym od częstości rozmiarem okienka nie nadają się do analizy sygnałów zmieniających się gwałtownie. Warto dodać, że inne istniejące metody analizy czasowo-częstościowej w ogólności nie pozwalają na odtworzenie sygnału z jego transformaty.

Okazuje się, że rozwiązaniem tego problemu jest analiza falkowa. Otóż jeśli $g(t)$

- 1) jest funkcją całkowalną z kwadratem ($g \in L^2(\mathbb{R})$),
 2) a jej transformata Fouriera $\hat{g}(\omega) = \int \exp(-i\omega t)g(t)dt$ spełnia następujący warunek (tzw. warunek dopuszczalności)

$$\int |\hat{g}(\omega)|^2 d\omega/\omega < \infty, \quad (1)$$

to dowolną funkcję $f(t)$ z $L^2(\mathbb{R})$ można przedstawić w następujący sposób

$$f(t) = K \int T(a, b) g_{a,b}(t) \frac{da db}{a^2}, \quad (2)$$

gdzie $g_{a,b}(t) = a^{-1/2}g((t-b)/a)$. Mówiąc językiem fizyka, warunek 1) oznacza, że fala opisywana przez $g(t)$ ma skończoną energię. Funkcje $g_{a,b}$ będziemy nazywać falkami, a funkcję g – falką analizującą (albo matczyną; ojcowska pojawi się za chwilę). Parametr b określa lokalizację falki w czasie, a parametr a – skalę jej rozmiarów (czy też $1/a$ podaje lokalizację w przestrzeni częstości). Im mniejsza wartość parametru a (tzn. im krótsza jest falka w czasie), tym wyższa jest częstość takiej falki. Współczynniki $T(a, b)$ będziemy nazywać transformatą sygnału $f(t)$, którą możemy obliczyć ze wzoru

$$T(a, b) = \int f(t) g_{a,b}^*(t) dt, \quad (3)$$

gdzie gwiazdka oznacza zwykle sprzężenie zespolone. Stałą K można łatwo obliczyć podstawiając powyższy wzór do wyrażenia na funkcję $f(t)$ i korzystając z własności 1) i 2). Interpretacja wielkości $T(a, b)$ jest następująca: mierzy ona “zawartość” falki $g_{a,b}$ w analizowanej funkcji f w otoczeniu punktu b o rozmiarach rzędu a .

Warto zauważyć, że gdy mamy transformatę analizowanej funkcji, często wygodniej jest używać prostszego wyrażenia do rekonstrukcji tej funkcji, a mianowicie

$$f(t) = K' \int T(a, t) a^{-3/2} da, \quad (4)$$

gdzie stałą K' znowu łatwo obliczyć. Istnienie tej prostszej (szczególnie do obliczeń numerycznych) formuły wynika z istotnej cechy omawianej analizy falkowej. Otóż do obliczenia transformaty $T(a, b)$ można użyć konkretnej falki analizującej, a do rekonstrukcji analizowanej funkcji – innej falki. W przypadku uproszczonej formuły (4) użyto funkcji δ Diraca.

3. Przedstawienie transformaty sygnału

Okazuje się, że najwygodniejsze do interpretacji sygnału za pomocą analizy falkowej jest graficzne przedstawienie jego transformaty. Dla falek zespolonych zwykle przedstawia się graficznie oddzielnie moduł i fazę transformaty. Z powodów praktycznych (głównie po to, aby łatwiej można było interpretować uzyskane transformaty) wygodnie jest używać tzw. falek progresywnych, co oznacza, że ich transformata Fouriera znika dla ujemnych ω , tzn. $\hat{g}(\omega) = 0$ dla $\omega \leq 0$. Wszystkie numeryczne przykłady dyskutowane poniżej zostały uzyskane dla falki progresywnej.

Nie jest trudno znaleźć dopuszczalne falki analizujące. Najbardziej popularnymi falkami używanymi do analizy są:

1. falka Morleta

$$\hat{g}(\omega) = \exp(-(\omega - \omega_0)^2/2), \text{ dla } \omega_0 \geq 5, \quad (5)$$

2. falka Thierry'ego

$$\hat{g}(\omega) = \begin{cases} \omega^\theta \exp(-\omega) & \text{dla } \omega > 0 \\ 0 & \text{dla } \omega \leq 0, \end{cases} \quad (6)$$

3. kapeluszyk meksykański

$$g(t) = (1 - t^2) \exp(t^2/2). \quad (7)$$

Parametry ω_0 i θ charakteryzują daną falkę. Zauważmy, że falka Morleta nie jest w sensie warunku 2) dopuszczalna. Jednak dla $\omega_0 > 5$ wartość $\hat{g}(0)$ jest numerycznie bardzo mała i można ją zaniedbać. W takim przypadku mówi się o falce prawie dopuszczalnej. Na rys. 2 przedstawiona jest analizująca falka Morleta $g(t)$ i falka $g_{a,b}(t)$ dla konkretnych wartości parametrów a i b . Warto zwrócić uwagę, że w odróżnieniu od funkcji Gabora liczba oscylacji dla falki jest stała.

Transformata $T(a, b)$ jest przedstawiana graficznie w następujący sposób. W górnej półpłaszczyźnie zdefiniowanej przez dodatnie rzeczywiste wartości parametru a i rzeczywiste wartości parametru b zaczerpnienie punktu o współrzędnych (a, b) reprezentuje wartość modułu $T(a, b)$ na jednym i wartość fazy $T(a, b)$ na drugim rysunku. W ten sposób otrzymuje się dwa obrazy z zakodowanymi wartościami modułu i fazy transformaty analizowanego sygnału, które można stosunkowo łatwo interpretować. Jak się za chwilę przekonamy na prostych przykładach, z obrazów transformaty można odczytać istotne cechy analizowanego sygnału.

Ponieważ, jak już zauważyliśmy, zmniejszenie wartości parametru a powoduje skrócenie czasu trwania falki (tzn. zwiększenie jej częstości), to można oczekiwać, że analiza falkowa dostarczy dobrego opisu różnych osobliwości sygnału, np.

3. Przedstawienie transformaty sygnału

Okazuje się, że najwygodniejsze do interpretacji sygnału za pomocą analizy falkowej jest graficzne przedstawienie jego transformaty. Dla falek zespolonych zwykle przedstawia się graficznie oddzielnie moduł i fazę transformaty. Z powodów praktycznych (głównie po to, aby łatwiej można było interpretować uzyskane transformaty) wygodnie jest używać tzw. falek progresywnych, co oznacza, że ich transformata Fouriera znika dla ujemnych ω , tzn. $\hat{g}(\omega) = 0$ dla $\omega \leq 0$. Wszystkie numeryczne przykłady dyskutowane poniżej zostały uzyskane dla falki progresywnej.

Nie jest trudno znaleźć dopuszczalne falki analizujące. Najbardziej popularnymi falkami używanymi do analizy są:

1. falka Morleta

$$\hat{g}(\omega) = \exp(-(\omega - \omega_0)^2/2), \text{ dla } \omega_0 \geq 5, \quad (5)$$

2. falka Thierry'ego

$$\hat{g}(\omega) = \begin{cases} \omega^\theta \exp(-\omega) & \text{dla } \omega > 0 \\ 0 & \text{dla } \omega \leq 0, \end{cases} \quad (6)$$

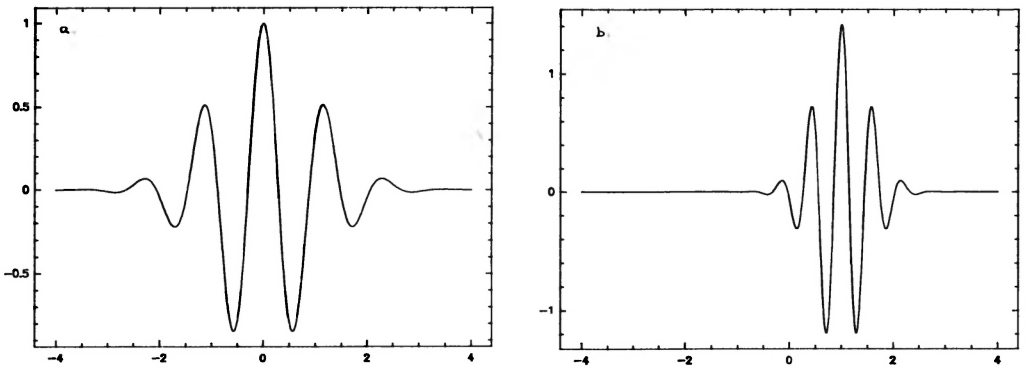
3. kapeluszyk meksykański

$$g(t) = (1 - t^2) \exp(t^2/2). \quad (7)$$

Parametry ω_0 i θ charakteryzują daną falkę. Zauważmy, że falka Morleta nie jest w sensie warunku 2) dopuszczalna. Jednak dla $\omega_0 > 5$ wartość $\hat{g}(0)$ jest numerycznie bardzo mała i można ją zaniedbać. W takim przypadku mówi się o falce prawie dopuszczalnej. Na rys. 2 przedstawiona jest analizująca falka Morleta $g(t)$ i falka $g_{a,b}(t)$ dla konkretnych wartości parametrów a i b . Warto zwrócić uwagę, że w odróżnieniu od funkcji Gabora liczba oscylacji dla falki jest stała.

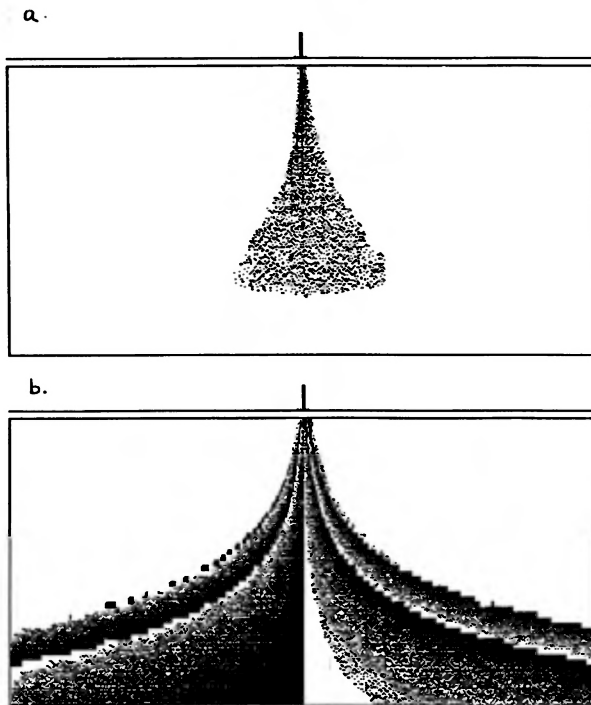
Transformata $T(a, b)$ jest przedstawiana graficznie w następujący sposób. W górnej półpłaszczyźnie zdefiniowanej przez dodatnie rzeczywiste wartości parametru a i rzeczywiste wartości parametru b zaczerpnięcie punktu o współrzędnych (a, b) reprezentuje wartość modułu $T(a, b)$ na jednym i wartość fazy $T(a, b)$ na drugim rysunku. W ten sposób otrzymuje się dwa obrazy z zakodowanymi wartościami modułu i fazy transformaty analizowanego sygnału, które można stosunkowo łatwo interpretować. Jak się za chwilę przekonamy na prostych przykładach, z obrazów transformaty można odczytać istotne cechy analizowanego sygnału.

Ponieważ, jak już zauważyliśmy, zmniejszenie wartości parametru a powoduje skrócenie czasu trwania falki (tzn. zwiększenie jej częstości), to można oczekiwać, że analiza falkowa dostarczy dobrego opisu różnych osobliwości sygnału, np.



Rys. 2. a) Falka analizująca Morleta, b) falka dla $a = 1/2$, $b = 1$

gwałtownych zmian, nieciągłości sygnału itp. Na rys. 3 przedstawione są obrazy transformaty sygnału będącego ostrym impulsem. Istotnie, osobliwość impulsu

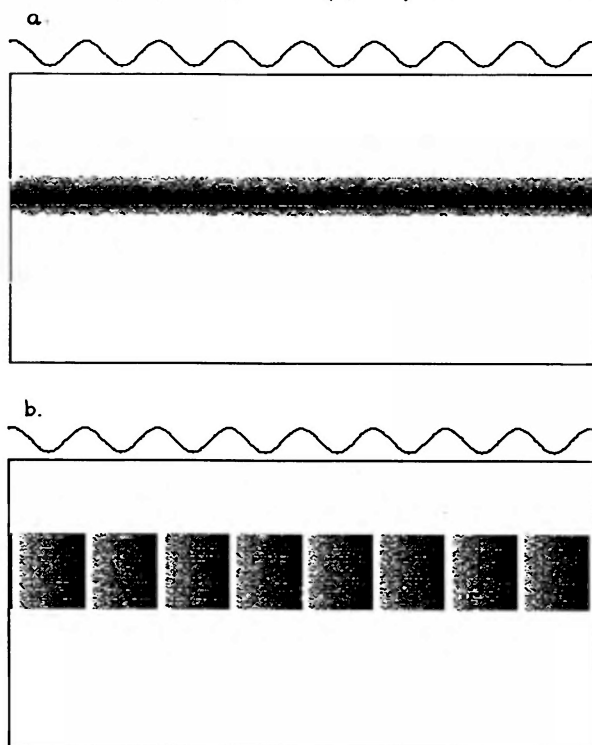


Rys. 3. Transformata sygnału będącego ostrym impulsem: moduł (a) i faza (b) transformaty uzyskanej dla analizującej falki Morleta

można stwierdzić patrząc zarówno na obraz modułu (wzmocnienie w obszarze impulsu), jak i obraz fazy transformaty (linie stałej fazy zbiegające w kierunku

impulsu). Analiza ilościowa zachowania $T(a, b)$ w obszarze osobliwości pozwala scharakteryzować jej typ (np. nieciągłości sygnału lub jego pochodnych). Mówiąc fachowo, analiza falkowa pozwala na badanie lokalnych własności Holdera danej funkcji. W szczególności, możliwe jest wykrywanie w ten sposób trzasków w nagraniach starych płyt fonograficznych i uzyskiwanie “czystego” dźwięku bez trzasków przez rekonstrukcję sygnału z “poprawionych” $T(a, b)$. Tego typu “poprawianie” udało się uzyskać dla stosunkowo prostych sygnałów.

Analiza falkowa pozwala również przeprowadzać analizę podobną do fourierowskiej (lub Gabora), to znaczy rozpoznawać i wydzielać z sygnału składniki harmoniczne. Rzeczywiście, transformata falkowa np. funkcji sinusoidalnej ma bardzo prostą i charakterystyczną postać (rys. 4). Moduł transformaty nie zależy

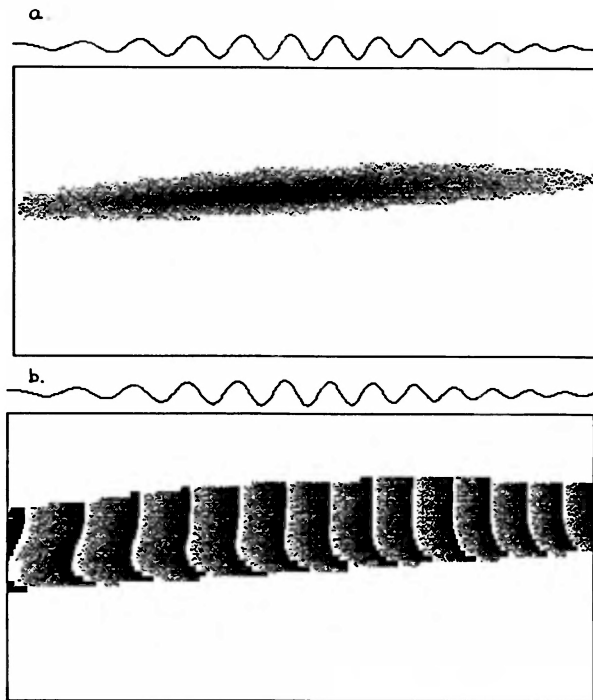


Rys. 4. Transformata funkcji sinusoidalnej: moduł (a) i faza (b) transformaty uzyskanej dla analizującej falki Morleta

od b i osiąga maksimum dla a odpowiadającego odwrotności częstotliwości sinusoidy. Natomiast faza zmienia się z b okresowo od 0 do 2π z taką samą częstotliwością jak analizowana funkcja. Powyższe własności łatwo można rozpoznać “na oko”. Dyskutowana tutaj metoda została niedawno zastosowana w jądrowym rezonansie magnetycznym, gdzie chodzi o identyfikację molekuly na podstawie częstotliwości promieniowania emitowanego w silnym polu magnetycznym. Zwykle tego typu

identyfikację przeprowadza się za pomocą analizy Fouriera, ale można zrobić to również metodą analizy falkowej z porównywalną dokładnością.

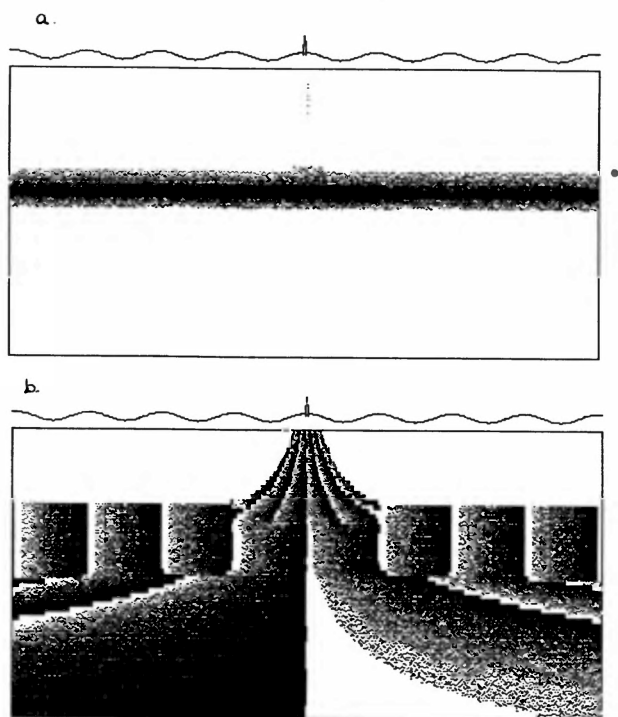
Powyższą dyskusję można uogólnić na przypadek sygnałów nie mających dobrze zdefiniowanej częstości wprowadzając pojęcie częstości zależnej od czasu. Rozpatrzmy sygnał postaci $A(t) \exp(i\phi(t))$, gdzie ϕ jest dowolną funkcją czasu. Moduł transformaty takiego sygnału będzie miał maksimum na płaszczyźnie (a, b) w obszarze wokół krzywej $1/a \sim d\phi(b)/db$, jak widać na rys. 5. Można więc określić zachowanie ϕ z postaci transformaty.



Rys. 5. Transformata sygnału o częstości chwilowej zmieniającej się liniowo z czasem ($\nu(t) = kt$): moduł (a) i faza (b) transformaty uzyskanej dla analizującej falki Morleta

Zauważmy również, że transformata falkowa jest operacją liniową, tzn. transformata sumy sygnałów jest sumą transformat. Widać to wyraźnie na rys. 6, który wygląda jak superpozycja rysunków 3 i 4.

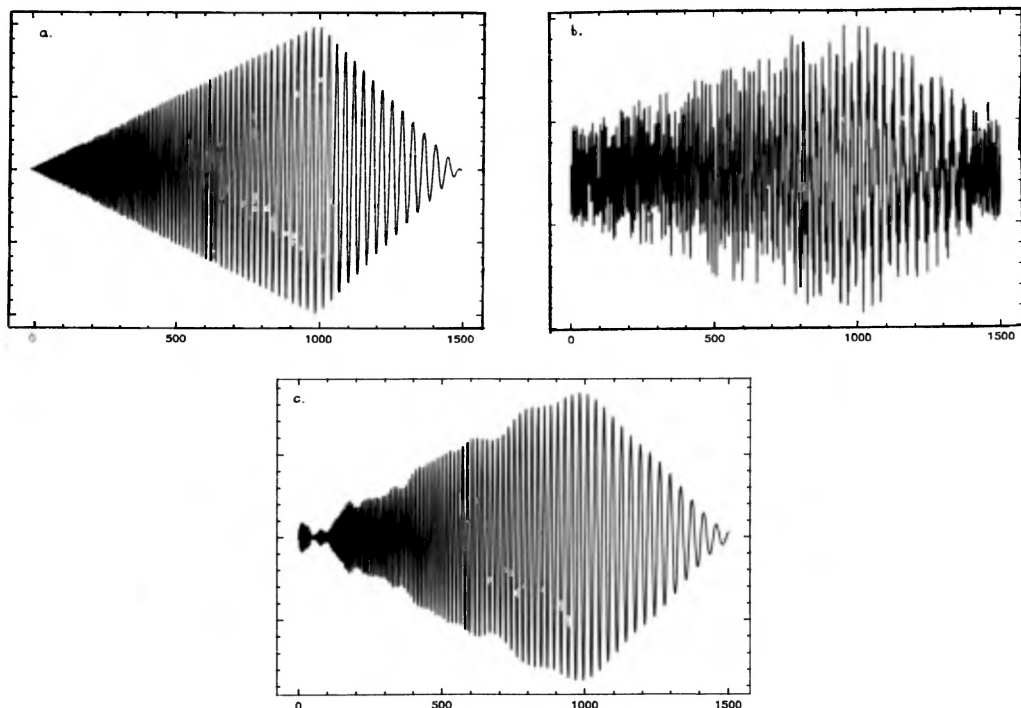
Od czasu pierwszych prac R. Kronlanda-Martinetta i A. Grossmanna z CNRS w Marsylii (1985) analiza falkowa z wizualną interpretacją obrazów jest teraz powszechnie używana.



Rys. 6. Transformata sygnału będącego sumą funkcji sinusoidalnej i ostrego impulsu

4. Całkowita i częściowa rekonstrukcja

Okazuje się, że do odtworzenia sygnału na podstawie znajomości transformaty wygodne jest czasami użycie jeszcze bardziej uproszczonej formuły rekonstrukcyjnej. Możemy na przykład próbować wyciągnąć “największy składnik” sygnału przez ograniczenie całkowania po a i b do obszaru, w którym np. moduł transformaty jest “duży”. Obszar taki, zwany szkieletem, można zdefiniować na wiele sposobów, również przy użyciu fazy. Częściowa rekonstrukcja w oparciu o szkielet pozwala wydzielić określony składnik sygnału. W szczególności, dla zniekształconych sygnałów takie postępowanie pozwala oddzielić sygnał od zakłóceń. Ilustrują to rysunki 7a–7c. Pierwszy z nich przedstawia sygnał o częstotliwości i amplitudzie zależnej od czasu. Drugi pokazuje sygnał zniekształcony przez szum o porównywalnej wartości amplitudy, a trzeci – wynik rekonstrukcji w oparciu o pewien szkielet. Wydaje się, że sygnał został trochę oczyszczony z szumu w wyniku tej procedury. Ilustracja ta pokazuje że proces “filtrowania” sygnału można iterować: znaleźć szkielet dla rys. 6c, dokonać rekonstrukcji itd. Badania przeprowadzone ostatnio przez autora niniejszego artykułu pokazują, że taka procedura może dać bardzo interesujące wyniki.



Rys. 7. Rekonstrukcja sygnału w oparciu o szkielet: a) sygnał oryginalny, b) sygnał z szumem, c) wynik rekonstrukcji

5. Ortonormalna baza falcek

Ciągła analiza falkowa ma swój odpowiednik dyskretny, który został wprowadzony przez matematyków Y. Meyera i współpracowników (z Uniwersytetu Paris-Dauphine, Francja) i niezależnie przez J.O. Stromberga (Uniwersytet Trondheim, Norwegia). Z matematycznego punktu widzenia, transformata falkowa jest bardzo interesująca, gdyż pozwala na konstrukcję ortonormalnych baz w przestrzeni $L^2(\mathbb{R})$. Otóż, jeśli $m_o(\omega) \in L^2(\mathbb{R})$ spełnia następujące warunki:

$$|m_o(\omega)|^2 + |m_o(\omega + \pi)|^2 = 1, \quad (8)$$

$$m_o(\omega + 2\pi) = m_o(\omega), \quad (9)$$

to można wprowadzić funkcje

$$\hat{\phi}(\omega) = m_o(\omega/2)m_o(\omega/4)m_o(\omega/8)m_o(\omega/16)\dots, \quad (10)$$

$$\hat{\psi}(\omega) = \exp(-i\omega/2)m_o^*(\omega/2 + \pi)m_o(\omega/4)m_o(\omega/8)m_o(\omega/16)\dots, \quad (11)$$

których odwrotne transformacje Fouriera mają następujące własności.

1) Zbiór funkcji $\Psi_{j,k}(t) = \psi(2^j t - k)$ (dla j, k naturalnych) tworzy bazę ortonormalną w przestrzeni $L^2(\mathbb{R})$, to znaczy, że każdą funkcję $f(t)$ całkowalną z kwadratem można przedstawić jednoznacznie w postaci

$$f(t) = \sum_j \sum_k \alpha_{j,k} \Psi_{j,k}(t), \quad (12)$$

gdzie

$$\alpha_{j,k} = \int f(t) \Psi_{j,k}^*(t) dt, \quad (13)$$

a funkcje $\Psi_{j,k}$ są ortonormalne w sensie

$$\int \Psi_{j,k}(t) \Psi_{l,m}^*(t) dt = \delta_{j,l} \delta_{k,m}. \quad (14)$$

2) Funkcję $f(t)$ można rozłożyć również w następujący sposób

$$f(t) = \sum_{j>j_0} \sum_k \alpha_{j,k} \Psi_{j,k}(t) + \sum_k \beta_k \Phi(2^{j_0} t - k), \quad (15)$$

gdzie

$$\beta_k = \int f(t) \Phi^*(2^{j_0} t - k) dt. \quad (16)$$

Powyższe związki mają następującą interpretację:

a) k spełnia rolę parametru określającego lokalizację falki w czasie, a 2^{-j} – skalę jej rozmiarów. Są to odpowiedniki parametrów b i a w przypadku analizy ciągłej,

b) Wielkość 2^{-j_0} jest skalą zdolności rozdzielczej w czasie w tym sensie, że $\sum_k \beta_k \Phi(2^{j_0} t - k)$ określa przybliżenie funkcji $f(t)$ zdefiniowane przy tej skali,

c) $\sum_k \alpha_{j_0,k} \Psi_{j_0,k}(t)$ podaje “szczegóły” funkcji $f(t)$, które są “widoczne” przy skali 2^{-j_0} , ale “zacierają” się przy skali 2^{1-j_0} .

Tak jak w przypadku ciągłym, $\Phi(t)$ nazywa się falką analizującą lub matczyną, natomiast $\Psi(t)$ – falką ojcowską. Warto wspomnieć, że biorąc $m_o(\omega) = \exp(i\omega/2) \cos(\omega/2)$ otrzymuje się bazę Haarera w przestrzeni $L^2(\mathbb{R})$ generowaną przez falkę o nośniku $[0,1[$

$$\psi(t) = \begin{cases} -1, & \text{jeśli } t \in [0, 1/2[\\ 1, & \text{jeśli } t \in [1/2, 1[. \end{cases} \quad (17)$$

Tego typu analiza jest interesująca nie tylko dla matematyków zajmujących się analizą wieloskalową (pojęcie wprowadzone przez Y. Meyera i S. Mallata), ale również dla osób zajmujących się np. kodowaniem sygnałów, czy też generowaniem obrazów komputerowych. Problem polega tutaj na tym, aby za pomocą

jak najmniejszej liczby parametrów podać dostatecznie dokładny opis sygnału. W podejściu analizy wieloskalowej można najpierw podać parametry β_k opisujące sygnał na skali 2^{-j_0} , a następnie dodawać kolejne parametry $\alpha_{j_0,k}$, $\alpha_{j_0-1,k}$, $\alpha_{j_0-2,k}, \dots$, określające bardziej szczegółowo sygnał, aż powstanie jego dostatecznie precyzyjny obraz. Powyższa procedura, znana pod nazwą "Quadrature Mirror Filters", została wprowadzona po raz pierwszy przez A. Estebana i C. Galanda z IBM w Nicei, Francja. Prawdopodobnie pierwszym zastosowaniem ortonormalnej bazy falek do konkretnego problemu było kodowanie obrazów komputerowych. Spowodowało to powstanie nowej dziedziny analizy wieloskalowej z wykorzystaniem wielowymiarowych falek w przestrzeni $L^2(\mathbb{R}^n)$. Obecnie ortonormalna baza falek ma szereg innych zastosowań, w szczególności używana jest do analizy numerycznej. Pozwala na budowę szybkich algorytmów do przeprowadzania operacji (linowych i nieliniowych) na operatorach, takich jak mnożenia, brania odwrotności, rozwiązywania równań różniczkowych itp.

6. Podsumowanie

W artykule tym przedstawione zostały podstawy matematyczne analizy falkowej i niektóre jej zastosowania do badania sygnałów. Obecnie analiza falkowa jest bardzo szybko rozwijającą się dziedziną nauki i można by podać wiele zastosowań tej metody.

W matematyce falki używane są do charakteryzowania przestrzeni funkcji. Wiele interesujących informacji na ten temat można znaleźć w książce Y. Meyera [23].

Analiza falkowa może być używana do szukania numerycznych rozwiązań nieliniowych, cząstkowych równań różniczkowych występujących na przykład w hydrodynamice. W szczególności, niektóre rozwiązania równań Burgersa (uproszczona jednowymiarowa wersja równań Naviera-Stokesa) mają postać gładkich funkcji okresowych (np. sinusoidalnych) ewoluujących do funkcji o pochodnych nieciągłych w niektórych punktach (np. funkcji typu zębów piły). Zwykle metody numeryczne przestają pracować w okolicy tych punktów, natomiast algorytmy wykorzystujące analizę falkową dają dobre wyniki (nad tym zagadnieniem pracują P. Tchamitchian i J. Liandrat z Marsylii). Z kolei R. Coifman (Yale, USA) pracuje nad znalezieniem szybkich algorytmów do rozwiązywania nieliniowych równań różniczkowych. Celem jest skonstruowanie programu do rozwiązywania równań Naviera-Stokesa w trzech wymiarach. M. Farge z Paryża używa falek do badania dynamiki turbulentnego przepływu cieczy. Pozwalają one na dokładną lokalizację wirów i być może pozwolą na ich charakteryzację.

Inny obszar zastosowań to badanie obiektów, których fragmenty są podobne do nich samych, tzw. fraktali. A. Arneodo z CNRS w Bordeaux podał charakterystykę agregatów fraktalnych w fizyce ciała stałego. M. Holschneider i P. Tchamitchian (CNRS Marsylia) badając transformatę falkową podali prostszy dowód istnienia różniczkowalnych punktów fraktalnej funkcji Riemanna-Weierstrassa. Falki znalazły również zastosowanie w fizyce teoretycznej, mechanice kwantowej, teorii pola itp. Badania falek prowadzone są w licznych ośrodkach naukowych we Francji – w Marsylii, Nicei, Paryżu. Lista zastosowań analizy falkowej podana tutaj jest oczywiście daleka od kompletności.

Tłumaczył

Jan Kalinowski

Instytut Fizyki Teoretycznej UW

Warszawa

- [1] A. Grossmann, J. Morlet, "Decomposition of Hardy functions into wavelets of constant shape", *SIAM Journal of Mathematical Analysis* 15, 723 (1984).
- [2] Y. Meyer, *Ondelettes et Opérateurs I: Ondelettes*, Hermann, Paris 1991..
- [3] Y. Meyer, *Ondelettes et Opérateurs II: Opérateurs de Calderon-Zygmund*, Hermann, Paris 1991.
- [4] Materiały z konferencji "Wavelets, time-frequency methods and phase space", red. J.M. Combes, A. Grossmann, Ph. Tchamitchian, Springer Verlag 1989.
- [5] N. Delprat, B. Escudie, P. Guillemain, R. Kronland-Martinet, Ph. Tchamitchian, B. Torresani, "Asymptotic wavelet and Gabor analysis: Extraction of instantaneous frequencies", *IEEE Trans. Inf. Th.*, wydanie specjalne poświęcone falkom (1992).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

Międzynarodowe Kolokwium Optyczne DOE'91

W dniach 14-17 maja 1991 r w Szklarskiej Porębie odbyło się międzynarodowe kolokwium poświęcone dyfrakcyjnym elementom optycznym (Diffractive Optical Elements DOE'91), zorganizowane przez Instytut Fizyki Politechniki Wrocławskiej. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był doc. J. Nowak, a sekretarzem naukowym dr M. Zajac.

Spotkanie poświęcone było problemom teoretycznym, eksperymentalnym oraz technologicznym nowej generacji elementów optycznych, wykorzystujących zjawisko dyfrakcji do transformowania w zadany sposób powierzchni fali świetlnej.

Kolokwium zostało zorganizowane przy wsparciu finansowym Międzynarodowej Komisji Optyki (ICO), Międzynarodowego Towarzystwa Inżynierii Optycznej (SPIE), Sekcji Optyki Polskiego Towarzystwa Fizycznego oraz firm: Kidger Optics Ltd, Consultronix GmbH, IKS Enterprise Ltd. Udział w nim wzięło 56 osób, w tym 36 naukowców z ośrodków zagranicznych, tj. z Czechosłowacji, Finlandii, Hiszpanii, Niemiec, Szwajcarii, Węgier, Wielkiej Brytanii i ZSRR. Grupę polską, poza organizatorami, stanowili pracownicy Uniwersytetu Warszawskiego, Politechniki Warszawskiej, Centralnego Laboratorium Optyki, Instytutu Fizyki Plazmy i Mikrosyntezy Laserowej oraz studenci fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. W programie znalazły się cztery referaty plenarne, zamówione przez organizatorów i 31 komunikatów z prac własnych.

Dyfrakcyjne elementy optyczne można podzielić na następujące grupy: elementy ogniskujące; elementy światłodzielące, zwierciadła selektywne i szerokopasmowe, siatki dyfrakcyjne, filtry dopasowane i fazowe, hologramy generowane komputerowo i kinofomy.

Najwięcej opracowań wygłoszonych w czasie trwania kolokwium dotyczyło elementów ogniskujących wiązkę, czyli płytek strefowych Fresnela. Płytki strefowe są kołowymi siatkami dyfrakcyjnymi o wzrastającej radialnie gęstości linii. Światło przechodzące lub odbite od takiej siatki jest skupiane w ognisku leżącym na osi optycznej. Do rejestracji płytek strefowych mogą być wykorzystane układy interferencyjne, np. interferometr Fabry'ego-Perrota (Huthley, Teddington, Anglia). W połączonym interferometrze Michelsona i Fabry'ego-Perrota (Andres i in., Burjasot, Hiszpania) jedno ze zwierciadeł umieszczono na cylindere piezoelektrycznym. Ruch zwierciadła do przodu lub do tyłu pozwala zmieniać fazę światła odbitego i dzięki temu można otrzymać prążki interferencyjne o profilu pochylonym (typu zębów piły). Wydajność dyfrakcyjna takich płytek może sięgać 80%.

Płytki strefowe, podobnie jak inne elementy dyfrakcyjne, mogą być wytwarzane jako hologramy generowane komputerowo. Hologramy te są drukowane w skali powiększonej za pomocą drukarki laserowej lub plotera laserowego, zmniejszane metodami fotograficznymi lub fotolitograficznymi do właściwych rozmiarów i rejestrowane w materiałach

fotorezystywnych. Najnowsze technologie stosowane do produkcji płytek strefowych to: litografia wiązką elektronową i wymiana jonowa w szkłe (Buczek i in., Neuchâtel, Szwajcaria). Metody trawienia jonowego pozwalają na zamianę sinusoidalnego lub prostokątnego profilu pierścieni tworzących płytkę strefową w profil pochyłony, zapewniając zwiększenie jej wydajności dyfrakcyjnej.

Ciekawym przykładem zastosowania elementu holograficznego jest odbiciowa płytka strefowa przeznaczona do ogniskowania wiązki lasera CO₂ dużej mocy (Ilthley, Teddington, Anglia). Prążki o kształcie eliptycznym są rysowane komputerowo z założeniem liniowej gradacji skali szarości wzdłuż każdego prążka. Po zmniejszeniu fotograficznym wzór jest kopiowany na fotorezyst. Otrzymane prążki mają wówczas profil pochyłony. Nikłowa replika powierzchni fotorezystu, pokryta warstwą złota i sklejona z chłodzonym wodą podkładem miedziowym, wytrzymuje moc 2.5 kW w pracy ciągłej i ma wydajność rzędu 75%.

Innym przykładem zastosowań płytek strefowych są elementy ogniskujące do mikroskopów rentgenowskich (Michette, Londyn, Anglia). Problem z ogniskowaniem promieni X wynika z tego, że współczynnik załamania tych promieni dla wszystkich substancji jest bliski 1. Metodą interferometryczną i litografii elektronowej wykonano obiektywy o średnicy ok. 100 μm i ogniskowej 1 mm, posiadające kilkaset stref Fresnela oraz kondensory o średnicy kilku mm, składające się z kilku tysięcy stref, gdzie szerokość zewnętrznej strefy Fresnela wynosi zaledwie 30 nm. Korzystając z tych elementów skonstruowano transmisyjny mikroskop rentgenowski oraz mikroskop skaningowy pracujący w zakresie fal 2.3 nm i 4.4 nm.

Wśród prac poświęconych hologramom generowanym komputerowo znalazły się opracowania poświęcone wykorzystaniu ich do ogniskowania wiązki laserowej w linie o zadanym kształcie (Kolodziejczyk, Warszawa) lub w plamkę o kształcie prostokątnym z jednorodnym rozkładem światła (Hossfeld i in., Darmstadt, Niemcy). Warto również wspomnieć o korektorach do układów optycznych. Przez odpowiednie wymodelowanie elementu holograficznego możliwe jest skompensowanie aberracji chromatycznych i optymalne skorygowanie aberracji wyższych rzędów (Gan i in., Leningrad i Lenkova, Nowosybirsk, ZSRR). Hologramy generowane komputerowo zastosowano do sporządzenia filtrów przestrzennych, np. filtrów fazowych (Canpos i in., Barcelona, Hiszpania), a także do projektowania siatek dyfrakcyjnych, spełniających narzucone z góry warunki na wydajność dyfrakcyjną określonej liczby rzędów dyfrakcji (Jaaskelainen i in., Kuopio, Finlandia).

Oddzielną grupę tematyczną stanowią dyfrakcyjne elementy optyczne przeznaczone do realizacji połączeń optoelektronicznych. W zwartych i szybkich układach optycznych wykorzystuje się elementy macierzowe, tj. macierze soczewek, elementów światłodziących i elementów odchylających wiązkę. Jeden element może łączyć od razu wiele funkcji, np. ogniskowanie, odchylenie i światłodzielenie. W sesji plenarnej przedstawiono przegląd metod stosowanych w realizacji połączeń równoległych typu jeden na jeden (one-to-one) i wielu z wieloma (bus-type) (Streibl, Erlangen, Niemcy). Do przeprowadzania operacji wyjścia w połączeniach macierz-macierz służą binarne elementy holograficzne generowane komputerowo. Zaprezentowano przykład realizacji hologramu, opracowanego dla macierzy 16 \times 16 elementów, o wydajności przekraczającej 77% (Kirk i in., Londyn, Anglia). Dla potrzeb optyki scalonej wykonano selektywne soczewki holograficzne pracujące jako monochromatory w zewnętrznym rezonatorze lasera półprzewodnikowego dla fal z zakresu 1.3 - 1.5 μm . Soczewki te znajdują także zastosowanie przy wprowadzaniu fal o różnych

długościach do jednego falowodu (multiplexing), bądź przy wyprowadzaniu żądanej fali np. do detektora (demultiplexing) (Silvennoinen i in., Joensuu, Finlandia).

W opracowaniach teoretycznych poruszono problem rozdzielczości w holografii (Banyasz, Budapeszt, Węgry) i zagadnienie dyfrakcji na hologramach o małych rozmiarach z wykorzystaniem fal brzegowych (Mulak, Wrocław). Metodą fazy stacjonarnej uzyskano informacje o podziale fali świetlnej przez hologram na fale geometryczne i brzegowe. Znajomość amplitudy fali brzegowej wytworzonej przez hologram pozwala ocenić straty informacyjne w zminiaturyzowanych układach optyki scalonej.

W czasie trwania kolokwium przedstawiono specjalistyczne programy komputerowe przeznaczone do modelowania i komponowania układów optycznych z elementów konwencjonalnych i holograficznych (Kidger Optics, Wielka Brytania i program DEMOS, ZSRR).

Jedną z wieczornych sesji przeznaczono w całości na dyskusję na temat: która z technologii stosowanych do zapisu elementów optycznych ma więcej zalet - zapis powierzchniowy (relief) czy objętościowy (bulk)? Odpowiedź nie jest jednoznaczna, zależy bowiem od konkretnego zastosowania. Elementy z reliefem zwyciężają wszędzie tam, gdzie wymagana jest produkcja masowa.

Organizatorzy zadbali nie tylko o program naukowy spotkania, ale zapewнили uczestnikom dodatkowe atrakcje, np. wycieczkę w góry do Białego Jaru. Na herbatę do Samotni dotarła dwunastoosobowa grupa najwytrwalszych piechurów. Urządzono także uroczysty obiad uświetniony koncertem wiolonczelowym jednej z uczestniczek (Turon, Barcelona, Hiszpania).

Materiały Kolokwium zostaną opublikowane w oddzielnym tomie *Proceedings of SPIE* o numerze 1574.

Bożena Janowska-Dmoch

Wydział Chemii UW

Warszawa

Oznaczanie pierwiastków w przyrodzie - symposium w Loen

W dniach od 16 do 18 czerwca 1991 r. odbyło się w Loen (Norwegia) symposium naukowe pod tytułem "Speciation of Elements in Environmental and Biological Sciences". Nawiązywało ono do konferencji "XXVII Colloquium Spectroscopicum Internationale", która odbyła się w dniach od 9 do 14 czerwca 1991 r. w Bergen (Norwegia) i stanowiło jej kontynuację ("XXVII - CSI Post-Symposium") o węższej jednak zakrojonej tematyce. Poświęcone było oznaczaniu pierwiastków w mikroukładach i w niektórych ośrodkach przyrodniczych oraz oddziaływaniu pierwiastków i drobin w tkankach i komórkach biologicznych. Zadaniem jego było również dokonanie analizy wyników dotychczasowych badań naukowych dotyczących oddziaływań chemicznych, fizycznych i morfologicznych różnych pierwiastków w układach biologicznych. Miało ono ponadto dokonać oceny postępu

jaki nastąpił w ostatnich latach w technikach pomiarowych, metodach analitycznych i w rozumieniu natury procesów zachodzących w otaczającej nas przyrodzie. Szczególną uwagę poświęcano przy tym procesom zachodzącym w mikroobiektach i w mikroskali. Celem tego sympozjum była również wymiana poglądów między naukowcami, analitykami i konstruktorami aparatury pomiarowej.

Na program naukowy sympozjum złożyło się sześć sesji plenarnych, pięć sesji specjalistycznych, dwie sesje plakatowe i dwie sesje panelowe. Przedstawiono łącznie 105 prac naukowych autorstwa 233 osób. W pracach tych publikowano ostatnie osiągnięcia naukowe w zakresie analityki ultramicrośladow i oddziaływań pierwiastków w układach biologicznych. W sympozjum uczestniczyło ponad 170 osób z 31 krajów. Najliczniej reprezentowana była Norwegia (27 osób) oraz RFN (19 osób). Z Polski brało w nim udział 5 osób. Skład zawodowy uczestników sympozjum był nader urozmaicony. Przewagę mieli chemicy, którzy stanowili około 35% ogółu uczestników sympozjum. Uczestniczyli w nim ponadto fizycy, biologowie, geofizycy, oceanologowie i lekarze.

Przedstawione na sympozjum prace naukowe skupione były w trzech węzłowych grupach tematycznych. Pierwsza dotyczyła oznaczania ultramicrośladow pierwiastków (w układach biologicznych, w toksykologii i w geochemii). Druga poświęcona była metodom pomiarowym stosowanym do oznaczania ultramicrośladow (spektrometria mas, metody NMR i ESR, chromatografia gazowa, metody radioizotopowe, woltametria i różne techniki hybrydowe). W trzeciej grupie tematycznej koncentrowano się wokół problemów związanych z modelami oddziaływań i przebiegów (podstawy teoretyczne, symulacja komputerowa, zagadnienie bazy danych).

W każdej z wymienionych grup zagadnień przedstawiono sporo interesujących prac. I tak dla przykładu T.M. Florence (Centre for Environmental Health Science, Sydney, Australia) dokonał analizy możliwości oznaczania pierwiastków w układach biologicznych, w aspekcie oddziaływań immunologicznych, za pomocą spektrometrii mas. R. Cornelius (Uniwersytet w Gandawie, Belgia) dokonał przeglądu możliwości zastosowania technik radioizotopowych i jądrowych w układach mikrobiologicznych. W.P. Reed (Natl. Institute of Standards, Gaithersburg, USA) poświęcił swoje wystąpienie problemowi bazy danych stanowiących podstawę modeli przebiegu i modeli zachowania układów biologicznych i procesów w otaczającym środowisku. B. Welz (Perkin-Elmer, Ueberlingen, RFN) dokonał analizy możliwości zastosowania absorpcyjnej spektrometrii atomowej z użyciem kuwety grafitowej (graphite furnace atomic absorption spectrometry, GF-AAS), do selektywnego oznaczania niektórych jonów, np. AS III, Se IV, Cr VI w wodach naturalnych. E. Niebor (McMaster University, Hamilton, Ontario, Kanada) omówił toksyczność niektórych metali, ich jonów oraz pewnych ich związków. R.M. Barnes (University of Massachusetts, Amherst, USA) przeanalizował możliwości zastosowania spektrometrii mas z plazmą sprzężoną indukcyjnie jako źródłem jonów (Inductively Coupled Plasma - Mass Spectrometry, ICP-MS) do określania zawartości ołowiu i innych metali ciężkich w erytrocytach i w osoczu krwi.

W dalszym ciągu nie słabnie zainteresowanie problemem rtęci i innych metali ciężkich w środowisku przyrodniczym. Ostatnio prowadzi się intensywne badania nad oddziaływaniami tych metali z tkanką biologiczną. Oznaczanie ultramicrośladow metali ciężkich w przyrodzie, a zwłaszcza rtęci (w szczególności w układach biologicznych), jest nadal związane z licznymi problemami metodycznymi, technologicznymi i technicznymi. Toteż spora liczba prac była poświęcona tym sprawom. Na przykład, zespół kierowany

przez prof. A. Hulanickiego (Instytut Chemii Analitycznej, UW) przedstawił cykl bardzo interesujących prac poświęconych oznaczaniu mikrozwartości rtęci i innych metali ciężkich w tkankach organicznych, a w szczególności w krwinkach i w osoczu krwi.

Prace przedstawione na sympozjum były na wysokim poziomie naukowym. Podawano w nich najnowszy stan wiedzy w określonych dziedzinach. Wybrane prace opublikowane zostaną w specjalnych numerach czasopism naukowych *The Analyst* oraz *Journal of Analytical Spectroscopy* wiosną 1992 r.

Urozmaicony był również program towarzysko-turystyczny. Odbył się koncert folklorystyczny i bogato ilustrowany wykład na temat regionu. W godzinach późno-popołudniowych organizowano wycieczki, np. wycieczkę na znajdujący się w pobliżu Jostedalbreen, największy europejski lodowiec (486 km²). Dodatkowe atrakcje (wycieczki, rejsy po fiordzie, loty hydroplanem itd.), za w miarę nawet przystępne jak na Norwegię opłaty, oferował hotel "Alexandra", w którym odbywało się sympozjum. Toteż wielu uczestników, korzystając z prawie nieograniczonego trwającego dnia ("białe noce") brało udział w wielu takich dodatkowych urozmaicheniach.

Organizacja sympozjum była pod każdym względem wzorowa. Doprowadzono je do skutku przy współudziale kilku norweskich i międzynarodowych organizacji i instytucji naukowych (w tym komisji toksykologicznej IUPAC). Przewodnia rola i główny ciężar organizacyjny przypadły jednak Norweskiemu Narodowemu Instytutowi Zdrowia i Higieny Pracy którego siedzibą jest Oslo. Zorganizowanie sympozjum ułatwiła specjalna dotacja ustanowiona przez konsorcjum 14 różnych, norweskich i zagranicznych instytucji. Przewodniczącym bardzo sprawnie działającego sześciuosobowego lokalnego komitetu organizacyjnego (jak również sześciuosobowego komitetu międzynarodowego) był dr Yngvar Thomassen z ww. Instytutu Zdrowia.

Konkludując, można stwierdzić, że w pełni osiągnięto zamierzone efekty naukowe. Poruszane w trakcie sympozjum zagadnienia i aktywny udział jego uczestników potwierdziły celowość i potrzebę organizowania tego rodzaju spotkań, a tegoroczne sympozjum było z wszech miar pożyteczną i udaną imprezą.

Henryk Z. Wrembel
Katedra Fizyki WSP
Słupsk

RECENZJE

Jay Orear: *Fizyka*, t. 1 i 2, z języka angielskiego tłumaczyły Barbara Wojtowicz-Natanson, Wanda Doborzyńska-Głazek, Eugenia Kaczmarek-Morawiec, Perła Kacman i Ewa Rondio; redaktor naukowy całości Andrzej Szymacha, WNT, Warszawa 1990, tom 1 - s. 352, tom 2 - s. 250.

Książka zawiera wykład fizyki ogólnej: mechaniki, termodynamiki, elektromagnetyzmu, optyki, podstaw mechaniki kwantowej, podstaw fizyki atomowej, jądrowej, ciała stałego, astrofizyki, cząstek elementarnych. W działach: mechanika i elektromagnetyzm. Autor zawarł także elementy szczególnej teorii względności. Po każdym rozdziale występuje krótkie podsumowanie, zawierające najważniejsze wzory, wnioski oraz przykłady, ćwiczenia i zadania. Warto zaznaczyć, że przykłady i zadania są bardzo oryginalne i mają związek z życiem codziennym; niektóre mają znaczenie społeczne, bo dotyczą zagadnień energetyki i ekologii.

Podstawową zaletą podręcznika jest pokazanie, jak można trudne sprawy przedstawić poprawnie a jednocześnie w sposób prosty (prof. A. Szymacha pisze we Wstępie, że “prostota aż dech zapiera”). Autor rezygnuje ze stosowania skomplikowanego aparatu matematycznego, np. z rachunku operatorowego w mechanice kwantowej, dlatego z podręcznika tego mogą korzystać nawet uczniowie szkół średnich.

W książce nie jest, niestety, stosowany konsekwentnie używany u nas powszechnie układ jednostek SI. Równania Maxwella i inne prawa elektromagnetyzmu podawane są aż w trzech układach: MKS z $k_0 = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\mu_0}{c^2}$, MKS z $\epsilon_0\mu_0$ i CGS Gaussa. W elektrostatyce używane są “statokulomby” i “statoampery”! W termodynamice (w przykładach i zadaniach) jest często używana nielegalna jednostka - kaloria, występuje też “mechaniczny równoważnik ciepła”. Moim zdaniem jest to poważny mankament podręcznika.

W oryginale jeden z rozdziałów zatytułowany jest “Energia cieplna”. Tłumaczka postąpiła słusznie zmieniając tytuł tego rozdziału (co uzasadniła), w tłumaczeniu brzmi on “Ilość ciepła”. Niestety dalej w tekście pojęcie ciepła jest często używane błędnie, np. “Ciepło wytwarza się, kiedy siły tarcia wykonują pracę” (s. 210, t. 1). Tego rodzaju zdanie zaciemnia różnice pomiędzy dwoma ważnymi pojęciami termodynamicznymi: energią wewnętrzną a ciepłem (ilością ciepła).

Książka wydana jest starannie i ciekawie pod względem edytorskim. Występujące jeszcze tu i ówdzie błędy są na ogół natury drukarskiej i wynikają z braku dokładnej korekty. Oto niektóre z nich, nie wymienione w erracie:

- t. 1, 61⁹(IIkol.): zamiast 2 kg powinno być 2 N,
 81¹¹(IIkol.): we wzorze (5.5) zamiast T^3 powinno być T^2 ,
 119: w przykładzie omówionym w tekście brakuje 15 W,

- 250: we wzorze (15.8) brak znaku całki.
 t. 2, 202_{6(Ikol.)}: zamiast 10^{16} powinno być 10^6 ,
 204_{8(Ikol.)}: zamiast "siłę" powinno być "energię",
 210_{3(Ikol.)}: zamiast 12.6 powinno być 12.6 km,
 222_{8(IIkol.)}: zamiast 6 bilionów powinno być 6 miliardów
 (uwaga: amerykański bilion to nasz miliard!).

Podręcznik Oreara w porównaniu z poleconym u nas na studiach technicznych podręcznikiem fizyki R. Resnicka i D. Hallidaya (w którym układ materiału i sposób przedstawiania zagadnień jest typowy) ma charakter oryginalny. Oryginalny jest dobór zagadnień (także przykładów) i sposób ich przedstawiania.

Książka przeznaczona jest dla studentów wydziałów technicznych i przyrodniczych. Może ona także stanowić cenną pomoc dla nauczycieli i uczniów szkół średnich o profilu matematyczno-fizycznym. Ze względu na walory dydaktyczne będzie się na pewno cieszyć powodzeniem.

Stanisław Salach

Międzyresortowy Instytut Fizyki i
 Techniki Jądrowej AGH
 Kraków

E. Leader, E. Predazzi, Wstęp do teorii oddziaływań kwarków i leptonów, z języka angielskiego tłumaczył Robert Budzyński, PWN, Warszawa 1990, s. 527.

Recenzowana książka jest monografią poświęconą teorii oddziaływań podstawowych składników materii jakimi są kwarki i leptony oraz jej aspektom fenomenologicznym. Może być z powodzeniem używana jako podręcznik akademicki fizyki cząstek elementarnych. Jest tłumaczeniem wydanej w języku angielskim książki: *An Introduction to Gauge Theories and the "New Physics"*, Cambridge University Press (1982). Autorzy są znanymi fizykami-teoretykami aktywnie pracującymi w dziedzinie cząstek elementarnych. E. Leader jest profesorem fizyki teoretycznej w Londynie, a E. Predazzi jest profesorem fizyki teoretycznej Uniwersytetu w Turynie. Książka jest przeznaczona dla studentów, doktorantów i pracowników naukowych specjalizujących się w fizyce cząstek elementarnych i fizyce jądrowej.

Postęp fizyki wysokich energii odbywa się obecnie bardzo szybko, w związku z czym materiał zawarty w oryginalnym wydaniu z 1982 r., aczkolwiek bardzo podstawowy, z konieczności nie mógł uwzględniać bardzo ważnych wyników uzyskanych w ostatnich latach. Na szczęście polskie wydanie książki zawiera bardzo obszerne uzupełnienia uwzględniające najważniejsze osiągnięcia fizyki wysokich energii ostatniego dziesięciolecia. Dzięki tym uzupełnieniom książka bardzo zyskała na aktualności.

W polskiej literaturze fizycznej brak jest dotychczas jakiegokolwiek monografii poświęconej teorii oddziaływań fundamentalnych z uwzględnieniem najnowszych wyników. Jedyną nowoczesną pozycją poświęconą fizyce cząstek elementarnych jest *Wstęp do fizyki wysokich energii* D.H. Perkinsa. Książka ta dotyczy jednak fizyki doświadczalnej, z konieczności traktując skrótowo zagadnienia teoretyczne. Wydanie pozycji poświęconej teoretycznej fizyce wysokich energii jest więc nadzwyczaj celowe. W literaturze światowej istnieje szereg pokrewnych tematycznie pozycji o porównywalnym poziomie. Można tutaj np. wymienić książki: F. Halzen i A.D. Martin *Quarks and leptons*, J. Wiley & Sons, New York (1984) lub V. Barger i R.J.N. Phillips, *Collider Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, (1987), które z pewnością również byłoby wskazane przetłumaczyć na język polski.

Książka zawiera podstawowy materiał współczesnej teorii cząstek elementarnych. W odróżnieniu od czysto teoretycznych monografii, duży nacisk położony jest na fenomenologiczne aspekty teorii i na metody doświadczalne testujące teorię. Pierwsze cztery rozdziały wprowadzają czytelnika do teorii oddziaływań elektroślabych opartej na nieabelowej symetrii cechowania. Autorzy w skrócie omawiają metody kwantowej teorii pola, rolę symetrii w fizyce cząstek elementarnych (w tym rolę symetrii cechowania w konstruowaniu modeli oddziaływań), spontaniczne naruszenie symetrii cechowania i mechanizm Higgsa prowadzący do uzyskiwania niezerowej masy przez bozony cechowania, i wreszcie sam model Weinberga-Salama prowadzący do unifikacji oddziaływań elektromagnetycznych i słabych. W rozdziale piątym wprowadzone jest rozszerzenie tych koncepcji na kwarki i na zbudowane z nich hadrony. W tym też rozdziale po raz pierwszy wprowadzone jest pojęcie liczby kwantowej "koloru", która leży u podstaw teorii oddziaływań silnych - chromodynamiki kwantowej. Sama chromodynamika kwantowa wprowadzona jest w rozdz. 15 poświęconym grupie renormalizacji. Pozostałe rozdziały poświęcone są przede wszystkim aspektom fenomenologicznym teorii oddziaływań fundamentalnych. Po krótkim przeglądzie fenomenologii reakcji półleptonowych (rozd. 6) i omówieniu doświadczalnej identyfikacji bozonów cechowania, kolejne trzy rozdziały poświęcone są wprowadzeniu i omówieniu fizyki hadronów zbudowanych (częściowo lub całkowicie) z "ciężkich" kwarków c lub b . Rozdział 11 omawia własności ciężkiego leptonu τ . Kolejne trzy rozdz. (12-14) poświęcone są szczegółowemu omówieniu modelu partonowego i jego zastosowaniom w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu leptonów na hadronach i w anihilacji e^+e^- w hadrony. Wspomniany już rozdz. 15 zatytułowany "Grupa renormalizacji, teorie z cechowaniem i chromodynamika kwantowa" stanowi podsumowanie najważniejszych wyników teoretycznych dotyczących silnych oddziaływań. Znajdujemy tutaj m.in. omówienie swobody asymptotycznej i dyskusję równań ewolucji dla funkcji rozkładu kwarków i gluonów w hadronach. Końcowe trzy rozdziały mają znów charakter fenomenologiczny i dotyczą testowania kwarkowo-gluonowej struktury hadronów w oddziaływaniach hadronowych i leptonowych. Rozdział 16 poświęcony jest reakcjom hadronowym z dużym pędem poprzecznym p_T natomiast w rozdz. 17 i 18 omówione są szczegółowo reakcje produkcji pęków cząstek odpowiednio w zderzeniach hadronowych i e^+e^- . Ostatni rozdz. 19 jest lapidarnym przeglądem teoretycznych modeli wielkiej unifikacji. Główny tekst uzupełniony jest dwoma dodatkami. Dodatek 1 poświęcony jest elementom teorii pola i ich zastosowaniom w elektrodynamice i chromodynamice kwantowej, a Dodatek 2 zawiera kwarkowe, zapachowe funkcje falowe hadronów z symetrią $SU(4)$.

Końcowa część książki zawiera szereg uzupełnień dołączonych w korekcie, w kolej-

nych wydaniach książki jak też osobne uzupełnienie do wydania polskiego. Te uzupełnienia dotyczą najnowszych wyników fizyki wysokich energii, do których należy m.in. odkrycie bozonów pośredniczących W^+ , W^- i Z^0 oraz zbadanie ich własności. Do bardzo ważnych zagadnień omówionych w uzupełnieniu do wydania polskiego należy m.in. problem mieszania pomiędzy kwarkami.

Niewątpliwie dużą zaletą książki jest to, że obejmuje ona prawie wszystkie problemy współczesnej fizyki cząstek elementarnych, z uwzględnieniem najnowszych wyników przedstawionych w uzupełnieniach. Bardzo dużo uwagi poświęcono fenomenologicznym aspektom teorii oddziaływań fundamentalnych.

Tłumaczenie jest bardzo dobre, chociaż niektóre terminy (np. "dżet" zamiast "pęk") trochę rażą.

Reasumując, można stwierdzić, że recenzowana książka będzie bardzo pomocna dla wszystkich fizyków zainteresowanych dziedziną cząstek elementarnych. Może też z powodzeniem służyć jako podstawa wykładu uniwersyteckiego z fizyki cząstek.

Jan Kwieciński

Instytut Fizyki Jądrowej
im. H. Niewodniczańskiego
Kraków

K R O N I K A

Sprawozdanie z działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego w latach 1989–91

Niniejsze sprawozdanie obejmuje działalność Polskiego Towarzystwa Fizycznego w okresie ostatniej kadencji, tj. od 14 września 1989 do 24 września 1991. Stanowi uzupełnienie i rozszerzenie sprawozdania z pierwszego roku kadencji, złożonego w dniu 19 października 1990 na plenarnym posiedzeniu Zarządu Głównego z udziałem przedstawicieli oddziałów PTF. Zostało przygotowane na podstawie wyżej wymienionego cząstkowego sprawozdania, dokumentów i protokółów z posiedzeń ZG PTF, sprawozdań oddziałów, komisji, redakcji i sekcji PTF. Jest na tyle kompletne; na ile pozwalały na to nadesłane materiały. Niektóre z wymienionych wyżej jednostek nie nadesłały swoich sprawozdań. Nie obejmuje działalności Komitetu Głównego Olimpiady Fizycznej, który publikuje odrębne sprawozdania. Poprzednie Walne Zebranie Delegatów Polskiego Towarzystwa Fizycznego obradujące w dniu 14 września 1989 powołało na obecną kadencję Zarząd Główny z poprzedniej kadencji w niezmienionym następującym składzie: Prezydium: Janusz Zakrzewski - prezes, Andrzej Oleś, Tadeusz Skaliński - wiceprezesa, Tadeusz Pniewski - skarbnik, Stanisław G. Rohoziński - sekretarz generalny;

Członkowie i zastępcy członków:

Teresa Białecka, Jerzy Dembczyński, Stanisław Hałas,
Stanisław Łęgowski, Stanisław Michałak, Józef Terlecki,
Cecylia Wesołowska.

Komisja Rewizyjna została powołana w następującym składzie:

przewodniczący - Bronisław Średniawa, członkowie - Maksymilian Pluta, Stanisław Przesalski, Mikołaj Rozwadowski, Jerzy Wdowczyk.

W okresie sprawozdawczym Zarząd Główny odbył 14 posiedzeń, zapraszając na niektóre z nich przewodniczących komisji, sekcji, redaktorów pism PTF i przedstawicieli oddziałów.

W swej działalności ZG brał pod uwagę zalecenia ostatniego Walnego Zebrania Delegatów PTF w 1989. Zarząd nie podjął prac nad nowym statutem. Nie było koniecznej potrzeby, gdyż obecny statut nie jest sprzeczny z nową ustawą o stowarzyszeniach, a obecna sytuacja Towarzystwa jest tak płynna, że prace nad zmianą statutu są chyba przedwczesne.

W celu rozwijania działalności statutowej w różnych dziedzinach Zarząd Główny powołał w upływającej kadencji następujące komisje:

1. Historii Fizyki (R.S. Ingarden)
2. ds. Współpracy z Przemysłem (A. Oleś)
3. ds. Nauczania Fizyki w AM i AR (J. Terlecki)

4. ds. Nauczania Fizyki w WUT (L. Maksymowicz)
5. ds. Programów, Podręczników i Pomocy Dydaktycznych (T. Pniewski)
6. ds. Stypendiów (S.G. Rohoziński)
7. Nagród i Odznaczeń (T. Skaliński)
8. Nagród Dydaktycznych (T. Bialecka)
9. Ochrony Środowiska (J. Werle).

Ich liczba jest mniejsza niż w poprzedniej kadencji, Zarząd Główny doszedł bowiem do wniosku, że niektóre komisje poprzednio powołane bądź nie działają, bądź spełniły swą rolę.

Oddział	Liczba członków
Białostocki	brak danych
Bydgoski	34
Częstochowski	56
Gdański	96
Gliwicki	56
Katowicki	66
Kielecki	40
Krakowski	316
Lubelski	110
Łódzki	79
Opolski	50
Poznański	135
Rzeszowski	29
Słupski	81
Szczeciński	59
Toruński	93
Warszawski	431
Wrocławski	185

Na wniosek grupy optyków Zarząd Główny powołał w dniu 11 czerwca 1990, po konsultacjach w całym środowisku optycznym, Sekcję Optyki PTF (z Tomaszem Szoplikiem jako przewodniczącym), która postawiła sobie za cel ożywienie środowiska optycznego przez rozszerzenie współpracy międzynarodowej i organizowanie imprez środowiskowych.

Polskie Towarzystwo Fizyczne jest wydawcą lub współwydawcą następujących pism: *Acta Physica Polonica A i B*, *Postępy Fizyki*, *Reports on Mathematical Physics*, *Delta*.

Przy Zarządzie Głównym działa Komitet Główny Olimpiady Fizycznej, który składa odrębne sprawozdania. W okresie ostatniej kadencji nastąpiła zmiana na stanowisku przewodniczącego Komitetu. Profesora Jerzego Kołodziejczaka zastąpił prof. Jerzy Prochorow.

Polskie Towarzystwo Fizyczne liczy obecnie ponad 1917 członków (brak danych ze wszystkich oddziałów nie pozwala na ustalenie dokładnej liczby) zrzeszonych w 18 oddziałach. Liczby członków w poszczególnych oddziałach przedstawia tabela, sporządzona na podstawie sprawozdań oddziałów.

Poniżej, po omówieniu sytuacji finansowej Towarzystwa, przedstawione zostaną różne formy naszej działalności podczas ostatnich dwu lat (działalność naukowa, popularyzatorska i dydaktyczna, publiczna, wydawnicza, współpraca międzynarodowa, współpraca z przemysłem). Na zakończenie podana zostanie informacja o przyznaniu nagród PTF.

1. Sytuacja finansowa Towarzystwa

Dokładny stan finansów Towarzystwa i informacja o rozdysonowaniu posiadanych funduszy zostaną przedstawione przez skarbnika w osobnym sprawozdaniu. Tutaj omówione zostaną problemy, dotyczące finansowania działalności Towarzystwa, które rzutują na jego dotychczasową działalność i będą miały zasadniczy wpływ na działalność przyszłą.

Jedynymi źródłami funduszy na działalność oddziałów Towarzystwa są składki członkowskie i ewentualne dochody z działalności popularyzatorskiej. Ostatnie Walne Zebranie Delegatów zobowiązało zarządy oddziałów do przekazywania 20 Zarządowi Głównemu, a także upoważniło Zarząd Główny do zwiększania wysokości składek. Obecnie roczna składka wynosi 32 tys. zł. (samodzielni pracownicy naukowcy), 20 tys. zł. (pozostali członkowie), 10 tys. zł. (studenci i początkujący pracownicy). Gdyby miały to być jedyne dochody Towarzystwa, składki należałoby pewnie jeszcze znacznie podnieść, a przede wszystkim podnieść dyscyplinę płacenia składek, bowiem wielu członków zalega obecnie ze składkami. Do końca ubiegłej kadencji głównym źródłem funduszy na działalność Zarządu Głównego były dotacje Wydziału III i Komitetu Fizyki Polskiej Akademii Nauk. W obecnej kadencji tj. w latach 1990 i 1991 stale jeszcze udawało się uzyskiwać dotacje PAN na działalność statutową, w tym i wydawniczą. Już wystąpiliśmy poprzez Wydział III PAN do Komitetu Badań Naukowych o dotację na rok przyszły. Jednak Polska Akademia Nauk przestała już bezpośrednio finansować wydawnictwa, a także nie opłaca składki PTF jako zbiorowego członka EPS (wynosi ona obecnie ponad 17 tys. franków szwajc. rocznie). Uzyskiwanie dotacji w przyszłości może okazać się problematyczne. Jakkolwiek Zarząd Główny PTF stoi na stanowisku, że towarzystwa naukowe powinny nadal być dotowane przez państwo, bo prowadzenie samodzielnej działalności gospodarczej nie należy do ich statutowych celów, wydaje się, że będzie należało szukać innych źródeł funduszy. Jednym z nich może być fundacja "Pro Physica" założona z inicjatywy grupy fizyków z IF PAN w Warszawie. PTF jest jednym z fundatorów-założycieli i ma statutowo zapewniony udział swojego przedstawiciela w Radzie Fundacji. Obecnie jest nim profesor Zdzisław Wilhelmi.

Chwilowo Zarząd Główny stara się prowadzić oszczędną gospodarkę. W tym celu zmniejszył zatrudnienie z 7 pracowników (3.83 etatu) do 2 (1.75 etatu). Zabiega o pomoc ze strony uczelni i instytucji w różnej formie, jak np. zatrudnianie pracowników pracujących na korzyść Towarzystwa, współwydawnictwo, pokrywanie kosztów wyjazdów zagranicznych swoich pracowników i kosztów przyjazdów gości zagranicznych w ramach umów zawartych przez Towarzystwo, pomoc techniczna.

Wypracowanie nowych dróg zdobywania funduszy wydaje się podstawowym zadaniem na przyszłość.

2. Działalność naukowa

Od lat PTF bierze udział w życiu naukowym swoich środowisk, organizując lub współorganizując posiedzenia naukowe, seminaria, konferencje i zjazdy. Podczas ostatniej kadencji wszystkie oddziały zorganizowały przynajmniej jedno posiedzenie naukowe. Liczba ich wynosiła zwykle od kilku do kilkunastu. Szczególne tradycje w organizowaniu regularnych posiedzeń naukowych mają oddziały Krakowski i Lubelski (po kilkadziesiąt referatów). Wyjątkiem jest Oddział Warszawski, który obecnie nie organizuje posiedzeń naukowych uważając, że w ośrodku warszawskim jest wystarczająco wiele instytucji powołanych do organizowania i rozwijania badań naukowych w zakresie fizyki, w których odbywają się liczne seminaria.

Kilka oddziałów PTF było współorganizatorami konferencji i sympozjów naukowych krajowych i zagranicznych:

- Oddział Krakowski i Komisja ds. Współpracy z Przemysłem - europejska konferencja "Industry for Physics, Physics for Industry"
- Oddział Poznański - seminarium "New Trends in Atomic Physics"
- Oddział Rzeszowski - konferencja "Low Frequency Spectroscopy"
- Oddział Toruński - 23 Symposium on Mathematical Physics 90, 23 EGAS Conference 91, światowa konferencja GIREP 91,
- Sekcja Optyki - International Colloquium on Diffractive Optical Elements w Szklarskiej Porębie.

Oddział Poznański jest organizatorem obecnego Zjazdu Fizyków Polskich. Komisja Historii Fizyki mająca siedzibę w Toruniu inicjuje badania naukowe w dziedzinie historii fizyki. Jej przewodniczący prof. R.S. Ingarden oddał do druku w PWN książkę pt. *Fizyka i fizycy. Studia i szkice z historii i filozofii fizyki*.

Oddział Wrocławski rozpoczął wydawanie *Wrocławskiego Informatora Fizyków*, zawierającego wiele danych o życiu środowiska fizyków wrocławskich.

3. Działalność popularyzatorska i dydaktyczna

Działalność dydaktyczna i popularyzatorska ma wielkie znaczenie społeczne i dlatego jest najważniejszą dziedziną działalności statutowej PTF, gdyż służy całemu społeczeństwu. Ta działalność jest głównie nastawiona na młodzież. Jej doraźnym celem jest przeciwdziałanie zmniejszaniu się zainteresowania fizyką wśród młodzieży. Przy dużym zaangażowaniu społecznym członków nie wymaga wielkich nakładów, często jest samofinansująca się, a nawet przynosząca zyski i dlatego mogła być prowadzona bez zakłóceń związanych z finansowaniem. Poszczególne oddziały mają wypracowane od lat różnorodne formy tej działalności. Podczas ostatniej kadencji były one następujące:

- odczyty i wykłady dla młodzieży szkół średnich (Białystok, Częstochowa, Gdańsk, Katowice, Kielce, Kraków, Łódź, Słupsk, Warszawa);

- uczestnictwo w pracach innych organizacji popularyzujących wiedzę fizyczną (Bydgoszcz - Pałac Młodzieży, Łódź - Łódzki Dom Kultury, Poznań - Młodzieżowe Towarzystwo Przyjaciół Nauk, Szczecin - Młodzieżowe Towarzystwo Naukowe);
- pokazy z fizyki (Bydgoszcz, Częstochowa, Katowice, Kraków, Lublin, Opole, Słupsk, Szczecin, Toruń);
- prowadzenie lekcji pokazowych i zajęć w szkołach (Częstochowa, Słupsk, Warszawa);
- zwiedzanie laboratoriów naukowych i organizacja "dni otwartych" na uczelniach (Bydgoszcz, Gliwice, Kielce, Kraków, Rzeszów, Toruń);
- kursy przygotowawcze i konsultacje dla kandydatów na studia (Bydgoszcz, Gliwice, Poznań);
- opieka nad szkolnymi kołami zainteresowań i pracownikami fizycznymi (Częstochowa, Gdańsk, Poznań, Warszawa);
- konkursy wiedzy fizycznej i astronomicznej (Lublin, Opole, Słupsk, Warszawa);
- seminaria, wykłady, konsultacje i konferencje dla nauczycieli (Częstochowa, Gdańsk, Warszawa);
- doradztwo przy opracowaniu pomocy naukowych (Częstochowa);
odczyty popularnonaukowe i wykłady otwarte (Gdańsk, Łódź, Rzeszów, Toruń);
- ocena stanu nauczania fizyki w szkołach średnich i wyższych (Poznań - dyskusja okrągłego stołu, Komisja ds. Nauczania Fizyki w WUT - seminarium wymiany doświadczeń, Komisja ds. Programów, Podręczników i Pomocy Dydaktycznych - projekt ekspertyzy "Koncepcji Programu Kształcenia Ogólnego w Polskich Szkołach").

4. Działalność publiczna

Statutowym obowiązkiem PTF jest zabieranie głosu i wyrażanie opinii środowiska fizyków w sprawach istotnych dla całego społeczeństwa. Do takiej działalności należy niewątpliwie ocena stanu nauczania fizyki, o której mowa była powyżej. Środowisko fizyków jest bardzo zaniepokojone kierunkami ewolucji programów w szkołach średnich i wyższych prowadzącymi do ograniczania nauczania fizyki. W tej sprawie prezes Towarzystwa wraz z prof. J. Ginterem złożył wizytę ówczesnemu szefowi MEN prof. H. Samsonowiczowi przedstawiając mu uchwałę poprzedniego Walnego Zebrania Delegatów. Następnie wzięli oni udział w zebraniu na temat reformy oświaty, zorganizowanym przez wiceminister Annę Radziwiłł.

Celowi zainteresowania całego społeczeństwa, a w szczególności młodzieży, fizyką - służyło nawiązanie współpracy z IV programem Polskiego Radia. W swoich audycjach Polskie Radio przedstawiało kolejne ośrodki fizyki i środowiska fizyków w Polsce.

Innym ważnym problemem ogólnospołecznym, w rozwiązaniu którego udział fizyków wydaje się bardzo pożyteczny, jest ochrona środowiska. Komisja Ochrony Środowiska widzi rolę fizyków w następujących zagadnieniach:

- przysły rozwój energetyki, a w szczególności energetyki jądrowej w Polsce;
- ochrona radiologiczna;
- system kontrolowania skażeń środowiska.

Komisja uważa, że nasze Towarzystwo mogłoby stymulować, inicjować i koordynować działalność w dziedzinie zbierania i propagowania rzetelnych informacji o fizycznych aspektach skażeń i ochrony środowiska, oraz podejmowania badań dotyczących ochrony środowiska. W tej działalności fizycy powinni współpracować z chemikami, biologami, matematykami, informatykami i technikami odpowiednich specjalności. Działalność w dziedzinie ochrony środowiska jest szczególnie istotna wobec niedostatków państwowej polityki proekologicznej.

5. Działalność wydawnicza

Działalność wydawnicza, wymagająca dużych nakładów finansowych, jest w obecnej sytuacji szczególnie zagrożona i przyszłość wydawnictw PTF jest nadal niepewna. Stan obecny poszczególnych wydawnictw jest następujący:

- 1) *Acta Physica Polonica A* i *B* są wydawane wspólnie z IF PAN. Instytut otrzymał dotacje z Wydziału III PAN na to wydawnictwo. Obecnie czasopismo jest składane komputerowo w Dziale Wydawnictw IF PAN (seria A) i w Instytucie Fizyki UJ (seria B).
- 2) *Postępy Fizyki* są obecnie także składane komputerowo w IF PAN. W r. 1990 Redakcja uzyskała jednorazową subwencję z ówczesnego Urzędu Postępu Naukowo-Technicznego i Wdrożeń, a także dar Zakładu Fizyki Teoretycznej PAN. W 1991r. wydawnictwo jest finansowane przez IF PAN i PTF, które otrzymały fundusze na ten cel z Wydziału III PAN.
- 3) *Delta* była wydawana do roku 1989r. przez RSW. Obecnie wydawana jest przez Uniwersytet Warszawski i finansowana z dotacji MEN. Występują trudności z kolportażem pisma.
- 4) *Reports on Mathematical Physics* wydawane są wspólnie z Pergamon Press i Redakcja nie sygnalizuje żadnych trudności finansowych.

6. Współpraca międzynarodowa

Współpraca międzynarodowa Towarzystwa przyjmuje następujące formy:

- a) umowy dwustronne o wymianie fizyków. Realizacja długoletnich umów z Bułgarią, Czecho-Słowacją, Niemcami (NRD i RFN) i Węgrami załamała się w 1991r. z powodu sytuacji finansowej naszego Towarzystwa i partnerów (poza Niemcami). Wszystkie towarzystwa zapewniają, że trudności są chwilowe i wyrażają gotowość kontynuowania współpracy. Z drugiej strony pojawiają się możliwości nawiązania współpracy z towarzystwami państw zachodnich. Ostatnio zjednoczone Niemieckie Towarzystwo Fizyczne, honorując umowy podpisane przez oba towarzystwa niemieckie, wyraziło chęć zacieśnienia współpracy i wynegocjowania nowej umowy. W ostatnich dniach - po długich negocjacjach - została także podpisana umowa z brytyjskim Institute of Physics (od r. 1992). Trwają negocjacje w sprawie umowy z ICTP w Triestie.

b) udział w pracach EPS. Nasze Towarzystwo jest członkiem zbiorowym Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) i ma swoich przedstawicieli w jego różnych organach. Niektórzy członkowie PTF są członkami indywidualnymi EPS. Z jednej strony, dzięki wymiennieści złotego, współpraca z EPS może opierać się na bardziej normalnych zasadach (np. uczestnictwo w posiedzeniach Rady EPS na własny koszt). Z drugiej strony wysoki kurs dewiz utrudnia spełnienie naszych zobowiązań względem EPS (składka Towarzystwa wynosi ok. 130 mln zł. (17 tys. CIIF) rocznie, składka członka indywidualnego ok. 400 tys. zł. (54 CIIF) rocznie). EPS poprzez East-West Task Force jest inicjatorem różnych form pomocy towarzystwom w krajach postkomunistycznych (raport o potrzebach i sytuacji towarzystw, pomoc bibliotekom, pomoc w "know how" - konferencja "Management of Science").

c) wymiana czasopism i informacji. W szczególności, Sekcja Optyki otrzymuje po obniżonych cenach wydawnictwa OSA. EPS, IOP i DPG przysyłają nieodpłatnie egzemplarze swoich wydawnictw. *Postępy Fizyki* są wysyłane za granicę fizykom związanym z Polską oraz zaprzyjaźnionym towarzystwom (na zasadzie wymiany) w tym na Litwę i Ukrainę.

d) udział w pracach nowopowstałego Europejskiego Towarzystwa Optycznego. Sekcja Optyki PTF jest jednym z jego założycieli.

7. Współpraca z przemysłem

Komisja ds. Współpracy z Przemysłem zorganizowała wspomnianą już europejską konferencję "Physics for Industry - Industry for Physics" we wrześniu 1991 w Krakowie, a także posiedzenie Action Committee of Applied Physics and Physics for Industry EPS. Współpraca z przemysłem krajowym nadal prawie nie istnieje. Przyczyną tego jest niewielki procent fizyków pracujących w przemyśle. Ten procent jest niski nawet w porównaniu z innymi państwami postkomunistycznymi.

8. Nagrody i odznaczenia PTF

Komisja Nagród i Odznaczeń PTF postanowiła nadać Medal Mariana Smoluchowskiego:
- Władysławowi Świąteckiemu (USA) za rok 1990;
- Jackowi Prentkiemu (Francja) za rok 1991.

Obaj są wybitnymi fizykami polskiego pochodzenia. Komisja nie przyznawała żadnych nagród w r. 1990, natomiast w r. 1991 przyznała nagrodę naukową za prace z fizyki fazy skondensowanej Krzysztofowi Świątkowi z IF PAN.

Komisja Nagród Dydaktycznych PTF nie przyznawała żadnych nagród w roku 1990, natomiast w roku 1991 przyznała nagrody dydaktyczne następującym nauczycielom fizyki:

Nagrody I stopnia: Wojciechowi Małeckiemu z Wrocławia i Sławomirowi Ziemiickiemu z Siedlec.

Nagrody II stopnia: Elżbiecie Jankowskiej z Warszawy-Falenicy, Bożenie Moldenhawer z Poznania, Włodzimierzowi Czarnobajowi z Łęborka.

Nagrody III stopnia: Cecylii Chuderskiej-Panek z Łodzi i Bronisławowi Bystroniowi ze Szczecina.

9. Podsumowanie

Na zakończenie wypada podkreślić, że kończąca się kadencja była okresem bardzo trudnym dla naszego Towarzystwa. Okres ten Towarzystwo przetrwało dzięki pomocy i życzliwości całego środowiska fizyków, Polskiej Akademii Nauk, a zwłaszcza sekretarza Wydziału III prof. Jerzego Kołodziejczaka oraz dyrektora IF PAN prof. Henryka Szymczaka, którym wszyscy winniśmy wdzięczność i podziękowanie.

Prestiż naszego Towarzystwa nie ucierpiał z powodu przejściowych trudności, a nawet wzrósł, o czym świadczy ożywienie kontaktów zagranicznych, współpraca z EPS i nowe umowy z towarzystwami zachodnimi.

Nie znaczy to, że w dobie szybkich zmian ustrojowych, społecznych i gospodarczych nasze Towarzystwo nie będzie musiało dokładać wysiłków aby prosperować w nowych warunkach. Podniesienie prestiżu Towarzystwa i utrzymanie go w dobrej kondycji będzie wymagało zapewne jeszcze wiele wysiłku nie tylko od nowych władz, ale od całego środowiska, od nas wszystkich.

Stanisław G. Rohoziński

Sekretarz Generalny PTF

Oddział Opolski PTF

Dnia 19 grudnia 1991 r. odbyło się na WSP w Opolu zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału Opolskiego PTF, liczącego 50 członków. Nie ma już niestety w tym gronie mgr Danuty Brągielowej, członka ustępującego Zarządu. Zmarła w styczniu 1991 r.. Zebranie rozpoczęliśmy chwilą ciszy, którą uczciliśmy pamięć Danusi. Jej sylwetkę - wzór człowieka wielkiego serca i oddanego młodzieży pedagoga przedstawiamy w innym miejscu Kroniki.

Oddział Opolski PTF w okresie sprawozdawczym organizował posiedzenia naukowe, pokazy doświadczeń fizycznych oraz kolejne, XXIII i XXIV Turnieje Wiedzy Fizycznej dla młodzieży szkół średnich Opolszczyzny o Puchar Zarządu Głównego PTF. Turniej mógł zostać przeprowadzony dzięki niegasnącemu - mimo wciąż narastających trudności - entuzjazmowi całego w zasadzie grona fizyków pracujących w IF WSP. Im wszystkim w imieniu ustępującego Zarządu podziękował doc. Mieczysław Piróg. Należy jednak dodać, że imprezy, w których brało udział każdorazowo ponad 400 uczniów, organizowano i przeprowadzano w ścisłej współpracy z Wojewódzkim Ośrodkiem Metodycznym.

Problemy organizacji kolejnego turnieju zdominowały także dyskusję. Poruszono w niej jednak i inne istotne sprawy m.in. celowość i konieczność zorganizowania cyklu wykładów popularnonaukowych dla społeczeństwa (w tym i młodzieży szkolnej) oraz konieczność ustosunkowania się do stanowiska Rady Głównej Szkolnictwa Wyższego w sprawie kierunku studiów "Fizyka".

Na zebraniu udzielono absolutorium ustępującemu Zarządowi. Wybrano nowy zarząd w składzie: przewodniczący - J. Musielok, wiceprzewodniczący - St. Chabik, sekretarz - H. Griner, skarbnik -

W. Langer, członkowie - T. Górecki, J. Kusz, A. Miliszkievicz, B. Pędzisz, K. Raczkowska-Tomczak.

Bożena Pędzisz

AUSTRON

Rząd Austrii zadeklarował chęć stworzenia w Austrii dużego międzynarodowego centrum badawczego, pomyślanego przede wszystkim jako forum współpracy Austrii, Czecho-Słowacji, Jugosławii, Polski, Węgier i Włoch. Projekt pod nazwą AUSTRON rozpatrywany jest już od połowy 1990 r. Patronuje mu Austriacka Akademia Nauk, współpracują także zaproszeni zainteresowani z krajów tzw. Hexagonale. Z Polski w pracach koncepcyjnych bierze udział prof. J. Auleytner (IF PAN), prof. R. Sosnowski (IPJ) oraz prof. J. Jastrzębski i dr L. Zemło (Środowiskowe Laboratorium Ciężkich Jonów, UW).

Nowoczesne badania naukowe wymagają na ogół dużej, skomplikowanej aparatury, której budowa i eksploatacja przekracza często potencjał finansowy i techniczny jednego kraju. Dlatego też badania w niektórych dziedzinach są możliwe tylko we współpracy międzynarodowej. Małe i uboższe kraje muszą starać się o umożliwienie dostępu swoim badaczom do centrów międzynarodowych. Powstanie regionalnego a zarazem międzynarodowego laboratorium we wschodniej Austrii stwarza dobre perspektywy dla krajów środkowo-wschodniej Europy.

W październiku 1991 na zebraniu roboczym w CERN-ie, z udziałem ekspertów zarówno z krajów Hexagonale jak i z krajów zachodnich, postanowiono, że wyposażeniem AUSTRON-u będzie spalacyjny źródło neutronów, wykorzystujące szybki synchrotron protonowy, który przyspieszałby te cząstki do energii 0.8 - 15 GeV, injektorem byłby akcelerator liniowy. Projektuje

się uzyskanie strumienia neutronów ponad 2 razy większego niż w urządzeniu ISIS w Anglii.

Wybór procesu spalacji, a nie reaktora, jako źródła neutronów odpowiada obecnym tendencjom światowym. Źródło takie pozwoli na prowadzenie badań w dziedzinie fizyki jądrowej niskich energii, fizyki ciała stałego, materiałoznawstwa, chemii, biomedycyny.

Szacuje się, że koszty konstrukcji i podstawowego wyposażenia wyniosą w ciągu pierwszych 5 lat ok. 3 mld AS. Gros kosztów ma ponosić Austria, być może z pomocą krajów zachodnich. Od krajów postkomunistycznych oczekuje się udziału w postaci przede wszystkim dostarczenia pracowników i niektórych rodzajów wyposażenia.

AUSTRON będzie usytuowany we wschodniej Austrii i zajmie obszar ok. 4 ha. Przewiduje się pobór mocy początkowo 3 MW, a w stadium końcowym 5 MW. Układy chłodzenia będą wymagać przepływu wody 100 l/s.

Austriackie ministerstwo nauki i badań powoła grupę roboczą, która ostatecznie ustali parametry techniczne akceleratora i innych urządzeń, włącznie z komputerami i połączeniami z międzynarodowymi sieciami komputerowymi. W ciągu 12 miesięcy grupa 25 ludzi wykona projekt koncepcyjny, który będzie stanowił podstawę do decyzji władz Austrii i innych państw członkowskich. Wykonywanie szczegółowego planu technicznego będzie trwało do połowy 1994 r., prace konstrukcyjne zaczną się w 1994 r.

B. W.

Nagroda Hewletta-Packarda

Nagrodę Hewletta-Packarda w r. 1992 Europejskie Towarzystwo Fizyczne przyznało Gerhardowi Ertlowi (Instytut Fritza

Habera, Berlin), Haraldowi Ibachowi (Inst. Badań Powierzchni, KFA, Jülich) i J. Peterowi Toenniesowi (Instytut Maxa Plancka Badania Prądów, Getynga) za pionierskie badania struktury powierzchni i rozwijanie nowych metod doświadczalnych.

Ertl jest od dawna uznanym ekspertem badań doświadczalnych struktury i reaktywności powierzchni metali. W ostatnich czasach przyczynił się do stworzenia nowego działu fizyki powierzchni - badań struktury w skali mezoskopowej. Rozwinął nową metodę doświadczalną - skaningową mikroskopię fotoemisyjną.

Ibach rozwinął metodę spektroskopii strat energii elektronów, a Toennies - metodę niesprężystego rozpraszania atomów helu do badania drgań powierzchni. Metody te pozwoliły na dobry opis fononów powierzchniowych, stanowią też narzędzie badań atomów adsorbowanych na powierzchni.

Europhys. News 23,
No 1 (1992)

B. W.

Polski Uniwersytet w Wilnie

Pewnie nie wszyscy wiedzą, że od października 1991 działa w Wilnie Polski Uniwersytet, którego rektorem jest prof. Romuald Brazis, fizyk kierujący jednocześnie Laboratorium Zjawisk Plazmowych Instytutu Fizyki Półprzewodników Akademii Nauk Litwy.

W czerwcu ub. r. prof. Brazis uczestniczył w Zjeździe Rektorów Polskich Uczelni, jaki odbył się we Wrocławiu i wtedy mieliśmy okazję go poznać. Dowiedzieliśmy się, że na Uniwersytecie Polskim planuje utworzenie Zakładu Fizyki, Techniki i Ekologii. Jak dotychczas jednak, taki zakład nie powstał. Uniwersytet został zaakceptowany przez władze Litwy, otrzymał jednak na "rozruch" bardzo mały fundusz.

Potrzeby Uniwersytetu są ogromne. Poczynając od folii do rzutnika, taśm ma-

gnetofonowych, nagrań kursu języka polskiego (nawet dla początkujących, gdyż nie wszyscy podejmujący tam studia ukończyli szkoły polskie), ramowych programów studiów, a na nauczycielach akademickich kończąc. Rektor Brazis proponował, aby przybywali tam ci, delegowani przez uczelnię macierzystą, którzy chcieliby część swego pensum odrobić w Wilnie. Strona wileńska zapewniałaby zakwaterowanie i bardzo skromne dofinansowanie.

Oto wykaz kierunków, które już są czynne: anglistyka, germanistyka, psychologia, pedagogika, medycyna, stomatologia, plastyka i wzornictwo przemysłowe, prawo i administracja, biologia, wychowanie fizyczne, informatyka. Obecnie trwają zajęcia w ramach rocznego kursu przygotowawczego. My też moglibyśmy się do nich włączyć. Fizyka znajduje się przecież w programie studiów medyków i biologów.

I na koniec polonicum, na które natknęłam się w Wilnie w listopadzie ub. r. gdy znaleźliśmy się w kościele uniwersyteckim św. Jana, w którym jeszcze ma siedzibę Muzeum Nauki. Otóż za skrzydłem ołtarza spoczywa na podłodze spektrograf, przy użyciu którego Henryk Niewodniczański wykonał pomiary i jak napisano (w języku litewskim i rosyjskim) dokonał największego odkrycia w historii fizyki *wileńskiej* (podkreślenie moje). Chodzi tu o magnetyczne linie dipolowe w promieniowaniu atomów, które to zjawisko prof. Henryk Niewodniczański pierwszy zaobserwował i wspólnie z Janem Blatonem odpowiednio zinterpretował.

Zainteresowanym włączeniem się w akcję pomocy Polskiemu Uniwersytetowi w Wilnie podaję adresy: prof. R. Brazis, Institute of Semiconductor Physics, Gostauto 11, 2600 Vilnius, Litwa lub - Stowarzyszenie Naukowców Polaków Litwy, pd.823, 2055 Vilnius, Litwa.

Maria Dębowska

Badania w demokratycznym społeczeństwie

W zeszycie *Naturwissenschaften* z października 1991 znajduje się obszerna wypowiedź Hansa F. Zachera, prezesa Towarzystwa Maxa Plancka, na temat roli i sytuacji badań naukowych w społeczeństwie demokratycznym.

Zdaniem autora, badania naukowe są zjawiskiem zarówno indywidualnym jak i społecznym. Indywidualnym, gdyż umożliwiają coraz głębsze poznanie i lepsze zrozumienie ludzkiego istnienia. Społecznym, bo powodują wymianę myśli między jednostkami, ale też dlatego, że korzystają z funduszy społeczeństwa oraz że mogą społeczeństwu przynosić korzyść lub szkodę.

Społeczeństwo, polityka i prawo wyrażają, i zawsze wyrażały, swój stosunek do badań naukowych przez: 1) umożliwienie badań i zagwarantowanie ich wolności, 2) zaprzęgnięcie badań w swoją służbę i sterowanie nimi w określonych kierunkach, 3) ograniczanie badań, kontrolowanie a nawet uniemożliwianie ich.

Szerokie i różnorakie znaczenie, jakie badania naukowe mają obecnie dla jednostki i dla społeczeństwa, w którym ona żyje, znalazło swój wyraz w tym, że w badania wchodzi polityka umożliwiając je ale też starając się nimi kierować. Ujemną stroną jest to, że wykorzystywanie do swoich celów i ograniczanie badań jest zarówno dla sił politycznych jak i społecznych bardziej atrakcyjne niż zwykle ich umożliwianie. Tu właśnie leży niebezpieczeństwo dla prawidłowego rozwoju badań. Dotyczy to przede wszystkim badań podstawowych. Badania stosowane usprawiedliwiają swoje istnienie przez możliwości bezpośredniego wykorzystania. Czyż można jednak rozdzielać powiększanie wiedzy od jej zastosowań?

Na ludziach, którzy uprawiają badania, spoczywa szczególna odpowiedzialność wy-

jaśniania społeczeństwu celu tych badań, ich wyników, możliwości, które otwierają ale i niebezpieczeństw, które stwarzają. Nikt nie może w tym zastąpić badaczy. Są oni odpowiedzialni za właściwe stosunki między nauką, społeczeństwem i polityką. Aby uzyskać optymalne warunki dla prowadzenia badań, naukowcy muszą stale analizować sytuację społeczną, polityczną i prawną, w jakiej się znajdują.

Naturwiss. 78, No 10
(1991)

B. W.

Nieodtworzalne wyniki uhonorowane

W październiku 1991 odbyło się w Massachusetts Institute of Technology uroczyste nadanie pierwszych "Ig Nobel Awards" (nie wiemy co znaczy Ig - może: gra słów z *ignoble* - bezwstydnym). Inicjatorami ustanowienia tych wyróżnień były MIT Museum i *Journal of Irreproducible Results*, znane od dawna pismo publikujące karykatury prac naukowych. Nagrody Ig Nobel zostały przyznane osobom, których prace nie mogą, lub nie powinny być reprodukowane. Uroczystości przewodniczyło czterech laureatów Nobla: Sheldon Glashow, Dudley Herschbach, Eric Chirian i Henry Kendall.

Z chemii Nagrodę Ig Nobel otrzymał Jacques Benveniste (Francuski Narodowy Instytut Zdrowia i Badań Medycznych) za pracę ogłoszoną w 1988 r. w *Nature*, w której twierdził, że woda ma pamięć notującą rozpuszczone w niej materiały.

Nagrodę z fizyki przyznano Thomasowi Kyle (MIT) za pracę w *Journal of Irreproducible Results* opisującą "administrat", najcięższy istniejący pierwiastek, którego jądro składa się z jednego neutronu, ośmiu zastępców neutronów, 35-u wiceneutronów i 256 zastępców wiceneutronów.

Erichowi von Danikenowi, autorowi książki "Pojazdy bogów", i in-

nych dzieł, w których twierdził, że w czasach przedhistorycznych Ziemię odwiedzili astronauta z kosmosu, przypadła w udziale nagroda z literatury.

Przeoczeniem Komitetu Ig, jak się wydaje, było nieprzyznanie nagrody B.S. Ponsowi i M. Fleischmanowi za odkrycie zimnej syntezy jądrowej.

Sci. Am. 265, no 6
(1991)

B. W.

APS News

Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne (APS) zaczęło wydawać *APS News*, informator dla członków. Znajdują się w nim wiadomości dotyczące Towarzystwa, jakie dotychczas ukazywały się w *Bulletin of the American Physical Society* i w *Physics Today*. Odtąd nie będzie już w *Physics Today* działu "News from APS".

Phys. Today 44, No 12
(1991)

B. W.

E. McMillan (1907 - 1991)

Dnia 7 września 1991 zmarł Edwin Mattison McMillan, wybitny amerykański fizyk jądrowy.

Pracował wiele lat w Radiation Laboratory w Berkeley (późniejsze Lawrence Berkeley Laboratory), którego po śmierci E.O. Lawrence'a został dyrektorem. Przewodził próby syntezy radionuklidów posługując się wiązką przyspieszaną w cyklotronie. W 1934 r., wspólnie z M. Stanleyem Livingstonem, odkrył izotop ^{15}O . Gdy rozpoczęły się badania rozszczepienia jądrowego wpadł na myśl, że neutrony wyzwolane w tym procesie mogą "przylepić się" do ciężkiego jądra, tworząc jądro jeszcze cięższe. Tą metodą, przy następującej przemianie β po przyłączeniu neutronu, zostały wytworzone jądra neptunu ($Z=93$) i plutonu ($Z=94$).

Za pionierskie prace nad pierwiastkami transuranowymi McMillan, wspólnie z Glennem Seaborgiem, otrzymał w 1951 r. Nagrodę Nobla z chemii.

Inną dziedziną działalności McMillana było udoskonalanie akceleratorów cyklicznych. Szczególne znaczenie ma tu jego idea (do której niezależnie od niego doszedł też W.I. Weksler) modulowania częstości radiowych przyspieszających protony. Stanowiło to znaczący krok w akceleracji cząstek o prędkościach relatywistycznych. Osiągnięcie to zostało uhonorowane w 1963 r. nagrodą "Atoms for Peace" dla Wekslera i McMillana.

CERN Courier 31, No
9 (1991)

B. W.

DANUTA BRĄGIEL (1929 - 1991)

Po długich cierpieniach zmarła w Opolu 7 stycznia 1991 mgr Danuta Brągiel - długoletni członek Oddziału Opolskiego PTF. Odeszła wybitna nauczycielka fizyki szkół średnich, nieodżałowana nasza koleżanka.

Danuta Brągiel urodziła się 12 maja 1929 w Dęblinie-Irena, w rodzinie nauczycielskiej. Studia uniwersyteckie z fizyki ukończyła w 1952 na Wydziale Mat-Fiz-Chem UMCS w Lublinie uzyskując stopień magistra. W tym samym roku rozpoczęła wraz z mężem pracę nauczycielską na Śląsku Opolskim. Oboje poświęcili się nauczaniu fizyki. Szkolnictwo tej Ziemi wiele zawdzięcza ich pracy wykonywanej z pasją i zaangażowaniem. Początkowo pracowała w Studium Nauczycielskim w Opolu. Dzięki jej współdziałaniu powstała w tej Uczelni dobrze zorganizowana pracownia fizyczna. Później, po rozwiązaniu Studium w początkowych latach sześćdziesiątych, pracowała w zmieniającym się kilkakrotnie co do nazwy opolskim ośrodku dokształcania i doskonalenia nauczycieli. Dała się wówczas poznać ogółowi nauczycieli fizyki

województwa opolskiego jako kompetentny doradca metodyczny. Zorganizowała znowu od podstaw międzyszkolną pracownię fizyczną. Po kolejnej reformie ośrodka metodycznego i zlikwidowaniu jej pracowni fizycznej rozpoczęła pod koniec lat sześćdziesiątych pracę w II Liceum Ogólnokształcącym im. M. Kopernika w Opolu, w którym pracowała jako nauczycielka fizyki prawie aż do śmierci. W liceum tym w latach siedemdziesiątych prowadziła weryfikację opracowanego przez siebie eksperymentu dotyczącego grupowania nauczanych przedmiotów w bloki. Wielce interesujące i obiecujące wyniki tego eksperymentu o dobrze uzasadnionych założeniach teoretycznych nie trafiły wówczas na podatną glebę. Obecnie jest szansa, aby je wykorzystać w reformowanym systemie nauczania fizyki.

Danuta Brągiel była długoletnią opiekunką śródrocznych i ciągłych praktyk pedagogicznych studentów fizyki WSP w Opolu. Będąc członkiem Zarządu Oddziału Opolskiego PTF aktywnie i ofiarnie angażowała się w jego prace. Szczególnie żarliwie zajmowała się organizowaniem i przeprowadzaniem corocznych turniejów fizycznych dla młodzieży szkół średnich województwa opolskiego. Ostatnie dwa turnieje prowadzone były już bez jej udziału. W uznaniu wybitnych osiągnięć dydaktycznych w nauczaniu i popularyzowaniu fizyki, ZG PTF dwukrotnie uhonorował ją nagrodą. Nie ominęły jej też wyróżnienia wojewódzkie i państwowe.

Danuta Brągiel, koleżanka, nauczycielka fizyki, na długo pozostanie w pamięci swoich uczniów i studentów, w pamięci nas wszystkich, stanowiąc wzór do naśladowania pod każdym względem. Cześć jej pamięci!

Danuta Tokar

PHYSIQUE EN HERBE 92

European congress of young physicists and chemical-physicists



"Physique En Herbe" (PEH), a congress sponsored by scientific and private organisations will take place from the 6th to the 10th of July of 1992 in Marseille (FRANCE). As in previous years the congress will bring together French post-graduate students in Physics and Chemical-Physics. But for the first time, in 1992, students from throughout Europe will be present.

During the congress, they will have the opportunity of exchanging ideas and presenting their work orally or by posters. Guest speakers of international renown (P.DARRIULAT, R. KERN, H. REEVES) and displays will form the focus of each evening activities.

With the EUROPHY 92 Forum including stands, talks and debates, PEH will also offer the student community the opportunity of meeting european leaders in the public and private sectors of research.

Many european enterprises and post-graduate students are already interested in Physique En Herbe, what about you ?

For further information please contact:

PEH 92. CRMC2-CNRS. Campus de Luminy. Case 913. 13288 Marseille cedex 9.
FRANCE. Tel: 33.91.17.28.08. Fax: 33.91.41.89.16

SPIS TREŚCI

J. Rayski — Klasyfikacja cząstek i pól fundamentalnych	115
R.E. Taylor — Rozpraszanie głęboko nieelastyczne: pierwsze lata	123
RÓŻNE	
T. Schücker — Węzły i ich powiązania z fizyką	167
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
R. Broda — Wspomnienie o Profesorze Stanisławie Ogazie	179
ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH	
J. Janik, A. Kaczmarski, K. Sokalski — Hydrodynamika ciekłych krysztalów w I pracowni fizycznej	185
M. Kugler — Ruch w nieinercjalnych układach odniesienia: nowe spojrzenie na starą fizykę	189
NOWOŚCI NAUKOWE	
B. Torresani — Analiza falkowa – metoda badania sygnałów w matematyce i fizyce	203
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	217
RECENZJE	223
KRONIKA	227

CONTENTS

J. Rayski — Classification of fields and elementary particles	115
R.E. Taylor — Deep inelastic scattering: the early years	123
MISCELLANEA	
T. Schücker — Knots and their links to physics and biology	167
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
R. Broda — Recollections of Professor Stanisław Ogaza	179
PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS	
J. Janik, A. Kaczmarski, K. Sokalski — Hydrodynamics of liquid crystals in the first student lab	185
M. Kugler — Motion in non inertial reference frames, old physics from a modern perspective	189
SCIENTIFIC NEWS	
B. Torresani — Wavelet analysis: a tool for signal processing in mathematics and physics	203
MEETINGS AND CONFERENCES	217
REVIEWS	223
CHRONICLE	227