

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XXIV

ZESZYT 6

1973

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

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Prof. dr ANDRZEJ TRAUTMAN
czł. koresp. PAN

Sekretarz

Doc. dr HALINA CHEĆIŃSKA

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER

Prof. dr KAROLINA LEIBLER

Prof. dr MACIEJ SUFFCZYŃSKI

Doc. dr JAN PETYKIEWICZ

Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)

Doc. dr ALFONS KAWSKI (*Gdańsk*)

Doc. dr BOLESŁAW WYSŁOCKI (*Głuchów*)

Doc. dr ANDRZEJ PAWLIKOWSKI (*Katowice*)

Doc. dr JERZY JATCZAK (*Koszalin*)

Prof. dr JERZY RAYSKI (*Kraków*)

Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)

Doc. dr HENRYK MAŁECKI (*Łódź*)

Dr JÓZEF KUSZ (*Opole*)

Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)

Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ (*Rzeszów*)

Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)

Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Dr hab. WACŁAW NAZAREWICZ (*Warszawa*)

Doc. dr BOLESŁAW MAKIEJ (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

WARSZAWA, ul. Hoża 69

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XXIV, ZESZYT 6

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1973

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa)
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Przemysław Zieliński (Warszawa)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Członkowie Redakcji — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków), Jerzy Pietruszka (Kraków)

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

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny

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

Nakład 2757+98 egz. Ark. wyd. 10,0. Ark. druk. 8 $\frac{1}{2}$

Papier ilustr. sat. kl. III, 72×100, 80 g.

Oddano do składania we wrześniu 1973

Podpisano do druku w grudniu 1973

Druk ukończono w grudniu 1973

Zam. 867/73, B-12. Cena zł 15.

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

Leon Van Hove

Wydział Badań Teoretycznych w Laboratorium I
Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (CERN-u), Genewa,
Instytut Fizyki i Astrofizyki im. Maxa Plancka, Monachium

Fizyka wysokich energii w 25 lat po odkryciu mezonu π^*

High-Energy Physics 25 Years after the Discovery of the π Meson

This text is based on lectures given at the Physical Societies of Zurich, Belgium and the Netherlands, and on a lecture series at the Max-Planck-Institute for Physics and Astrophysics, Munich. It compares the state of high-energy physics in 1947 and 1972, reviews some of the most important developments in this period, and ends by listing a few current and future problems.

1. Wstęp

Ówierć wieku temu w fizyce wysokich energii i cząstek elementarnych dokonano dwu fundamentalnych odkryć, z których każde dało początek szeregowi nowych poważnych osiągnięć.

Pierwszym z tych odkryć było odkrycie pionu w promieniowaniu kosmicznym [1], uzupełnione w ciągu roku stwierdzeniem obfitej produkcji pionów w cyklotronie w Berkeley [2]. Dość szybko przekonano się, że pion istnieje w trzech stanach ładunkowych π^+ , π^0 , π^- o izospinie 1 i że w jego oddziaływaniach z nukleonami (protonami i neutronami) izospin się zachowuje. Wkrótce po pionie odkryto cząstki dziwne, których niezwykła właściwość „produkcji łącznej” została wytłumaczona w r. 1953 przez wprowadzenie dziwności jako

* Artykuł zamieszczamy za zgodą Autora i Wydawcy (CERN-u). Przyp. Red.

nowej liczby kwantowej. W latach pięćdziesiątych miało też miejsce odkrycie wielu rezonansów hadronowych [3]. Bogate widmo hadronów (*hadron* — cząstka silnie oddziałująca) trzeba było uznać jako znamienne, choć kłopotliwą, cechę fizyki cząstek elementarnych. Ich klasyfikacja stała się jednym z głównych zadań teorii silnych oddziaływań.

Drugim z dokonanych w r. 1947 odkryć był pomiar przesunięcia Lamba dla atomu wodoru [4] i jego wyjaśnienie w elektrodynamice kwantowej przy wykorzystaniu teorii renormalizacji [5]. Elektrodynamika kwantowa stała się dzięki temu nie tylko jedną z najpełniej uwieńczonych powodzeniem teorii fizycznych, ale też podłożem wielkiego rozwoju ogólnej kwantowej teorii pola jako matematycznej podstawy dla badań cząstek elementarnych i ich oddziaływań. Jedną z dziedzin najbardziej ważnych w zastosowaniach jest współczesna teoria macierzy S , a dokładniej mówiąc, relatywistyczny formalizm kwantowy, stworzony do opisu rozpadów i zderzeń cząstek, systematycznie wykorzystujący właściwości analityczne i unitarność n -cząstkowych amplitud przejścia.

Od tych pamiętnych dni 1947 r. fizyka wysokich energii i cząstek elementarnych rozwijała się w szybkim tempie przez występujące na przemian ważne odkrycia doświadczalne i nowe idee teoretyczne. Zmieniła się również metodyka pracy doświadczalnej, powstała typowa „wielka nauka” z ogromną liczbą fizyków pracujących w dużych zespołach przy kilku gigantycznych akceleratorach. Niniejszy artykuł jest próbą podsumowania największych sukcesów naukowych tego postępu przez zestawienie stanu wiedzy w tej dziedzinie w latach 1947 i 1972, omówienie kilku ważnych kierunków badań i sformułowanie pewnych problemów do rozwiązania w przyszłości. Na przedstawienie takie mają oczywiście wpływ osobiste poglądy autora oraz jego ograniczona znajomość problemu i dlatego nie może być ono bardzo obiektywne. Celem tego artykułu jest tylko oderwanie się od powszedniej szczegółowej pracy badawczej i ogólne spojrzenie z przynajmniej jednego punktu na fizykę wysokich energii i postęp, jaki się w niej dokonał.

2. Stan fizyki wysokich energii w r. 1947 i obecnie

Zacniemy od porównania, przy użyciu dwu tabel (tab. I i II), stanu naszej wiedzy w r. 1947 i w dniu dzisiejszym. Tabele te zawierają wykaz znanych cząstek (w pierwszej kolumnie), typów oddziaływań (w trzeciej kolumnie), pewnych ich właściwości symetrii (w czwartej kolumnie), jak również teoretycznych metod najczęściej używanych do opisu oddziaływań cząstek (w drugiej kolumnie).

2.1. Cząstki

W pierwszej kolumnie tabeli I jest wymienione neutrino, chociaż w r. 1947 jego istnienie było tylko przewidywane teoretycznie. Tabela II po-

Tabela I

Przegląd fizyki wysokich energii w r. 1947 (wyjaśnienia w tekście)

Cząstki	Metody teoretyczne	Oddziaływania	Symetrie przybliżone	
			Izospin I	Trzecia składowa I ₃
Leptony neutrino ν elektron e mion μ	Oddziaływania czterofermionowe	Typ		
		Słabe	nz	nz
Foton	Elektrodynamika kwantowa	Elektromagnetyczne	nz	z
Hadrony proton p neutron n pion π	Teoria Yukawy	Silne	z	z

Tabela II

Przegląd fizyki wysokich energii w r. 1972 (wyjaśnienia w tekście)

Cząstki	Metody teoretyczne	Oddziaływania	Symetrie przybliżone			
			SU(3)	I	I, S, P, C	PC
Leptony ν_e, ν_μ e, μ	Sprzężenie wektorowo-aksjalne	Typ				
		Bardzo słabe	nz	nz	nz	nz
		słabe	nz	nz	nz	z
Foton	Elektrodynamika kwantowa	Elektromagnetyczne	nz	nz	z	z
Hadrony bariony mezony	Prądy hadronowe	Silne	nz	z	z	z
	Dyfrakcja Wymiana reggowska Dualność	Bardzo silne	z	z	z	z

kazuje, że obecnie znamy doświadczalnie dwa rodzaje neutrin, ν_e i ν_μ , związane odpowiednio z elektronem i mionem. Jeśli chodzi o hadrony, to, w przeciwieństwie do stanu wiedzy z r. 1947, znamy ich bardzo wiele, przy czym bariony są rozszerzeniem grupy nukleonów, a mezony pionów. Dla wszystkich leptonów i barionów teoria przewiduje istnienie odrębnych antycząstek (nie wymienionych w tabelach), z których wiele jest znanych doświadczalnie. Fotony są swymi antycząstkami, a antycząstkami dla mezonów są znów mezony.

2.2. Oddziaływania

Trzecia kolumna tabeli I zawiera typy oddziaływań dobrze znane w fizyce jądrowej i wymienione w kolejności odpowiadającej wzrostowi ich „siły”. Były one wystarczające do opisu zderzeń i rozpadów cząstek elementarnych, znanych w r. 1947. Sytuacja ta nie uległa w zasadzie zmianie w tabeli II, chociaż okazało się rzeczą użyteczną odróżnić dwa poziomy oddziaływań słabych i dwa silnych. Różnice między nimi związane są ściśle z problemem przybliżonych symetrii, do których omówienia teraz przystępujemy.

2.3. Przybliżone symetrie silnych oddziaływań

Czwarta kolumna tabeli I wymienia symetrię izospinową, znaną od dawna w fizyce jądrowej dla protonów i neutronów i, jak się okazało, mającą miejsce również dla pionu. Ta grupa symetrii i związane z nią liczby kwantowe I , I_3 są zdefiniowane wyłącznie dla hadronów, symetrię izospinową posiadają tylko silne oddziaływania i zachowują one w związku z tym I i I_3 (symbol „ z ” w tabeli). Oddziaływania elektromagnetyczne i słabe wykazują specyficzne łamanie symetrii izospinowej, mianowicie I_3 nie zachowuje się w słabych, a I w obu typach oddziaływań (symbole „ nz ” w tabeli).

Pojęcie symetrii przybliżonych i częściowo zachowujących się liczb kwantowych odgrywało, począwszy od lat pięćdziesiątych, coraz większą rolę w fizyce cząstek. Z jednej strony szeroka klasyfikacja hadronów stała się możliwa przez wprowadzenie dziwności S [6] jako nowej, obok izospinu, liczby kwantowej i przez powiązanie izospinu i dziwności w schemacie symetrii unitarnej $SU(3)$ [7]. Jak pokazuje czwarta kolumna tabeli II, prawa zachowania dla S są identyczne jak dla I_3 ; symetrii $SU(3)$ podlegają zaś tylko oddziaływania silne i to w przybliżeniu. Fakt ten spowodował wprowadzenie dwu poziomów silnych oddziaływań, silniejszego, który z definicji jest niezmienniczy względem $SU(3)$ i słabszego, zawierającego część łamiącą $SU(3)$. Nie mamy sformułowanego dokładnego opisu matematycznego tych dwu części silnych oddziaływań. Znamy jednak właściwości transformacyjne względem grupy $SU(3)$ członu łamiącego tę symetrię, ujawnia się on najwyraźniej w rozszczepieniu mas w multipletach $SU(3)$ [8]. Łamanie symetrii $SU(3)$ jest znaczne, rzędu 20%, ale ze znanej teoriogrupowej właściwości transformacyjnej tego łamania wynikają związki między rozszczepieniami mas, które są bardzo dobrze spełnione doświadczalnie.

2.4. Symetrie dyskretne i oddziaływania słabe

Z drugiej strony długo utrzymujący się pogląd, że inwersja przestrzenna P i sprzężenie ładunkowe C są dokładnymi symetriami natury, upadł w latach 1956—57 [9], kiedy odkryto, że słabe oddziaływania z udziałem leptonów łamią maksymalnie P i C . Przez kilka lat sądzono, że łamania te kompensują się nawzajem całkowicie tak, żeby zapewnić zachowanie PC , lecz w r. 1964 zostało odkryte bardzo słabe łamanie PC w rozpadzie neutralnego

kaonu [10]. Doprowadziło to do zdefiniowania dwu poziomów słabych oddziaływań, jednego bardzo słabego, odpowiadającego za łamanie PC , drugiego niezmienniczego względem PC . Fakt ten jest uwzględniony w czwartej kolumnie tabeli II. Oddziaływanie bardzo słabe jest znane obecnie tylko dla kilku rozpadów neutralnych kaonów. W zasadzie trzeba by przebadać niezmienniczość P , C , a także T (odwrócenia czasu) we wszystkich typach oddziaływań, dotyczy to również słynnej niezmienniczości względem PCT przewidywanej przez lokalną kwantową teorię pola (istnieje ostatecznie oznaka łamania T i zachowania PCT w rozpadach neutralnych kaonów łamiących PC). Patrząc teraz na całą czwartą kolumnę tabeli II, nie można nie zauważyć systematycznej hierarchii oddziaływań, wzrost ich „siły” idzie zawsze w parze z wyższą symetrią.

2.5. Metody teoretyczne

Przechodzimy teraz do omówienia drugich kolumn tabel I i II. Linie przecinające je od lewej strony ku prawej podsumowują po prostu, na jakie oddziaływania są czułe poszczególne typy cząstek (ściślej mówiąc w najniższym rzędzie „siły” oddziaływania, ponieważ np. efekty silnych oddziaływań wpływają nieznacznie na wyższego rzędu właściwości elektromagnetyczne mionu). Prostokąty znajdujące się w drugich kolumnach podają metody teoretyczne używane do opisu odpowiednich oddziaływań.

Dziś, tak jak i w r. 1947, największym osiągnięciem teoretycznym fizyki cząstek jest bez żadnej wątpliwości elektrodynamika kwantowa uzupełniona teorią renormalizacji dla wyeliminowania wszystkich rozbieżności we wszystkich rzędach rachunku zaburzeń. Elektrodynamika kwantowa może być uważana za formalnie zamkniętą teorię elektromagnetycznych oddziaływań naładowanych leptonów (e^\pm i μ^\pm) i fotonów. Może być ona też zastosowana do układów zawierających hadrony, np. do atomów, ale efekty silnego oddziaływania wtedy występujące (np. wpływ rozmiarów protonu w atomie wodoru) mogą być tylko oszacowane. W ogólności spodziewamy się, że silne i słabe oddziaływania modyfikują nieco wszystkie przewidywania elektrodynamiki kwantowej, nawet dla naładowanych leptonów i hadronów. W wielu wypadkach oczekiwana modyfikacja jest mała i zgodność między doświadczeniem i elektrodynamiką kwantową jest wtedy imponująca. Dla przykładu przedstawimy problem momentu magnetycznego mionu, podając kilka liczb [11]:

Oznaczenia: $\mu = 2(1+a)(e\hbar/2mc)$, m = masa mionu.

Najlepsza wartość doświadczalna $a_d = (116616 \pm 31) \cdot 10^{-8}$.

Przewidywanie elektrodynamiki kwantowej: $a_{ek} = 116581,5 \cdot 10^{-8}$.

Wartość a_{ek} jest obliczona z dokładnością do wyrazów trzeciego rzędu w stałej struktury subtelnej α ; przyczynnik trzeciego rzędu jest $21,2\alpha^3/\pi^3 = 26,7 \cdot 10^{-8}$.

Wkład oddziaływania silnego do wartości a szacuje się na około $6 \cdot 10^{-8}$. Nie umiemy go obliczyć dokładnie. Ocena wkładu oddziaływania słabego jest o wiele trudniejsza, pewne oszacowania dają 10^{-8} jako rząd tej wielkości.

W innych przypadkach efekty silnych oddziaływań gruntownie zmieniają przewidywania elektrodynamiki kwantowej, np. zachodzi to w rozpraszaniu e^+e^- przy energii bliskiej energii progowej dla produkcji pary hadronów. Tak więc w rzeczywistości, mimo swej matematycznie zamkniętej struktury, elektrodynamika kwantowa jest niepełną i wciąż otwartą teorią, będąc dokładną tylko dla szczególnych układów przy szczególnych warunkach.

Teoretyczną metodą istniejącą w r. 1947 do opisu słabych oddziaływań było lokalne oddziaływanie czterech fermionów (dokładniej czterech dirakowskich pól spinorowych) w postaci zaproponowanej przez Fermiego [12]. Sądzono wtedy, że można wybierać tylko między wszystkimi sprzężeniami zgodnymi z zachowaniem P , C i T . Odkrycie łamania P i C dokonane w latach 1956—57 doprowadziło w naturalny sposób do sprzężenia wektorowo-aksjalnego z równymi stałymi sprzężenia (zaznaczonego w drugiej kolumnie tabeli II). Formalizm ten daje jednak nierenormalizowalne rozbieżności, ilekroć zastosuje się go do drugiego czy wyższych rzędów rachunku zaburzeń. Ostatnio podejmowane są próby renormalizacji tego formalizmu przy użyciu hipotetycznych pól cechowania o nieznikającej masie, które pośredniczyłyby w oddziaływaniach słabych. Prace te są godne uwagi ze względu na fakt, że proponują jednolitą teorię oddziaływań słabych i elektromagnetycznych. Gdy znajdą one potwierdzenie doświadczalne, będą stanowić bardzo istotny krok naprzód.

Zastosowanie elektrodynamiki kwantowej i teorii sprzężenia wektorowo-aksjalnego do hadronów prowadzi do nowej kategorii problemów związanej z faktem, że efekty wirtualne silnego oddziaływania bardzo modyfikują elektromagnetyczne i słabe właściwości hadronów. W dużym stopniu problemów tych można uniknąć w procesach z małymi przekazami pędów (w szczególności w fizyce jądrowej niskich energii), lecz grają one istotną rolę we wszystkich reakcjach i rozpadach, w których przekazy pędu są rzędu 0,5 GeV/c lub większe. Trudności te są pokonywane w teorii prądów hadronowych, ważnym rozdziale fizyki hadronów (zaznaczonym w drugiej kolumnie tabeli II), który rozwinął się w ostatnich 15 latach.

Na koniec, przy poszukiwaniu systematycznej teorii silnych oddziaływań okazało się, że teorię Yukawy wymiany mezonów (druga kolumna tabeli I), popularną jeszcze na początku lat pięćdziesiątych przy opisie sił jądrowych, trzeba było wyraźnie zmodyfikować. W drugiej kolumnie tabeli II zastąpiliśmy „teorię Yukawy” przez metody, które są obecnie używane w analizie zderzeń hadronów wysokiej energii (dyfrakcja, wymiana reggowska, dualność). Łącznie z prądami hadronowymi i wyższymi symetriami hadronów stanowią one centrum dzisiejszych badań teoretycznych silnych oddziaływań. Przeglądowi tych zagadnień poświęcamy następne rozdziały.

3. Klasyfikacja hadronów

W latach 1950 odkryto doświadczalnie bardzo wiele hadronów, z których prawie wszystkie mają tak krótki czas życia, że są wykrywane przez produkty ich rozpadu i ujawniają swą obecność jako stany rezonansowe. Z chwilą, gdy

odkryto ich dostatecznie dużo i poznano ich główne liczby kwantowe, stało się możliwe sklasyfikowanie całego widma hadronów. Po różnych nieudanych próbach rozwiązanie znaleziono w schemacie symetrii unitarnej Gell-Manna i Ne'mana [7]. Klasyfikuje on hadrony w multiplety odpowiadające liniowym reprezentacjom grupy transformacji unitarnych unimodularnych w przestrzeni trójwymiarowej $SU(3)$, tj. tensorom $T_{\alpha\beta\dots}^{\gamma\dots}$ ze wskaźnikami przyjmującymi wartości $\alpha, \beta, \gamma, \dots = 1, 2, 3$. Grupa $SU(3)$ zawiera grupę izospinową $SU(2)$ w ten sposób, że wartości wskaźnika $\alpha = 1$ i 2 odpowiadają $I = 1/2$, $I_3 = 1/2$ i $-1/2$ odpowiednio, zaś $\alpha = 3$ odpowiada $I = 0$. Zawiera ona także dziwność S , przy czym $\alpha = 1, 2$ odpowiada $S = 0$, a $\alpha = 3$ odpowiednio $S = -1$.

Godny uwagi jest fakt, że wszystkie multiplety mezonowe są nonetami mającymi strukturę tensorową M_a^β . W pełni znane nonety przedstawia tabela III. Należy podkreślić, że nonet jest tensorem przywiedlnym, redukuje się on do bezśladowego tensora N_a^β (oktetu) i jednostkowego tensora δ_a^β (singletu):

$$M_a^\beta = N_a^\beta + \delta_a^\beta N', \quad \sum_a N_a^\alpha = 0, \quad N' = \frac{1}{3} \sum_a M_a^\alpha.$$

Z wyjątkiem, być może, mezonów pseudoskalarnych, obecnie znane cząstki z $I = S = 0$ odpowiadają mieszaninie singletu i składowej $I = S = 0$ oktetu.

Tabela III

Najlepiej znane nonety mezonowe. Szerokość połówkowa Γ została podana tylko dla mezonów rozpadających się wskutek oddziaływań silnych. Jest ona bardzo mała dla $\pi^\pm, K^\pm, K^0, \bar{K}^0$, które rozpadają się ze względu na oddziaływania słabe i dla π^0, η^0 , które rozpadają się elektromagnetycznie

Nonety mezonowe			
Nazwa, spin-parzystość J^P	Pseudoskalarny, 0^-	Wektorowy, 1^-	Tensorowy, 2^+
Dziwność, izospin	Symbol (masa, $\Gamma =$ szerokość)	Symbol (masa, $\Gamma =$ szerokość)	Symbol (masa, $\Gamma =$ szerokość)
$S = 0, \quad I = 1$	π^\pm (140 MeV) π^0 (135 MeV)	ρ^+, ρ^-, ρ^0 (765 MeV) ($\Gamma = 125$ MeV)	A_2^+, A_2^-, A_2^0 (1310 MeV) ($\Gamma = 80$ MeV)
$S = 0, \quad I = 0$	η^0 (549 MeV) η'^0 (957 MeV) ($\Gamma < 4$ MeV)	ω^0 (784 MeV) ($\Gamma = 11$ MeV) ϕ^0 (1019 MeV) ($\Gamma = 4$ MeV)	f^0 (1269 MeV) ($\Gamma = 154$ MeV) f'^0 (1514 MeV) ($\Gamma = 73$ MeV)
$S = 1$ i $-1, \quad I = 1/2$	K^+, K^- (494 MeV) K^0, \bar{K}^0 (498 MeV)	$K^{*+}, K^{*-}, K^{*0}, \bar{K}^{*0}$ (893 MeV, $\Gamma = 50$ MeV)	$K_N^+, K_N^-, K_N^0, \bar{K}_N^0$, (1408 MeV, $\Gamma = 107$ MeV)

Najlepiej znany oktet i dekuplet barionowy. Szerokość połówkowa Γ została podana tylko dla barionów rozpadających się wskutek oddziaływań silnych. Jest ona bardzo mała dla n , Λ , Σ^\pm , Ξ^{0-} , Ω^- , które rozpadają się ze względu na oddziaływania słabe i dla Σ^0 rozpadającego się elektromagnetycznie. Proton p jest cząstką trwałą

Oktet barionowy		Dekuplet barionowy	
Spin, parzystość = $1/2^+$		Spin, parzystość = $3/2^+$	
Dziwność, izospin	Symbol (masa)	Dziwność, izospin	Symbol (masa, Γ = szerokość)
$S = 0, \quad I = 1/2$	p^+ (938 MeV) n^0 (940 MeV)	$S = 0, \quad I = 3/2$	$\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$ (1236 MeV, $\Gamma = 115$ MeV)
$S = -1, \quad I = 0$	Λ^0 (1116 MeV)	$S = -1, \quad I = 1$	$\Sigma^{*+}, \Sigma^{*0}, \Sigma^{*-}$ (1385 MeV, $\Gamma = 36$ MeV)
$S = -1, \quad I = 1$	Σ^+ (1189 MeV) Σ^0 (1193 MeV) Σ^- (1197 MeV)	$S = -2, \quad I = 1/2$	Ξ^{*0}, Ξ^{*-} (1531 MeV, $\Gamma = 7$ MeV)
$S = -2, \quad I = 1/2$	Ξ^0 (1315 MeV) Ξ^- (1321 MeV)	$S = -3, \quad I = 0$	Ω^- (1672 MeV)

Wszystkie znane multiplety barionowe odpowiadają reprezentacjom, jakie można otrzymać z tensora $B_{\alpha\beta\gamma}$ o trzech wskaźnikach. Część całkowicie antysymetryczna jest singletem, przykładem może być hiperon Λ^* (1405 MeV) o szerokości połówkowej $\Gamma = 40$ MeV oraz spinie i parzystości $1/2^-$. Część o mieszanej symetrii daje oktet, zaś część całkowicie symetryczna odpowiada dekupletowi (reprezentacji o wymiarze 10). Tabela IV wymienia najlepiej znany oktet i dekuplet barionowy. Podane w tabelach III i IV wartości mas wskazują na ich rozszczepienie w każdym multiplicie, co jest przejawem łamania symetrii $SU(3)$. Jest ono, poza wypadkiem mezonów pseudoskalar-nych (odsyłamy tu Czytelnika do następnego rozdziału), rzędu 20 procent.

Fakt, że wszystkie bariony mogą być reprezentowane przez tensory $SU(3)$ postaci $B_{\alpha\beta\gamma}$, a wszystkie mezony przez tensory M_a^β , stały się natychmiast zrozumiałe, gdyby istniały tryplety $SU(3)$ Q_a , które stanowiłyby cegiełki składowe hadronów. Wielkości Q_a odpowiadałyby słynnym kwarkom, bariony składałyby się z trzech kwarków, a mezony z kwarku i antykwarku:

$$B_{\alpha\beta\gamma} = Q_\alpha Q_\beta Q_\gamma, \quad M_a^\beta = Q_a \bar{Q}^\beta,$$

z prostymi sprzężeniami dla spinów kwarków, które winny mieć wartości $1/2$. Takie kwarki miałyby liczbę barionową $1/3$ i ładunki elektryczne $2/3, -1/3$,

$-1/3$ (dla $\alpha = 1, 2, 3$ odpowiednio). Mimo szeroko zakrojonych poszukiwań kwarków nie udało się ich znaleźć i wobec tego istota klasyfikacji $SU(3)$ dla hadronów pozostaje nadal zagadkowa. Niemniej, uderzająca jest uniwersalność tej klasyfikacji, jak również istnienie symetrii $SU(3)$ w rozpadach rezonansów i prosta charakterystyka teoriogrupowa łamania symetrii $SU(3)$. Oprócz tego, jak wyjaśnia to następny rozdział, $SU(3)$ tworzy istotną podstawę dla teorii prądów hadronowych.

Strukturę multipletową $SU(3)$ uzupełnia inna klasyfikacja hadronów, związana z ich spinem i parzystością. Wszystkie cząstki w określonym multiplicie $SU(3)$ mają ten sam spin i parzystość a różnią się izospinem i dziwnością. W tak zwanej klasyfikacji Reggego rodzina składa się z cząstek o tym samym izospinie i dziwności, a tworzących ciąg o wzrastającym spinie i zmieniającej się na przemian parzystości:

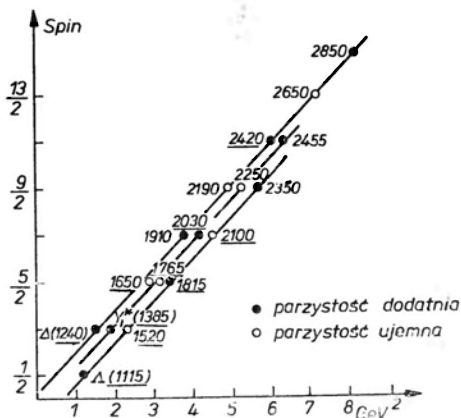
$$\text{spin} \quad J = J_0, J_0+1, J_0+2, \dots$$

$$\text{parzystość} \quad P = P_0, -P_0, P_0, \dots$$

Warto podkreślić fakt, że znaleziono kilka takich rodzin, w których spiny cząstek rosną liniowo z kwadratem odpowiadających im mas:

$$J = \alpha' m^2 + \alpha_0,$$

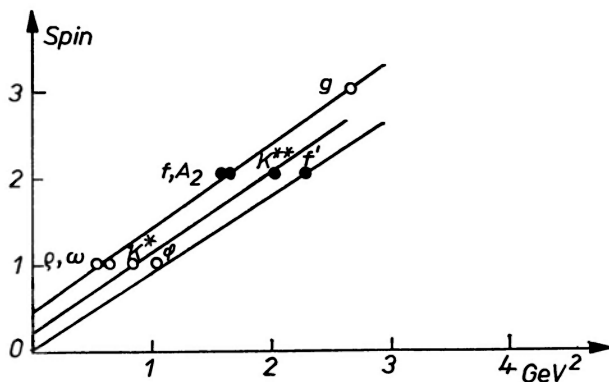
przy czym nachylenie ma prawie zawsze tę samą wartość $\alpha' \simeq 1 \text{ (GeV}/c^2)^{-2}$. Uderzające przykłady tej regularności są przedstawione dla barionów na rys. 1



Rys. 1. Wykres spinu w funkcji kwadratu masy dla grupy barionów. Liczby 1115, 1240, itd., określają masę w MeV ($c = 1$). Zostały one podkreślone, gdy spin i parzystość odpowiedniego barionu są obecnie zmierzone. Rysunek został wzięty z pracy [14] z jedną zmianą: rezonans $\Delta(2420)$ został podkreślony, gdyż jego spin i parzystość są teraz wyznaczone. Nie uwzględniono jednak małych, ostatnio uzyskanych poprawek do wartości mas. Linie proste są trajektoriami Reggego wzmiankowanymi w tekście

i dla mezonów na rys. 2. Linie interpolujące między punktami (J, m^2) zwane są trajektoriami Reggego. Bardzo narzuca się takie przewidywanie sposobu dalszego ich wzrostu, które odpowiadałoby istnieniu licznego, być może

nieskończonego, widma hadronów z jeszcze większymi masami i wartościami spinów. Jak wyjaśnimy to później, sądzi się, że wymiana takich trajektorii Reggego jest ważnym mechanizmem dynamicznym w zderzeniach hadronów w obszarze wysokich energii.



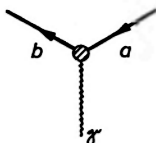
Rys. 2. Wykres spinu w funkcji kwadratu masy dla grupy mezonów, wzięty z pracy [14]. Parzystości zostały oznaczone jak na rys. 1. Dla wszystkich cząstek z tego wykresu spin i parzystość są obecnie zmierzone. Linie proste są trajektoriami Reggego wzmiankowanymi w tekście

4. Prądy hadronowe i wyższe symetrie hadronowe

Jednym z największych osiągnięć ostatnich dziesięciu lat jest systematyzacja prądów hadronowych ze względu na symetrie hadronowe, czyli realizacja programu zainicjowanego głównie przez Gell-Manna [7, 15]. W uzyskanym obrazie wiodącą rolę odgrywiają operatory gęstości prądu i ładunku, wielkości w wysokim stopniu uniwersalne w tym sensie, że wiele elektromagnetycznych i słabych procesów z hadronami może być opisanych przy użyciu elementów macierzowych tych operatorów działających między różnymi stanami hadronowymi. Wzmiankowane prądy są przy tym w prosty sposób związane z (przybliżonymi) symetriami silnych oddziaływań i spełniają dlatego (przybliżone) prawa zachowania.

4.1. Prądy elektromagnetyczne i słabe

W najniższym rzędzie właściwości elektromagnetyczne hadronów można opisać przez sprzężenie pojedynczego fotonu (rzeczywistego lub wirtual-



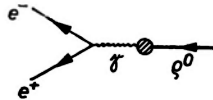
Rys. 3. Wierzchołek hadron—hadron—foton

nego) z materią hadronową, jak przedstawia to wierzchołek z rys. 3. Linie a i b opisują tu stany hadronowe przed i po sprzężeniu z fotonem γ . Operator gęstości prądu i ładunku elektromagnetycznego dla hadronów $J_\mu(x)$ (x odpowiada

punktowi czasoprzestrzeni, $\mu = 0, 1, 2, 3$) pojawia się w amplitudzie przejścia dla rozważanego procesu:

$$e \int \langle b | J_\mu(x) | a \rangle \Phi_\mu(x) d_4x,$$

przy czym występuje tu sumowanie po wskaźniku μ , e oznacza elementarny ładunek elektryczny, a $\Phi_\mu(x)$ czteropotencjał elektromagnetyczny reprezentujący wirtualny foton. Prąd J_μ jest uniwersalny w tym sensie, że dla dowolnych stanów hadronowych a i b wielkość $\langle b | J_\mu | a \rangle$ jest odpowiednim elementem macierзовym tego samego operatora. Gdy a i b odpowiadają protonowi, uzyskujemy sprzężenie protonu z wirtualnym fotonem lub zewnętrznym polem elektromagnetycznym. Gdy $a = \Sigma^0$ i $b = \Lambda$, otrzymujemy amplitudę rozpadu elektromagnetycznego $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda + \gamma$. Gdy $a = \rho^0$ i b odpowiada próżni, otrzymujemy amplitudę konwersji mezonu ρ^0 w wirtualny foton, co ma miejsce np. przy rozpadzie $\rho^0 \rightarrow e^+ + e^-$ (rys. 4).



Rys. 4. Diagram Feynmana dla rozpadu $\rho^0 \rightarrow e^+ + e^-$

Badając doświadczalnie, dla jakich stanów hadronowych element macierзовy $\langle b | J_\mu | a \rangle$ jest niezerowy, można określić liczby kwantowe przenoszone przez operator J_μ . Jego spin i parzystość są oczywiście 1-, zaś „wewnętrzne” liczby kwantowe wynoszą:

liczba barionowa	$\Delta B = 0,$
ładunek elektryczny	$\Delta Q = 0,$
dziwność	$\Delta S = 0,$
izospin	$\Delta I = 0$ i 1.

Użyte wyżej, powszechnie stosowane oznaczenia $\Delta B, \Delta Q, \dots$ odpowiadają faktowi, że rozważane liczby kwantowe są równe różnicom odpowiednich liczb kwantowych stanów hadronowych a i b , np.

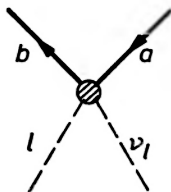
$$\Delta B = B_b - B_a,$$

gdzie B_a i B_b są liczbami barionowymi a i b . Podanie liczb kwantowych przenoszonych przez J_μ jest innym sposobem podania reguł wyboru, które cechują przejścia elektromagnetyczne hadronów. Spośród pozycji powyższej listy tylko dla izospinu brakuje nam nadal dokładnych testów i dlatego nie jest w zasadzie wykluczona mała składowa J_μ z $\Delta I > 1$. Doświadczalnie problem ten może zostać rozstrzygnięty przy analizie fotoprodukcji pionów na protonach i neutronach:

$$\gamma + N \rightarrow N' + \text{jeden lub więcej pionów}, N, N' = \text{stany nukleonowe}.$$

Identyczna procedura jest stosowana przy opisie słabych oddziaływań hadronów z leptonami. W tym przypadku istnieją dwa operatory gęstości

prądu $V_\mu(x)$ i $A_\mu(x)$, pierwszy typu wektorowego (spin—parzystość 1-), a drugi typu aksjalnego (spin—parzystość 1+). Oddziaływaniu hadronów z parą elektron-neutrino lub parą mion-neutrino (rys. 5) odpowiada amplituda:



Rys. 5. Wierzchołek hadron—hadron— l — ν_l , gdzie l oznacza elektron lub mion i ν_l odpowiednie neutrino

$$(G/\sqrt{2}) \int \langle b | V_\mu(x) + A_\mu(x) | a \rangle L_\mu(x) d_4x,$$

gdzie G jest stałą sprzężenia oddziaływań słabych ($G \simeq 10^{-5} m_p^{-2}$, m_p = masa protonu). Stany a i b są znów stanami hadronowymi, początkowym i końcowym. Funkcja L_μ opisuje wkład leptonowy i jest postaci

$$\langle d | \bar{\psi}_l(x) \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_n(x) | c \rangle, \quad l = \text{elektron lub mion},$$

gdzie ψ_l , ψ_n są operatorami pól dirakowskich dla naładowanych leptonów ($l = e^-$ lub μ^-) i odpowiadających im neutrino (ν_e lub ν_μ). Stany c , d są stanami leptonowymi, początkowym i końcowym. Podajemy kilka przykładów:

Rozpad neutronu $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$:

$$a = n, \quad b = p, \quad c = \text{próżnia}, \quad d = e^- + \bar{\nu}_e.$$

Rozpad K^- (leptonowy) $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$:

$$a = K^-, \quad b = \text{próżnia}, \quad c = \text{próżnia}, \quad d = \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Reakcja z neutrinem $\nu_\mu + p \rightarrow \mu^- + p + \pi^+$:

$$a = p, \quad b = p + \pi^+, \quad c = \nu_\mu, \quad d = \mu^-.$$

Wewnętrzne liczby kwantowe przenoszone przez $V_\mu + A_\mu$ są według obecnego stanu badań następujące:

$$\Delta B = 0, \quad \Delta Q = 1, \quad \Delta S = 0 \quad \text{lub} \quad 1,$$

$$\Delta I = 1 \quad \text{gd}y \quad \Delta S = 0, \quad \Delta I = 1/2 \quad \text{gd}y \quad \Delta S = 1.$$

Chcąc opisać przejścia z $\Delta Q = Q_b - Q_a = -1$, używa się operatorów hermitowsko-sprzężonych

$$(G/\sqrt{2}) \int \langle b | V_\mu^+ + A_\mu^+ | a \rangle \langle d | \bar{\psi}_n \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \psi_l | c \rangle d_4x.$$

Przykładami są:

Rozpad K^+ (leptonowy) $K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$:

$a = K^+$, $b =$ próżnia, $c =$ próżnia, $d = \mu^+ + \nu_\mu$.

Reakcja z antyneutrinem $\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n$:

$a = p$, $b = n$, $c = \bar{\nu}_\mu$, $d = \mu^+$.

Należy zwrócić uwagę, że powyższy opis nie obejmuje tych słabych oddziaływań hadronów, w których nie biorą udziału leptony, co ma miejsce np. dla tzw. rozpadów nieleptonowych $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ lub $K^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$. Dokonano wielu prób opisu tych procesów przy użyciu iloczynów $(V_\mu + A_\mu)(V_\mu^+ + A_\mu^+)$, lecz bez wyraźnego sukcesu. Z problemem tym wiąże się występowanie efektów oddziaływań słabych w przejściach hadronowych, które zachowują dziwność i nie zawierają leptonów. Odpowiednich efektów poszukuje się w postaci niezachowujących parzystości przejść γ w jądrach atomowych [16].

4.2. Grupy symetrii i prądy

Nawiążemy teraz do znanego faktu, że w lagranżowskiej teorii pola znajomość ciągłej grupy transformacji symetrii pozwala zdefiniować odpowiadającą jej gęstość prądu. Niech

$$\int L(\Phi, \partial_\mu \Phi) d_4x$$

będzie całką działania, gdzie lagranżjan L zależy od operatorów pola, oznaczonych wspólnie przez $\Phi = \Phi(x)$, i ich gradientów czasoprzestrzennych $\partial_\mu \Phi = \partial \Phi / \partial x_\mu$. Równania pola mają postać

$$\partial_\mu [\partial L / \partial (\partial_\mu \Phi)] = \partial L / \partial \Phi.$$

Rozważmy infinitezymalną transformację $\delta \Phi$ operatorów pola Φ . Związana z nią gęstość prądu jest

$$j_\mu(x) = [\partial L / \partial (\partial_\mu \Phi)] \cdot (\delta \Phi / \delta u),$$

gdzie δu jest infinitezymalnym parametrem transformacji, i gdzie zostało założone sumowanie po wszystkich polach. Dywergencja tej gęstości prądu wynosi

$$\partial_\mu j_\mu = \partial_\mu [\partial L / \partial (\partial_\mu \Phi)] \cdot (\delta \Phi / \delta u) + [\partial L / \partial (\partial_\mu \Phi)] \cdot [\delta (\partial_\mu \Phi) / \delta u].$$

Uwzględniając równania ruchu otrzymujemy

$$\partial_\mu j_\mu = \delta L / \delta u.$$

Jeśli rozważana transformacja odpowiada ściśle symetrii układu, to $\delta L / \delta u = 0$ i prąd j_μ jest ściśle zachowany. W przypadku tylko przybliżonej symetrii, $\delta L / \delta u$ jest małe i prąd jest zachowany w tym sensie, że ma małą dy-

wergencję. Stąd wszystkie symetrie odpowiadające silnym oddziaływaniom dostarczają nam prądów i , jak zaraz zobaczymy, prądy te są bezpośrednio związane z fizycznie obserwowalnymi prądami opisanymi w p. 4.1.

Spin i parzystość j_μ wynoszą 1^- , jeśli u jest niezmiennikiem wszystkich transformacji czasoprzestrzeni, tj. jeśli u jest parametrem skalarnym. Napotkamy również wypadki, gdy u jest pseudoskalarem, co odpowiada spinowi i i parzystości 1^+ dla prądu j_μ (zwanego wtedy prądem aksjalnym).

4.3. Prądy związane z symetrią $SU(3)$

Grupa $SU(3)$ ma osiem ciągłych parametrów i w konsekwencji osiem liniowo niezależnych transformacji infinitezymalnych. Przy użyciu przedstawionej właśnie ogólnej metody otrzymujemy więc osiem prądów $V_\mu^i(x)$, $i = 1, \dots, 8$. Naturalne jest założenie, że transformacje $SU(3)$ komutują ze wszystkimi transformacjami czasoprzestrzeni; parametry $SU(3)$ są więc skalarami, a wielkości V_μ^i prądami wektorowymi.

Stosując powszechnie obecnie używane oznaczenia, zaproponowane przez Gell-Manna, okazuje się, że prądy V_μ^i przenoszą następujące wewnętrzne liczby kwantowe (w sensie zdefiniowanym w p. 4.1):

$$\begin{aligned} V_\mu^1 \pm i V_\mu^2: & \quad \Delta S = 0, & \quad \Delta I = 1, & \quad \Delta I_3 = \Delta Q = \pm 1, \\ V_\mu^3: & \quad \Delta S = 0, & \quad \Delta I = 1, & \quad \Delta I_3 = \Delta Q = 0, \\ V_\mu^4 \pm i V_\mu^5: & \quad \Delta S = \pm 1, & \quad \Delta I = 1/2, & \quad \Delta I_3 = \pm 1/2, & \quad \Delta Q = \pm 1, \\ V_\mu^6 \pm i V_\mu^7: & \quad \Delta S = \pm 1, & \quad \Delta I = 1/2, & \quad \Delta I_3 = \mp 1/2, & \quad \Delta Q = 0, \\ V_\mu^8: & \quad \Delta S = \Delta I = \Delta I_3 = \Delta Q = 0. \end{aligned}$$

Każdy z tych ośmiu prądów przenosi liczbę barionową $\Delta B = 0$.

Prądy $V_\mu^{1,2,3}$ odpowiadają izospinowej grupie obrotów, względem której oddziaływania silne są ściśle niezmiennicze. Z ogólnej zasady przedstawionej w p. 4.2 natychmiast wnioskujemy, że z dokładnością do poprawek słabych i elektromagnetycznych

$$\partial_\mu V_\mu^i = 0 \quad \text{dla} \quad i = 1, 2, 3.$$

Można pokazać nawet więcej. Oddziaływania elektromagnetyczne nie zmieniają trzeciej składowej izospinu i stąd

$$\partial_\mu V_\mu^3 = 0 \quad \text{z dokładnością do efektów słabego oddziaływania.}$$

Pozostałe składowe izospinu nie są niezmiennikami przy oddziaływaniach elektromagnetycznych i wobec tego otrzymujemy w tym przypadku

$$\partial_\mu V_\mu^1 = 0 \quad \text{i} \quad \partial_\mu V_\mu^2 = 0 \quad \text{z dokładnością do efektów elektromagnetycznych.}$$

Prąd V_μ^8 jest związany z jednowymiarową grupą transformacji $\exp(iuY)$, gdzie wielkość Y , zwana hiperładunkiem, jest zdefiniowana w następujący sposób:

$$Y = S + B, \quad S = \text{dziwność}, \quad B = \text{liczba barionowa}.$$

Wielkość B jest ściśle zachowywana, niezachowanie S występuje tylko na poziomie oddziaływań słabych. Stąd

$$\partial_\mu V_\mu^8 = 0 \text{ z dokładnością do efektów słabego oddziaływania.}$$

Inna jest sytuacja dla prądów przenoszących dziwność V_μ^i , $i = 4$ do 7 . Odpowiadają one transformacjom $SU(3)$, przy których tylko część bardzo silna oddziaływań silnych (zgodnie z tabelą II) pozostaje niezmiennicza. W konsekwencji prądy te są zachowywane tylko na „poziomie bardzo silnym”. Innymi słowy, dywergencje $\partial_\mu V_\mu^i$, $i = 4$ do 7 , są określone przez tę część lagranżjanu silnych oddziaływań, która odpowiada łamaniu $SU(3)$.

Na zakończenie podamy postać związków między V_μ^i a prądami elektromagnetycznym i słabym, przedstawionymi w paragrafie 4.1, postać, która jest uważana obecnie za słuszną w związku z uzyskaniem wielu poprawnych przewidywań.

Prąd elektromagnetyczny jest dany wzorem

$$J_\mu = V_\mu^3 + \frac{1}{\sqrt{3}} V_\mu^8,$$

zaś część wektorowa prądu słabego

$$V_\mu = (V_\mu^1 + iV_\mu^2) \cos \theta + (V_\mu^4 + iV_\mu^5) \sin \theta,$$

gdzie wielkość θ , zwaną kątem Cabibbo, przyjmuje się za stałą uniwersalną równą około 15° . W powyższych wzorach została przyjęta taka sama normalizacja dla wszystkich V_μ^i i w tym kontekście podane wartości współczynników są znaczące. Dokładne zrozumienie tych spraw wymaga oczywiście bardziej szczegółowego wyjaśnienia, czego nie możemy tu zrobić. W tym celu bardzo dobrze jest przejrzeć zbiór artykułów opublikowany przez Gell-Manna i Ne'emana [17].

Podane wyżej wyrażenie na V_μ przy użyciu kąta Cabibbo wyraża w nowoczesny sposób zasadę uniwersalności stałej sprzężenia wszystkich słabych oddziaływań z udziałem leptonów, tzn. procesów w pełni leptonowych, jak rozpad mionu $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ i procesów semileptonowych, jak $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ lub $\Lambda \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Mimo istnienia nadal pewnych rozbieżności, zasada ta sprawdza się z sensowną dokładnością dla wielkiej liczby reakcji.

Część wektorowa oddziaływań słabych zachowujących dziwność jest opisywana teraz przez $(V_\mu^1 + iV_\mu^2) \cos \theta$, gdzie $V_\mu^1 + iV_\mu^2$ jest po prostu prądem dla pewnej składowej izospinu. Szczególnie piękne przewidywanie daje taki opis

dla rzadko zachodzącego rozpadu pionu $\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$. Ze względu na bardzo mały przekaz pędu między π^- i π^0 prawdopodobieństwo tego rodzaju może być obliczone bezpośrednio przy użyciu części wektorowej rozpadu β neutronu bez uwzględniania jakiegokolwiek poprawki związanej z funkcją struktury. Prawdopodobieństwo rozpadu $\pi^- \rightarrow \pi^0 + e^- + \bar{\nu}_e$ w stosunku do prawdopodobieństwa $\pi^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu + \mu^-$ wynosi $(1,02 \pm 0,07) \cdot 10^{-8}$ i ten wynik doświadczalny jest w doskonałej zgodności z przewidywaniem teoretycznym.

Dla zilustrowania przewidywań teoretycznych wynikających z postaci $J_\mu = V_\mu^3 + (V_\mu^8/\sqrt{3})$ prądu elektromagnetycznego wspomniemy o momentach magnetycznych hiperonów Λ i Σ , które przy znajomości momentów magnetycznych protonu i neutronu można obliczyć z dokładnością rzędu 20 procent, charakterystyczną dla łamania $SU(3)$. Przewidywanie dla momentu magnetycznego Λ orzeka, że jest on równy połowie momentu magnetycznego neutronu, doświadczalnie stosunek ten wynosi $\mu_\Lambda/\mu_n = 0,37 \pm 0,04$.

4.4. Prądy aksjalne i chiralna grupa symetrii

Osiem prądów wektorowych V_μ^i transformuje się nawzajem w siebie przy transformacji $SU(3)$ i tworzy regularną oktetową reprezentację tej grupy. Wielkości V_μ^i spełniają następujące związki przemienności

$$[V_\mu^j(x), Q^k] = i \sum_l f_{jkl} V_\mu^l(x),$$

gdzie współczynniki f_{jkl} są stałymi strukturalnymi grupy, a iQ^k jej infinitezymalnymi generatorami. Operatory Q^k , które można by nazwać operatorami ładunku $SU(3)$, są związane z gęstościami prądów związkami

$$Q^i = \int V_0^i d_3 \vec{x},$$

przy czym całkowanie dotyczy przestrzeni w ustalonej chwili $t = x^0$, gdzie x^0 jest składową czasową czterowektora x występującego jako argument w gęstościach prądu $V_\mu^i(x)$. Wielkości $Q^{1,2,3}$ są trzema składowymi operatora izospinu $I_{1,2,3}$; $Q^3 + (Q^8/\sqrt{3})$ jest operatorem ładunku elektrycznego, a $2Q^8/\sqrt{3}$ operatorem hiperładunku. Stopień zachowania ośmiu ładunków Q^i jest oczywiście taki sam, jak odpowiednich prądów V_μ^i .

Bardzo naturalną rzeczą jest założyć, że słaby prąd aksjalny $A_\mu(x)$ ma własności $SU(3)$ w pełni analogiczne do słabego prądu wektorowego $V_\mu(x)$. Sprowadza się to do postulatu istnienia ośmiu prądów aksjalnych $A_\mu^i(x)$ z następującymi własnościami:

1) transformują się one jak oktetowa reprezentacja $SU(3)$, tj.

$$[A_\mu^j(x), Q^k] = i \sum_l f_{jkl} A_\mu^l(x),$$

2) ich związek z prądem słabym A_μ jest identyczny jak związek V_μ^i ze słabym

prądem V_μ , tj.

$$A_\mu = (A_\mu^1 + iA_\mu^2) \cos \theta + (A_\mu^4 + iA_\mu^5) \sin \theta,$$

gdzie kąt θ jest znów kątem Cabibbo.

Z własności 1) wynika, że wewnętrzne liczby kwantowe przenoszone przez każdy A_μ^j są te same jak w wypadku V_μ^j o tym samym wskaźniku j . Ta znajomość liczb kwantowych w połączeniu z własnością 2) daje dużą liczbę przewidywań doświadczalnych dotyczących aksjalnych części słabych rozpadów hadronowych z udziałem leptonów. Sukces tych przewidywań jest w pełni godny uwagi.

W analogii do V_μ^j naturalne jest zbadać, czy można założyć, że prądy aksjalne są zachowane w jakimś przybliżeniu:

$$\partial_\mu A_\mu^j(x) \simeq 0.$$

Pomysł ten okazuje się również bardzo owocny. Wydaje się, że obecnie najlepsze sformułowanie tej tzw. hipotezy częściowego zachowania prądów aksjalnych (*partial conservation of axial currents, PCAC*) jest następujące: o dywergencji $\partial_\mu A_\mu^i$ można założyć, że jest mała, jeśli m_i^2 może być uważane za małą wielkość, gdzie m_i jest masą mezonu pseudoskalarowego z tymi samymi wewnętrznymi liczbami kwantowymi co A_μ^i . Jak widać z tabel III i IV, masy π^+ , π^- i π^0 są znacznie mniejsze od mas wszystkich pozostałych hadronów. Sugeruje to więc, że prądy $A_\mu^{1,2,3}$ z $\Delta S = 0$, $\Delta I = 1$ są zachowane w dobrym przybliżeniu, natomiast pozostałe prądy mają większe dywergencje $\partial_\mu A_\mu^j$ w związku z większymi masami mezonów K i η . Przybliżenie zerowej masy pionów przedyskutujemy nieco później.

W przypadku prądów wektorowych wprowadziliśmy osiem operatorów ładunku

$$Q^j = \int V_0^j d_3 \vec{x}.$$

Wielkości iQ^j są infinitezymalnymi generatorami grupy symetrii unitarnej $SU(3)$. W podobny sposób możemy zdefiniować ładunki aksjalne

$$\tilde{Q}^j = \int A_0^j d_3 \vec{x}$$

z całkami przestrzennymi obliczonymi w ustalonej chwili czasu i możemy rozważać operatory $i\tilde{Q}^j$ jako infinitezymalne generatory ciągłych rodzin transformacji. Powstaje pytanie, czy tworzą one w naturalny sposób grupę. Wielkości Q^j spełniają oczywiście reguły przemienności grupy $SU(3)$

$$[Q^j, Q^k] = i \sum_l f_{jkl} Q^l.$$

Z własności transformacyjnych A_μ^j względem $SU(3)$ otrzymuje się ponadto

$$[\tilde{Q}^j, Q^k] = i \sum_l f_{jkl} \tilde{Q}^l.$$

Gell-Mann [18] zasugerował domknięcie tego układu równań przez postulat

$$[\tilde{Q}^j, \tilde{Q}^k] = i \sum_l f_{jkl} Q^l.$$

We wszystkich tych regułach zakładamy o wielkościach Q^j i \tilde{Q}^j , że są one zdefiniowane przez całki z V_0^j i A_0^j po takiej samej hiperpłaszczyźnie przestrzennej (są to więc równoczesne reguły przemienności). Definiując

$$Q_{\pm}^j = \frac{1}{2}(Q^j \pm \tilde{Q}^j),$$

możemy powyższe reguły przemienności przepisać w postaci

$$[Q_{\pm}^j, Q_{\pm}^k] = i \sum_l f_{jkl} Q_{\pm}^l, [Q_+^j, Q_-^k] = 0,$$

co wskazuje na to, że operatory iQ^j , $i\tilde{Q}^j$ generują grupę iloczynu prostego $SU(3) \otimes SU(3)$. Jest ona nazywana grupą chiralną fizyki silnych oddziaływań (określenie transformacja chiralna stosuje się w szczególności do transformacji generowanych przez ładunki aksjalne \tilde{Q}^j).

Dla podsumowania tych rozważań wyobraźmy sobie przybliżoną teorię silnych oddziaływań, która byłaby ściśle niezmiennicza względem grupy chiralnej $SU(3) \otimes SU(3)$. Wynikałaby z niej symetria unitarna w sensie przedstawionym w rozdziale 3, a także znikanie mas wszystkich mezonów pseudoskalarnych. Taka teoria wymaga różnych poprawek łamiących symetrię, aby odtworzyć rzeczywiste fakty:

1) Mezony pseudoskalarne, z wyjątkiem pionów, mają raczej duże masy. Oczekuje się stąd silnego łamania $SU(3) \otimes SU(3)$ z wyjątkiem podgrupy $SU(2) \otimes SU(2)$ generowanej przez ładunki $Q^{1,2,3}$ i $\tilde{Q}^{1,2,3}$. Ładunki te mają wewnętrzne liczby kwantowe takie jak pion ($\Delta S = 0$, $\Delta I = 1$).

2) Wspomniana wyżej podgrupa chiralna $SU(2) \otimes SU(2)$ jest doskonalszą grupą symetrii, gdyż jest łamana przez mniejszy człon poprawkowy w związku z małą masą pionu.

3) Duże różnice mas dla mezonów pseudoskalarnych oznaczają również łamanie symetrii unitarnej dyskutowanej w rozdziale 3 (tj. tej grupy $SU(3)$, która jest generowana przez osiem ładunków Q^j). Tabele III i IV pokazują, że rozszczepienia masy dla mezonów pseudoskalarnych są znacznie większe niż dla innych multipletów $SU(3)$. Fakt ten mógłby być zrozumiały, gdyby łamanie $SU(3) \otimes SU(3)$ i łamanie $SU(3)$ miały wspólne źródło; przy braku łamania masy mezonów π , η , K zniknęłyby, zaś masy dla pozostałych multipletów hadronowych (barionów, mezonów wektorowych, itd.) byłyby równe, ale nie znikające.

4) Zwykła grupa izospinowa, tzn. podgrupa $SU(2)$ generowana przez $Q^{1,2,3}$, jest oczywiście bardzo dobrą symetrią silnych oddziaływań. Wszystkie znane wypadki jej łamania są na tyle małe, aby przypisać je efektom elektromagnetycznym i słabym.

4.5. Nieco więcej o symetrii chiralnej

Aby pokazać wyraźniej, w jaki sposób wielkość mas mezonów pseudoskalarnych jest związana z przybliżonym zachowaniem prądów aksjalnych, rozważymy rozpad pionu $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Zgodnie z wyjaśnieniami w p. 4.2 część hadronowa amplitudy rozpadu ma postać

$$\langle 0 | V_\mu + A_\mu | \pi^- \rangle,$$

gdzie $|0\rangle$ odpowiada próżni. Cząstka π^- jest pseudoskalarna, więc tylko A_μ daje niezerowy wkład. Ze względu na wewnętrzne liczby kwantowe trzeba wziąć pod uwagę tylko część $\Delta S = 0$, $\Delta I = 1$ prądu A_μ . Stąd

$$\langle 0 | V_\mu + A_\mu | \pi^- \rangle = \cos \theta \langle 0 | A_\mu^{(+)} | \pi^- \rangle, \quad A_\mu^{(+)} = A_\mu^1 + iA_\mu^2.$$

Z niezmienniczości lorentzowskiej wynika

$$\langle 0 | A_\mu^{(+)} | \pi^- \rangle = f_\pi p_\mu,$$

gdzie p_μ jest czteropędem pionu, a f_π stałą, którą można obliczyć ze znanego doświadczalnie prawdopodobieństwa rozpadu (jej wartość wynosi $\simeq 130$ MeV). Dywergencja $\partial_\mu A_\mu^{(+)}$ ma element macierzowy równy

$$\langle 0 | \partial_\mu A_\mu^{(+)} | \pi^- \rangle = f_\pi p_\mu p_\mu = f_\pi m_\pi^2,$$

przy czym m_π jest masą pionu. Ścisłe zachowanie prądu wymagałoby znikania tej wielkości. Ze względu na to, że oczywiście nie chcemy odspzegać prądu i pozostawiamy $f_\pi \neq 0$, dochodzimy do wniosku, że jego ścisłe zachowanie wymagałoby znikania masy pionu.

Nadzwyczaj interesująca jest także analiza zachowania $A_\mu^{(+)}$ w elemencie macierzowym rozpadu neutronu $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ lub reakcji z neutrinem $\nu_l + n \rightarrow l + p$ ($l = e^-$ lub μ^-). Interesujący nas element macierzowy ma postać

$$\langle p | A_\mu^{(+)} | n \rangle = \frac{i}{2} \bar{u}_p(q_p) [G_1(k^2) \gamma_\mu \gamma_5 + G_2(k^2) k_\mu \gamma_5] u_n(q_n),$$

gdzie q_n i q_p są czteropędami neutronu i protonu, u_n i u_p ich spinorami dirakowskimi, $k = q_n - q_p$ przekazem pędu, a k^2 jego relatywistycznym kwadratem. Z rozpadu β wiadomo, że $G_1(0) = g_A$ ma wartość $g_A \simeq 1.2$. Wykorzystując poprzedni wzór można otrzymać (m_N jest masą nukleonu)

$$\langle p | \partial_\mu A_\mu^{(+)} | n \rangle = \frac{1}{2} [2m_N G_1(k^2) - k^2 G_2(k^2)] (\bar{u}_p \gamma_5 u_n)$$

i wobec tego ścisłe zachowanie $A_\mu^{(+)}$ wymaga

$$G_2(k^2) = 2m_N G_1(k^2) / k^2.$$

Ani $G_1(0)$, ani masa nukleonu nie znikają. Stąd G_2 ma biegun w $k^2 = 0$, co odpo-

wiada wymianie pseudoskalarnego mezonu o zerowej masie. Jest to pion z masą znikającą przy ścisłym zachowaniu $A_\mu^{(+)}$.

Ostatni przykład pokazuje, że z zachowania $A_\mu^{(+)}$ wynika nie tylko znikanie masy pionu, ale również istnienie tej cząstki o zerowej masie. Można więc uważać, że pion istnieje jako wynik symetrii chiralnej $SU(2) \otimes SU(2)$ i że podobnie mezony K i η istnieją ze względu na symetrię $SU(3) \otimes SU(3)$. Gdyby te symetrie obowiązywały ściśle i mezony pseudoskalarne miały zerowe masy, to stan próżni byłby zwyrodniały ze stanami zawierającymi dowolną liczbę tych mezonów z zerowymi pędami w analogii do stanu podstawowego ferromagnetyka izotropowego, który to stan jest zwyrodniały ze względu na równoczesny obrót wszystkich spinów. Mezony pseudoskalarne odpowiadałyby magnonom w ferromagnetyzmie, oba te wypadki byłyby przykładami ogólnej prawidłowości, którą pierwszy zauważył Goldstone [19]. Symetria chiralna jest oczywiście łamana, co odpowiada mezonom pseudoskalarnym z nieznikającymi masami.

Istnieją dwa dobre doświadczalne dowody przybliżonego zachowania $A_\mu^{(+)}$, tj. przybliżonej symetrii chiralnej $SU(2) \otimes SU(2)$. Jeden dotyczy związku między stosunkiem wielkości charakteryzujących słabe oddziaływania odpowiednio nukleonu i pionu, mianowicie g_A/f_π , z masą nukleonu m_N i stałą sprzężenia pion—nukleon g , czyli właściwościami czysto silnych oddziaływań. Jest to związek Goldbergera-Treimana [20]

$$\sqrt{2}g_A/f_\pi = g/m_N.$$

Drugi wyraża g_A przy użyciu amplitudy rozpraszania pion—nukleon, znów właściwości czysto silnych oddziaływań. Jest to tzw. związek Adlera-Weisbergera [21]. Oba związki są dobrze spełnione.

5. Zderzenia hadronów wysokiej energii

Inną dziedziną fizyki silnych oddziaływań, w której w ciągu ostatnich dziesięciu lat rozwinęła się duża aktywność, są zderzenia hadronów przy energiach w układzie środka masy rzędu kilku lub więcej GeV. W tym obszarze energii zderzenia, jak się okazuje, mają bardziej jednolite cechy i bardziej gładką zależność energetyczną niż w obszarze niskich energii, gdzie efekty rezonansowe i zjawiska progowe związane z produkcją dodatkowych cząstek prowadzą nieuchronnie do ciągłych zmian. Można było oczekiwać, że wszystko to ulegnie wygładzeniu przy wysokich energiach i stąd istniała nadzieja, że będzie można stworzyć prosty opis teoretyczny dla obszaru wysokich energii. Szeroko zakrojona praca doświadczalna wykonana w ciągu ostatnich dziesięciu lat potwierdziła, że przy wysokich energiach dane doświadczalne stają się rzeczywiście gładkie i podlegają prostym empirycznym prawidłowościom, ale nie udało się uzyskać w interpretacji teoretycznej danych doświadczalnych takiego sukcesu, jak to np. miało miejsce w omówionej właśnie dziedzinie prądów hadronowych.

Powstało wiele teoretycznych idei, często całkiem nowych i interesujących, nadal jednak nie jesteśmy w stanie wybrać przekonującego opisu teoretycznego na podstawie rzeczywiście uwieńczonych pełnym sukcesem testów doświadczalnych. Mimo to pewne idee i modele teoretyczne okazały się lepsze niż inne i dają one silne jakościowe przewidywania. Trzy z nich: dyfrakcję elastyczną i nieelastyczną, teorię Reggego dla reakcji wymiany i dualność przedstawimy krótko w tym artykule. Przedtem jednak podamy kilka praw empirycznych, które dotyczą najbardziej uderzających cech całego zespołu zderzeń hadronów przy wysokich energiach:

1) Prawo stałych przekrojów czynnych: w obszarze wysokich energii zarówno całkowity przekrój czynny σ_t , jak i elastyczny przekrój czynny σ_{el} stają się w przybliżeniu stałe (reakcje elastyczne są zdefiniowane jako te reakcje $A + B \rightarrow A + B$, w których hadrony A, B występujące w stanie końcowym są takie same jak w stanie początkowym)¹. Stosunek σ_{el}/σ_t jest rzędu 0,2.

2) Prawo małych pędów poprzecznych: pędy poprzeczne \vec{p}_T (tj. rzuty pędów na płaszczyznę prostopadłą do kierunku padania) dla wszystkich hadronów w stanie końcowym mają rozkład skupiony wokół małych wartości ze średnimi $\langle p_T \rangle$ rzędu 0,3 do 0,4 GeV/c. Rozkład ten jest w dużym stopniu niezależny od energii i rodzaju zderzających się cząstek a także rodzaju cząstek w stanie końcowym.

3) Prawo niskich krotności: liczba hadronów w stanie końcowym rośnie wolno ze wzrostem energii i jest o wiele mniejsza, niż mogłaby być, gdyby dostępna energia w układzie środka masy była w pełni przekształcana na cząstki. Średnia krotność rośnie z grubsza jak $\ln E_{cm}$ lub E_{cm}^a , $a \simeq 0,2$, gdzie E_{cm} jest energią w układzie środka masy. Dla ustalonego E_{cm} krotność w poszczególnych zderzeniach zmienia się w szerokim przedziale wokół średniej.

Wszystkie te prawa są słuszne już dla $E_{cm} \gtrsim 5$ GeV. Trzecie prawo oznacza, że większość dostępnej energii w układzie środka masy przekształca się na energię kinetyczną hadronów w stanie końcowym. Biorąc pod uwagę dodatkowo drugie prawo, widzimy, że pędy hadronowe w stanie końcowym spełniają w średniej $|p_L| \gg p_T$, gdzie p_L jest ich składową podłużną (tj. rzutem na kierunek padania). Oznacza to, że kierunek podłużny odgrywa wysoce uprzywilejowaną rolę w zderzeniach hadronów wysokiej energii.

5.1. Reakcje dyfrakcyjne

W obszarze wysokich energii ze wszystkich reakcji hadronowych typu $A + B \rightarrow C_1 + \dots + C_n$ z określonymi hadronami C_1, \dots, C_n w stanie końcowym, reakcje elastyczne $A + B \rightarrow A + B$ mają największy przekrój czynny $\sigma_{el} = 0,2\sigma_t$. Reakcje elastyczne cechuje ostre maksimum dla rozpraszania ku przodowi, odpowiadające małym przekazom pędu między A i B . Dość uproszczona,

¹ Wyniki uzyskane w CERN-ie na początku 1973 r. wykazują, że całkowite i elastyczne przekroje czynne dla zderzeń proton-proton w obszarze energii w układzie środka masy (30—55) GeV wyraźnie rosną z energią, prawdopodobnie logarytmicznie i przelamują tendencję stałości obserwowaną przy niższych energiach (przyp. tłum.).

ale uniwersalna, parametryzacja maksimum elastycznego do przodu jest dana funkcją wykładniczą

$$\frac{d\sigma}{dt} = a \exp(-bt),$$

gdzie t jest relatywistycznym kwadratem przekazu czteropędu zdefiniowanym przez

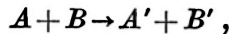
$$t = -(\mathbf{p}'_{A\mu} - \mathbf{p}_{A\mu}) \cdot (\mathbf{p}'_{A\mu} - \mathbf{p}_{A\mu}) = |\vec{p}'_A - \vec{p}_A|^2 - (E'_A - E_A)^2,$$

przy czym $\mathbf{p}_{A\mu}$, $\mathbf{p}'_{A\mu}$ są czteropędami cząstki A w stanie początkowym i końcowym. Oprócz tego amplituda elastyczna do przodu jest prawie czysto urojona (i stała a jest stąd bliska wartości $\sigma_t^2/16\pi$, wynikającej z twierdzenia optycznego dla czysto urojonej amplitudy). Wartość b dla wszystkich reakcji elastycznych jest rzędu 8 do 12 (GeV/c)⁻²; ta przybliżona uniwersalność b jest szczególnym wypadkiem prawa empirycznego (2) podanego wyżej. Całkiem inaczej przedstawia się sprawa całkowitego przekroju czynnego σ_t i parametru $a \sim \sigma_t^2$, które to wielkości zależą silnie od rodzaju zderzających się cząstek (skrajne wypadki, to zderzenia K^+p i $\bar{p}p$ z $\sigma_t = 18$ i 44 mb przy pędzie laboratoryjnym $p_{\text{lab}} = 50$ GeV/c. Dla wysokich energii pęd laboratoryjny wiąże się z E_{cm} prostym wzorem $p_{\text{lab}} = E_{\text{cm}}^2/2m_T$, gdzie m_T jest masą cząstki tarczy, czyli w naszych przykładach protonu). Dla ustalonych hadronów A i B wielkości a i b zmieniają się nieznacznie ze wzrostem p_{lab} .

Maksimum elastyczne do przodu w zderzeniach hadronów wysokiej energii wydaje się pod każdym względem ujawniać rozpraszanie dyfrakcyjne (cieniowe), będące zjawiskiem znanym z innych dziedzin fizyki. W obszarze wysokich energii wśród reakcji hadronowych większość stanowią rzeczywiście reakcje nieelastyczne (nieelastyczny przekrój czynny $\sigma_{in} = \sigma_t - \sigma_{el}$ jest $\simeq 0,8\sigma_t$) i musi im towarzyszyć wyraźne rozpraszanie cieniowe w kanale elastycznym.

Istnieje grupa nieelastycznych reakcji hadronowych, które przy wysokich energiach mają trzy właściwości typowe dla dyfrakcji:

- 1) maksimum ku przodowi, tj. przy małych przekazach czteropędu t ,
- 2) brak wymiany wewnętrznych liczb kwantowych,
- 3) przybliżoną niezależność przekrojów czynnych od energii. Są to reakcje typu



gdzie A' oznacza albo pojedynczy hadron, albo grupę kilku hadronów i podobnie ma się sytuacja dla B' . Przekaz t jest zdefiniowany przez kwadrat relatywistyczny

$$t = -(\mathbf{p}_{A'\mu} - \mathbf{p}_{A\mu}) \cdot (\mathbf{p}_{A'\mu} - \mathbf{p}_{A\mu}) = -(\mathbf{p}_{A'} - \mathbf{p}_A)^2,$$

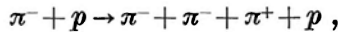
gdzie $\mathbf{p}_{A'\mu}$ jest całkowitym czteropędem układu hadronowego A' , zaś $\mathbf{p}_{A\mu}$ jak poprzednio czteropędem cząstki A w stanie początkowym. Właściwość (2) oznacza, że

$$WLK(A') = WLK(A), \quad WLK(B') = WLK(B),$$

gdzie $WLK(C)$ symbolizuje zbiór wewnętrznych liczb kwantowych układu hadronowego C . (Wewnętrznymi liczbami kwantowymi są: liczba barionowa, ładunek elektryczny, dziwność, izospin i parzystość G , która jest zdefiniowana tylko dla mezonów niedziwnych; jeśli C jest układem kilku hadronów, to $WLK(C)$ oznacza całkowite WLK układu). Natychmiast jest widoczne, że maksimum rozpraszania elastycznego posiada powyższe właściwości z $A' = A$ i $B' = B$.

O dyfrakcji nieelastycznej mówi się, gdy właściwości (1) do (3) zachodzą przy $A' \neq A$ lub $B' \neq B$ lub $A' \neq A$ i $B' \neq B$. Zjawisko to jest nazywane częściej wzbudzeniem dyfrakcyjnym lub dysocjacją dyfrakcyjną; jeśli $A' \neq A$, to rozważa się A' jako wzbudzony lub zdysocjowany stan hadronowy produkowany w procesie dyfrakcyjnym przez wzbudzenie A i podobnie ma się sytuacja dla B' .

Nieelastyczna dyfrakcja jest prawdopodobnie bardzo powszechną cechą zderzeń wysokoenergetycznych. Najbardziej uderzający dowód jej występowania został znaleziony przy szczegółowej analizie reakcji o krotności 3 i 4. Jako przykład przytoczymy dokładną analizę przy $p_{lab} = 11$ i 16 GeV/c reakcji czterocząstkowych



przeprowadzoną ostatnio przy wykorzystaniu bogatej statystyki uzyskanej w doświadczeniach z komorą wodorową [22]. Znaczna większość przypadków tych reakcji należy do jednej z czterech grup, które są wyraźnie oddzielone w tym sensie, że zachodzą w różnych obszarach przestrzeni fazowej. Te cztery grupy można opisać przy użyciu podanych wyżej oznaczeń

$$A + B \rightarrow A' + B' \quad \text{z} \quad A = \pi^-, B = p.$$

Odpowiadają one następującemu składowi układów hadronowych A' , B' :

$$\text{grupa I:} \quad A' = \pi^- \pi^- \pi^+, \quad B' = p,$$

$$\text{grupa II:} \quad A' = \pi^-, \quad B' = \pi^- \pi^+ p,$$

$$\text{grupa III:} \quad A' = \pi^- \pi^-, \quad B' = \pi^+ p,$$

$$\text{grupa IV:} \quad A' = \pi^- \pi^+, \quad B' = \pi^- p.$$

Właściwość (1) posiadają wszystkie grupy w tym sensie, że w każdej z nich przekaz pędu $t = -(p_{A'\mu} - p_{A\mu})^2$ jest mały ($p_{A\mu}$ jest prądem padającego pionu). Właściwość (2) mogą mieć tylko grupy I i II, zaś nie mają jej na pewno grupy III i IV (wymiana ładunku elektrycznego). Doświadczalnie wykazuje, że grupy I i II cechują przekroje czynne, które przy wysokiej energii stają się w przybliżeniu od niej niezależne, co jest zgodne z właściwością (3). Grupy te odpowiadają dyfrakcyjnej dysocjacji. Reakcje wymiany ładunku w grupach III i IV mają natomiast przekroje czynne malejące wyraźnie z energią. Przy dostatecznie wysokiej energii do przekrojów czynnych istotny wkład będą dawać tylko procesy dyfrakcyjne z grup I i II.

Mimo że badania doświadczalne dyfrakcji nieelastycznej są jeszcze we wczesnej fazie, zjawisko to ma ogromne znaczenie. Po pierwsze, jest całkiem możliwe, że zjawisko dyfrakcji będzie odpowiadać za większość nieelastycznych zderzeń hadronów przy wysokiej energii; zdysocjowane układy A' , B' będzie wtedy cechować krotkość rosnąca ze wzrostem energii. Po drugie, mimo wielu ilościowych modeli zaproponowanych w ostatnich latach, nie mamy nadal dobrego opisu teoretycznego tego zjawiska. W związku z tym warto podkreślić, że występowanie dyfrakcji elastycznej jest bezpośrednim skutkiem istnienia reakcji nieelastycznych (rozpraszanie cieniowe), natomiast nie ma takiego związku dla dyfrakcji nieelastycznej i jej występowanie i natężenie zależą od bardziej szczegółowych właściwości dynamicznych hadronów.

Na zakończenie tego paragrafu wyjaśnimy jakościowo, jak wygląda w praktyce podział zderzeń nieelastycznych na różne grupy, zilustrowany wyżej na przykładzie reakcji $\pi + p \rightarrow \pi + \pi^- + \pi^+ + p$.

Rozważmy układ środka masy reakcji. W każdej grupie zderzeń $A + B \rightarrow A' + B'$ hadrony należące do A' mają pędy tworzące z pędem cząstki A kąt $\lesssim 90^\circ$, zaś te, które należą do B' , mają tę samą cechę w stosunku do B . Fakt ten można też wyrazić przy użyciu podłużnych pędów p_L w układzie środka masy. Jeśli nasza umowa co do znaków jest taka, że $p_{LA} = -p_{LB} > 0$, to hadrony tworzące A' mają $p_L \gtrsim 0$, zaś tworzące B' mają $p_L \lesssim 0$. W naszym przykładzie grupę I charakteryzują $p_L \gtrsim 0$ dla wszystkich trzech pionów w stanie końcowym i od tej grupy można przejść do grupy III przez zmianę znaku $p_L(\pi^+)$. Rozważane grupy przekrywają się do pewnego stopnia, jeśli jeden lub więcej pędów podłużnych p_L jest małych, ale okazuje się, że przekrywanie takie jest dość ograniczone przy wysokiej energii i niskiej krotkości (np. $n \lesssim 4$ przy $p_{lab} \gtrsim 10 \text{ GeV}/c$). Warto podkreślić, że przy wysokiej energii wielkość i zależność energetyczna amplitudy reakcji zmienia się szybko przy przechodzeniu od jednej grupy zderzeń do drugiej przez zmianę znaku p_L jednej z cząstek stanu końcowego, zaś zmiany wewnątrz każdej z grup są o wiele bardziej gładkie. Ze względu na małość pędów poprzecznych wartości przekazu czteropędu $t = -(p_A - p_{A'})^2$ są także bezpośrednio związane ze znakami pędów podłużnych w układzie środka masy. Załóżmy, że energia rozważanych zderzeń jest bardzo wysoka i zaniedbajmy wszystkie pędy poprzeczne. Bezpośrednio z kinematyki mamy wtedy $t \simeq 0$, jeśli wszystkie hadrony tworzące A' mają $p_L > 0$ i cząstki tworzące B' mają $p_L < 0$, otrzymujemy zaś $t > 0$ dla innych znaków p_L .

5.2. Reakcje wymiany i teoria Reggego

Reakcje wymiany można zdefiniować w podobny sposób jak w przypadku dyfrakcyjnym. Są to reakcje typu

$$A + B \rightarrow A' + B'$$

z małym przekazem pędu $t = -(p_{A'} - p_A)^2$. Tak jak i poprzednio, A' może być pojedynczym hadronem lub układem kilku hadronów i wtedy $p_{A'}$ jest ich

całkowitym czteropędem; B' jest podobnie pojedynczym hadronem lub układem hadronów. Reakcje wymiany różnią się od dyfrakcyjnych istnieniem wymiany wewnętrznych liczb kwantowych, tj. faktem, że zachodzi co najmniej jedna z poniższych nierówności:

$$WLK(A') \neq WLK(A), \quad WLK(B') \neq WLK(B).$$

Biorąc znów jako przykład wspomniane w paragrafie 5.1 reakcje $\pi^- + p \rightarrow \pi^- + \pi^- + \pi^+ + p$ dochodzimy do wniosku, że grupy III ($A' = \pi^- \pi^-$, $B' = \pi^+ p$) i IV ($A' = \pi^- \pi^+$, $B' = \pi^- p$) są reakcjami wymiany lub dokładniej reakcjami wymiany ładunku.

O ile nieelastyczna dyfrakcja występuje głównie w reakcjach o krotności $n \geq 3$, to całkiem sporo reakcji wymiany odpowiada już krotności $n = 2$ i reakcje te są przedmiotem systematycznych badań od około ośmiu lat. Przykłady takich dwucząstkowych reakcji wymiany przedstawia tabela V.

Tabela V

Przykłady prostych reakcji wymiany (wyjaśnienia w tekście)

Reakcja $A + B \rightarrow A' + B'$	Wewnętrzne liczby kwantowe, które się wymieniają	Hadrony, które mogą się wymieniać
$\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$	ładunek	e^-
$K^- + p \rightarrow \bar{K}^0 + n$	ładunek	e^-, A_1^-
$n + p \rightarrow p + n$	ładunek	π^+, e^+, A_1^+
$K^- + p \rightarrow \pi^- + \Sigma^+$	dziwność	\bar{K}^0
$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$	ładunek, dziwność	K^+
$p + \pi^+ \rightarrow \pi^+ + p$	l. barionowa	n
$p + \pi^- \rightarrow \pi^- + p$	podwójny ładunek, l. barionowa	Δ^{++}
$\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-$	podwójny ładunek, dziwność	„egzotyczne”
$p + K^- \rightarrow K^- + p$	dziwność, l. barionowa	„egzotyczne”

Główne cechy reakcji wymiany to silne maksimum ku przodowi w różniczkowym przekroju czynnym $d\sigma/dt$ i szybki spadek $d\sigma/dt$ ze wzrostem energii. Maksimum do przodu jest jakościowo podobne do dyfrakcyjnego i stąd punktem głównego zainteresowania staje się malenie $d\sigma/dt$ z energią. W ciągu ostatnich dziesięciu lat problem ten dał początek wielu interesującym rozważaniom teoretycznym, których krótkiego przeglądu teraz dokonamy.

Najprostszym modelem teoretycznym, jaki przychodzi na myśl do opisu reakcji wymiany, jest model wymiany jednej cząstki oparty na diagramie Feynmana z rys. 6. Symbol C oznacza tu pojedynczy wirtualny hadron wymieniany między A i B . Trzecia kolumna tabeli V zawiera hadrony C , które mogą być wymieniane w poszczególnych reakcjach. Dla dwu ostatnich reakcji

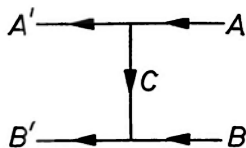
żaden taki hadron nie istnieje; dla $\pi^- + p \rightarrow K^+ + \Sigma^-$ musiałby to być mezon podwójnie naładowany, a dla $p + K^- \rightarrow K^- + p$ barion z dziwnością $+1$. Żadnej cząstki ani rezonansu tego typu nie odkryto dotąd i należy dodać, że takie hadrony nie pasowałyby do multipletów $SU(3)$ opisanych w rozdziale 3. Powszechnie przyjęło się dla takich hadronowych zespołów liczb kwantowych określenie „egzotyczne”. Dla zrealizowania stanów egzotycznych trzeba mieć układ co najmniej dwu hadronów. O dwu ostatnich reakcjach z tabeli V mówi się często jako o reakcjach z wymianą egzotyczną.

Nadal mało wiemy o reakcjach z wymianą egzotyczną. Mają one przekroje czynne wyraźnie mniejsze niż pozostałe reakcje, odpowiadające wymianie pojedynczego hadronu. Nie jest to być może dziwne, bo wymagają one wymiany dwu hadronów i naturalne jest oczekiwać, że proces taki zachodzi rzadziej niż wymiana pojedynczego hadronu. Dane doświadczalne o reakcjach z wymianą egzotyczną są zbyt ubogie, aby sprawdzić pewne zaproponowane dotąd idee teoretyczne.

Analiza wymiany pojedynczego hadronu jest znacznie bardziej zaawansowana. Interesujący nas problem można przedyskutować w pełni na przykładzie $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$. Proste rozważania pokazują, że wymieniana w tym wypadku cząstka C winna być mezonem o izospinie $I = 1$, sprzęgającym się do dwu pionów. Spin i parzystość tego mezonu muszą być $J^P = 1^-, 3^-, \dots$. Znamy dwa takie mezony, mezon 1^- (występujący jako ρ w tabeli III) i cięższy mezon g z rys. 2, który ma $J^P = 3^-$. Jeśli cząstka C na diagramie z rys. 6 ma spin J , to obliczenie odpowiedniej amplitudy feynmanowskiej prowadzi do przekroju czynnego, który w obszarze wysokich energii ma postać

$$\frac{d\sigma}{dt} = F(t) s^{2J-2},$$

gdzie $s = E_{\text{cm}}^2$ jest kwadratem energii reakcji w układzie środka masy, a $F(t)$ funkcją t zależną od wkładów wierzchołkowych diagramu Feynmana. Otrzymujemy więc przekrój $d\sigma/dt$ niezależny od energii dla wymiany ρ (z $J = 1$) rosnący jak s^4 dla wymiany g (z $J = 3$), co jest wynikiem jawnie błędnym.



Rys. 6. Diagram Feynmana dla reakcji z wymianą jednej cząstki

Powstaje więc problem, jak należy zbudować zmodyfikowaną teorię wymiany pojedynczej cząstki, która odtwarzałaby znany doświadczalnie spadek $d\sigma/dt$ z energią, spadek, który wyznaczony dla $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ jest w przybliżeniu postaci

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{-1}.$$

Odpowiedź została znaleziona w teorii Reggego, będącej rozszerzeniem teorii rozpraszania, które polega na rozważaniu momentu pędu J jako zmiennej ciągłej i przeprowadzeniu analitycznego przedłużenia w płaszczyźnie zespolonego momentu pędu [23]. W analogii do faktu, że kwadrat czteropędu $(p_A - p_A)^2 = -t$ dla wymienianej cząstki C z rys. 6 różni się od wartości, jaką miałyby, gdyby to była cząstka rzeczywista (wartością tą byłoby $-t = m_c^2$, gdzie m_c jest masą C), teoria Reggego przypisuje wymienianej cząstce spin α różny od wartości J_c charakterystycznej dla cząstki rzeczywistej. Wg tej teorii, α jest funkcją analityczną $\alpha(-t)$ zmiennej $-t$, przy czym przyjmuje rzeczywistą wartość spinu J_c , gdy cząstka jest rzeczywista, tj.

$$\alpha(m_c^2) = J_c.$$

Możliwość zastosowania tej idei do zderzeń hadronów wysokiej energii zauważyli w latach 1961—62 niezależnie Gribow i Pomeranczuk [24], Blankenbecler i Goldberger [25] oraz Chew, Frautschi i Mandelstam [26]. Początkowo sądzono, że teoria Reggego mogłaby mieć zastosowanie w podobny sposób zarówno do reakcji dyfrakcyjnych, jak i reakcji wymiany, lecz okazało się z biegiem czasu, że tak nie jest i że tylko dla reakcji z wymianą pojedynczej cząstki podejście to zostało rzeczywiście uwieńczone poważnym sukcesem, przynajmniej w jednym bardzo ważnym punkcie.

Punkt ten jest następujący. W teorii Reggego podany uprzednio wzór $d\sigma/dt \sim s^{2J-2}$ zostaje zastąpiony przez

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{2\alpha(-t)-2}.$$

Ale $\alpha(-t)$ jest funkcją, która ekstrapoluje wartości spinów $\alpha(m_c^2) = J_c$ w identyczny sposób jak trajektorie Reggego na rys. 1 i 2. Rysunki te pokazują, że słuszną jest ekstrapolacja liniowa. Zastosujemy ten fakt do $\pi + p \rightarrow \pi^0 + n$. Cząstka C musi wtedy odpowiadać ρ i g , czyli powinniśmy wziąć najwyższą trajektorię z rys. 2. Musimy ekstrapolować $\alpha(-t)$ do obszaru małych dodatnich wartości t . Daje to $\alpha(-t) \simeq 0,5$, co z drugiej strony prowadzi do

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim s^{2\alpha(-t)-2} \simeq s^{-1}$$

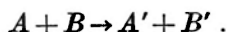
w dobrej zgodności z doświadczeniem. Zależność wykładnicza od t może być również sprawdzona doświadczalnie.

Powyższe rozważania można podsumować mówiąc, że zależność energetyczna w reakcjach z wymianą pojedynczego hadronu rzeczywiście może być opisana przy użyciu pojęcia wymiany, wymienianemu hadronowi należy przypisać zmienny spin, przy czym zmienia się on wzdłuż trajektorii Reggego, przedyskutowanych pod koniec rozdziału 3 i przedstawionych na rys. 1 i 2. Jest to najistotniejszy punkt teorii Reggego i jak dotąd jedyny charakteryzu-

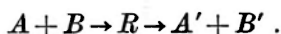
jący się jakościową prostotą. Ostatnie lata bowiem dowiodły, że wiele trudności pojawia się natychmiast, gdy próbuje się analizować subtelniejsze szczegóły reakcji wymiany.

5.3. Dualność

Po przedyskutowaniu reakcji dyfrakcyjnych i reakcji wymiany przechodzimy teraz do innej, ciekawej idei, która pojawiła się w teorii hadronów cztery lata temu. Jest ona związana z odpowiedzią na naturalne pytanie. Rozważmy jeszcze raz reakcję



Oprócz dyfrakcji i wymiany można sobie oczywiście wyobrazić inny mechanizm reakcji, mianowicie formację rezonansów, tj. proces, gdy A i B tworzą rezonans hadronowy R rozpadający się potem na A' i B' :



Rys. 1 i 2 pokazują, że znane są już hadrony o stosunkowo dużych masach, a ekstrapolacja trajektorii Reggego do wyższych mas sugeruje, że powinny też istnieć rezonanse bardzo ciężkie. Byłyby one szerokie i mogłyby służyć jako stany pośrednie R w rozważanej reakcji, gdzie energia E_{cm} jest równa masie rezonansu z dokładnością do jego szerokości. Pytanie, jakie napotykamy, dotyczy addytywności wkładów od różnych mechanizmów reakcji i jest następujące: czy pełną amplitudę reakcji T można zapisać w postaci sumy

$$T = T_d + T_w + T_r ,$$

gdzie T_d opisuje wkład dyfrakcyjny, T_w wkład wymiany hadronu, a T_r człon odpowiadający formacji rezonansów?

Dla reakcji wymiany rozważanych w paragrafie 5.2 nie ma członu dyfrakcyjnego T_d i wiadomo, że procesy te są jakościowo opisywane przez człon wymiany T_w typu reggowskiego. Dla reakcji dyfrakcyjnych rozważanych w paragrafie 5.1 głównym członem jest T_d , ale wiadomo, że efekty wymiany typu Reggego występują dodatkowo jako poprawki zależne od energii; dodają one człon T_w . W obu wypadkach powstaje więc pytanie, czy dalszy człon T_r , odpowiadający formacji rezonansów, daje wkład.

Obecnie najlepsza odpowiedź na to pytanie jest raczej nieoczekiwana: oba człony T_w i T_r istnieją, ich części urojone są równe i winny być brane pod uwagę tylko raz przy obliczaniu części urojonej amplitudy T . Przy użyciu wzorów możemy to zapisać jako

$$\text{Im } T_w = \text{Im } T_r, \quad \text{Im } T = \text{Im } T_d + \text{Im } T_w = \text{Im } T_d + \text{Im } T_r .$$

Jest to wyrazem tzw. dualności lub dokładniej faktu, że wymiana reggowska i formacja rezonansów są opisami dualnymi tego samego mechanizmu reakcji. Dualność została zaproponowana po raz pierwszy

przez Dolena, Horna i Schmidta [27]. Jej rola w wypadku dyfrakcji została sformułowana przez Freunda [28] i Harariego [29]. Z teoretycznego punktu widzenia jest to bardzo interesująca idea z daleko sięgającymi skutkami. Wynika z niej w szczególności, że trajektorie Reggego z rys. 1 i 2 winny rosnać nieograniczenie, co odpowiada przewidywaniu istnienia hadronów o dowolnie wielkiej masie. Również z praktycznego punktu widzenia skutki są wielorakie. Najciekawszym wnioskiem jest to, że jeśli formacja rezonansów $A+B \rightarrow R$ jest niemożliwa (ze względu na egzotyczne liczby kwantowe, np. w reakcji $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$), to różne wymiany (w tym wypadku ρ , A_2) kompensują się nawzajem i $\text{Im}T_w$ znika. Fakt ten prowadzi do istotnych ograniczeń na trajektorie Reggego i sprzężenia.

Konstrukcja amplitud rozpraszania spełniających jawnie dualność jest trudnym problemem. Veneziano [30] zaproponował taką amplitudę dla cząstek bezspinowych, ale przy założeniu trwałości wszystkich, nawet ciężkich, cząstek (tzn. zerowej szerokości połówkowej). Mimo wielu prób nie udało się jeszcze skonstruować rozwiązań, które fizycznie byłyby bardziej do przyjęcia. Jakościowo rzecz biorąc, dualność wydaje się jednak nową ważną ideą fizyki hadronów.

5.4. Uwaga o asymptotyce w obszarze wysokich energii

Jak wspominaliśmy na początku rozdziału 5, wszystkie główne właściwości zderzeń hadronów zdaje się cechować gładka zależność od energii, gdy ta jest dostatecznie wysoka. Fakt ten był powodem nadziei, że mamy wtedy do czynienia z rzeczywiście asymptotyczną sytuacją i że można by stopniowo uzyskać z danych doświadczalnych istotne człony szeregu asymptotycznego. Ostatnie badania nie wydają się potwierdzać tej nadziei.

Rozważmy np. rozpraszanie elastyczne pp , które jest najlepiej zbadaną reakcją hadronową. Różniczkowy przekrój czynny dla tej reakcji został zmierzony w obszarze bardzo wysokich energii, dostępnych przy użyciu przecinających się pierścieni akumulujących w CERN-ie (energii E_{cm} do 55 GeV równoważne wiązce protonów zderzających się z nieruchomą tarczą z pędem p_{lab} do 1600 GeV/c). Kształt maksimum elastycznego zmienia się wolno z energią, stając się bardziej stromy z jej wzrostem. Oprócz tego, maksimum to wykazuje dość ciekawą strukturę. Niestety, właściwości te są w stanie opisać liczne modele teoretyczne, każdy z nich zawiera wiele swobodnych parametrów i wydaje się dlatego mało prawdopodobne, aby dalsze pomiary tej samej reakcji umożliwiły nam wybór poprawnego modelu.

Przykład ten ilustruje dwójakiego rodzaju trudności, z którym spotykamy się w obszarze wysokich energii. Z jednej strony istniejąca teoria daje tylko bardzo słabe ograniczenie swobody różnych modeli, które odpowiadają w zasadzie różnym rozwinięciom asymptotycznym amplitudy reakcji. Z drugiej strony praktyka wykazuje, że jest znacznie trudniej, niż oczekiwano, dokonać wyboru spośród różnych modeli opierając się na danych doświadczalnych. Doświadczenia przy jeszcze wyższych energiach stają się nadzwyczaj kosztowne

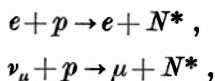
i mogłyby być uzasadnione tylko wtedy, gdyby mogły dać odpowiedź na pewne naprawdę istotne pytania. Wydaje się jednak, że nadal nie mamy wystarczającej intuicji na temat tego, co jest istotne, a co przypadkowe w zakresie silnych oddziaływań przy bardzo wysokich energiach. Prawdopodobnie łatwiej będzie zdobyć tę intuicję przez porównawczą analizę szerokiego zespołu reakcji, bez poświęcania zbyt dużej uwagi każdemu ilościowemu szczegółowi, niż przez bardzo dokładny opis tylko kilku reakcji w funkcji energii zderzenia.

6. Problemy dnia dzisiejszego i perspektywa na przyszłość

W tym ostatnim rozdziale naszego przeglądowego artykułu wspomnimy najpierw o dwu dziedzinach badań, bardzo aktywnie obecnie prowadzonych, a potem wyliczymy parę nasuwających się problemów do rozwiązania w przyszłości.

W dziedzinie zderzeń hadronów wysokiej energii, podsumowany w rozdziale 5 jakościowy opis zjawisk rozwinął się w ciągu ostatnich dziesięciu lat głównie dla reakcji dwucząstkowych. Najczęściej występujące reakcje nieelastyczne mają jednak wyższe krotkości (rzędu 6 przy $p_{\text{lab}} \simeq 20 \text{ GeV}/c$ i rosnące do około 15 przy przecinających się pierścieniach akumulujących w CERN-ie), a ich szczegółowa analiza jest znacznie trudniejsza. Duża część pracy zarówno od strony doświadczalnej, jak i teoretycznej jest obecnie poświęcana tym reakcjom wielocząstkowym. Próbuje się uzyskać z bardzo złożonych danych pewną liczbę istotnych fizycznie właściwości, które, jak mamy nadzieję, będą jakościowo proste i ogólnie słuszne. Praca ta idzie więc w kierunku wspomnianym pod koniec poprzedniego rozdziału. Winna ona ewentualnie doprowadzić do opisu i zrozumienia wszystkich zderzeń hadronów w obszarze wysokich energii.

Inny fascynujący kierunek badań, który rozwija się nader intensywnie, łączy główne zagadnienia omówione w rozdziałach 4 i 5, a mianowicie: prądy hadronowe i zderzenia hadronów wysokiej energii. Dotyczy on zderzeń leptonów z hadronami w obszarze dużych przekazów pędu czyli grupy procesów nazywanej często głęboko nieelastycznym rozpraszaniem lepton-hadron. Zderzenia te są dwu rodzajów, typowymi przykładami są reakcje elektron—proton i neutrino—proton



gdzie N^* oznacza układ hadronów o dużej masie całkowitej. Pierwsza reakcja zachodzi wskutek oddziaływania elektromagnetycznego, druga jest procesem oddziaływania słabego.

Głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektron—proton i elektron—neutron zostało szeroko zbadane [31] i otrzymane wyniki są nadzwyczaj ciekawe. Potwierdzają one właściwość skalowania, którą pierwszy przewidział Bjor-

ken [32]. Przedstawimy krótko jej znaczenie. Rozważmy proces $e + p \rightarrow e + N^*$. Może on być opisany przy użyciu rys. 6 po utożsamieniu $A = e$, $A' = e$, $B = p$, $B' = N^*$. Cząstka wymieniana C jest teraz wirtualnym fotonem. Głęboko nieelastyczne rozpraszanie charakteryzuje się tym, że zarówno przekaz pędu t przenoszony przez foton, jak i masa M końcowego stanu hadronowego N^* są duże, a bezwymiarowy stosunek t/M^2 jest skończony. Warte uwagi okazał się fakt, że część hadronowa procesu zależy tylko od stosunku t/M^2 , a nie od t i M^2 oddzielnie, jak można by w zasadzie oczekiwać. Wszystkie próby interpretacji tego faktu doświadczalnego sprowadzają się, w tej czy innej postaci, do podstawowej właściwości przewidywania Bjorkena, że rozkład ładunku elektrycznego w protonie ma strukturę ziarnistą, złożoną z elementów punktowych.

Właściwość tę można sformułować w postaci bardziej matematycznej przy użyciu operatorów prądu elektromagnetycznego J_μ (wprowadzonych w p. 4.1). Oznacza ona wtedy, że związki przemienności operatorów prądu $J_\mu(x)$, $J_\mu(x')$ nie zawierają w swych wiodących osobliwych członach żadnych stałych o wymiarze długości, jeśli czterowektor $x - x'$ jest blisko stożka świetlnego, tj. gdy $(x - x')^2 \approx 0$. Fakt ten sugeruje uogólnienia przedyskutowanych w rozdziale 4 właściwości algebraicznych prądów w kierunku przybliżonej niezmienniczości skalowania, tj. niezmienniczości względem zmian skali długości dla procesów z dużym przekazem pędu.

W przypadku reakcji neutrino—nukleon najprostszym przewidywaniem właściwości skalowania Bjorkena jest liniowy wzrost całkowitego przekroju czynnego neutrino—nukleon ze wzrostem pędu laboratoryjnego neutrina. Dane otrzymane w doświadczeniach z neutrinem przeprowadzonych w CERN-ie potwierdzają to przewidywanie [33].

Możemy teraz zadać pytanie: czy te właściwości głęboko nieelastycznego rozpraszania lepton—hadron mają jakiś odpowiednik w czysto hadronowych procesach? Jest raczej prawdopodobne, że odpowiedź będzie negatywna w obszarze małych pędów poprzecznych, gdyż, jak można wykazać, w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym występują właśnie duże p_T . Docieramy w ten sposób do pierwszej klasy problemów, które, jak można oczekiwać, będą odgrywać coraz większą rolę w przyszłości. Dotyczą one badania procesów hadronowych wysokiej energii w obszarze dużych pędów poprzecznych, gdzie przekroje czynne oddziaływań silnych są bardzo małe. Jeśli jest prawdą (jak to wykazuje głęboko nieelastyczne rozpraszanie ep), że proton ma punktową strukturę swych właściwości elektromagnetycznych, to można spodziewać się, że efekty silne i elektromagnetyczne w obszarze dużych p_T okażą się porównywalnych rzędów, modyfikując w ten sposób hierarchię oddziaływań i symetrii podsumowaną w tabeli II. Do drugiej klasy problemów dużego zasięgu należą spekulacje związane z przybliżoną niezmienniczością skalowania. Dotyczą one opracowania ogólnego schematu łamanych symetrii dla silnych oddziaływań i jego możliwej interpretacji dynamicznej. Jest to kontynuacja kierunku badań omówionych w rozdziale 4.

Oczywiście, oprócz tego oczekuje się, że niektóre z bardziej nam znanych starych problemów fizyki cząstek staną się celem przyszłych badań. Jak daleko rozciąga się widmo hadronów w obszarze dużych mas? Czy istnieje więcej leptonów? Jak modyfikują się oddziaływania słabe przy wzroście energii? Czy istnieje głęboki związek między fizyką cząstek elementarnych a grawitacją? I ostatnie, ale nie najmniejsze, pytanie: czy także bardzo bogaty świat cząstek elementarnych da się pewnego dnia zrozumieć jako złożony i różnorodny przejaw prostego w zasadzie układu fundamentalnych praw fizyki?

Autor jest wdzięczny Y. Goldschmidtowi-Clermontowi, W. Heise i Bergowi, H. Schopperowi i I. Wallerowi za cenne uwagi i krytyczne przeczytanie rękopisu.

Tłumaczył Zygmunt Ajduk

Literatura

- [1] C. M. G. Lattes, H. Muirhead, G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, *Nature*, **159**, 694 (1947).
- [2] E. Gardner, C. M. G. Lattes, *Science*, **107**, 270 (1948).
- [3] Przegląd tych różnych osiągnięć zawiera artykuł L. W. Alvareza w *Evolution of Particle Physics*, pod red. M. Conversiego (Academic Press, Inc., New York 1970), str. 1.
- [4] W. E. Lamb, R. C. Retherford, *Phys. Rev.*, **72**, 241 (1947).
- [5] H. A. Bethe, *Phys. Rev.*, **72**, 339 (1947); D. Ito, Z. Koba, S. Tomonaga, *Progr. Theor. Phys.*, **2**, 216 (1947); **3**, 276 (1948); J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **74**, 1439 (1948); R. P. Feynman, *Phys. Rev.*, **76**, 749, 769 (1949); F. J. Dyson, *Phys. Rev.*, **75**, 486, 1736 (1949).
- [6] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, **92**, 833 (1953); K. Nishijima, *Progr. Theor. Phys.*, **12**, 107 (1954).
- [7] M. Gell-Mann, California Institute of Technology Synchrotron Laboratory Report CISL-20 (1961), nie opublikowane; Y. Ne'eman, *Nuclear Phys.*, **26**, 22 (1961).
- [8] M. Gell-Mann, poz. [7]; S. Okubo, *Progr. Theor. Phys.*, **27**, 949 (1962).
- [9] T. D. Lee, C. N. Yang, *Phys. Rev.*, **104**, 254 (1956).
- [10] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fiteł, R. Turlay, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 138 (1964).
- [11] Jeden z ostatnich artykułów przeglądowych: J. Bailey, E. Picasso, *Progr. Nuclear Phys.*, **12**, 43 (1971).
- [12] E. Fermi, *Z. Phys.*, **88**, 161 (1934).
- [13] G. 't Hooft, *Nuclear Phys.*, **B35**, 167 i 173 (1971); S. Weinberg, *Phys. Rev. Letters*, **27**, 1688 (1971).
- [14] M. Jacob, *Duality in Strong Interaction Physics*, Acta Phys. Austriaca, Suppl VI, 215 (1969).
- [15] M. Gell-Mann, *Physics*, **1**, 63 (1964).
- [16] W. M. Łobaszow *et al.*, *Zh. Eksper. Teor. Fiz. Pis'ma*, **3**, 268 (1966); **5**, 73 (1967).
- [17] M. Gell-Mann, Y. Ne'eman, *The Eightfold Way*, W. A. Benjamin, Inc., New York 1964.
- [18] M. Gell-Mann, *Phys. Rev.*, **125**, 1067 (1962) i poz. [15].
- [19] J. Goldstone, *Nuovo Cimento*, **19**, 154 (1961); J. Goldstone, A. Salam, S. Weinberg, *Phys. Rev.*, **127**, 965 (1962).
- [20] M. L. Goldberger, S. B. Treiman, *Phys. Rev.*, **110**, 1178, 1478 (1958).
- [21] S. L. Adler, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 1051 (1965); W. I. Weisberger, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 1047 (1965).

- [22] W. Kittel, S. Ratti, L. Van Hove, Aachen—Berlin—Bonn—CERN—Cracow—Heidelberg—Warsaw Collaboration i Genova—Hamburg—Milano—Saclay Collaboration, *Nuclear Phys.*, **B30**, 333 (1971).
- [23] T. Regge, *Nuovo Cimento*, **14**, 951 (1959); **18**, 947 (1960).
- [24] W. N. Gribow, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **41**, 667, 1962 (1961); V. N. Gribov, I. Ya. Pomeranchuk, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 343, 412 (1962).
- [25] R. Blankenbecler, M. L. Goldberger, *Phys. Rev.*, **126**, 766 (1962).
- [26] G. F. Chew, S. C. Frautschi, S. Mandelstam, *Phys. Rev.*, **126**, 1202 (1962); G. F. Chew, S. C. Frautschi, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 41 (1962).
- [27] R. Dolen, D. Horn, C. Schmid, *Phys. Rev.*, **166**, 1789 (1968).
- [28] P. G. O. Freund, *Phys. Rev. Letters*, **20**, 235 (1968).
- [29] H. Harari, *Phys. Rev. Letters*, **20**, 1395 (1968).
- [30] G. Veneziano, *Nuovo Cimento*, **57A**, 190 (1968).
- [31] Jeden z artykułów przeglądowych: H. W. Kendall, W. Panofsky, *Sci. American*, **224**, 60 (1971).
- [32] J. D. Bjorken, *Phys. Rev.*, **179**, 1547 (1969).
- [33] Jeden z artykułów przeglądowych: D. H. Perkins, *Proceedings of the Topical Conference on Weak Interactions*, CERN 1969 (CERN 69—7 (1969), str. 1—42, zwłaszcza zaś str. 37—39).

Colin A. Bates *

Physics Department, The University,
Nottingham, NG7 2RD, England

Efekty Jahn-Tellera i widma elektronowego rezonansu akustycznego domieszek jonów $(3d)^n$ w kryształach

Jahn-Teller Effects and APR Spectra of $(3d)^n$ Ion Impurities in Crystals

The problem of the spin-phonon interaction has been of considerable importance for several years. Some aspects of the problem have been studied in detail at Nottingham, United Kingdom, in a joint program with the Centre d'Etudes Nucléaires de Grenoble, France, and the following is a discussion of part of this program. One of the more important experimental techniques available for studying this problem (acoustic paramagnetic resonance or APR) will be discussed in some detail and the Jahn-Teller models used to understand the physics of the results obtained will be discussed.

1. Wstęp

Dla większości jonów domieszkowych w kryształach jonowych widma mierzone metodami spektroskopii optycznej, podczerwonej czy EPR ** składają się z wąskich linii. Prowadzi to do wniosku, że poziomy energetyczne związane z poszczególnymi jonami są bardzo mało rozmyte i tym samym oznacza to, że oddziaływanie jonu z otoczeniem jest słabe. Na tej podstawie poprawnie jest oznaczać poziomy energetyczne jonu przez S , P , D , F itd., tak jak gdyby był to jon swobodny, a następnie przyjąć, że elektrostatyczne pole krystaliczne pochodzące od sąsiadów jonu magnetycznego znosi częściowo degradację orbitalną. Dalsze rozszczepienia powstają w wyniku statycznych deformacji, sprzężenia spinowo-orbitalnego i oddziaływań nadsubtelnych. W technice eksperymentalnej EPR mamy poza tym do czynienia z polem magnetycznym B ,

* Autor jest reader'em na wydziale fizyki Uniwersytetu w Nottingham (Wielka Brytania). Jego główne zainteresowania obejmują zagadnienia teorii pola krystalicznego w odniesieniu do zjawisk rezonansowej absorpcji paramagnetycznej. Poniższy artykuł oparty jest na wykładzie wygłoszonym przez autora w Instytucie Fizyki PAN w Poznaniu (przyp. tłum.).

** Skróć wyrażenia w języku angielskim: Electron Paramagnetic Resonance.

a zjawisko rezonansu zachodzi w wyniku przejść między poziomami rozszerepianymi przez pole B .

Badanie szerokości tych różnych linii wymaga następnie uwzględnienia oddziaływań dynamicznych. W kryształach izolatorów wymiana energii pomiędzy jonom a jego otoczeniem ma zwykle postać energii elektromagnetycznej lub akustycznej i prowadzi do rozszerzenia linii. W wyniku tych oddziaływań sygnał EPR może ulec znacznemu rozszerzeniu w porównaniu z rozszerzeniem wywołanym niejednorodnością pola magnetycznego czy wpływem naprężeń. Czas, w którym spin powróci drogą relaksacji do swego stanu podstawowego, zależy od tego jak szybko promieniowanie może być pochłonięte przez otaczającą jon sieć krystaliczną, a więc, od wielkości sprzężenia jon—siatka. Bardzo krótki czas relaksacji (rzędu $1 \mu s$) mają jony silnie sprzężone z siecią i dlatego dają bardzo szerokie sygnały EPR. Wyjaśnia to ogólnie przyjęty mechanizm relaksacji paramagnetycznej polegający na tym, że fonony sieci działają modulującą na jony, co z kolei traktuje się jako dynamiczny przyczynek do pola krystalicznego. Pociąga to za sobą zmiany stanu orbitalnego układu, a w następstwie sprzężenia spinowo-orbitalnego zmiana ulega spin. Omówieniu procesów relaksacji spin—siatka poświęcono szereg publikacji [1, 2, 3].

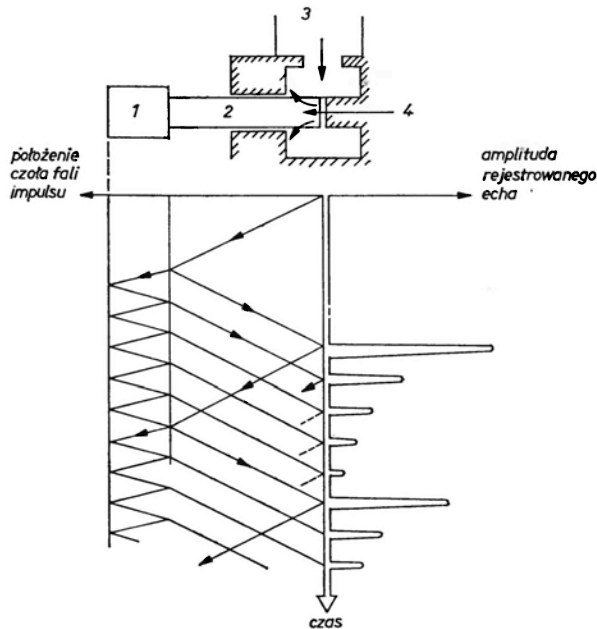
Za pośrednictwem pomiarów EPR trudno otrzymać dokładne informacje na temat oddziaływania spinowo-fononowego, ponieważ drgająca sieć krystaliczna promieniuje tak jak ciało doskonale czarne. W metodzie akustycznego rezonansu paramagnetycznego, w odróżnieniu od EPR*, używa się spójnej wiązki monochromatycznych fononów o określonej polaryzacji. Wiazka taka jest precyzyjnie sterowana i obserwowana. Generowane w ten sposób fonony określa się różnymi nazwami jak: fonony mikrofalowe, akustyczne, ultradźwiękowe i czasami hypersoniczne. Jakkolwiek częstotliwości drgań, o których tutaj mowa, są rzędu 10^{10} Hz, będziemy wszędzie używali terminu „fale akustyczne”. Jest to bowiem zgodne z używaniem określenia „akustyczny rezonans paramagnetyczny” dla opisanego metody badań spektroskopowych oddziaływań tych fononów z jonami magnetycznymi.

Pierwszych obserwacji rozpraszania fal akustycznych przez domieszki paramagnetyczne dokonał w 1959 r. Jacobsen [4]. Wkrótce potem opisane zostały w literaturze inne pomiary wykonane przez Bömmela i Dransfielda [5] oraz Lewisa i współpracowników [6]. We wcześniejszej z tych prac stosowano przetwornik, do którego wprowadzone były domieszki magnetyczne. Uniemożliwiało to jakakolwiek ingerencję w strukturę poziomów energetycznych paramagnetycznego jonu. Inna metoda, w której próbka magnetyczna była niezależna od przetwornika, została po raz pierwszy opisana przez Tuckera [7]. Metoda ta obecnie znana jest jako „metoda echa impulsu” i stanowi zasadę działania spektrometrów używanych zarówno w Nottingham i w Grenoble. Poniżej podany zostanie szczegółowy opis takiego układu.

* gdzie przejście między poziomami zeemanowskimi wymusza monochromatyczna fala elektromagnetyczna (przyp. tłumacza).

2. Wytwarzanie i detekcja fononów akustycznych

Technikę stosowaną przy generacji i detekcji fal akustycznych ilustruje rysunek 1. Do mikrofalowego rezonatora wykonanego z polerowanej miedzi doprowadzona jest energia mikrofalowa. Okrągły pręt wycięty wzdłuż kierunku X z kryształu kwarcu, wsunięty jest częściowo do wnętrza rezonatora i pełni rolę przetwornika piezoelektrycznego. Składowa elektryczna mikrofal wywołuje drgania podstawy pręta wytwarzając falę akustyczną, wędrującą wzdłuż przetwornika. Czoło fali określone jest przez kształt przetwornika w taki sposób, że jeżeli odpowiednie ściany ograniczające są płaskie i wzajemnie równoległe, to wytwarzana jest płaska, podłużna fala akustyczna. Badana próbka

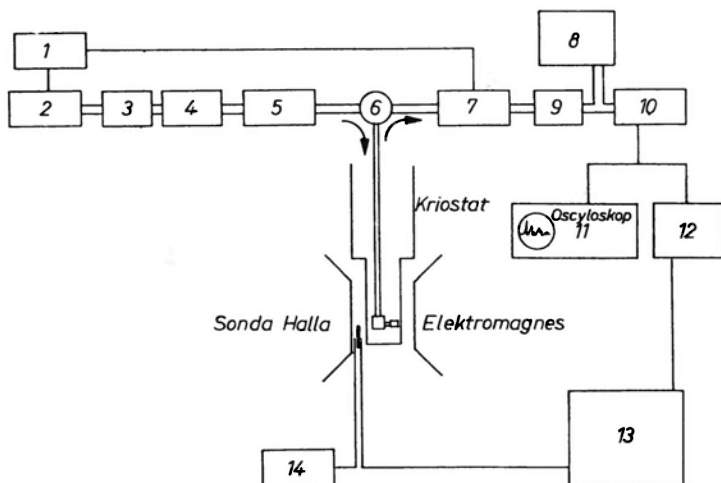


Rys. 1. Zasada otrzymywania sygnału echa w technice akustycznego rezonansu paramagnetycznego. 1 — próbka, 2 — kwarc, 3 — wejście mikrofal, 4 — składowa E pola mikrofalowego

przymocowana jest do drugiego końca przetwornika. W miejscu łączenia część energii zostaje odbita, a część przechodzi dalej ulegając następnie odbiciom od końca pręta kwarcowego i ściany ograniczającej próbkę. Prowadzi to do przepływu energii w sposób pokazany na rys. 1. Każdorazowe dojsię czoła fali do swobodnego końca przetwornika powoduje przetworzenie energii akustycznej w energię elektromagnetyczną rozchodzącą się napowrót wzdłuż falowodu; za każdym razem w miejscu połączenia następują straty energii.

Pobudzając ten proces krótkimi impulsami mikrofalowymi można rozdzielić w czasie wszystkie wczesne echa, a następnie badać je indywidualnie. Zwykle stosowane są impulsy pobudzające o czasie trwania $1\mu\text{s}$ powtarzane okresowo co 1 ms. Daje to powtarzający się przebieg, który na ekranie oscylo-

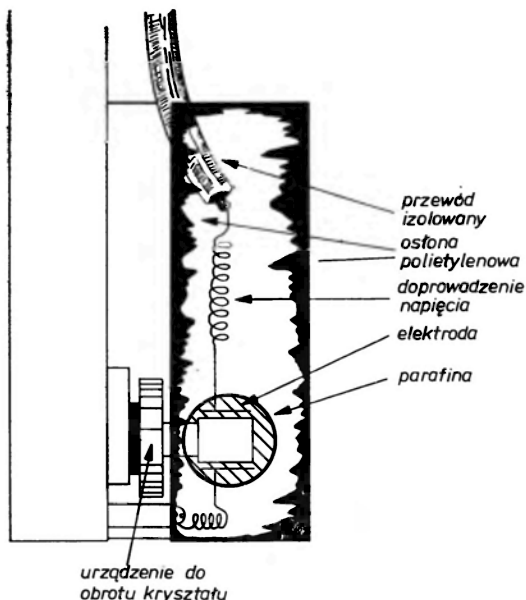
grafu będzie podobny do przedstawionego na prawej stronie rys. 1. Można następnie wybrać echo odpowiadające impulsowi, który przeszedł przez próbkę i badać je przy różnych polach magnetycznych. W badanych kryształach długość mikrofalowej fali ultradźwiękowej wynosi około 5000 \AA (500 nm), a więc wszystkie powierzchnie kryształu muszą być wypolerowane z dokładnością rzędu $\lambda/5$. W przeciwnym razie zniekształcenie czoła fali odbitej uniemożliwi spójne przetransformowanie fali akustycznej w mikrofalową. Wypróbowanym w ośrodku w Nottingham sposobem połączenia próbki z przetwornikiem kwarcowym jest sklejenie żywicą termoutwardzalną typu „Araldite”. W bardzo podobnym urządzeniu w Grenoble do łączenia używa się smaru próżniowego [8].



Rys. 2. Schemat blokowy aparatury APR. 1 — generator impulsów sterujących, 2 — magnetron 3 — izolator, 4 — falomierz, 5 — tłumik, 6 — cyrkulator, 7 — zwieracz diodowy, 8 — klitron heterodyny, 9 — izolator, 10 — odbiornik superhet., 11 — oscylloskop, 12 — woltomierz próbujący (boxcar), 13 — rejestrator X—Y, 14 — wzmacniacz napięcia Halla

Blokowy schemat urządzenia APR przedstawiony jest na rysunku 2. Magnetron wytwarza impulsy mikrofalowe o mocy szczytowej 30 W w zakresie częstotliwości regulowanej od $9,1$ do $9,6 \text{ GHz}$. Impulsy podawane są przez izolator, falomierz i regulowany atenuator do cyrkulatora, który prawie całą moc podawaną kieruje do zespołu rezonatora. W celu zabezpieczenia odbiornika, w trzecim ramieniu cyrkulatora umieszczone są zwieracze diodowe „zamykane” na czas generacji magnetronu. Z końcem impulsu pobudzającego zwieracze zostają „otwarte” po to, aby mikrofalowe echo poprzez dalszy izolator trafiło do superheterodynowego odbiornika. Częstość klitronu-heterodyny miesza się z częstością sygnału i częstość różnicowa wynosząca 30 MHz , po wzmocnieniu i detekcji tworzy obwiednię układu impulsów. Sygnał ten wprowadza się na wejście oscylloskopu oraz do detektora całkującego — „boxcar”, który można ustawić w taki sposób, ażeby mierzył amplitudę dowolnie wybranego impulsu echa. Wyjście detektora całkującego połączone jest z zaciskami Y rejestratora samopiszącego typu XY.

Zespół rezonatora zanurzony jest w kriostacie wypełnionym ciekłym helum lub wodorem. Konwencjonalny elektromagnes dostarcza w szczelinie mieszczącej kriostat pola magnetycznego o indukcji 20 kGs (2 T). Do badań w polach rzędu 55 kGs (5,5 T) stosowany jest magnes nadprzewodzący. W szczelinie między nabiegownikami elektromagnesu umieszczony jest czujnik miernika Halla, z którego napięcie wyjściowe przykładane jest na zaciski X rejestratora XY. W ten sposób gdy tylko zmienia się pole magnetyczne B , rejestrator automatycznie zapisuje wysokość impulsu w funkcji B .



Rys. 3. Urządzenie do przykładania pola elektrycznego do próbki

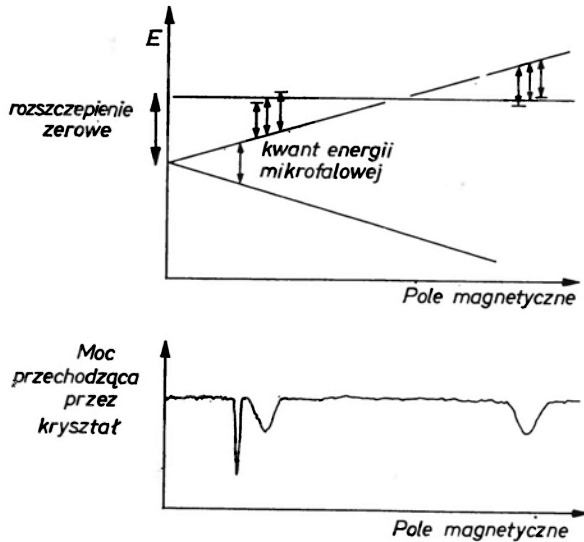
Zmienne mogą być również następujące parametry:

1. orientacja pola magnetycznego B , za pośrednictwem obrotu magnesu w płaszczyźnie poziomej jak również przez obrót kryształu wraz z kwarcem wokół ich osi podłużnej,
2. temperatura, przez obniżanie ciśnienia nad powierzchnią ciekłego helu chłodzącego próbkę lub ogrzewanie próbki za pomocą małej cewki grzejnej,
3. padająca na próbkę moc mikrofalowa, przez regulację pierwszego tłumika,
4. w zakresie od 8,6 do 9,4 GHz częstość mikrofalowa, dzięki zastosowaniu przestrajalnego rezonatora.

Były również przeprowadzane eksperymenty w obecności stałego pola elektrycznego, gdy do przeciwległych ścian próbki (rys. 3) przykładane było, za pośrednictwem elektrod z folii brązowej, stałe napięcie. Dla zapobieżenia wyładowaniom iskrowym próbkę, przetwornik i elektrody powlekano kilkumilimetrową warstwą parafiny. W ten sposób można było przykładać pole elektryczne o natężeniu aż do ok. 70 kV/cm zanim w miejscu sklejenia próbki z przetwornikiem następowało iskrzenie.

3. Akustyczny rezonans paramagnetyczny (APR *)

Fala akustyczna może ulegać tłumieniu za przyczyną rozmaitych czynników, lecz przedmiotem naszego zainteresowania jest akustyczny rezonans paramagnetyczny, w którym mamy do czynienia z rozpraszaniem fononów przez domieszki magnetyczne znajdujące się w próbce. Trzy poziomy energetyczne odpowiadające hipotetycznemu jonowi domieszkowemu w kryształ



Rys. 4. Absorbcja rezonansowa związana z jonem magnetycznym

przedstawione zostały w schematyczny sposób na rysunku 4. Po przyłożeniu pola magnetycznego dublet widoczny na rysunku ulega rozszczepieniu wzrastającemu ze wzrostem B . Przy określonej wartości B , dla której rozszczepienie między poziomami energetycznymi równe jest kwantowi $h\nu$ pola akustycznego, może nastąpić absorpcja energii fali akustycznej. Przy niższych lub wyższych wartościach B absorpcji nie będzie. Stąd, dla pewnych wartości pól magnetycznych, charakterystycznych dla danego jonu i jego otoczenia, następuje rezonansowe pochłanianie energii i można otrzymać widmo absorpcyjne podobne do tego, którego zapis znajduje się w dolnej części rysunku (rys. 4). W szerokim zakresie natężeń pola magnetycznego B cała doprowadzona energia akustyczna przechodzi przez kryształ, lecz przy pewnych, charakterystycznych wartościach pola można zaobserwować zagłębienia na krzywej przepuszczalności. W rezultacie występowania naprężeń mechanicznych i bezładnych pól elektrycznych mamy do czynienia w zbiorze jonów z rozszerzeniem linii modyfikującym absorpcję akustyczną (przedstawiony na rys. 4 przypadek rozszerzenia sygnału APR zostanie dokładniej omówiony w dalszych częściach artykułu).

* Skrót wyrażenia w języku angielskim: Acoustic Paramagnetic Resonance.

Zdolność absorpcyjna, szerokość oraz kształt linii APR są różne w zależności od rodzaju jonu domieszkowego i sieci krystalicznej. Im silniejsze jest sprzężenie jonu z siecią, tym większe jest rozproszenie fali akustycznej. Stąd, linia absorpcyjna jest intensywniejsza, gdy zarówno wysokość, jak i szerokość wzrastają. Jest to sytuacja odwrotna niż w przypadku EPR, gdzie obie te wielkości związane są stałą proporcjonalną do $g_{\perp}\beta^*$. Jeśli zaniedbać drobne różnice g_{\perp} , stała ta jest prawie taka sama dla wszystkich jonów i zmiany sprzężenia pomiędzy jonem i siecią krystaliczną zaledwie modyfikują kształt linii EPR, podczas gdy całkowita absorpcja jest mniej więcej taka sama. Tym samym jon, który jest silnie sprzężony ze swym otoczeniem, będzie dawał bardzo intensywną linię APR, lecz za to szeroką i trudną do wyznaczenia linię EPR. I odwrotnie, jony sprzężone słabo dadzą ostrą, łatwą do wyznaczenia linię EPR, lecz bardzo słabą i ginącą w szumach linię APR. Dlatego też podane tutaj dwie techniki wzajemnie się uzupełniają: do badania jonów o słabym sprzężeniu najlepiej nadaje się EPR, do tych, które są silnie sprzężone z otoczeniem — technika APR.

Są jeszcze dwie inne ważne różnice pomiędzy EPR i APR. Pierwsza z nich polega na tym, że nie można zaobserwować EPR jonu magnetycznego, dla którego $g_{\perp} = 0$. Jedynie APR może być wykryty w tym przypadku, ponieważ prawdopodobieństwo przejścia w akustycznym rezonansie paramagnetycznym nie zależy od g_{\perp} . Druga różnica wiąże się z różnymi w EPR i APR regułami wyboru, wobec czego przejścia wzbronione w EPR mogą być dozwolone w APR i na odwrót. W celu wyprowadzenia reguł wyboru dla APR podana musi być analiza mechanizmu rezonansu. Jest to przedmiotem rozważań zawartych w następnym punkcie pracy.

4. Analiza absorpcji akustycznej

Przypuśćmy, że pole krystaliczne będące przyczynkiem pochodzącym od i -tego ligandu w otoczeniu jonu magnetycznego ma potencjał V_i . Jeżeli ten ligand przesunie się o odległość δR_i względem jądra magnetycznego jonu, to zmiana pola krystalicznego ΔV_i opisana jest wyrażeniem:

$$\Delta V_i = \text{grad } V_i \cdot \delta R_i .$$

W rezultacie, całkowita zmiana pola krystalicznego wywołana przemieszczeniem wszystkich ligandów wynosi:

$$\Delta V = \sum_i \Delta V_i .$$

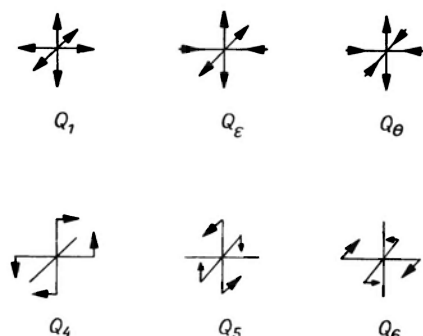
Każdy wektor przesunięcia δR_i można opisać przez trzy składowe, a więc w przy-

* β — magneton Bohra (przyp. tłum.).

padku gdy ligandy tworzą regularny oktaedr, całkowita liczba stopni swobody wynosi 18. Jest wówczas stosowniejsze obracać takie kombinacje liniowe tych osiemnastu przemieszczeń, które odzwierciedlałyby własności symetrii klastra (tj. jonu magnetycznego i jego sześciu najbliższych sąsiadów). Takie kombinacje liniowe Q_f są często nazywane współzrędnymi kolektywnymi; dziewięć z nich będzie parzystych i dziewięć nieparzystych. W nowych współzrędnym ΔV ma postać:

$$\Delta V = \frac{\partial V}{\partial Q_f} Q_f. \quad (1)$$

Wyrażenia $\partial V/\partial Q_f$ są zbiorem operatorów orbitalnych podlegających transformacjom w tej samej nieprzywiedlonej reprezentacji co poszczególne Q_f . Stany orbitalne, w większości przypadków, opisywane są funkcjami parzystymi, w następstwie czego macierzowe elementy operatora ΔV będą różne od zera tylko dla parzystych rodzajów Q_f . Warunek niezmienniczości przy zamianie znaku czasu eliminuje trzy dalsze rodzaje spośród nich pozostawiając sześć możliwych odkształceń pokazanych na rys. 5. Współzrędną Q_1 transformuje się



Rys. 5. Współzrędnne kolektywne $Q_1, Q_2, Q_3, Q_4, Q_5, Q_6$ w kompleksie oktaedrycznym

tak jak grupa A_1 , co nie stanowi interesującego dla nas przypadku, ponieważ wpływa jedynie na rozmiary klastra. Współzrędnne Q_2 i Q_3 są współzrędnymi kolektywnymi o symetrii E , podczas gdy Q_4, Q_5 i Q_6 mają symetrię typu T_2 .

Zwykle wygodniej jest przepisać równanie (1) w postaci:

$$\sim V = V_1 Q_1 E_1 + V_E (Q_2 E_2 + Q_3 E_3) + V_T (Q_4 T_{yz} + Q_5 T_{zx} + Q_6 T_{xy}), \quad (2)$$

gdzie E_s itp. jest operatorem orbitalnym, który transformuje się tak samo jak Q_s itp., T_{yz} itp. jest operatorem orbitalnym transformującym się tak samo jak Q_4 itd., podczas gdy V_1, V_E i V_T są stałymi sprzężenia pomiędzy jonem i siecią krystaliczną. Wyrażenia uzyskane dla nich na podstawie modelu ładunków punktowych publikuje Bates wraz ze współautorami [9].

Przypuśćmy, że przemieszczenia atomów w kompleksie spowodowane zostały przez podłużną falę akustyczną poruszającą się w kierunku określonym

kosinusami kierunkowymi l , m , n . Wtedy:

$$\begin{aligned} Q_1 &\rightarrow \sqrt{\frac{2}{3}} \epsilon \\ Q_2 &\rightarrow (l^2 - m^2) \epsilon \\ Q_3 &\rightarrow \frac{1}{\sqrt{3}} (2n^2 - l^2 - m^2) \epsilon \\ Q_4 &\rightarrow 2mn \epsilon \\ Q_5 &\rightarrow 2nl \epsilon \\ Q_6 &\rightarrow 2lm \epsilon \end{aligned}$$

gdzie czynnik ϵ zawiera zależność fali akustycznej i innych własności układu od czasu. Prawdopodobieństwo, że przejście wystąpi pomiędzy stanami $|a\rangle$ i $|b\rangle$ jest proporcjonalne do wyrażenia $[\langle a|V|b\rangle]^2$, w którym występują podane już rodzaje Q . Dla przykładu podane są poniżej reguły wyboru w przypadku, gdy oś Oz pokrywa się z czterokrotną osią oktaedru:

$$\begin{aligned} \Delta S_z &= 0, \\ \Delta L_z &= 0, \pm 4 \text{ gdy pobudzone są deformacje } Q_6 \text{ oraz} \\ \Delta L_z &= \pm 2 \text{ gdy pobudzone są rodzaje } Q_4. \end{aligned}$$

Gdy Oz oznacza trójrotną oś oktaedru reguły wyboru są następujące:

$$\begin{aligned} \Delta S_z &= 0, \\ \Delta L_z &= 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4 \text{ dla obu rodzajów } Q_4, Q_6. \end{aligned}$$

Podane powyżej reguły wyboru obowiązujące w APR całkowicie się różnią od reguł wyboru w EPR, dla których w obydwu przypadkach

$$\begin{aligned} \Delta S_z &= \pm 1 \text{ oraz} \\ \Delta L_z &= 0. \end{aligned}$$

5. Efekt Jahn-Tellera

Zakładaliśmy dotychczas, że jon magnetyczny wraz z swym otoczeniem tworzy sztywny układ. W rzeczywistości tak nie jest, a dynamiczne własności układu prowadzą do szeregu interesujących zjawisk. Jahn i Teller w roku 1937 pokazali, że jeżeli układowi o wysokiej symetrii odpowiada zdegradowany poziom energetyczny, to obniżenie symetrii zwykle będzie powodować takie jego rozszczepienie, że nowy stan podstawowy będzie miał niższą energię niż przed obniżeniem symetrii [10].

Dobrze wiadomo, że dublety i tryplety orbitalne mogą ulegać rozszczepieniu w wyniku statycznych odkształceń. Obecnie rozważymy czy również

deformacje dynamiczne w rodzaju Q mogą prowadzić do rozszczepień. W następstwie wprowadzenia paramagnetycznego jonu w miejsce jonu diamagnetycznego w sieci krystalicznej wystąpi lokalnie „skurczenie” lub „spęcznienie” umożliwiające wbudowanie się różnego wymiarami jonu bez zmieniania symetrii. Efekt Jahnna-Tellera może wnieść obniżenie tej symetrii. Jeżeli to nastąpi, energia sprężysta wzrośnie i będzie proporcjonalna do Q^2 podczas gdy odkształcenie obniży energię układu (w wyniku rozszczepienia — przyp. tłum.) proporcjonalnie do Q . Stanowi równowagi odpowiadać będzie wartość Q , dla której:

$$\frac{\partial}{\partial Q} (KQ^2 + VQ) = 0$$

gdzie K i V są pewnymi stałymi.

Wobec tego minimalna energia odpowiadać będzie różnej od zera wartości Q , a to oznacza, że oczekiwać należy deformacji.

Wyobraźmy sobie teraz, że jon znajduje się w regularnym otoczeniu oktaedrycznym. Odkształcenie o symetrii tetragonalnej wzdłuż osi z oktaedru zniszczy degradację orbitalną w wyniku czego najniższym stanem rozszczepionego układu może okazać się singlet orbitalny. Tetragonalne deformacje wzdłuż osi x czy y będą równie prawdopodobne i każdy singlet orbitalny będzie reprezentował najniższą energię. Z fizycznego punktu widzenia te trzy deformacje są równoważne, a jednak mamy do czynienia z widocznym obniżeniem symetrii jonu. Jednocześnie, hamiltonian opisujący energię jonu i jego najbliższych sąsiadów ma symetrię odpowiadającą oktaedrowi i symetria ta nie może ulec zniszczeniu w wyniku oddziaływań pomiędzy jonem i jego sąsiadami, które także mają symetrię oktaedru. Te wyraźnie przeciwstawne argumenty w rzeczywistości nie są sprzeczne, ponieważ cały problem można rozwiązać przyjmując, że mamy do czynienia nie z jednym, ale z całym zbiorem odkształceń, pomiędzy którymi jon przemieszcza się w taki sposób, aby wypadkowa symetria oktaedryczna została zachowana. Stąd też, w omawianym przypadku, jon wraz z sąsiadującym otoczeniem przeskakuje od jednej konfiguracji, w której osią deformacji jest Ox , do innej, w której deformacja następuje wzdłuż Oy , następnie wzdłuż Oz itd. W przeskokach zachodzących ciągle między wszystkimi trzema minimami ważnym czynnikiem staje się czas przeskoku w porównaniu z okresem, w którym przeprowadzany jest pomiar fizyczny.

Obecność innych domieszek w sieci krystalicznej będzie źródłem efektywnych naprężeń niszczących czysto oktaedryczną symetrię w położeniach zajmowanych przez jony magnetyczne. Może się zdarzyć, że takie naprężenia obniżą energię jednego z minimów w stosunku do dwóch pozostałych i w niskich temperaturach jon będzie się znajdował tylko w tym jednym minimum potencjalnym objawiając symetrię tetragonalną. Po podwyższeniu temperatury jon może być przeniesiony do jednego z wyżej położonych „dołków potencjalnych” i w tym przypadku przywrócona zostanie wypadkowa symetria oktaedryczna. W tym sensie, pod pojęciem statycznego efektu Jahnna-

Tellera rozumiana jest stabilizacja jednego z minimów przez naprężenie lub inne czynniki oraz przypadek, gdy bariera potencjalna pomiędzy minimami jest nieskończenie wysoka.

Wielce użytecznym sposobem stwierdzenia obecności efektu Jahna-Tellera są pomiary momentu magnetycznego jonu metodami EPR, APR czy podobnymi. Zmniejszenie przyczynku orbitalnego w momencie magnetycznym zostało po raz pierwszy dostrzeżone przez Hama w 1965 r. [11] i stało się znane pod nazwą efektu Hama. Zmniejszenie to bierze się stąd, że stany własne układu są iloczynami stanów własnych jonu i stanów oscylacyjnych całego klastrera. Stąd, w elementach macierzowych operatora orbitalnego momentu pędu wystąpi, po odpowiednich przekształceniach mnożnik w postaci całki przekrywania pomiędzy odpowiednimi stanami własnymi oscylatora. Czynnikiem taki jest zawsze mniejszy od jedności co oznacza, że składowa orbitalna momentu magnetycznego ulega wygaszeniu. Wielkość tych współczynników określających stopień wygaszenia momentu orbitalnego jest różna dla różnych jonów i zależna od rodzaju kryształu, lecz dla typowych układów, których stan podstawowy jest orbitalnym trypletem w polach o symetrii oktaedrycznej, wynosi ok. 0,1.

Szczególnie podatnymi na efekt Jahna-Tellera są te jony, które mają dublet orbitalny w stanie podstawowym, ponieważ ze sprzężeniem jon—sieć nie konkurują żadne inne zaburzenia — w pierwszym przybliżeniu rachunku zaburzeń sprzężenie spinowo-orbitalne oraz efekty wywołane deformacjami trygonalnymi dla dubletów orbitalnych równają się zero. Wobec tego jony o konfiguracji $(3d)^4$, takie jak Cr^{2+} i Mn^{3+} oraz $(3d)^9$ reprezentowane przez Cu^{2+} i Ni^{3+} znajdujące się w otoczeniach o symetrii oktaedrycznej powinny wykazywać silne efekty Jahna-Tellera. Następny rozdział zawiera opis doświadczalnej obserwacji tych efektów dla jonów o konfiguracji $(3d)^4$, a przypadkowi jonów $(3d)^9$ poświęcona jest praca Coffmana i współautorów [12].

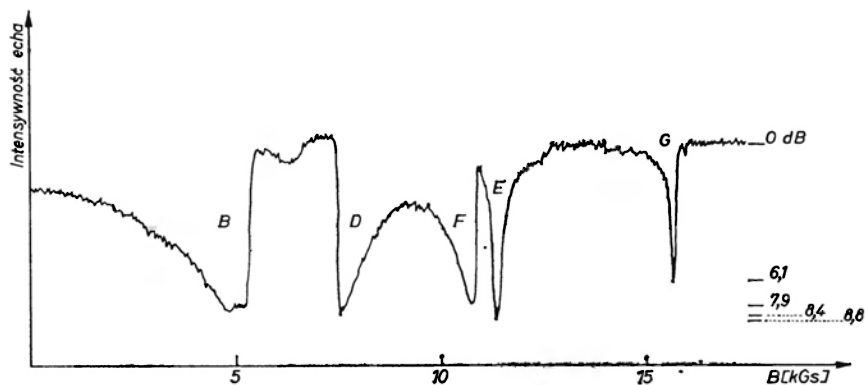
Jeszcze jedno ważne zjawisko towarzyszy silnym efektom Jahna-Tellera występującym w dubletowych stanach orbitalnych. W rezultacie drgań anharmonicznych układu pojawia się dodatkowo singletowy poziom wibronowy, który może znajdować się bardzo blisko dubletu wibronowego w stanie podstawowym. W wyniku innych zaburzeń mogą pojawić się elementy macierzowe pomiędzy dubletem i singletem i wówczas cały wykres poziomów energetycznych może ulec znacznym odstępstwom od uzyskanego dla modelu sieci sztywnej. Zmiany polegają na wzroście liczby poziomów podstawowych o 50%.

6. Przykłady efektu Jahna-Tellera oraz APR

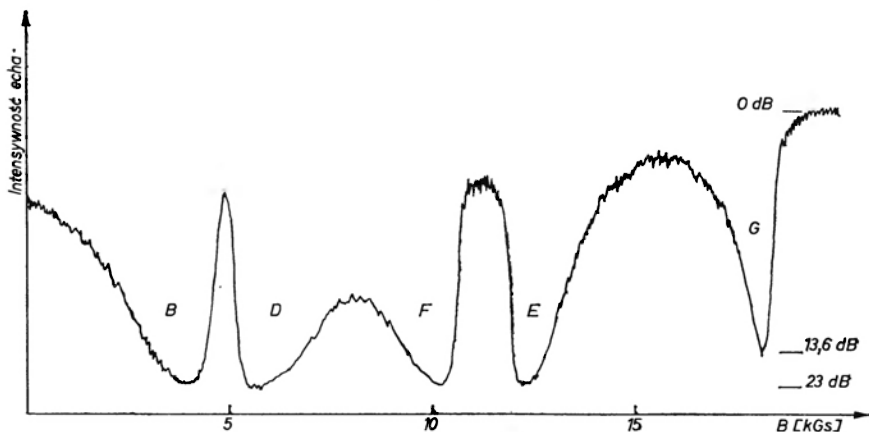
Drgania oktaedru można również przedstawić we współrzędnych kolektywnych i podana w rozdziale 4 teoria znajduje również zastosowanie do opisu efektów Jahna-Tellera. Współrzędne Q_f opisywać będą drgania normalne oktaedru. Jak wynika bezpośrednio z równania (2) stałe sprzężenia * w APR

* Stałe sprzężenia pomiędzy jonem i siecią (dop. tłum.).

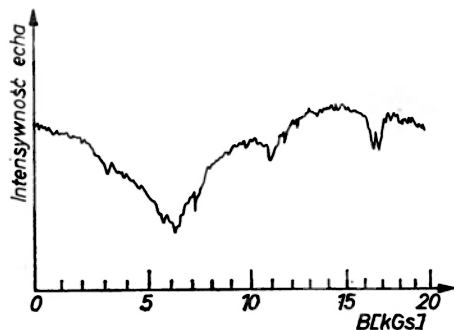
i w oddziaływaniach typu Jahn-Tellera są takie same (w granicach słuszności modelu klastra, który w zasadzie obejmuje jedynie jon magnetyczny i jego najbliższe sąsiedztwo). W związku z tym jony wykazujące silne efekty Jahn-



a



b

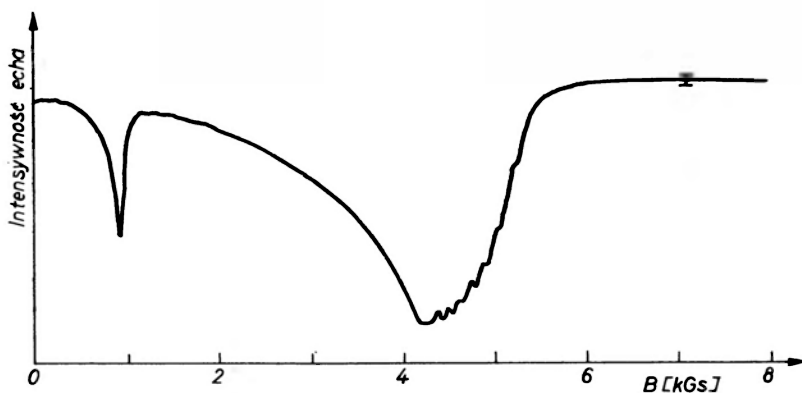


c

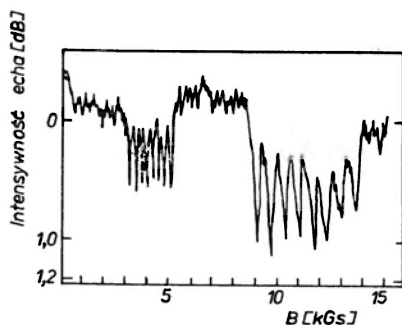
Rys. 6. Widma APR jonów $(3d)^4$ w sieci korundu. W funkcji pola magnetycznego B mierono intensywność echa fali akustycznej rozchodzącej się wzdłuż osi b kryształu [13], [14]. a) $\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$, pole B równoległe do osi c , częstość mikrofalowa: 8,635 GHz; b) $\text{Mn}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$, pole B równoległe do osi c , częstość: 8,945 GHz; c) $\text{Cr}^{2+}:\text{Al}_2\text{O}_3$, pole B tworzy kąt 15° z osią c w płaszczyźnie $b-c$, częstość: 9,46 GHz

-Tellera winny również wykazywać znaczną absorpcję akustyczną. Jest więc bardzo dobrym przybliżeniem stwierdzenie że, jeśli dla określonego jonu w jakiejś sieci krystalicznej obserwuje się akustyczny rezonans paramagnetyczny, to jakkolwiek teoretyczna analiza obserwowanego widma wymaga odwoływania się do efektu Jahna-Tellera.

W Nottingham i Grenoble badaliśmy szczegółowo własności jonów o konfiguracji $(3d)^4$ w korundzie z punktu widzenia efektu Jahna-Tellera oraz APR [13, 14, 15].



Rys. 7. Widmo APR jonów Fe^{2+} oraz V^{3+} w kryształe MgO . [16]. Widoczna jest nadształtna struktura widma jonu V^{3+} . Fala akustyczna rozchodzi się wzdłuż kierunku $\langle 100 \rangle$, a pole B jest równoległe do $\langle 001 \rangle$



Rys. 8. Widmo APR pochodzące od jonów V^{3+} i V^{4+} w Al_2O_3 . Propagacja fali akustycznej wzdłuż osi a , pole B tworzy kąt 65° z osią c . Częstość wynosi $8,975 \text{ GHz}$, [17]

Układ Cr^{2+} w Al_2O_3 powstaje w kryształach rubinu w wyniku przekształcenia pewnej liczby jonów Cr^{3+} w Cr^{2+} pod wpływem napromieniowania X lub gamma. Badano też kryształy Al_2O_3 zawierające jony Mn^{3+} . Przykłady typowych widm APR zapisanych dla różnych kierunków pola magnetycznego B pokazane są na rys. 6. Obecność wielu przedstawionych tam linii można zinterpretować jako wynik silnych efektów Jahna-Tellera w obrębie stanu podstawowego 5E oraz wpływ znacznej anharmoniczności [15]. Łatwość uzyskiwania widm APR przy małych stężeniach jonów o konfiguracji $(3d)^4$ świadczy o silnym sprzężeniu jonów z siecią. Występowanie wielu różniących się między

sobą linii świadczy także o tym, że stan wibronowy 5A jest zaledwie o kilka cm^{-1} powyżej stanu wibronowego 5E .

Można również łatwo otrzymać szereg innych widm APR: rys. 7 przedstawia widmo V^{3+} w MgO , a rys. 8 ilustruje V^{3+} i V^{4+} w Al_2O_3 . Bez trudu można zaobserwować (rys. 7 i rys. 8) nadsubtelną strukturę pochodzącą od jądrowego spinu naturalnego izotopu wanadu.

7. Kształt linii APR oraz wpływ pól elektrycznych

Sygnaly APR są na ogół bardzo asymetryczne. W $Cr^{2+}: Al_2O_3$ występują praktycznie pionowe krawędzie krzywych absorpcji zapisywanej w funkcji B . Krzywa absorpcji tworzy długie „ogony” zarówno po stronie niskich, jak i wysokich pól licząc od krawędzi. Efekt ten jest szczególnie dobrze zauważalny, gdy pole B skierowane jest wzdłuż osi c kryształu (patrz rys. 6a). Obecnie zastanowimy się dlaczego tak się dzieje.

Jak już wspomniano, w kryształach istnieje znaczna liczba defektów i prowadzą one do chaotycznych naprężeń, co nie pozostaje bez wpływu na własności poszczególnych jonów. Obecność przypadkowych pól elektrycznych ma również wpływ na własności jonu, jeśli tylko ten jon nie znajduje się w środku symetrii. Tak więc, klaster może ulegać zdeformowaniu zarówno w wyniku działania naprężeń mechanicznych, jak też pól elektrycznych, jak to ma miejsce w Al_2O_3 . Powtórnie więc stosuje się wzór (2) i deformacje Q_f opisane są wyrażeniem

$$Q_f \rightarrow b(e_f + E_f),$$

gdzie b jest średnią odległością pomiędzy jonem i ligandami, zaś e_f i E_f oznaczają wewnętrzne naprężenia i składowe pola elektrycznego podlegające takim samym transformacjom jak Q_f . Jony, które dają silne sygnały APR, są także silnie sprzężone z tymi odkształceniami. W przypadku Cr^{2+} najważniejszymi będą składowe typu E . Zajmiemy się wobec tego deformacjami rodzaju Q_e i Q_θ , gdzie

$$Q_e \rightarrow b(e_e + E_e)$$

$$Q_\theta \rightarrow b(e_\theta + E_\theta).$$

Większe korzyści daje jednak wprowadzenie kombinacji liniowych o postaci:

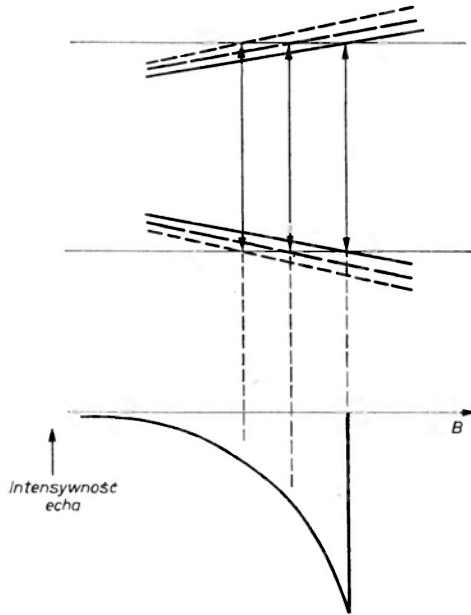
$$\epsilon_{\pm} = (e_\theta + E_\theta) \pm i(e_e + E_e)$$

ϵ_+ i ϵ_- transformują się odpowiednio jak E_+ i E_- w grupie C_3 .

Gdy pole B skierowane jest wzdłuż osi c , symetria C_3 kompleksu jest nadal zachowana. Dlatego funkcje własne jonu Cr^{2+} będą się transformowały jak grupy A , E_+ czy E_- . Diagonalne elementy macierzowe operatorów transformujących się jak E_+ i E_- wynoszą zero dla stanów własnych klastra, a więc zaburzenia zawierające ϵ_{\pm} nie mogą mieć, w pierwszym przybliżeniu, wpływu

na poziomy energetyczne. Występujące zmiany energii są wobec tego proporcjonalne do drugich potęg odkształceń, tzn. zawierają iloczyny $\epsilon_+ \epsilon_-$.

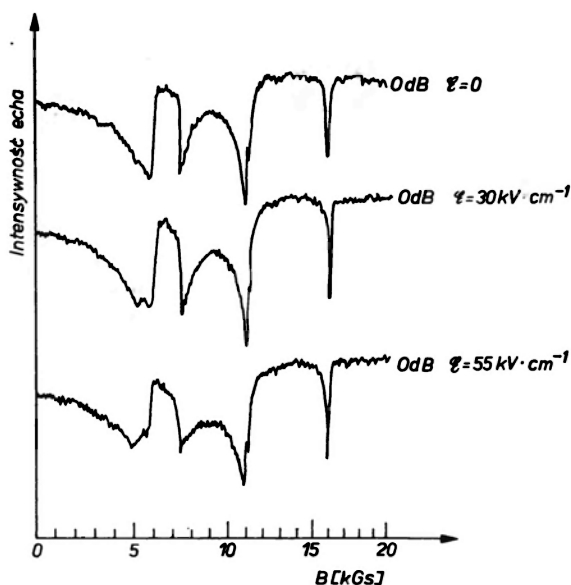
Założmy, że dwa poziomy energetyczne odpowiedzialne za obserwowane sygnały APR, ze wzrostem B oddalają się od siebie. Rys. 9 ilustruje takie zmiany energii dla jonów zajmujących położenia o różnych wartościach ϵ_+ i ϵ_- . Linia ciągła odpowiada położeniom, dla których $\epsilon_+ = \epsilon_- = 0$, linie przerywane na-



Rys. 9. Schematyczny wykres przedstawiający dwie grupy poziomów energetycznych jonów Cr^{2+} w Al_2O_3 rozbieżne ze wzrostem B . Poziomy odpowiadające jonom, dla których $\epsilon_+ = \epsilon_- = 0$ są narysowane liniami ciągłymi, linie przerywane odpowiadają ϵ_+ , ϵ_- różnym od zera. Pod wykresem zaznaczono kształt sygnału APR

tomiast dotyczą położenia w których ϵ_+ czy ϵ_- lub też obie wielkości równocześnie są różne od zera. Schematyczny wykres na rys. 9 został sporządzony przy założeniu, że w wyniku zaburzeń ϵ_+ i ϵ_- poziomy ulegają dalszemu odsunięciu. Ponieważ mamy do czynienia z kwantem energii akustycznej o stałej wielkości, wartości pola magnetycznego B , przy których wystąpi absorpcja będą różne dla różnych położenia jonów w kryształ ze względu na ϵ_+ i ϵ_- . W rezultacie cała linia (na którą składają się przyczynki pochodzące od jonów w różnych położeniach — przyp. tłum.) może być utworzona w sposób przedstawiony w dolnej części wykresu (rys. 9). W rozważanym przypadku krawędź absorpcji przypada w polu $B = B_0$ i pochodzi od położenia, w których $\epsilon_+ = \epsilon_- = 0$, a skrzydła przypadają w polach $B < B_0$. Z odmiennymi sytuacjami mamy do czynienia, gdy poziomy energetyczne są zbieżne ze wzrostem B , a także, gdy w wyniku różnych od zera ϵ_+ i ϵ_- poziomy ulegają zepchnięciu do wewnątrz (ta druga możliwość zachodzi w przypadku, gdy mamy jeszcze inne poziomy

w sąsiedztwie rozważanych). Posługując się wówczas podobnymi argumentami można narysować kształt linii APR. Możemy w sztuczny sposób zmienić wartości ϵ_{\pm} odpowiadające poszczególnym jonom przez przyłożenie zewnętrznego pola elektrycznego \mathcal{E} do kryształu (rys. 3). Doświadczenie takie zostało przeprowadzone z kryształami $\text{Cr}^{2+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ i $\text{Mn}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ przez zastosowanie \mathcal{E} w płaszczyźnie $a-b$ i typowe rezultaty przedstawione są na rys. 10. Obserwuje się zmiany kształtu i względnej intensywności linii APR, lecz krawędź



Rys. 10. Wpływ pola elektrycznego \mathcal{E} przyłożonego wzdłuż osi a na widmo APR jonu Cr^{2+} w Al_2O_3 [14]. Częstość 9,4 GHz. Fala akustyczna rozchodzi się wzdłuż osi b , pole magnetyczne B jest równoległe do osi c kryształu

zawsze wyznacza tę samą wartość B_0 . Powodem w tym przypadku jest, że krawędź występuje zawsze wtedy, gdy $\epsilon_{\pm} + \delta_{\pm} = 0$. Wobec tego coraz to inne jony będą miały swój udział w tworzeniu krawędzi, lecz wartość B_0 nie ulegnie zmianie.

Eksperyment tego rodzaju daje nam bardzo łatwy sposób ukazywania funkcji rozkładu prawdopodobieństwa, która opisuje liczbę jonów w położeniach o określonych wartościach ϵ_{\pm} . Informacje, jakie tą drogą uzyskujemy, są dotychczas jedynie natury pół-ilościowej ponieważ trudno jest wyrazić poszczególne wartości δ_{\pm} w jednostkach ϵ_{\pm} . Trudno jest również oszacować wysokość krawędzi z braku dokładnie znanego poziomu odniesienia.

8. Wnioski

Wiele problemów pozostaje wciąż nierozwiązanych, jakkolwiek badaniom oddziaływań spinowo-fononowych poświęcono wiele wysiłków zarówno od strony eksperymentalnej, jak i teoretycznej. Techniki eksperymentalne podle-

gają ciągłym modyfikacjom wraz z ulepszeniami w zakresie teorii, lecz jak się wydaje, oba te podejścia będą zawsze ściśle ze sobą związane.

Pragnę podziękować kolegom za szereg dyskusji dotyczących efektu Jahn-Tellera i techniki APR. W szczególności opis aparatury APR oparty został na raporcie końcowym złożonym przez dr R. S. Andersona w Ministerstwie Techniki, skąd pochodzą rys. 1, 2 i 4. Jestem również wielce zobowiązany innym kolegom za zezwolenie zamieszczenia pozostałych wykresów pochodzących z oryginalnych prac publikowanych przez Instytut Fizyki w Londynie.

Tłumaczył P. B. Szaniecki

Literatura

- [1] A. A. Manienkow, R. Orbach, *Spin-Lattice Relaxation in Ionic Solids*, Harper and Row, New York, Evanston, London 1966.
- [2] K. J. Standley, R. A. Vaughan, *Electron Spin Relaxation Phenomena in Solids*, Adam Hilger Ltd., London 1969.
- [3] K. W. H. Stevens, *Rep. Progr. Phys.*, **30**, 189 (1967).
- [4] E. H. Jacobsen, *Phys. Rev. Letters*, **2**, 249 (1959).
- [5] H. E. Bömmel, K. Dransfield, *Phys. Rev. Letters*, **3**, 83 (1959).
- [6] M. F. Lewis, T. G. Phillip, H. M. Rosenberg, *Phys. Letters*, **1**, 198 (1962).
- [7] E. B. Tucker, *Phys. Rev. Letters*, **6**, 183 (1961); E. B. Tucker, *Proc. IEEE*, **53**, 1547 (1965); E. B. Tucker, *Physical Acoustics*, Ed. W. P. Mason, New York—London, Academic Press, Vol. IVA, 47 (1966).
- [8] P. C. Jaussaud, Praca doktorska, Faculté des Sciences de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1972.
- [9] C. A. Bates, P. E. Chandler, K. W. H. Stevens, *J. Phys. C*, **4**, 2017 (1971); *J. Phys. C*, **4**, 3328 (1971).
- [10] H. A. Jahn, E. Teller, *Proc. Roy. Soc.*, **A161**, 220 (1937).
- [11] F. S. Ham, *Phys. Rev.*, **A138**, 1727 (1965).
- [12] R. E. Coffman, *Phys. Letters*, **19**, 475 (1965).
- [13] R. S. Anderson, C. A. Bates, P. C. Jaussaud, *J. Phys. C*, **5** (1972), w druku.
- [14] R. S. Anderson, C. A. Bates, P. C. Jaussaud, V. W. Rampton, *J. Phys. C*, **5** (1972), w druku.
- [15] C. A. Bates, P. C. Jaussaud, W. Smith, *J. Phys. C*, **5** (1973) w przygotowaniu.
- [16] R. G. Brabin-Smith, V. W. Rampton, *J. Phys. C*, **2**, 1759 (1969).
- [17] M. Abou-Ghantous, Praca doktorska, Faculté des Sciences de l'Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1972.

Literatura uzupełniająca

- K. W. H. Stevens, *Radio Electronic Engr*, **36**, 341 (1968).
- M. D. Sturge, *Solid State Phys.*, **20**, 91 (1967).
- K. W. H. Stevens, C. A. Bates, *Crystal Field Theory, Magnetic Oxides*, Rozdz. 3, Wiley, London 1973 (w druku).

Jan Mostowski

Instytut Fizyki PAN

Krzysztof Wódkiewicz

Instytut Fizyki Teoretycznej

Uniwersytet Warszawski

O rozpadzie stanów nietrwałych

On the Decay Law of Unstable States

Abstract: The validity of the exponential decay law is discussed in some detail. The deviations from the exponential decay law are studied in two ways: in a phenomenological one assuming the existence of a so called memory function, and in the framework of quantum field theory. The interpretation of the non-exponential decay law is also briefly discussed.

Wstęp

Wiele układów fizycznych to układy nietrwałe. Prawie wszystkie cząstki elementarne poza jedynie elektronem, protonem, fotonem i neutrinami są cząstkami niestabilnymi. Nietrwałe są również układy cząstek, takie jak jądra promieniotwórcze czy wzbudzone stany atomów. Z bardziej złożonych układów niestabilnych można wymienić także wzbudzenia elementarne wielu ciał, jak na przykład ekscytyny czy plazmony. Rozpad atomu lub cząstki elementarnej jest często jedynym źródłem informacji o strukturze i dynamice układu. Badania rozpadu układów nietrwałych sięgają początków XX wieku, tzn. okresu, w którym odkryto promieniotwórczość.

Pierwszą ilościową analizę zjawiska rozpadu podali Elster, Geitel [1] i Rutherford [2, 3] w związku z badaniami nad promieniotwórczością jąder atomowych. Założyli oni, że ilość jąder rozpadających się w ciągu krótkiego czasu dt jest proporcjonalna do ilości jąder promieniotwórczych:

$$-\frac{dN(t)}{dt} = \Gamma N(t).$$

Stąd wyznaczyli oni, że ilość jąder promieniotwórczych w chwili t związana jest z początkową ilością jąder wzorem

$$N(t) = N(0)e^{-\Gamma t}.$$

Jest to znane wykładnicze prawo rozpadu jąder promieniotwórczych. Od tej pory utarło się przekonanie, że wykładnicze prawo rozpadu jest bezwzględnie prawdziwe i że rządzi ono wszystkimi rozpadami.

Pierwszy model rozpadu, związany z przemianą α pochodzi od Gamowa [4] oraz niezależnie od Condon'a i Gunneya [5], zaś pełną kwantową analizę zjawisk rozpadu podali Weisskopf i Wigner [6]. Wykazali oni opierając się na prawach kwantowej teorii pola, że wykładnicze prawo rozpadu jest słuszne dla czasów t rzędu czasu życia, co uzasadnia jego poprzednie naiwne wyprowadzenie. Z teorii Weisskopfa i Wignera wynika też, że dla czasów znacznie większych od czasu życia układu, wykładnicze prawo rozpadu przestaje być słuszne. Po raz pierwszy zauważyli to Halfin [8] i Lévy [7] (na modelu Lee). Dyskusja nad słusznością prawa rozpadu przewija się w wielu późniejszych pracach ([9—12]). Jednak ani Lévy, ani nikt z późniejszych autorów nie podali dla jakich wartości czasu przestaje obowiązywać wykładnicze prawo rozpadu (por. jednak [10, 11, 13]). Z pewnością musi to być czas bardzo długi, bowiem dotychczas w żadnym eksperymencie nie udało się stwierdzić odstępstw od wykładniczego prawa zaniku.

W niniejszym artykule dyskutujemy różne możliwe prawa rozpadu. W pierwszym paragrafie przedstawiamy fenomenologiczne podejście do prawa rozpadu — dyskutujemy wykładnicze prawo rozpadu i możliwości jego modyfikacji. W następnej części przedstawiamy kwantową analizę zjawisk rozpadu. W oparciu o teorię Weisskopfa-Wignera w elektrodynamice kwantowej wyprowadzamy wykładnicze prawo rozpadu oraz dyskutujemy jego ograniczenia. W szczególności uzyskujemy informację o tym, w którym momencie czasu przestaje obowiązywać wykładnicze prawo rozpadu. Dyskutujemy też krótko interpretacyjną stronę niewykładniczego prawa rozpadu. Wyniki rachunków wydają się wskazywać, że jest niesłychanie trudno eksperymentalnie zaobserwować odstępstwa od wykładniczego prawa rozpadu; mimo że z teoretycznego punktu widzenia musi ono występować. Trudności z doświadczalnym stwierdzeniem odstępstwa od wykładniczego prawa rozpadu związane są z faktem, że prawo to spełnione jest bardzo dobrze dla dużych przedziałów czasu obserwacji. Np. dla atomów czas ten jest rzędu stu, dla jąder promieniotwórczych rzędu kilkuset czasów życia. Nie ma prawie możliwości śledzenia próbki wzbudzonych atomów przez sto czasów życia, gdyż praktycznie wszystkie atomy rozpadną się znacznie wcześniej.

1. Rozpad wykładniczy i pamięć układu

W paragrafie tym podamy fenomenologiczną metodę uwzględnienia pamięci układów fizycznych.

W elementarnych wyprowadzeniach wykładniczego prawa rozpadu stanu wzbudzonego przyjmuje się, że układ nie ma pamięci, tzn. że prawdopodobień-

stwo rozpadu w czasie t w przeciągu bardzo krótkiej chwili dt jest proporcjonalne do $p(t)$:

$$dp(t) = -p(t)\Gamma dt \quad \text{stąd} \quad p(t) = e^{-\Gamma t}p(0).$$

Ten brak pamięci może zilustrować następujące doświadczenie myślowe. W chwili czasu $t = 0$ obserwator ma próbkę N atomów w stanie wzbudzonym. Po pewnym czasie $t_0 > 0$ pewna ilość atomów przejdzie do stanu podstawowego, tak że będziemy mieli $Np(t_0) < N$ atomów w stanie wzbudzonym. Wyobraźmy sobie innego obserwatora, który rozpoczyna obserwację próbki w chwili t_0 . Stwierdzi on, że rozpoczął obserwację rozpadów układu $Np(t_0)$ atomów, zatem po czasie t_1 , tzn. w chwili $t = t_0 + t_1$ powinien mieć $Np(t_0)p(t_1)$ atomów w stanie wzbudzonym. Tę samą ilość $Np(t)$ atomów musi zaobserwować pierwszy obserwator. Ale w takim razie $p(t)$ musi być funkcją wykładniczą, bo tylko wtedy $p(t_0 + t_1) = p(t_0)p(t_1)$.

Równanie różniczkowe opisujące rozpad wykładniczy

$$\frac{dp(t)}{dt} = -\Gamma p(t) \quad (1.1)$$

można tak zmodyfikować, aby układ fizyczny nie posiadał poprzednio wymienionej własności. Wprowadzimy w tym celu w sposób fenomenologiczny pamięć do układu zmieniając prawą stronę równania (1.1), [14]

$$\frac{dp(t)}{dt} = -\Gamma \int_0^t p(t')f(t-t')dt'. \quad (1.2)$$

Funkcję f w dalszym ciągu nazywać będziemy funkcją pamięci, gdyż zakodowana jest w niej informacja o historii dynamicznej układu od chwili 0 do t . Rozpad wykładniczy uzyskamy, jeśli jako model funkcji pamięci weźmiemy

$$f(t-t') = \delta(t-t').$$

Podstawową własnością funkcji pamięci wynikającą z równania (1.2) jest:

$$\int f(t-t')dt' = 1.$$

Łatwo sprawdzić, że modelem takiej funkcji może być

$$f(t-t') = \begin{cases} \frac{1}{T} & t-T \leq t' \leq t \\ 0 & \text{dla pozostałych } t' \end{cases}$$

stąd:

$$\frac{dp(t)}{dt} = \begin{cases} -\Gamma \left(T^{-1} \int_{t-T}^t p(t') dt' \right) & t > T \\ -\Gamma \left(T^{-1} \int_0^t p(t') dt' \right) & t < T. \end{cases} \quad (1.3)$$

Takie równanie rozpadu oznacza, że układ „pamięta” swoją historię przez czas T . Równanie to prowadzi w sposób oczywisty do prawa rozpadu, które nie spełnia własności $p(t_0+t) = p(t_0)p(t)$, czyli obdarzone jest pamięcią o historii dynamicznej układu i w konsekwencji odbiega od wykładniczego zaniku.

Sprawdzamy natychmiast, że dla $T \rightarrow 0$ równanie (1.3) sprowadza się do równania

$$\frac{dp(t)}{dt} = -\Gamma p(t).$$

Narzuca się od razu pytanie, jak w konkretnej sytuacji fizycznej wybierać taką funkcję pamięci f i w jaki sposób zależy ona od pełnej dynamiki układu. W tym celu rozważania fenomenologiczne nie mogą oczywiście doprowadzić do żadnych konkretnych rezultatów. Aby podać prawo rozpadu, należy przeanalizować kwantową teorię stanów nietrwałych.

2. Rezolwenta i rachunek zaburzeń

Rozważmy układ kwantowy opisywany hamiltonianem

$$H = H_0 + H_I. \quad (2.1)$$

Dla wielu układów można tak wydzielić część H_I by była ona mała w porównaniu z H_0 . W praktyce H_I opisuje oddziaływanie między wydzielonymi podukładami.

Interesować nas będzie rozwój układu w czasie. Używać będziemy obrazu Schrödingera, w którym stan w chwili t wyznaczony jest przez stan w chwili t_0 przez:

$$\Psi(t) = U(t, t_0)\Psi(t_0) \quad (2.2)$$

$U(t, t_0)$ jest operatorem unitarnym spełniającym równanie:

$$i\hbar \frac{dU}{dt}(t, t_0) = HU(t, t_0), \quad (2.3)$$

oraz warunek początkowy

$$U(t_0, t_0) = I. \quad (2.4)$$

Ścisłe rozwiązanie równania ruchu (2.4) jest na ogół niemożliwe. Do znajdowania przybliżonych rozwiązań wygodnie jest posłużyć się rezolwentą hamiltonianu. Rezolwentą $G(z)$ operatora H nazywamy funkcję operatorową zmiennej zespolonej z :

$$G(z) = \frac{1}{z - H}. \quad (2.5)$$

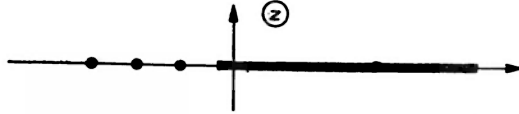
Z definicji widać, że rezolwenta jest funkcją osobliwą dla tych z , które należą do widma operatora H . Można pokazać, że poza widmem operatora H rezol-

wenta jest analityczną funkcją z . Ponieważ widmo hamiltonianu jest rzeczywiste, rezolwenta może mieć osobliwości tylko na osi rzeczywistej (rys. 1).

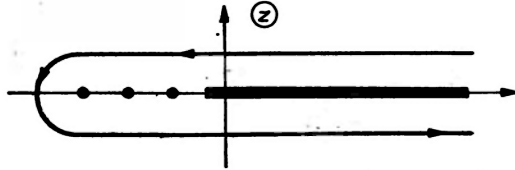
Znając rezolwentę można zapisać operator ewolucji w postaci:

$$U(t, t_0) = \frac{1}{2\pi i} \int_{\mathcal{C}} e^{-\frac{iz}{\hbar}(t-t_0)} G(z) dz, \quad (2.6)$$

gdzie kontur całkowania \mathcal{C} obejmuje całe widmo operatora energii (rys. 2). Łatwo sprawdzić, że operator $U(t, t_0)$ dany wzorem (2.6) spełnia równanie ruchu (2.3) oraz warunek początkowy (2.4).



Rys. 1. Widmo hamiltonianu i obszar analityczności rezolwenty



Rys. 2. Kontur \mathcal{C}_+ obejmujący całe widmo hamiltonianu

Przedstawienie operatora ewolucji w postaci całki konturowej jest wygodne do znajdowania przybliżonych wyrażeń na elementy macierzowe $U(t, t_0)$.

Bardzo często stosowanym przybliżeniem jest rozwinięcie perturbacyjne rezolwenty, czyli rozwinięcie rezolwenty względem potęg H_I :

$$G = \frac{1}{z - H_0} + \frac{1}{z - H_0} H_I \frac{1}{z - H_0} + \frac{1}{z - H_0} H_I \frac{1}{z - H_0} H_I \frac{1}{z - H_0} + \dots \quad (2.7)$$

Biorąc $n+1$ pierwszych wyrazów tego szeregu jako przybliżoną postać rezolwenty dostajemy rezolwentę w n -tym rzędzie rachunku zaburzeń względem H_I . Mając przybliżoną postać rezolwenty możemy znaleźć przybliżoną postać operatora ewolucji, korzystając z wzoru (2.6). Posługując się tą metodą można obliczyć prawdopodobieństwo przejścia ze stanu własnego niezaburzonego hamiltonianu do stanu własnego $|\mu\rangle \neq |\lambda\rangle$ tegoż hamiltonianu, w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń.

$$|\langle \mu | U^{(1)}(t, 0) | \lambda \rangle|^2 = |\langle \mu | H_I | \lambda \rangle|^2 \frac{2}{\hbar^2 \omega^2} (1 - \cos \omega t) \quad (2.8)$$

gdzie $\omega = (E_\lambda - E_\mu)/\hbar$ oraz $t_0 = 0$.

Dla $t \ll \frac{1}{\omega}$ funkcję $2 \frac{1 - \cos \omega t}{\omega^2}$ przybliżamy przez $2\pi t \delta(\omega)$. Czyli

$$|\langle \mu | U^{(1)}(t, 0) | \lambda \rangle|^2 = |\langle \mu | H_I | \lambda \rangle|^2 \frac{2\pi}{\hbar^2} \delta(\omega) t. \quad (2.9)$$

Niezmierne ważnym wynikiem jest to, że prawdopodobieństwo przejścia rośnie liniowo w czasie. Dla przejść optycznych atomu współczynnik przy t we wzorze (2.9) (tzw. prawdopodobieństwo przejścia na jednostkę czasu) jest rzędu 10^8 s^{-1} . Pierwszy rząd rachunku zaburzeń jest więc tu dobrym przybliżeniem dla $t \ll 10^{-8} \text{ s}$.

Z analizy tej widać, że stosowanie zaburzeń do znajdowania prawdopodobieństw przejść jest słuszne tylko dla krótkich czasów; tak krótkich, aby obliczone prawdopodobieństwo przejścia było bardzo małe. Aby móc obliczać prawdopodobieństwa przejść dla dużych czasów, konieczne jest uwzględnienie wszystkich rzędów rachunku zaburzeń.

3. Metoda Weisskopfa-Wignera

Paragraf ten jest centralnym paragrafem artykułu. Pokażemy, w jaki sposób oddziaływanie prowadzi do pojawienia się stanów nietrwałych i ich rozpadów.

Obliczymy amplitudę prawdopodobieństwa pozostania układu w stanie wzbudzonym $|\lambda\rangle$ dla dużych czasów obserwacji. Założymy dla prostoty rozważań, że $\langle \lambda | H_I | \lambda \rangle = 0$ (część diagonalną H_I można zawsze dołączyć do H_0). Wypiszmy rozwinięcie perturbacyjne diagonalnego elementu macierzowego operatora rezolwenty:

$$\begin{aligned} \left\langle \lambda \left| \frac{1}{z-H} \right| \lambda \right\rangle &= \left\langle \lambda \left| \frac{1}{z-H_0} \right| \lambda \right\rangle + \left\langle \lambda \left| \frac{1}{z-H_0} H_I \frac{1}{z-H_0} \right| \lambda \right\rangle + \dots \\ &+ \left\langle \lambda \left| \frac{1}{z-H_0} H_I \frac{1}{z-H_0} H_I \dots H_I \frac{1}{z-H_0} \right| \lambda \right\rangle + \dots \quad (3.1) \end{aligned}$$

Wyrazy wysokiego rzędu w H_I są małe, o ile z jest „daleko” od wartości własnych H_0 . Jeśli z jest bliskie wartości własnej H_0 , mianowniki są bliskie zera i w konsekwencji wyrazy wysokiego rzędu w H_I też mogą być duże. Wydzielimy z każdego członu $\langle \lambda | \frac{1}{z-H_0} H_I \dots H_I \frac{1}{z-H_0} | \lambda \rangle$ części najbardziej rozbieżne przy z dążącym do wartości własnej H_0 i wszystkie te części zsumujemy. Pozostałe wyrazy, mniej rozbieżne przy z dążącym do wartości własnej H_0 pominiemy. To postępowanie jest istotą metody Weisskopfa i Wignera.

Niech $|\nu_0\rangle = |\lambda\rangle, |\nu_1\rangle, |\nu_2\rangle, \dots$ oznaczają zupełny układ wektorów własnych H_0 . Wyróżniliśmy tu wektor $|\lambda\rangle$ bowiem badamy element macierzowy $\langle \lambda | G(z) | \lambda \rangle$. Wstawiamy zupełny układ wektorów własnych do każdego składnika rozwinięcia (3.1):

$$\left\langle \lambda \left| \frac{1}{z-H_0} \sum_{\nu} \right| \nu \right\rangle \left\langle \nu \left| H_I \frac{1}{z-H_0} H_I \sum_{\nu'} \right| \nu' \right\rangle \left\langle \nu' \left| \frac{1}{z-H_0} H_I | \dots \frac{1}{z-H_0} \right| \lambda \right\rangle. \quad (3.2)$$

Najbardziej osobliwe wyrazy to

$$\left\langle \lambda \left| \frac{1}{z - H_0} \right| \lambda \right\rangle \left\langle \lambda \left| H_I \frac{1}{z - H_0} H_I \right| \lambda \right\rangle \cdots \left\langle \lambda \left| \frac{1}{z - H_0} \right| \lambda \right\rangle. \quad (3.3)$$

Występują one tylko wtedy, gdy składnik zawiera parzystą ilość H_I . Jeśli ilość H_I jest nieparzysta, wyrazy najbardziej osobliwe nie występują. Ostatecznie, najbardziej osobliwe wyrazy występujące w rozwinięciu perturbacyjnym, to:

$$\langle \lambda | G(z) | \lambda \rangle \approx \frac{1}{z - E_\lambda} + \sum_{n=1}^{\infty} (z - E_\lambda)^{-n-1} \left\langle \lambda \left| H_I \frac{1}{z - H_0} H_I \right| \lambda \right\rangle^n. \quad (3.4)$$

Można je łatwo zsumować, otrzymując:

$$\left\langle \lambda \left| \frac{1}{z - H} \right| \lambda \right\rangle \approx \frac{1}{z - E_\lambda - \Sigma(z)}, \quad (3.5)$$

gdzie

$$\Sigma(z) = \left\langle \lambda \left| H_I \frac{1}{z - H_0} H_I \right| \lambda \right\rangle. \quad (3.6)$$

Funkcja $\Sigma(z)$ jest elementem macierzowym operatora $\hat{\Sigma}(z) = H_I \frac{1}{z - H_0} H_I$, zwanego operatorem energii własnej.

Obliczymy teraz element macierzowy operatora ewolucji w przybliżeniu Weisskopfa-Wignera. Przekształcając całkę konturową (2.6) do całki po osi rzeczywistej dostajemy:

$$\langle \lambda | U(t, 0) | \lambda \rangle = -\frac{1}{2\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{ixt}{\hbar}} [\mathfrak{G}(x + i0) - \mathfrak{G}(x - i0)] dx, \quad (3.7)$$

gdzie

$$\mathfrak{G}(z) = \langle \lambda | G(z) | \lambda \rangle \quad (3.8)$$

Funkcje $\mathfrak{G}(x \pm i0)$ są zdefiniowane jako granice:

$$\mathfrak{G}(x \pm i0) = \lim_{\varepsilon \downarrow 0} \mathfrak{G}(x \pm i\varepsilon). \quad (3.9)$$

Wykorzystując znane wzory:

$$\frac{1}{x \pm i0} = P \frac{1}{x} \mp i\pi \delta(x) \quad (3.10)$$

możemy stwierdzić, że $\Sigma(x \pm i0)$ mają różne od zera części rzeczywiste i urojone:

$$\Sigma(x \pm i0) = \left\langle \lambda \left| H_I P \frac{1}{x - H_0} H_I \right| \lambda \right\rangle \mp i\pi \langle \lambda | H_I \delta(x - H_0) H_I | \lambda \rangle \quad (3.11)$$

Część rzeczywistą i urojoną funkcji $\sum (x \pm i0)$ oznacza się przez $\Delta(x)$ i $\Gamma(x)$:

$$\Delta(x) = \left\langle \lambda \left| H_I P \frac{1}{x - H_0} H_I \right| \lambda \right\rangle \quad (3.12)$$

$$\Gamma(x) = \frac{2\pi}{\hbar} \langle \lambda | H_I \delta(x - H_0) H_I | \lambda \rangle \quad (3.13)$$

(czynnik $\frac{2\pi}{\hbar}$ wyprowadziliśmy dla późniejszej wygody).

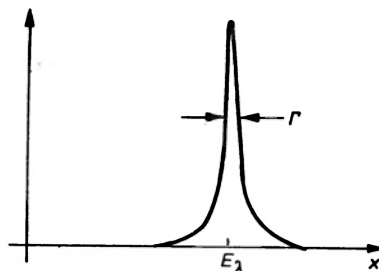
Wstawiając taką postać funkcji $\sum (x \pm i0)$ do (3.5) dostajemy wzór na element macierzowy rezolwenty:

$$\mathfrak{G}(x \pm i0) = \frac{1}{x - E - \Delta(x) \pm \frac{i\hbar}{2}\Gamma(x)} \quad (3.14)$$

Ostatecznie element macierzowy operatora ewolucji jest następującej postaci:

$$\langle \lambda | U(t, 0) | \lambda \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{ixt}{\hbar}} \frac{\hbar\Gamma(x)}{(x - E_\lambda - \Delta(x))^2 + \frac{\hbar^2\Gamma^2(x)}{4}} dx \quad (3.15)$$

Wzór ten pozwala obliczać prawdopodobieństwa pozostania układu w stanie własnym $|\lambda\rangle$ niezaburzonego hamiltonianu po czasie obserwacji t . Jest to podstawowy wynik teorii Weisskopfa-Wignera. Nasza dalsza analiza rozpadów opierać się będzie właśnie na tym wzorze. Dokładny rachunek uwzględniający następne poprawki prowadzi do tego samego wzoru — zmieniają się tylko funkcje $\Delta(x)$ i $\Gamma(x)$.



Rys. 3. Funkcja podcałkowa (3.6) ma ostre maksimum w punkcie $x = E_\lambda$

Funkcje $\Delta(x)$ i $\Gamma(x)$ mają prostą interpretację fizyczną. Funkcja $\Delta(x)$ opisuje przesunięcie poziomu energetycznego na skutek oddziaływania. Przykładem tego efektu jest dobrze znane przesunięcie Lamba. Funkcja $\Gamma(x)$ jest bezpośrednio związana z czasem życia stanu nietrwałego. Oddziaływanie H_I prowadzi więc do przesunięcia poziomów energetycznych i do rozpadu stanów wzbudzonych.

W wielu przypadkach np. w elektrodynamice kwantowej wartości funkcji $\Delta(x)$ i $\Gamma(x)$ są małe w porównaniu z różnicami energii hamiltonianu niezaburzonego. Funkcja podcałkowa w (3.6) ma wówczas ostre maksimum w otoczeniu punktu $x = E$ (rys. 3) i główny przyczynek do całki pochodzi z tego właśnie obszaru. Możemy więc zastąpić funkcje $\Delta(x)$ i $\Gamma(x)$ poprzez ich wartości w punkcie $x = E_\lambda$:

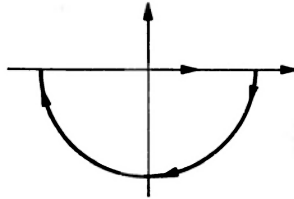
$$\Delta(x) \approx \Delta(E_\lambda) = \Delta, \quad \Gamma(x) \approx \Gamma(E_\lambda) = \Gamma. \quad (3.16)$$

Wówczas z (3.15) dostajemy:

$$\langle \lambda | U(t, 0) | \lambda \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hbar \Gamma e^{-\frac{ixt}{\hbar}}}{(x - E_\lambda - \Delta)^2 + \frac{\hbar^2 \Gamma^2}{4}} dx. \quad (3.17)$$

Dla $t > 0$ całkujemy po konturze C (rys. 4), otrzymując (wkład daje tylko biegun w dolnej półpłaszczyźnie):

$$\langle \lambda | U(t, 0) | \lambda \rangle = e^{-\frac{i}{\hbar}(E_\lambda + \Delta)t} e^{-\frac{\Gamma t}{2}}. \quad (3.18)$$



Rys. 4. Kontur całkowania w całce (2.6)

Stąd prawdopodobieństwo pozostania układu w stanie wzbudzonym po czasie t wynosi:

$$|\langle \lambda | U(t, 0) | \lambda \rangle|^2 = e^{-\Gamma t}. \quad (3.19)$$

Uzyskaliśmy wykładnicze prawo rozpadu stanu nietrwałego.

Od razu zwrócimy uwagę, że teoria jest niezmiennicza względem odbicia czasu. Dla $t < 0$ należy całkę (3.17) obliczać zamykając kontur całkowania w górnej półpłaszczyźnie, otrzymamy wtedy

$$|\langle \lambda | U(t, 0) | \lambda \rangle|^2 = e^{-\Gamma|t|}, \quad t < 0. \quad (3.20)$$

Wykładnicze prawo rozpadu związane jest więc z przybliżeniem funkcji $\Delta(x)$ i $\Gamma(x)$ przez stałe. Przybliżenie to jest słuszne dla czasów rzędu czasu życia $t \sim \frac{1}{\Gamma(E_\lambda)}$.

Dla czasów znacznie większych od $\frac{1}{\Gamma(E_\lambda)}$ funkcja wykładnicza w (3.17) staje się tak szybko oscylująca, że „wygląda” maksimum funkcji podcałkowej

w otoczeniu punktu $x = E_\lambda$. Główny przyczynek do całki (3.17) pochodzi wówczas z innego obszaru. Prowadzi to do załamania się wykładniczego prawa rozpadu.

4. Postać amplitudy dla atomu oddziałującego z polem elektromagnetycznym

Najważniejszą własnością funkcji $\Gamma(x)$ jest to, że znika ona dla x mniejszych od energii stanu podstawowego. Łatwo to można zobaczyć z wzoru (3.13). Jeśli $x < E_0$, to występująca we wzorze (3.13) δ równa jest zeru. Zatem znikanie $\Gamma(x)$ dla $x < E_0$ jest wynikiem dodatniej określoności energii i jest podstawową cechą wszystkich układów fizycznych. Funkcja $\Delta(x)$ jest funkcją wolnozmienną stale przyjmującą małe wartości, można ją więc pominąć w całości.

Powoduje to niewielkie przesunięcie funkcji $\frac{1}{(x - E_\lambda - \Delta(x))^2 + \frac{\hbar^2 \Gamma^2(x)}{4}}$ bez

istotnej zmiany jej kształtu. Funkcji $\Gamma(x)$, mimo jej małości, nie można pominąć: likwiduje ona biegun funkcji podcałkowej, a zatem istotnie wpływa na jej kształt. Konkretną postać funkcji $\Gamma(x)$ obliczymy dla atomu oddziałującego z polem elektromagnetycznym w przybliżeniu dipolowym. Hamiltonian pola elektromagnetycznego ma postać


$$H_{em} = \int \frac{d^3\kappa}{(2\pi)^3} \sum_{\lambda=1,2} \hbar\omega(\kappa) c^+(\kappa, \lambda) c(\kappa, \lambda), \quad (4.1)$$

gdzie $c^+(\kappa, \lambda)$ i $c(\kappa, \lambda)$ oznaczają operatory kreacji i anihilacji fotonu o wektorze falowym κ i polaryzacji λ , a $\omega = c|\kappa|$. Operatorem oddziaływania pola elektromagnetycznego z elektronem świetlnym w atomie jest:

$$H_I = -\frac{e}{mc} \mathbf{p} \cdot \mathbf{A}(\mathbf{x}, 0), \quad (4.2)$$

gdzie \mathbf{p} jest pędem elektronu. Natomiast operatorem hamiltonu elektronu w atomie jest

$$H_{at} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U(x).$$

Zatem $H_0 = H_{at} + H_{em}$. Jako stan $|\lambda\rangle$ weźmy stan wzbudzony elektronu w atomie $\hat{\Gamma}$ stan próżni pola elektromagnetycznego. Obliczenie funkcji $\Gamma(x)$ sprowadza się do wyliczenia wkładu od diagramu  do energii własnej.

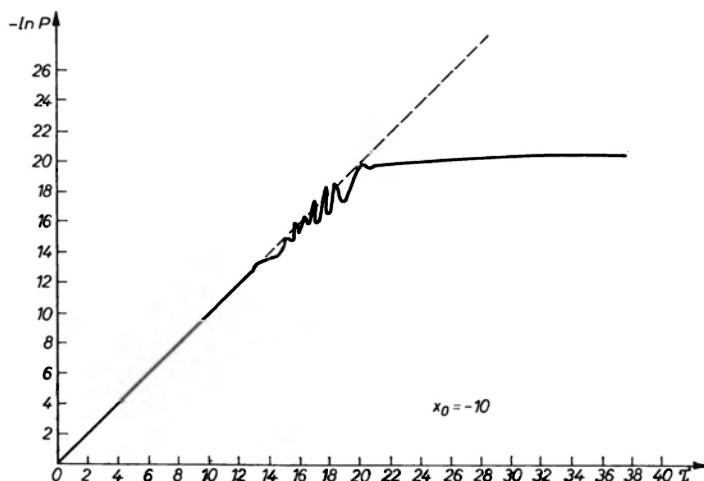
Po prostych rachunkach, w przybliżeniu dipolowym

$$\Gamma(x) = \begin{cases} \frac{1}{3\pi c^3 \hbar^4} (E_\lambda - E_0)^2 (x - E_0) |\vec{d}|^2, & x > E_0 \\ 0 & x < E_0 \end{cases}$$

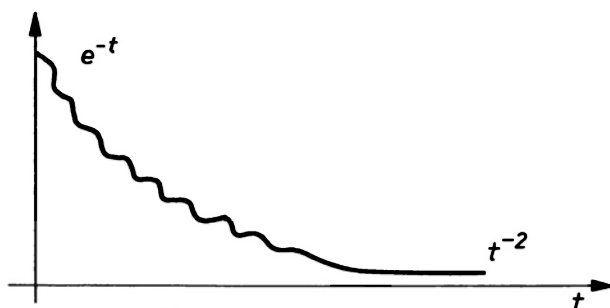
gdzie \vec{d} jest dipolowym elementem przejścia ze stanu $|\lambda\rangle$ do stanu podstawowego.

Znając postać funkcji $\Gamma(x)$, możemy obliczyć prawdopodobieństwo rozpadu wyciągając całkę. Numeryczny wynik przedstawiony jest na rysunku (5) [15], gdzie dla wygody oznaczono

$$\tau = \frac{(E_\lambda - E_0)^3 |d|^2}{3\pi c^3 \hbar^4} \quad x_0 = -\frac{3\pi c^3 \hbar^3}{(E_\lambda - E_0)^2}$$



Rys. 5. Funkcja $p(\tau)$ przy wybranej wartości $x_0 = -10$. Na osi odciętych odłożony jest czas liczony w jednostkach czasu życia; na osi rzędnych: $\ln p(\tau)$. Odcinek prostej odpowiada wykładniczemu prawu rozpadu. Wykres otrzymany metodą numerycznego obliczania całki (3.15)



Rys. 6. Funkcja $p(t)$ jest nałożeniem funkcji wykładniczej i oscylacji o małej amplitudzie w obszarze niewielkich t

Celowo wybraliśmy bardzo małe $|x_0|$ (dla atomu wodoru w stanie wzbudzonym $2p$ $x_0 = -2,3 \cdot 10^9$), mniejsze od realnych wartości występujących w typowym zagadnieniu optycznym, aby efekt odstępstwa od wykładniczego prawa zaniku był wyraźniejszy. Z wykresu widzimy wyraźnie, że dla małych czasów rozpad jest wykładniczy, na skali logarytmicznej jest to odcinek prosty, potem występują dziwne oscylacje i w końcu krzywa staje się gładka, funkcja $p(t)$ osiąga postać asymptotyczną. W granicy $x_0 \rightarrow -\infty$ wykładnicze prawo rozpadu jest oczywiście słuszne dla wszystkich czasów.

Wykres ze skalą logarytmiczną nie ukazuje jednej ważnej cechy funkcji $p(t)$. Otóż oscylacje, widoczne wyraźnie w obszarze przejściowym, występują także i dla mniejszych czasów, nakładając się na krzywą wykładniczą. Ich amplituda jest, z grubsza, stała w czasie, nie można ich jednak było umieścić na wykresie w tej skali. Wykres funkcji $p(t)$ bez zachowania skali przedstawia rys. 6.

W tych drobnych oscylacjach zaszyfrowana jest pamięć układu o tym, że w chwili $t = 0$ znajdował się on w stanie własnym $|\lambda\rangle$ niezaburzonego hamiltonianu H_0 .

5. Dyskusja

Przekonaaliśmy się, że realne układy fizyczne, tzn. takie, które posiadają stan podstawowy, rozpadają się w sposób niewykładniczy. Każdy taki układ fizyczny ma więc pamięć. Zupełny brak pamięci układu o dodatnio określonej energii jest niemożliwy. Dla większości układów fizycznych ta pamięć jest bardzo niewielka, funkcja $p(t)$ jest niemalże wykładnicza w dostępnym obszarze obserwacji.

Dla uproszczenia strony rachunkowej przyjęliśmy dosyć arbitralnie, że stanem początkowym jest stan własny niezaburzonego hamiltonianu. Biorąc inny stan początkowy uzyskalibyśmy inne prawo rozpadu tego stanu, zawsze jednak musiałoby być ono wolniejsze niż wykładnicze. Ścisłej analizy rozpadu stanu nietrwałego nie można więc przeprowadzić bez analizy sposobu przygotowania układu. Musimy bowiem dokładnie wiedzieć, co właściwie rozpada się. Przyjęcie, że układ w chwili początkowej jest w stanie własnym niezaburzonego hamiltonianu, jest na pewno dobrym przybliżeniem dla układów o dużym $|x_0|$. Dla układów o małym $|x_0|$ sens tego przybliżenia staje się mniej jasny. Teoria układów niestabilnych powinna więc obejmować analizę procesu przygotowania stanu.

Powstaje ciekawy problem czy można by eksperymentalnie dowieść, że prawdopodobieństwo rozpadu jakiegoś układu nietrwałego nie jest wykładnicze. Wydawałoby się, że najlepiej jest badać rozpady rezonansów cząstek elementarnych, np. rezonansu ρ . Dla rezonansów parametr $|x_0|$ jest rzędu kilku, np. 5 i „już” po kilkunastu czasach życia powinny wystąpić wyraźnie odstępstwa od wykładniczego prawa rozpadu. Przy badaniu rezonansów napotyka się jednak podstawową trudność — czas życia jest bardzo mały i jest niedostępny dla bezpośrednich pomiarów. Można badać tylko szerokość rezonansu i stąd pośrednio czas życia.

Znacznie łatwiejsze do badania są wzbudzone stany atomów. Tu napotykamy inną trudność: $|x_0|$ jest bardzo duże, zatem odstępstwa od wykładniczego prawa rozpadu występują dla bardzo dużych czasów, rzędu 150 czasów życia. Trzeba by więc mieć około $e^{150} \approx 10^{65}$ atomów w stanie wzbudzonym, aby po 150 czasach życia jeden atom wzbudzony pozostał i mógł rozpaść się „niewykładniczo”. Aby zdać sobie sprawę z wielkości liczby 10^{65} atomów powiemy, że jest to ilość atomów w niewielkiej galaktyce.

Dla innych układów nietrwałych, np. wzbudzonych stanów jąder atomowych, długożyciowych cząstek elementarnych (Λ , Σ , Ξ , Ω , κ , π , μ) parametr $|x_0|$ jest jeszcze znacznie większy.

Na zakończenie sformułujemy wnioski naszej analizy.

1. Ze względu na to, że energia jest dodatnio określona, prawdopodobieństwo pozostania w stanie wzbudzonym musi maleć wolniej niż wykładniczo w czasie.

2. Odstępstwa od wykładniczego prawa rozpadu występują dla przejść optycznych w atomach po tak długim czasie, że eksperyment nie może wykazać tego efektu. Z kolei dla rozpadów cząstek elementarnych, gdzie efekt ten jest silniejszy, nie istnieją dotychczas żadne bezpośrednie metody pomiarowe czasów rozpadu.

3. Odstępstwa od wykładniczego prawa rozpadu łączą się z pamięcią układu o swojej historii. Tak więc realne układy fizyczne pamiętają swoją ewolucję, ale pamięć ta jest bardzo słaba.

Literatura

- [1] O. Elster, O. Geitel, *Phys. Z.*, **24** (1900).
- [2] E. Rutherford, *Phil. Mag.*, **49** (1900).
- [3] E. Rutherford, F. Soddy, *Phil. Mag.*, **4** (1902).
- [4] G. A. Gamow, *Z. Phys.*, **51**, 204 (1928); **52**, 510 (1928).
- [5] E. U. Condon, R. W. Gunney, *Phys. Rev.*, **33**, 127 (1929).
- [6] V. F. Weisskopf, E. P. Wigner, *Z. Phys.*, **63**, 54 (1930); **65**, 18 (1930).
- [7] M. Lévy, *Nuovo Cimento*, **14**, 621 (1959).
- [8] L. A. Halfin, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **33**, 1371 (1957).
- [9] H. Ekstein, A. J. F. Siegert, *Ann. Phys.*, **68**, 509 (1971).
- [10] R. Davison, J. J. Kozak, *J. Math. Phys.*, **11**, 189 (1970).
- [11] R. G. Newton, *Ann. Phys.*, **14**, 333 (1961).
- [12] J. Schwinger, *Ann. Phys.*, **9**, 169 (1960).
- [13] G. Winter, *Phys. Rev.*, **123**, 1503 (1961).
- [14] R. T. Robiscoe, J. C. Hermanson, *Amer. J. Phys.*, **40**, 1443 (1972).
- [15] J. Mostowski, K. Wódkiewicz, *Preprint IFT UW* (73) 4.

Zofia Leś

Instytut Fizyki
Uniwersytet Jagielloński
Kraków

Własności promieniowania laserowego

Properties of Laser Radiation

Abstract: Four basic properties of laser radiation: monochromacity, coherence, low beam divergence and high intensity are given. Dependences between them are the topic of discussion.

Zwykle wymienia się cztery podstawowe cechy promieniowania laserowego, które odróżniają je od światła wysyłanego przez źródła konwencjonalne. Są to: a) niespotykany nigdy przedtem wysoki stopień monochromatyczności, b) niezwykle wysoki stopień spójności (koherencji), c) możliwość otrzymania wiązek światła o skrajnie małej rozbieżności (wysoki stopień kolimacji), oraz d) możliwość otrzymania wiązek światła o bardzo dużym natężeniu, charakteryzujących się równocześnie niewiarygodnie wprost dużą spektralną gęstością mocy. Ponadto, promieniowanie generowane przez większość laserów jest liniowo spolaryzowane.

Nie wchodząc w szczegóły zasady działania laserów, które były już omawiane w „Postęпах Fizyki” * chcę podkreślić jedynie fakt, że nietypowe własności promieniowania laserowego wynikają stąd, iż wszystkie znane przedtem źródła światła wysyłały przede wszystkim tzw. promieniowanie spontaniczne, a więc promieniowanie, które było generowane w wyniku przejść atomów (czy układów atomowych) z wyższych stanów energetycznych do niższych, niezależnie od warunków zewnętrznych, przez co nie mogło być żadnej korelacji między promieniowaniem wysyłanym przez poszczególne „punkty” źródła; natomiast światło laserowe jest tzw. promieniowaniem wymuszonym, które powstaje w ten sposób, że atom (czy układ atomowy) znajdujący się we wzbudzonym stanie energetycznym przechodzi do stanu niższego pod wpływem wymuszającego działania padającego nań kwantu promieniowania o odpowiedniej czę-

* L. Gabła, *Postępy Fizyki*, 13, 395 (1962).

stości. Podstawowe znaczenie ma przy tym fakt, że kwant „wymuszony” jest identyczny z wymuszającym, a więc, że w rezultacie takiego oddziaływania kwantu promieniowania z atomem wzbudzonym otrzymujemy w miejsce jednego kwantu — dwa, o dokładnie tej samej częstotliwości, fazie i kierunku. Różnego typu rozwiązania konstrukcyjne laserów są podejmowane w celu powielenia generowanych w powyższy sposób kwantów wymuszonego promieniowania do odpowiednio dużej liczby.

Rozważając szczegółowo wymienione wyżej cztery podstawowe cechy promieniowania laserowego można wykazać, że wszystkie one są ze sobą ściśle związane. Omawiając pokrótce każdą z nich zwrócimy uwagę na te związki*.

1. Monochromatyczność

Termin „monochromatyczność” odnosi się do spektralnej szerokości widma promieniowania, tj. do interwału częstości lub długości fali, który ono obejmuje: im ten interwał jest mniejszy, tym promieniowanie bardziej zbliżone do monochromatycznego. Przez spektralną szerokość widma rozumie się zwykle jego szerokość połówkową, tzn. odległość dwu takich punktów na skali częstości (długości fali), w których natężenie widma równe jest połowie wartości maksymalnej. Ściśle biorąc, nie jest w ogóle możliwe otrzymanie promieniowania idealnie monochromatycznego tj. takiego, że jego szerokość spektralna $\Delta\nu = 0$. Jednym ze sposobów uzasadnienia tego może być fakt, że fala o zerowej szerokości spektralnej nie niosłaby ze sobą żadnej energii, a więc po prostu by jej nie było. Potocznie, monochromatycznym nazywane jest promieniowanie o tak małej szerokości spektralnej, że można je charakteryzować jedną częstością (jedną długością fali).

Szerokość widma promieniowania często wygodniej jest opisywać przez stopień monochromatyczności (μ), czyli względną szerokość spektralną:

$$\mu = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}, \quad (1)$$

gdzie $\Delta\nu$ (lub $\Delta\lambda$) jest połówkową szerokością widma, a ν_0 (lub λ_0) — częstością (długością fali) jego części centralnej.

Przed odkryciem laserów, promieniowanie o najmniejszej szerokości spektralnej otrzymywało się wówczas, gdy z widma liniowego (a więc wysyłanego przez swobodne atomy) została wydzielona przy pomocy filtru — lub lepiej przyrządu spektralnego o odpowiednio dużej zdolności rozdzielczej (interferometru) — pojedyncza linia spektralna. Okazuje się jednak, że stopień monochromatyczności promieniowania laserowego może być jeszcze znacznie mniejszy. Dla porównania: stopień monochromatyczności „wąskich” linii spektralnych jest rzędu 10^{-6} , podczas gdy dla promieniowania wysyłanego przez jedno-

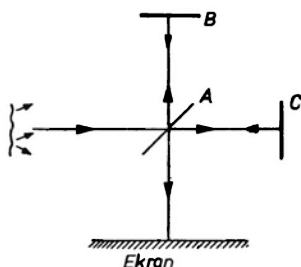
* Patrz także: F. Kaczmarek, *Postępy Fizyki*, 20, 201 (1969).

modowe lasery gazowe otrzymuje się wartość 10^{-10} , a w specjalnych przypadkach nawet 10^{-14} ! Odpowiada temu tak mała szerokość spektralna (rzędu kilku Hz), że nie da się jej zmierzyć zwykłymi metodami optycznymi i można ją wyznaczyć dopiero po zdudnieniu, metodą elektroniczną. Stopień monochromatyczności laserów ciała stałych (np. rubinowych) jest zwykle znacznie mniejszy.

2. Spójność

Dwie fale nazywamy wzajemnie spójnymi lub po prostu spójnymi, jeżeli względna faza tych fal (różnica ich stałych fazowych) nie zmienia się w czasie. Wygodnie jest rozpatrywać osobno tzw. spójność czasową, a osobno — tzw. spójność przestrzenną. O spójności czasowej mówimy wówczas, gdy rozpatrujemy korelacje między fazami drgań w określonym punkcie przestrzeni, w różnych momentach czasu. Natomiast pojęcie spójności przestrzennej odnosi się do korelacji drgań w różnych punktach przestrzeni, ale w pewnym, ustalonym czasie.

Spójność czasową można zademonstrować np. przy pomocy interferometru Michelsona (rys. 1). Płytką światłodzielącą (A) rozdziela wiązkę światła na dwie części (podział amplitudy), które po przejściu różnych dróg optycznych



Rys. 1. Schemat ideowy interferometru Michelsona

(ABA i ACA) spotykają się na ekranie. W przypadku światła spójnego otrzymujemy na ekranie prążki interferencyjne, natomiast światło całkowicie nie-spójne oświetla ekran równomiernie. Oddalając jedno ze zwierciadeł od płytki światłodzielącej, zwiększamy różnicę dróg optycznych między obu spotykającymi się na ekranie promieniami, w wyniku czego obraz interferencyjny staje się coraz mniej ostry, aż wreszcie zanika. Oznacza to, że w tym momencie zanika korelacja czasowa między obu wiązkami światła. Różnicę dróg optycznych, przy których zanika obraz interferencyjny, nazywamy długością spójności (L_s) promieniowania, a odpowiadający jej czas — czasem spójności (τ_s). Między obu wielkościami zachodzi związek:

$$L_s = c\tau_s,$$

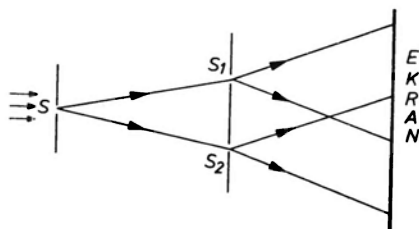
gdzie c — prędkość światła w danym ośrodku.

Istnienie skończonej drogi spójności interpretujemy w ten sposób, że źródło wypromieniowuje energię w postaci ciągów falowych o skończonych długościach, między którymi nie ma żadnych korelacji fazowych. Z analizy Fouriera ciągów falowych wynika, że skończona długość ciągu automatycznie implikuje skończoną szerokość spektralną ($\Delta\nu$) jego widma, przy czym spełnione są związki:

$$\Delta\nu = \frac{1}{\tau_s} = \frac{c}{L_s}; \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{L_s}. \quad (2)$$

Ponieważ od $\Delta\nu$ (czy $\Delta\lambda$) zależy stopień monochromatyczności promieniowania (wzór (1)), więc z ostatniego wzoru widać, że wielkości: spójność czasowa i stopień monochromatyczności są ze sobą ściśle związane.

Spójność przestrzenna przejawia się np. w klasycznym doświadczeniu Younga (rys. 2): przesłona z dwiema szczelinami (S_1 i S_2) zostaje oświetlona światłem wysyłanym przez źródło „punktowe” (S) — którym najczęściej jest także oświetlona szczelina — leżące na symetrycznej odcinka łączącego szcze-



Rys. 2. Schemat idealny doświadczenia Younga

liny S_1 i S_2 ; bada się obraz interferencyjny promieni wychodzących z tych szczelin i spotykających się na ekranie. Jeżeli względna faza drgań dochodzących do obu szczelin jest stała, na ekranie powstają ostre prążki interferencyjne; w tym przypadku szczeliny te możemy uważać za źródła spójne. Jeżeli natomiast względna faza drgań zmienia się w czasie (i to z okresem mniejszym niż czas potrzebny do zarejestrowania obrazu), wówczas ekran oświetlony jest równomiernie, a szczeliny S_1 i S_2 są przykładem źródeł niespójnych.

Jeżeli źródło pierwotne byłoby dokładnie punktowe, to niezależnie od szerokości spektralnej wysyłanego widma względna faza drgań dochodzących do obu szczelin wynosiłaby stale zero (fazy zmieniałyby się w obu szczelinach równocześnie), a więc szczeliny reprezentowałyby dwa źródła (wtórne) idealnie spójne. W rzeczywistości każde źródło jest rozciągnięte. Okazuje się, że można wprowadzić warunek na geometrię doświadczenia, przy którym szczeliny będą mogły być uważane za źródła spójne. Warunek ten ma postać:

$$D < \frac{\lambda_0 L}{2 \cdot d}, \quad (3)$$

gdzie D oznacza wzajemną odległość szczelin czyli liniowe rozmiary obszaru spójności, d — rozmiary liniowe źródła (szerokość szczeliny S na rys. 2), L — od-

ległość źródła od płaszczyzny szczelin, a λ_0 — średnią długość fali promieniowania. Przechodząc od wymiarów liniowych źródła i obszaru spójności do powierzchniowych, otrzymujemy:

$$D_0 < \frac{0,61\lambda_0 L}{R} = \frac{1,22\lambda_0 L}{d_0}, \quad (3')$$

przy czym D_0 oznacza średnicę kołowego obszaru spójności, a R i d_0 — odpowiednio promień i średnicę źródła. Równość we wzorach (3) i (3') odpowiada sytuacji, gdy obraz interferencyjny całkowicie zanika, co oznacza brak wzajemnej spójności obu źródeł wtórnych.

Oba typy spójności: czasowa i przestrzenna występują na ogół równocześnie i tylko w najprostszych doświadczeniach udaje się je wyraźnie oddzielić. I tak warunki (3) i (3') zostały wyprowadzone przy założeniu, że źródło jest na tyle małe lub odległe, iż różnica dróg (Δs) od dowolnego punktu źródła do danych dwóch punktów obszaru spójności jest mniejsza niż długość spójności (L_s), czyli że jest spełniony warunek:

$$\Delta s < L_s = \frac{c}{\Delta\nu}. \quad (4)$$

Ponieważ Δs jest tym mniejsze, im wybrane punkty obszaru spójności leżą bliżej siebie (dla dowolnego punktu źródła!), więc wzór (4) oznacza, że: im szerokość spektralna widma źródła jest mniejsza, tym — przy danej geometrii — otrzymuje się większy obszar spójności. Dla fal idealnie monochromatycznych (gdyby mogły istnieć) obszar spójności byłby nieskończenie duży, gdyż wszystkie jego punkty miałyby względne fazy stałe.

Wzór (4) określa związek między spójnością przestrzenną i czasową. Przy omawianiu monochromatyczności promieniowania widzieliśmy, że uwarunkowana jest ona spójnością czasową (wzór (2)). Niżej pokażemy, że od stopnia spójności przestrzennej zależy możliwość otrzymania ukierunkowanych (tj. o małej rozbieżności) wiązek światła.

Kończąc rozważania o spójności należy podkreślić, że aby otrzymać obraz interferencyjny musi się dysponować promieniowaniem o dostatecznie dużym stopniu spójności tak czasowej, jak i przestrzennej. W doświadczeniu z interferometrem Michelsona spójność przestrzenna może być idealna, gdyż obserwując prążki jednakowego nachylenia mamy do czynienia z interferencją promieni o dokładnie tych samych kierunkach (tak jakby były wysyłane przez źródła punktowe); dlatego w tym przypadku bada się jedynie warunek (2), który odnosi się do spójności czasowej. Natomiast w doświadczeniach typu doświadczenia Younga spełniony jest warunek na spójność czasową i to tym lepiej, im ośrodek jest bardziej jednorodny, źródło bardziej zbliżone do punktowego, a badany obraz interferencyjny leży bliżej osi symetrii obu szczelin. Przy spełnieniu tych założeń jakość obrazu interferencyjnego uwarunkowana jest w granicznym przypadku wyłącznie spójnością przestrzenną źródeł wtórnych.

W przeciwieństwie do klasycznych źródeł promieniowania światło laserowe cechuje bardzo wysoki stopień spójności zarówno czasowej, jak i przestrzennej.

1. Spójność czasowa. Maksymalna długość spójności promieniowania źródeł klasycznych w najbardziej wyrafinowanych przypadkach nie przekracza paru metrów. Linie spektralne emitowane przez źródła termiczne mają czas spójności rzędu 10^{-9} s; odpowiada to długości spójności 30 cm i pozwala przy pomocy etalonów Fabry-Perot o grubości 10 cm otrzymać wyraźny obraz interferencyjny. Dla porównania: dla skrajnie wąskich linii laserowych, tj. o szerokości spektralnej rzędu kilku Hz, długość spójności obliczona według wzoru (2) wynosi kilkaset tysięcy kilometrów (!), a w przypadku lasera gazowego średniej klasy, dla którego $\Delta\nu$ jest rzędu 10^4 Hz, długość spójności wynosi około 30 km. W takim przypadku wymiary liniowe zwykłego laboratorium mieszczą się swobodnie wewnątrz drogi spójności światła laserowego. Przy pomocy laserów rubinowych nie daje się osiągnąć tak dużej spójności czasowej; długość spójności leży zwykle w przedziale 0,1—10 m.

2. Spójność przestrzenna. Nigdy nie udało się uzyskać efektów interferencyjnych przy pomocy dwu różnych źródeł klasycznych lub nawet dwu szczelin wycinających dwa różne obszary tego samego źródła (ziemskiego); aby otrzymać obraz interferencyjny, trzeba było sztucznie wytworzyć dwa źródła światła pochodzące *de facto* od jednego punktu źródła. Nawet dla tak odległego źródła jak słońce, średnica obszaru spójności wyliczona ze wzoru (3') wynosi zaledwie 0,02 mm. Natomiast przy użyciu źródła laserowego nie tylko otrzymuje się obrazy interferencyjne promieni wychodzących z dwu szczelin ustawionych wprost na wyjściu wiązki światła z lasera, ale także z dwu końców rury laserowej, a nawet dwu różnych laserów (jeżeli obie wiązki różnią się długością fali powstają dudnienia).

3. Ukierunkowanie

Mówimy, że promieniowanie jest ukierunkowane, jeżeli przeważająca część jego energii rozchodzi się w granicach niedużego kąta bryłowego. Zgodnie z tym, za miarę ukierunkowania wiązki przyjmuje się kąt jej rozbieżności: im ten kąt jest mniejszy, tym wiązka lepiej ukierunkowana. W wiązce ukierunkowanej czoło fali (czyli powierzchnia stałej fazy) ma kształt zbliżony do płaskiego, albo stanowi część sfery o bardzo dużym promieniu krzywizny; czoło fali porusza się w kierunku normalnej do czoła.

Klasyczne źródła światła wysyłają promieniowanie najczęściej w pełny kąt bryłowy; jest to więc promieniowanie silnie rozbieżne. Są dwa sposoby otrzymania z takiego źródła wiązki ukierunkowanej: a) ustawiając w bardzo dużej odległości od źródła wąską diafragmę, lub b) umieszczając źródło o możliwie małych rozmiarach w płaszczyźnie ogniskowej soczewki kolimatora. W obu przypadkach natężenie wiązki jest niewielkie i to tym mniejsze, im lepsza jest jej kolimacja.

Problem ukierunkowania wiązki laserowej jest diametralnie inny niż dla źródeł klasycznych, gdyż już same własności emisji wymuszonej (kwant wymuszony ma dokładnie ten sam kierunek co wymuszający) i zasada działania optycznej wnęki rezonansowej (układ dwu zwierciadeł ustawionych naprzeciw siebie) gwarantują możliwość powstania wiązki ukierunkowanej od razu, w chwili generacji światła, a więc bez pomocy układów optycznych. Okazuje się jednak, że nie da się nigdy uzyskać wiązki dokładnie równoległej. Istnieją dwie różne przyczyny rozbieżności wiązki laserowej:

1. pierwsza z nich wynika z geometrii rezonatora. Np. rezonatory o lustrach wklęsłych, dla których wszystkie kierunki w obrębie pewnej wartości kąta mogą być równouprawnione mają większą rozbieżność niż układ płasko-równoległy, w którym największe prawdopodobieństwo wzbudzenia mają promienie osiowe. Rozbieżność wiązki zależy również od wymiarów rezonatora; np. maleje ze wzrostem jego długości;

2. drugą przyczyną jest zjawisko dyfrakcji, które występuje zawsze, gdy mamy do czynienia z wiązką o ograniczonej szerokości przestrzennej. Teoretycznie, szerokość kątową równą zeru można otrzymać jedynie dla wiązek nieskończenie szerokich lub o znikomo małej długości fali; w praktyce jest to oczywiście nie do zrealizowania. Dyfrakcyjną szerokość kątową Θ_d wiązki o przekroju kołowym można wyliczyć ze wzoru:

$$\Theta_d = \frac{1,22\lambda}{d},$$

gdzie λ oznacza średnią długość fali, a d — średnicę przekroju wiązki. Po przebyciu drogi L średnica wiązki wynikająca z dyfrakcji wyniesie więc:

$$D = \frac{1,22\lambda L}{d}. \quad (5)$$

Porównując wzór (5) ze wzorem (3') określającym średnicę obszaru spójności widać, że są one analogiczne*.

Rozbieżność wiązek wysyłanych przez lasery gazowe jest niezwykle mała, gdyż na ogół nie przekracza kilku minut i podawana jest zwykle w 10^{-3} radiana (miliradiany); 1 mradian wynosi około 3 minuty łuku. Najmniejsza rozbieżność otrzymana przy pomocy lasera gazowego ze starannie wyjustowanym rezonatorem płasko-równoległym wynosi kilkanaście sekund i jest zbliżona do dyfrakcyjnej.

Możliwość otrzymania wiązek laserowych tak bardzo ukierunkowanych jest ściśle związana ze spójnością przestrzenną źródła. W dużej odległości od niespójnych źródeł rozciągniętych, czoła fal wychodzących z ich skrajnych punktów tworzą kąty równe kątom rozmiarom źródeł. Jeżeli natomiast rozciągnięte źródło promieniowania jest przestrzennie spójne, to na skutek interferencji powstaje wypadkowe czoło fali, bardzo zbliżone do płaskiego.

* Podobieństwo powyższych wzorów stanowi treść prawa Zitterta-Zernickego (por. np. [4]).

4. Natężenie i spektralna gęstość mocy

Światło wysyłane przez lasery jest bardzo intensywne już w samej wiązce wyjściowej, a może być jeszcze dodatkowo skoncentrowane przy pomocy układu soczewek lub zwierciadeł. Oba te fakty wynikają wprost z wyżej omówionego ukierunkowania wiązek laserowych, gdyż im wiązka lepiej ukierunkowana, tym mniejsze są straty energii wynikające z rozbieżności wiązki i tym mniejsza jest rozciągłość jej obrazu w ognisku.

Wiąże się z tym jeszcze jedna własność światła laserowego, która odróżnia je w sposób istotny od światła ze źródeł klasycznych. Otóż z praw optyki klasycznej wynika, że nie jest możliwe osiągnięcie większych gęstości energii w obrazie niż posiada źródło. Jednak prawo to nie obowiązuje dla źródeł laserowych, które generują światło od razu w postaci wiązek ukierunkowanych i spójnych; dlatego po zogniskowaniu ich osiąga się gęstości energii znacznie większe niż w źródle.

W sytuacjach optymalnych wielkość ogniska uwarunkowana jest jedynie efektami dyfrakcyjnymi. W przypadku lasera gazowego z rezonatorem płasko-równoległym i przy użyciu dobrze skorygowanego, krótkoogniskowego obiektywu, średnica plamki świetlnej w ognisku może wynosić zaledwie kilka mikrometrów.

Dla laserów o skrajnie dużych mocach, gęstości energii wiązek skupionych mogą być tak duże, że wywołują niezwykle zjawiska, jak np. jonizację powietrza i wyładowanie elektryczne, parowanie trudno topliwych materiałów itp. Moce uzyskiwane przy pomocy laserów gazowych są znacznie mniejsze. Na przykład światło lasera He-Ne, zogniskowane na rękę, na ogół nie daje się nawet odczuć. Jednak trzeba uważać, by nie skierować wiązki lasera helowo-neonowego bezpośrednio na oko.

Także spektralna gęstość mocy promieniowania laserowego jest nadzwyczaj duża, co związane jest z bardzo dużym stopniem monochromatyczności światła laserowego, a więc z jego niezwykle małą szerokością spektralną. W porównaniu np. z promieniowaniem słonecznym, spektralna gęstość mocy promieniowania laserowego jest rzędu 10^6 — 10^9 razy większa!

5. Polaryzacja

Światło generowane przez lasery gazowe z okienkami, których normalne tworzą z osią rury kąt Brewstera (dla uniknięcia strat spowodowanych odbiciem światła od ich powierzchni), jest liniowo spolaryzowane. Ta dodatkowa własność promieniowania laserowego jest często bardzo korzystna, gdyż np. umożliwia ona zastosowanie bardzo wygodnego sposobu zmiany natężenia wiązki poprzez obrót polaryzatora wstawionego w jej bieg (możliwość zmiany natężenia do 100 000 razy). Także światło otrzymywane z laserów rubinowych jest w wielu przypadkach — przy odpowiednim wycięciu pręta laserowego względem osi optycznej kryształu — całkowicie lub częściowo spolaryzowane.

Ostatnio jednak coraz częściej konstruuje się lasery He-Ne z lustrami wewnętrznymi, przy czym podłoża tych lusterek stanowią równocześnie zamknięcia boczne rur. Lasery tego typu — chociaż trudniejsze konstrukcyjnie — są znacznie prostsze w obsłudze, gdyż nie wymagają okresowego justowania po zakończeniu ich budowy, a przez to wygodniejsze w użyciu i bardziej niezawodne w działaniu. Światło wysyłane przez takie lasery nie powinno być — ogólnie biorąc — spolaryzowane, jednak doświadczalnie stwierdza się, że także w tych przypadkach najczęściej występuje polaryzacja; zjawisko jest wówczas bardziej skomplikowane, gdyż przeważnie jest to polaryzacja eliptyczna, na którą ewentualnie nakłada się polaryzacja liniowa, przy czym położenie płaszczyzn polaryzacji jest trudne do przewidzenia.

Literatura

- [1] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press 1964.
- [2] S. C. Crawford Jr., *Fale*, PWN, Warszawa 1972 (tłum. z ang.).
- [3] E. F. Iszczenko, Ju. M. Klimkow, *Opticzeskije kwantowyje genieratory*, Sow. Radio, Moskwa 1968.
- [4] A. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN, Warszawa 1968.
- [5] J. Stankowski, A. Graja, *Wstęp do elektroniki kwantowej*, WKŁ, Warszawa 1972.

Andrzej Graja

Instytut Fizyki PAN
Zakład Fizyki Dielektryków
Poznań

Druga harmoniczna światła — nowe narzędzie w badaniach dielektryków

The Second Harmonic of Light — A New Method in Examination of Dielectrics

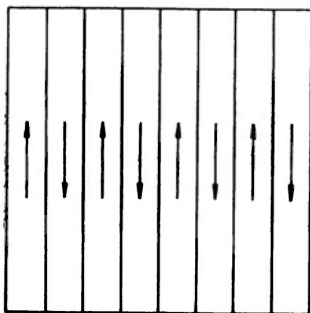
Abstract: The possibilities of application of non-linear optical examinations in the classical physics of dielectrics are presented. The role played by a crystal structure as well as by defects in a crystal lattice in the generation of the second harmonic of light (SHG) is discussed. The SHG in a medium with anomalous dispersion of light is discussed and moreover the examination of such the effect in coloured liquids placed in strong electric fields is proposed.

1. Wstęp

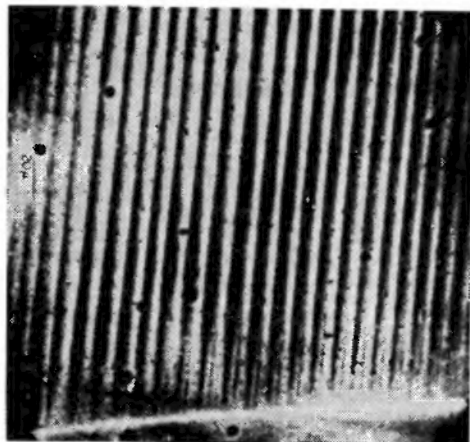
Zjawisko wytwarzania drugiej harmonicznej światła (WDH) jest jednym z pierwszych ze znanych nieliniowych efektów optycznych. Mimo że druga harmoniczna światła została zaobserwowana po raz pierwszy ponad dziesięć lat temu [1], to nadal obserwuje się ogromne zainteresowanie tym efektem. Pojawiają się coraz to nowsze metody praktycznego wykorzystania harmonicznych światła. Szczególnie fascynujące jest zastosowanie metody WDH do badań dielektryków, a zwłaszcza kryształów ferroelektrycznych. Substancje te stanowią bowiem ważną grupę materiałów znajdujących ogromne zastosowanie w technice, a szczególnie elektronice. W niniejszej pracy przedstawimy niektóre możliwości prowadzenia badań dielektryków nowymi metodami — metodami optyki nieliniowej.

2. Rola struktury domenowej kryształu w zjawisku generacji drugiej harmonicznej światła

Badanie zjawiska generacji wyższych harmonicznych światła w kryształach ferroelektrycznych jest bardzo interesujące ze względu na charakterystyczne własności tej grupy kryształów. Jak wiadomo, ferroelektryki posiadają strukturę domenową czyli obszary o stałym kierunku polaryzacji spontanicznej \vec{P}_s . Znane są metody otrzymywania kryształów zarówno jednodomenowych, jak i wielodomenowych [2, 3]. Sąsiadujące ze sobą obszary o różnych kierunkach polaryzacji spontanicznej rozdzielają tzw. ściany domenowe. Jeśli kierunki \vec{P}_s w sąsiadujących domenach tworzą kąt 90° , to odpowiednią ścianę domenową nazywamy ścianą 90-stopniową, w przypadku gdy domeny są spolaryzowane antyrównoległe, oddzielają je ściany 180-stopniowe. Tę ostatnią sytuację schematycznie przedstawia rys. 1a, natomiast fotografia 1b pokazuje domeny



a



b

Rys. 1. Schemat domen 180-stopniowych (a) i ich fotografia otrzymana przy pomocy elektonowego mikroskopu zwierciadlanego dla kryształu BaTiO_3 (b) [4]

antyrównoległe w kryształach BaTiO_3 [4]. Struktura domenowa, podobna do przedstawionej na rys. 1, poważnie wpływa na wytwarzanie drugiej harmonicznej światła; zwrócił na to uwagę Miller [5, 6], Bloembergen [7] oraz ostatnio Lajzerowicz [8, 9].

Prześledźmy za Millerem [6] zjawiska zachodzące w kryształach wielodomenowych podczas WDH. Wiązka laserowa, której pole elektryczne $E_{k_1} = E_0 \exp i(k_1 x - \omega_1 t)$, o częstotliwości ω_1 , padając na nieliniowy kryształ wytwarza w ogólności trzy fale o częstotliwości podwojonej: falę związaną E_{2k_1} , falę swobodną E_{k_2} i falę odbitą E_r . Tę ostatnią można zaniedbać ze względu na małą amplitudę, jaką osiąga przy normalnym padaniu wiązki laserowej na kryształ o niewielkim współczynniku załamania. Amplituda pola elektrycz-

nego fali związanej daje się wyrazić następująco:

$$E_{2k_1} \sim l_{sp} \exp i(2k_1 x - 2\omega_1 t), \quad (1)$$

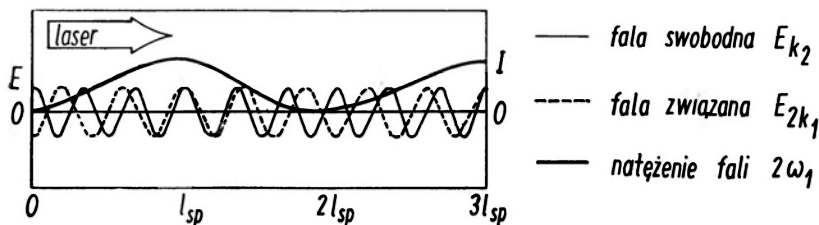
podczas gdy amplituda pola fali swobodnej jest

$$E_{k_2} \sim -l_{sp} \exp i(k_2 x - 2\omega_1 t). \quad (2)$$

W powyższych wyrażeniach l_{sp} oznacza długość spójności, a k_1 i k_2 są wektorami falowymi wiązek o częstotliwościach ω_1 i ω_2 odpowiednio. Ponieważ zazwyczaj w badanym kryształcie występuje dyspersja dla częstotliwości ω_1 i ω_2 ; więc na ogół $2k_1 \neq k_2$, co oznacza, że fale o częstotliwości 2ω rozchodzą się z różnymi prędkościami fazowymi. Oczywiście, nie dotyczy to kierunku dopasowania fazowego. Natężenie drugiej harmonicznej I_2 w kryształcie jest wynikiem interferencji między tymi dwiema falami i może być w przybliżeniu wyrażone następująco:

$$I_2 = |E_{2k_1} + E_{k_2}|^2. \quad (3)$$

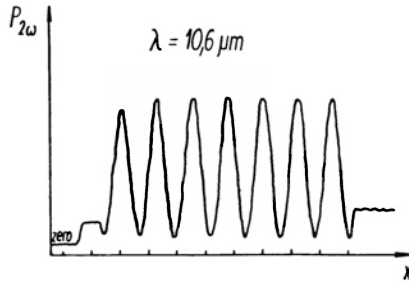
Na ścianie wejściowej kryształtu ($x = 0$) fale związana i swobodna mają w przybliżeniu równe amplitudy, ale ze względu na różnicę faz równą π , natężenie drugiej harmonicznej jest równe zeru: $I_2(0) = 0$ (rys. 2). Obie fale harmo-



Rys. 2. Mechanizm powstawania prążków interferencyjnych Makera w zjawisku WDH

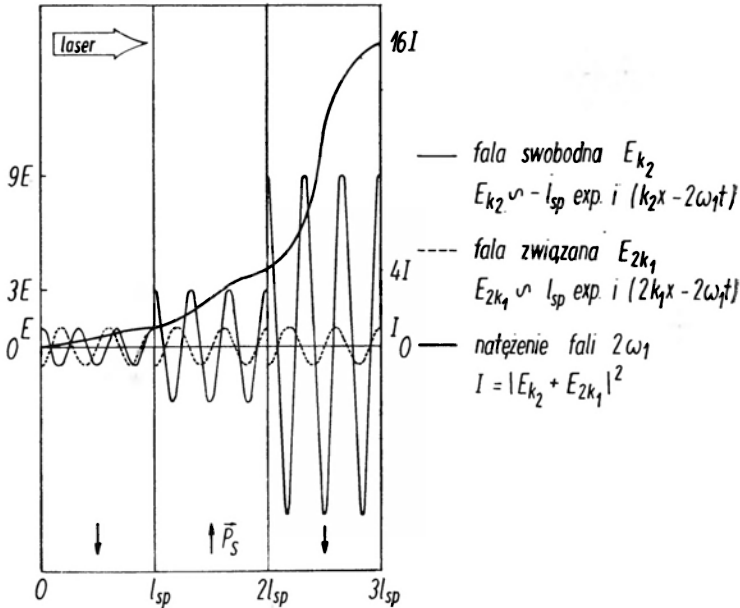
niczne spotykają się w zgodnych fazach po przebyciu w kryształcie drogi równej długości spójności l_{sp} i wówczas natężenie drugiej harmonicznej jest $I_2(l_{sp}) \sim \sim |E_{2k_1} + E_{k_2}|^2 = J$. Po przebyciu następnej długości spójności fale spotykają się ponownie w przeciwnych fazach, a $I_2(2l_{sp}) = 0$; zerowanie się drugiej harmonicznej obserwuje się periodycznie dla parzystych wielokrotności długości spójności: $I_2(2kl_{sp}) = 0$, gdzie k jest liczbą naturalną. Dla nieparzystych wielokrotności l_{sp} otrzymujemy, zaniebując absorpcję w kryształcie, stałą wartość dla $I_2[(2k+1)l_{sp}] = J$. Powyższa sytuacja jest analogiczna do klasycznych prążków interferencyjnych Makera [10], przedstawionych na rys. 3 dla kryształtu CuCl [11].

Przypadek jest znacznie ciekawszy, gdy fala świetlna napotyka na swej drodze domeny 180-stopniowe. W antyrównoległych domenach polaryzacja spontaniczna \vec{P}_s ma przeciwne zwroty; to samo można powiedzieć o polaryzacji



Rys. 3. Prążki interferencyjne Makera zarejestrowane w kryształach CuCl [11]

drugiego rzędu $\vec{P}_{2\omega}$ wywołanej falą świetlną laserową. Innymi słowy oznacza to, że fala związana E_{2k_1} doznaje zmiany fazy o π przy przejściu 180-stopniowej ściany domenowej (rys. 4); amplituda fali nie ulega zmianie. Fala swobodna E_k



Rys. 4. Mechanizm WDH w kryształach zawierających domeny 180-stopniowe o grubości zbliżonej do l_{sp}

musi zachować ciągłość składowych stycznych wektorów \vec{E} i \vec{H} . Prosty rachunek przeprowadzony przy założeniu małej dyspersji prowadzi do wniosku, że faza fali swobodnej nie ulega zmianie, podczas gdy amplituda zwiększa się 3-krotnie (rys. 4) przy przejściu ściany domenowej 180-stopniowej, ustawionej w odległości $x = l_{sp}$. Korzystając z (3) widzimy, że natężenie drugiej harmonicznej ulega 4-krotnemu wzmocnieniu na każdej, właściwie usytuowanej 180-stopniowej ścianie domenowej. Miller [6] pokazał, że po przejściu N takich ścian domenowych natężenie drugiej harmonicznej zwiększa się $[1 + (1 + 2N)^2]/2$ razy.

W przypadku, gdy domeny są nieregularne, wzmocnienie drugiej harmonicznej jest znacznie mniejsze. Miller twierdzi, że kryształ wielodomenowy o grubości $l > 2Nl_{sp}$ daje wzrost mocy drugiej harmonicznej $(1 + 2N)$ -krotny. Widać więc, że nawet domeny antyrównoległe o przypadkowych rozmiarach mogą dać znaczny wzrost mocy drugiej harmonicznej światła. Niekiedy obecność domen może ujemnie wpływać na wydajność WDH. Na przykład, gdy $l_{sp} \gg l$, tzn. gdy fala swobodna i związana rozchodzą się prawie z jednakową prędkością, natężenie drugiej harmonicznej jest proporcjonalne do kwadratu różnicy sumarycznej grubości domen obu znaków.

Domeny poważnie zmniejszają również natężenie drugiej harmonicznej generowanej w kierunku dopasowania fazowego. Moc drugiej harmonicznej przestaje być wówczas proporcjonalna do l^2 , a zależy jedynie od kwadratu różnicy grubości obu rodzajów domen. Szerokość kątowna centralnego maksimum $\Delta\theta$ ulega poważnemu zwiększeniu. Poprzez porównanie zmierzonej i obliczonej wartości $\Delta\theta$ w jodzianie litu, Nash i wsp. [12] wyciągnęli wniosek o monodomenowości badanej próbki krystalicznej.

Z przedstawionych powyżej faktów wynika, że badanie drugiej harmonicznej światła w kryształach ferroelektrycznych trzeba prowadzić ostrożnie. Często, w celu zapewnienia sobie monodomenowości próbki przykładana się do niej pole elektryczne.

Domeny wnoszą optymalny wkład w WDH, gdy mają grubość dokładnie równą długości spójności l_{sp} i gdy wiązka laserowa pada normalnie w stosunku do ścian 180-stopniowych. Problem polega na znalezieniu metody porządkowania domen, metody, która pozwalałaby otrzymać równe, antyrównoległe domeny.

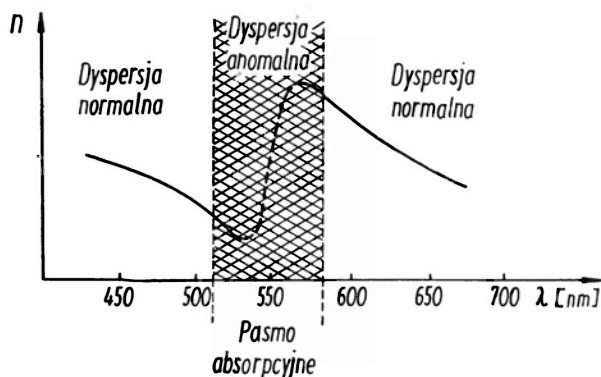
Wobec poważnych trudności w otrzymaniu próbek wielodomenowych o ściśle uporządkowanej strukturze domenowej, nasuwa się propozycja wykorzystania cienkich warstw ferroelektrycznych. Cienkie warstwy ferroelektryczne można otrzymać jako warstwy jednodomenowe. Takie jednodomenowe warstwy ferroelektryczne o ściśle określonej grubości można składać w zespoły dowolnej ilości warstw przeciwie spolaryzowanych. Próbka przygotowana w opisany sposób powinna zachowywać się jak kryształ wielodomenowy ze ścianami 180-stopniowymi. Można się spodziewać, że doprowadzi to do powstania efektów omówionych w niniejszym rozdziale i do $[1 + (1 + 2N)^2]/2$ -krotnego wzrostu natężenia generowanej harmonicznej światła.

3. Wytwarzanie wyższych harmonicznych w ośrodkach z anomalną dyspersją

Zabarwienie kryształu w świetle przechodzącym spowodowane jest silnym pochłanianiem jednego lub więcej pasm z widzialnego obszaru widma. Zasadniczą przyczyną tego zjawiska jest fakt, że częstotliwość padającego światła jest taka sama jak jedna z częstotliwości własnych układu elektronowego

kryształu. Oznacza to, że absorpcja ma charakter rezonansowy. Pasma absorpcyjne kryształu mogą być położone w obszarze widzialnym albo też w ultrafiolecie czy podczerwieni. Wszystkie substancje mają takie pasma w widmie fal elektromagnetycznych, lecz często leżą one poza obszarem widzialnym; kryształ jest wtedy bezbarwny.

Współczynnik załamania światła w przezroczystym kryształe rośnie, gdy długość fali świetlnej maleje i jest opisywany równaniem Cauchy'ego $n = A + B/\lambda^2 + C/\lambda^4$, gdzie A , B i C są stałymi. Dyspersja współczynnika załamania w pobliżu pasma absorpcyjnego jest zupełnie inna (rys. 5). Wraz ze



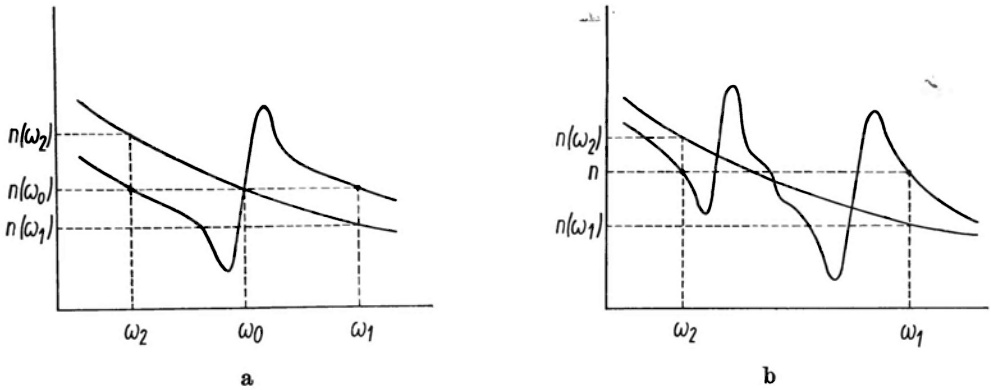
Rys. 5. Dyspersja współczynnika załamania w pobliżu pasma absorpcyjnego

wzrostem długości fali, n przechodzi przez minimum, następnie osiąga maksimum i dalej ponownie przybiera charakter dyspersji normalnej. Część krzywej zaznaczonej linią przerywaną symbolizuje tak dużą absorpcję w środkowej części pasma, że uniemożliwia to pomiar współczynnika załamania. Przebieg współczynnika załamania w funkcji fali, zbliżony do tego, który pokazano na rys. 5, nazywa się dyspersją anomálną.

Własności optyczne zabarwionych kryształów można, w krańcowym przypadku, opisać przy pomocy dwupowierzchniowych indykatrys, z których jedna reprezentuje współczynnik załamania, a druga współczynnik absorpcji dla różnych kierunków propagacji. W jednoosiowych kryształach absorbujących, symetryczne względem osi optycznej powierzchnie reprezentują współczynniki załamania i absorpcji kryształu.

Sugestię wykorzystania zjawiska anomálnej dyspersji do stworzenia warunków dopasowania fazowego dla wytwarzania harmonicznych światła podali w roku 1963 Franken i Ward [13] oraz Maker i wsp. [14]. Doświadczalną realizację tego pomysłu, w odniesieniu do generacji trzeciej harmonicznej światła, przeprowadził Bey i wsp. [15] w cztery lata później. Istnieją zasadnicze dwie metody realizacji dopasowania fazowego poprzez wykorzystanie dyspersji anomálnej. Pierwsza polega na wprowadzeniu zlokalizowanego pasma absorpcyjnego dla częstotliwości ω_0 leżącej pomiędzy ω_1 (częstotliwość wiązki pod-

stawowej) a ω_2 (częstotliwość wiązki harmoniczej), (rys. 6a). Wprowadzenie absorpcji rezonansowej powoduje modyfikację krzywej dyspersyjnej. W sprzyjających warunkach, tzn. przy dostatecznie dużej sile oscylatora i wystarczającej koncentracji rezonansowych centrów absorpcyjnych, możliwe jest zrównanie się współczynników załamania $n(\omega_1)$ i $n(\omega_2)$, czyli spełnienie warunku dopasowania fazowego.



Rys. 6. Metody realizacji dopasowania fazowego w ośrodkach z anomalną dyspersją

Innym sposobem otrzymania równości współczynników załamania dla obu interesujących nas częstotliwości może być wprowadzenie dwóch pasm absorpcyjnych. Pierwsze z nich spowoduje zmniejszenie współczynnika załamania $n(\omega_2)$ dla częstotliwości harmoniczej, który zgodnie z prawem Cauchego jest większy, natomiast drugie pasmo absorpcyjne zadziała w kierunku zwiększenia współczynnika $n(\omega_1)$ (rys. 6b). Opisanie wyżej warunki niezbędne do dopasowania fazowego mogą być zrealizowane albo przez wybór materiałów, które z natury swej wykazują dyspersję anomalną w interesującym nas obszarze spektralnym [13], albo też przez wprowadzenie centrów barwnych do ośrodków wykazujących dyspersję normalną. W praktyce, poza wykorzystaniem naturalnej dyspersji anomalnej kwarcu w dalekiej podczerwieni [16], stosuje się wyłącznie drugą metodę.

Rozważmy przypadek przedstawiony na rys. 6a i zastanówmy się nad możliwością jego realizacji. Bey i wsp. [17], opierając się na elementarnej analizie zjawiska dyspersji anomalnej pokazali, że zmiana współczynnika załamania Δn między granicznymi częstotliwościami ($\omega = 0$ i $\omega = \infty$) daje się w przybliżeniu wyrazić wzorem:

$$\Delta n \simeq f_0 \Delta C, \quad (4)$$

gdzie f_0 jest siłą oscylatora dla częstotliwości ω_0 , a ΔC jest koncentracją absorbentów w ośrodku. W ośrodkach nieliniowych zazwyczaj trzeba zredukować różnicę współczynników załamania Δn rzędu 0,01. Zważywszy, że siły oscylatorów są niewielkie (np. jony metali przejściowych mają f_0 rzędu 10^{-3} — 10^{-4} ,

a jony ziem rzadkich 10^{-5} — 10^{-6}), wymagane koncentracje są bardzo duże. W tym właśnie leży cały problem praktyczny. Dotychczas udało się otrzymać dopasowanie fazowe omawianą metodą tylko dla niektórych cieczy wytwarzających trzecią harmoniczną światła [15, 17-19]. Ciecz, służąca jako rozpuszczalnik, musi być przezroczysta dla obu częstotliwości, musi mieć minimalną różnicę współczynników załamania $\Delta n = n(\omega_2) - n(\omega_1)$ oraz musi być dobrym rozpuszczalnikiem dla wybranego barwnika. Warunki te spełnia wiele cieczy; zazwyczaj używa się jako rozpuszczalników pięciowodnego sześciofluoroacetonu, sześciofluoroizopropanolu lub też metanolu. Typowymi barwnikami są natomiast: czerwona fuksyna i błękit metylowy. Niestety, ciecze ze względu na swą izotropowość nie nadają się bezpośrednio do WDH. Najnowsze badania teoretyczne Kielicha [20-26] i doświadczalne [27, 28] wskazują, że można jednak stworzyć w cieczy warunki do WDH poprzez wymuszenie anizotropii optycznej polem elektrycznym.

Nasuwa się więc propozycja, by wykorzystać niektóre z cieczy cechujących się stosunkowo dużymi wartościami elementów tensora czwartego rzędu $\chi_{ijkl}^{(2)}$, jako rozpuszczalników dla odpowiednich barwników. Można by wtedy zrealizować WDH w kierunku dopasowania, a więc otrzymać wydajność przetwarzania częstotliwości o kilka rzędów większą. W dostępnej literaturze przedmiotu brak zupełnie prac na temat prób wykorzystania anomalnej dyspersji kryształów do stworzenia warunków dopasowania fazowego. Wydaje się, że problem ten, choć trudny, jest godny zainteresowania i opracowania. Gdyby udało się wprowadzić do kryształu nieliniowego domieszki lub centra barwne dające dyspersję anomalną o korzystnym przebiegu, to można by zrealizować wytwarzanie drugiej harmonicznej światła w kierunku dopasowania z bardzo dużą sprawnością. Sprawność WDH w kierunku dopasowania ograniczona jest między innymi bardzo małą szerokością kątową centralnego maksimum. Aby otrzymać dużą konwersję częstości, trzeba więc skierować na kryształ nieliniowy wiązkę laserową o rozbieżności mniejszej niż szerokość kątowa wspomnianego maksimum. Przy realizowanym zazwyczaj dopasowaniu w kryształach o grubości około 1 cm, szerokość centralnego maksimum jest rzędu kilku minut kątowych. Co najmniej tego samego rzędu winna więc być rozbieżność wiązki świetlnej z lasera. Osiągnięcie takiej małej rozbieżności, mimo stosowania specjalnych układów optycznych [29], jest trudne i ograniczone naturalną rozbieżnością dyfrakcyjną.

Wykorzystanie dyspersji anomalnej kryształów domieszkowanych pozwoliłoby na realizację warunków dopasowania w kącie bryłowym o rozwarości znacznie przewyższającej rozbieżność wiązek laserowych nawet ogniskowanych na kryształach. Trudność jednak polega na wprowadzeniu do kryształu takiej liczby centrów barwnych, by dyspersja anomalna skompensowała stosunkowo dużą dyspersję normalną. Dyspersja, którą trzeba skompensować w kryształach, jest jeszcze większa niż w cieczach, a zatem dopasowanie fazowe można zrealizować jedynie przez wprowadzenie do kryształu centrów barwnych o sile oscylatora rzędu 10^{-2} — 10^0 .

Kryształy, do których wprowadza się domieszki zabarwiające je, muszą spełniać następujące warunki: 1. mieć wystarczająco duże wartości elementów tensora podatności elektrycznej drugiego rzędu, 2. mieć możliwie małą różnicę współczynników załamania dla fal o częstotliwościach ω_1 i ω_2 , 3. cechować się dużą przepuszczalnością dla obu częstotliwości, 4. rosnać z równomiernie rozmieszczonymi centrami barwnymi. Dotychczasowe poszukiwania odpowiednich domieszek i próby wprowadzenia ich do kryształów z grupy ADP, prowadzone w naszym Instytucie, nie dały zadowalających rezultatów.

4. Wpływ defektów sieci krystalicznej na wytwarzanie drugiej harmonicznej światła

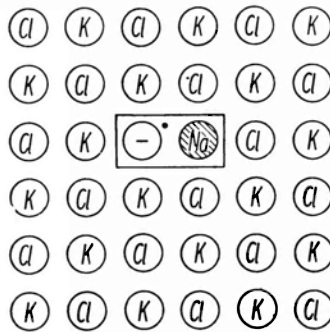
Wielokrotnie podkreślaliśmy niemal oczywisty fakt, że dużą efektywność WDH można osiągnąć jedynie w kryształach o najwyższej jakości optycznej, tzn. pozbawionych jakichkolwiek domieszek, i posiadających niemal idealną strukturę krystalograficzną. Oprócz tych wymagań strukturalnych nakłada się na próbki krystaliczne warunki co do precyzji obróbki; ściany powinny być płaskie z dokładnością do $\lambda/10$, a oś optyczna kryształu winna być zorientowana względem powierzchni próbki z dokładnością większą niż 1 stopień. Każde odstępstwa od powyższych wymagań prowadzą do zmniejszenia efektywności WDH.

Istnieją jednak przypadki, gdy defekty sieci krystalicznej [30, 31] odgrywają pozytywną rolę z punktu widzenia optyki nieliniowej. Taki pogląd wyraził Seitz [32], a przeniósł go na grunt badań drugiej harmonicznej światła Rabin [33]. Pokazał on mianowicie, że niektóre defekty centrosymetrycznej sieci krystalicznej, mając niższą symetrię niż macierzysta siatka, mogą posiadać niezerowe elementy tensora nieliniowej polaryzowalności drugiego rzędu nawet wówczas, gdy kryształ jest centrosymetryczny. Rabin omówił zjawisko WDH na przykładzie generacji na centrach F_A . Zanim przejdziemy do wniosków odnośnie do zjawiska WDH w kryształach z defektami — kilka uwag o niektórych własnościach wybranych centrów barwnych w kryształach należących do układu kubicznego.

Cechą charakterystyczną defektów posiadających symetrię różną od kubicznej jest orientowanie się tychże defektów w określonych kierunkach krystalograficznych sieci kubicznej [33]. W kryształach kubicznych mogą występować, jak twierdzi Kapljanski [34], centra należące do pięciu układów symetrii; nie występują jedynie centra o symetrii heksagonalnej. Warunkiem występowania danego centrum w siatce kubicznej jest, by jego grupa punktowa była podgrupą symetrii kubicznej. Skoro grupa symetrii centrów jest podgrupą kryształu, to elementy symetrii centrum są zorientowane w siatce zgodnie z odpowiednimi elementami krystalograficznymi. Prowadzi to do pewnego uporządkowania defektów. Anizotropowy charakter centrów objawia się tym, że własności optyczne pojedynczych centrów są silnie anizotropowe; grupa

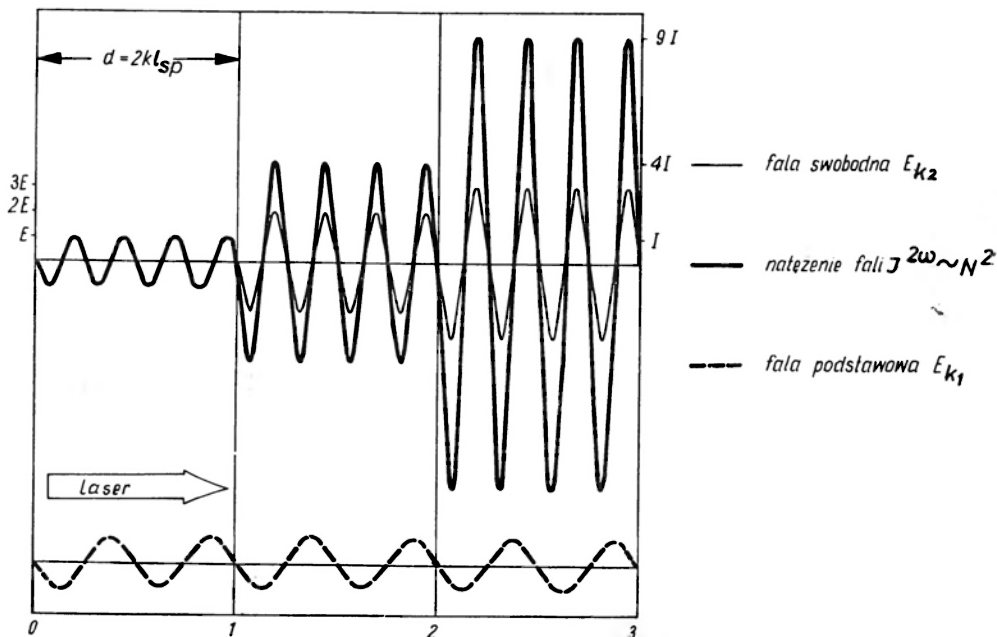
centrów z równoległe ułożonymi osiami stanowi zatem układ wykazujący anizotropię optyczną. Występowanie uporządkowanych centrów barwnych w kryształach izotropowych powoduje, że ich własności fizyczne ulegają poważnym zmianom. Jednym z efektów, który może wystąpić w takich materiałach anizotropowych, jest zjawisko wytwarzania drugiej harmonicznej światła.

Rabin [33] skoncentrował się na analizie roli centrum F_A w kryształach halogenków potasowców. Jak wiadomo, centrum F_A utworzone jest przez centrum F zasocjowane z podstawieniem znajdującym się w miejscu sąsiedniego kationu. Przykład takiego centrum w KCl z podstawieniem Na^+ w miejscu K^+ , przedstawia schematycznie rys. 7. Centrum F_A ma symetrię 4 mm. Oma-

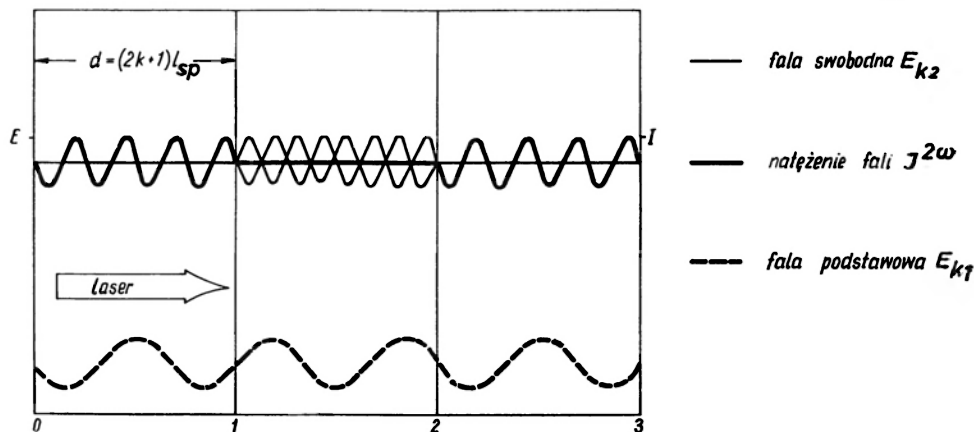


Rys. 7. Schemat centrum barwnego F_A w halogenkach potasowców

wiany defekt sieci krystalicznej można całkowicie zorientować wzdłuż osi $\langle 100 \rangle$ kryształu kubicznego w temperaturze ciekłego helu i po przyłożeniu stałego pola elektrycznego. Jeśli założyć jednorodny rozkład centrów F_A , to odległość między nimi d jest prosto związana z koncentracją centrów ρ : $d^3 = \rho^{-1}$. Tak więc poprzez zmianę stężenia defektów można osiągnąć dowolną odległość między nimi. Odległość ta jest zresztą zawsze dużo większa niż rozmiary liniowe defektów i z tego powodu można je zaniedbać. Problem sprowadza się do generacji drugiej harmonicznej na nieskończenie cienkich powierzchniach rozdzielonych ośrodkiem dyspersyjnym. Faza rozchodzącej się w kryształ macierzystym fali świetlnej zmienia się w sposób ciągły. Odległość między kolejnymi źródłami promieniowania o częstotliwości podwojonej, czyli centrami F_A , nie może być dowolna. Załóżmy, że odległości między centrami F_A są parzystą wielokrotnością długości spójności l_{sp} : $d = 2kl_{sp}$, czyli innymi słowy zakładamy, że fala swobodna drugiej harmonicznej i fala podstawowa spotykają się na powierzchniach kolejnych centrów F_A w zgodnych fazach. Wobec tego będą miały również zgodne fazy fale swobodne drugiej harmonicznej generowane na sąsiednich powierzchniach, a więc nastąpi interferencyjne wzmocnienie. Jak wynika z rysunku 8, amplituda pola elektrycznego fali drugiej harmonicznej rośnie proporcjonalnie do ilości przebytych powierzchni N , a natężenie drugiej harmonicznej proporcjonalnie do N^2 .



Rys. 8. Mechanizm WDH na centrach F_A oddalonych od siebie o parzystą wielokrotność l_{sp}



Rys. 9. Mechanizm WDH na centrach F_A oddalonych od siebie o nieparzystą wielokrotność l_{sp}

Jeśli odległości między kolejnymi centrami stanowią nieparzystą wielokrotność l_{sp} , to sytuacja jest mniej korzystna. Natężenie drugiej harmonicznej jest równe zero po przebyciu parzystej liczby defektów. Po przebyciu nieparzystej liczby defektów natężenie drugiej harmonicznej jest takie samo jak za pierwszym defektem; ilustruje to rys. 9. Analogiczne wyniki otrzymał Rabin [32] przeprowadzając prostą analizę matematyczną zjawiska. Pokazał on również, że natężenie drugiej harmonicznej $I^{2\omega}$ zależy od koncentracji defektów słabiej niż od grubości kryształu:

$$I^{2\omega} \sim l^2 \cdot c^{2/3}. \quad (5)$$

Największy efekt otrzymuje się, gdy stężenie defektów jest takie, że odległość między nimi osiąga minimalną dozwoloną wartość tzn. $2l_{sp}$.

$$c_{\max} = \frac{1}{d^3} = \frac{1}{8l_{sp}^3} = \frac{\omega^3}{c^3 \pi^3} (n_2 - n_1)^3. \quad (6)$$

Z powyższych zależności widać, że optimum drugiej harmonicznej otrzymuje się przy tym mniejszych stężeniach defektów im dyspersja jest mniejsza. Dla typowej wartości długości spójności w kryształach dielektrycznych ([35], tab. II) wynoszącej $10 \mu\text{m}$, stężenie centrów F_A powinno być rzędu 10^8 cm^{-3} , aby spełnić warunki dopasowania fazowego. Oznacza to np. dla kryształu NaCl jedno centrum F_A na $3 \cdot 10^{13}$ jonów Na^+ . Widać więc, że wymagane stężenia są bardzo małe.

W ogólności można stwierdzić, że pomiary WDH w kryształach z defektami mogą stać się nową metodą badań kryształów, mogą dostarczyć wielu interesujących wniosków. Wydaje się, że w pierwszym rzędzie będzie to sposób określania ilości defektów sieci krystalicznej, ich symetrii oraz rozkładu. Metoda ta pozwoli śledzić dynamikę sieci krystalicznej, a w szczególności reorientację defektów, ich dyfuzję lub znikanie. W analogiczny sposób można śledzić przejścia fazowe, zwłaszcza z dala od temperatury Curie, kiedy to znikają domeny szczałkowe. Celowe wydaje się poczynienie prób określenia rodzaju defektów powstałych w kryształach pod wpływem napromieniowania oraz innych fizycznych czynników zewnętrznych. W końcu trzeba zwrócić uwagę na pomiar parametrów optycznych wyższych rzędów w defektach sieci krystalicznej. Jest to zagadnienie zupełnie nowe i niezwykle ciekawe.

Zjawisko WDH pozwala oprócz tego na otrzymanie interesujących informacji o zmianie struktury krystalicznej i mechanizmie przejścia fazowego. Tego rodzaju badania temperaturowe prowadził przede wszystkim Bloembergen [36, 37] oraz grupa badaczy moskiewskich [38, 39]. Godne uwagi jest zastosowanie metody prozkowej [40-44] w badaniach kryształów ferroelektrycznych. Prace na ten temat są między innymi prowadzone w naszym laboratorium i będą przedmiotem odrębnej publikacji. Na uwagę zasługuje również WDH w kryształach posiadających środek symetrii; generacja drugiej harmonicznej możliwa jest w nich dzięki mechanizmowi kwadrupolowemu lub też dipolowemu elektrycznemu wymuszonemu polem elektrycznym.

5. Zakończenie

Celem niniejszej, oraz wcześniej opublikowanej [35] pracy, było przedstawienie możliwości metody wytwarzania drugiej harmonicznej w zastosowaniu do fizyki dielektryków. Omówiono główne kryteria wyboru nieliniowych materiałów optycznych interesujących z punktu widzenia optyki nieliniowej. Stabelaryzowano zasadnicze parametry charakteryzujące kryształy stosowane dotychczas w badaniach WDH. Omówiono wpływ struktury domenowej i de-

fektów sieci krystalicznej na przebieg zjawiska. Zaproponowano badanie zjawiska WDH w cienkich warstwach ferroelektrycznych. Po raz pierwszy przedstawiono modelowo zjawisko WDH na defektach sieci krystalicznej i zreferowano możliwe zastosowania tego efektu. Szeroko omówiono WDH w ośrodkach z anomalną dyspersją oraz zaproponowano badanie zjawiska wytwarzania drugiej harmonicznej światła w odpowiednio dobranych zabarwionych cieczach, umieszczonych w silnym stałym polu elektrycznym.

Serdecznie dziękuję Panu Profesorowi dr hab. St. Kielichowi za udostępnienie niektórych materiałów i dyskusje przeprowadzone podczas pobytu w Bordeaux.

Panu Profesorowi dr hab. J. Małeckiemu i p. mgr W. Kuczynskiemu gorąco dziękuję za ogromny trud przejrzenia rękopisu i cenne uwagi. Pani dr B. Hilcherowej składam podziękowanie za owocną pomoc.

Literatura

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, G. Weinreich, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 118 (1961).
- [2] F. Jona, G. Shirane, *Ferroelectric Crystals*, Pergamon Press 1962.
- [3] J. Stankowska, *Zagadnienia fizyki dielektryków*, Wyd. Kom. i Łączn., W-wa 1970, str. 123.
- [4] K. N. Maffitt, *J. Appl. Phys.*, **39**, 3878 (1968).
- [5] R. C. Miller, D. A. Kleinman, A. Savage, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 146 (1963).
- [6] R. C. Miller, *Phys. Rev.*, **134**, A 1313 (1964).
- [7] N. Bloembergen, *Proc. Intern. School of Physics „Enrico Fermi”*, Varenna, Como, Italy 1963.
- [8] G. Dolino, J. Lajzerowicz, M. Vallade, *Solid State Commun.*, **7**, 1005 (1969).
- [9] G. Dolino, J. Lajzerowicz, M. Vallade, *Phys. Rev.*, **B2**, 2194 (1970).
- [10] P. D. Maker, R. Terhune, M. Nisenoff, C. Savage, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 21 (1962).
- [11] D. Chemla, P. Kupecek, C. Schwartz, C. Schwab, A. Goltzene, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-7**, 126 (1971).
- [12] F. R. Nash, J. G. Bergman, G. D. Boyd, E. H. Turner, *J. Appl. Phys.*, **40**, 5201 (1969).
- [13] P. A. Franken, J. F. Ward, *Rev. Mod. Phys.*, **35**, 23 (1963).
- [14] P. D. Maker, R. W. Terhune, C. M. Savage, *Proc. 3rd Conf. on Quantum Electronics*, Paris 1963, New York: Columbia University Press 1964, str. 1559.
- [15] P. P. Bey, J. F. Giuliani, H. Rabin, *Phys. Rev. Letters*, **19**, 819 (1967).
- [16] F. Zernike, Jr., P. R. Berman, *Phys. Rev. Letters*, **15**, 999 (1965).
- [17] P. P. Bey, J. F. Giuliani, H. Rabin, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-4**, 932 (1968).
- [18] R. K. Chang, L. K. Galbraith, *Phys. Rev.*, **171**, 993 (1968).
- [19] P. P. Bey, J. F. Giuliani, H. Rabin, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-7**, 86 (1971).
- [20] S. Kielich, *Chem. Phys. Letters*, **2**, 569 (1968).
- [21] S. Kielich, *Acta Phys. Polon.*, **A37**, 205 (1970).
- [22] S. Kielich, *IEEE J. Quant. Electron.*, **QE-5**, 562 (1969).
- [23] S. Kielich, *Acta Phys. Polon.*, **36**, 621 (1969).
- [24] S. Kielich, *Opto-electronics*, **3**, 5 (1971).
- [25] S. Kielich, *Postepy Fizyki*, **22**, 181 (1971).
- [26] S. Kielich, *Postepy Fizyki*, **22**, 349 (1971).

- [27] G. Mayer, *CR Acad. Sci. (France)*, **267B**, 54 (1968).
- [28] C. C. Wang, *Phys. Rev.*, **178**, 1457 (1969).
- [29] W. D. Wołosow, J. W. Niłow, *Optika i Spektrosk.*, **21**, 715 (1966).
- [30] B. Hilczer, *Zagadnienia fizyki dielektryków*, Wyd. Kom. i Łączn., W-wa 1970, str. 157.
- [31] P. P. Fieofiłow, A. A. Kapljanskij, *Uspekhi Fiz. Nauk*, **76**, 201 (1962).
- [32] *Physics of Color Centers*, red. W. B. Fowler, Academic Press, New York—London 1968.
- [33] H. Rabin, Intern. Conference on Science and Technology of Non-metallic Crystals, New Delhi, India, January 13-17, 1969.
- [34] A. A. Kapljanski, *Optika i Spektroskop.*, **16**, 602 (1964).
- [35] A. Graja, *Postępy Fizyki*, **24**, 000 (1973).
- [36] J. P. Van der Ziel, N. Bloembergen, *Phys. Rev.*, **135**, A 1662 (1964).
- [37] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, New York 1965.
- [38] W. S. Suworow, A. S. Sonin, J. S. Rez, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **53**, 49 (1967).
- [39] W. S. Suworow, A. S. Sonin, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **54**, 1044 (1968).
- [40] A. Graja, *Phys. Status Solidi*, **27**, K 93 (1968).
- [41] S. K. Kurtz, T. T. Perry, *J. Appl. Phys.*, **39**, 3798 (1968).
- [42] A. Graja, *Acta Phys. Polon.*, **36**, 283 (1969).
- [43] A. Graja, *Acta Phys. Polon.*, **A37**, 539 (1970).
- [44] A. A. Filimonow, W. S. Suworow, J. S. Rez, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **56**, 1519 (1969).

Bronisław Kuchowicz

Wydział Chemii
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Problemy i osiągnięcia astrofizyki jądrowej. Część III. Powolny wychwyt neutronów w gwiazdach

Problems and Achievements of Nuclear Astrophysics. Part III. Slow Neutron Capture in Stars

Abstract: Recent ideas on the mechanism of nucleosynthesis of the majority of heavy nuclides (with mass numbers above 65) are outlined. Arguments based on theory and on correlations between neutron capture cross sections and nuclidic abundances point in favour of slow neutron capture (with beta decays between some of the capture processes) as the mechanism which is responsible for the production of the chemical elements between the iron group and bismuth.

8. Pierwiastki ciężkie w kosmochemii *

W poprzedniej części przeglądu, omawiając powstawanie nowych, coraz to cięższych pierwiastków chemicznych — jako rezultat procesów wytwarzania energii w gwiazdach, doszliśmy zaledwie do pierwiastków z grupy żelazowców ($A \lesssim 65$). Obecnie zajmujemy się powstawaniem jąder pierwiastków cięższych (tj. o liczbach masowych $A > 65$); muszą tu działać odmienne mechanizmy od już omówionych reakcji pomiędzy cząstkami naładowanymi. Choć bowiem spalaniu coraz to cięższych jąder we wnętrzu gwiazdy towarzyszy stały wzrost temperatury centralnej, pamiętać trzeba o następujących ograniczeniach:

1) maksimum energii wiązania nukleonu przypada dla jąder z grupy żelazowców. Jak mają się więc tworzyć jądra cięższe w reakcjach egzoenergetycznych?

2) ze wzrostem ładunku cząstek oddziałujących niezbędna staje się coraz większa energia kinetyczna dla przejścia przez barierę kulombowską. Syntezie

* Kolejność numeracji rozdziałów, wzorów, tablic i rysunków jest kontynuacją Części I i II (*Postępy Fizyki*, 22, 495 i 601 (1971)).

coraz to cięższych jąder we wnętrzu gwiazdy musiałby zatem towarzyszyć stały wzrost temperatury centralnej. Jakie jednak temperatury byłyby potrzebne, by w reakcjach pomiędzy cząstkami naładowanymi powstały we wnętrzu gwiazdy mierzalne ilości jąder ciężkich?

Ograniczenia wynikają tu stąd, że czas życia określonego jądra o średniej lub dużej liczbie masowej A — ze względu na reakcje z cząstkami naładowanymi — jest przy umiarkowanych temperaturach o całe rzędy wielkości większy od odpowiedniej skali czasu dla ewolucji gwiazdy. Ze zwiększaniem się temperatury natomiast dochodzi do ustalenia, choćby na krótki przeciąg czasu, warunków równowagi termodynamicznej ze względu na reakcje jądrowe, a następnie do wybuchu. Choć w procesie e nie powstają jeszcze pierwiastki ciężkie, odgrywa on podstawową rolę w umożliwieniu ich syntezy.

Materia wyrzucona w przestrzeń podczas wybuchu gwiazdy supernowej (czym może się kończyć aktywna ewolucja gwiazdy pierwszego pokolenia¹⁾) zostaje wymieszana ze znajdującym się tam gazem (przede wszystkim wodorem). Nowe gwiazdy, które teraz powstaną przez kondensację, będą już od początku zawierać pierwiastki cięższe od helu. Spalanie wodoru może w nich przebiegać według cyklu CNO, gdyż są już jądra-katalizatory. Zwróćmy uwagę na to, że w reakcji (13) tego cyklu powstaje jądro ^{13}C , stanowiące źródło neutronów. Wprawdzie już w gwiazdach pierwszego pokolenia istniały źródła neutronów, np. reakcje (61d) i (62c), jednakże pochodzące z nich neutrony nie mogły stworzyć pierwiastków ciężkich, brak było bowiem odpowiedniego materiału tarczowego. Tymczasem w gwiazdach drugiego pokolenia znajdują się już jądra żelazowców, stosunkowo łatwo wychytujące neutrony; możliwy staje się proces s (patrz rozdział 10). Pod koniec zaś ewolucji gwiazdy drugiego pokolenia może następować wybuch, w którym możliwy będzie inny proces przyłączania neutronów, zwany procesem r (mowa będzie o nim w następnej części artykułu).

Jak widać z przedstawionego tu zarysu ewolucji gwiazd drugiej generacji, nie trzeba wprowadzać żadnych dodatkowych założeń ani postulować specjalnych mechanizmów *ad hoc* dla wytłumaczenia nukleosyntezy pierwiastków ciężkich. Niezbędne dla takiej syntezy neutrony powstają w sposób naturalny w reakcjach jądrowych we wnętrzach gwiazd (patrz rozdz. 9) i w sposób równie naturalny ulegają wychytowi przez odpowiednie jądra-tarce. Gdybyśmy zaś próbowali ograniczyć się do reakcji pomiędzy cząstkami naładowanymi, nie udałooby się znaleźć odpowiednich obiektów czy też etapów ewolucji, odpowiedzialnych za syntezę pierwiastków ciężkich.

Procesy wychytu neutronów odpowiadają w zasadzie za powstanie wszystkich pierwiastków ciężkich (wyjątek stanowi tu niewielka liczba tzw. nuklidów pominiętych, o których wspomnimy przy okazji procesu p). Procesy przyłączania neutronów (s i r) można nazwać drugorzędowymi, jako że przebiegają one w materii, która zawierać musi domieszkę produktów nukleosyntezy z poprzedniego cyklu ewolucyjnego (tj. z gwiazd poprzedniej generacji). Nazwa

¹ Nie interesują nas dalsze losy gwiazdy jako np. białego karła czy czarnej jamy.

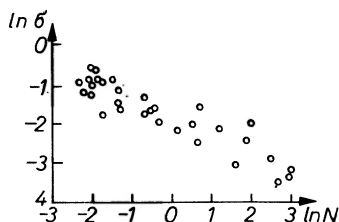
„drugorzędowe” nie musi wcale implikować przy tym, jakoby procesy te były mniej ważne.

Do argumentów z ewolucji gwiazd i z niemożności odwołania się do reakcji pomiędzy cząstkami naładowanymi czy też do procesów w stanie równowagi dochodzi jeszcze trzeci argument na rzecz roli procesów neutronowych w powstawaniu pierwiastków ciężkich: korelacje między rozpowszechnieniem nuklidów a ich neutronowymi przekrojami czynnymi. Wspomniemy o tym szerzej w rozdziale 11, obecnie tylko zwrócimy uwagę na historyczną drogę, prowadzącą do uznania tego faktu.

Odkąd Mendelejew podał prawo okresowości, poszukiwano zależności pomiędzy rozpowszechnieniem pierwiastków chemicznych w układzie słonecznym, a ich właściwościami chemicznymi (patrz rozdz. 2 w części I). Już przed 36 laty Goldschmidt [106] wskazał na brak takiej zależności; potwierdziły to dalsze badania [107, 17, 18, 15]. Badania skorupy ziemskiej, materii meteorytowej i powłok gwiazdnych coraz wyraźniej wskazywały na powiązanie mechanizmu powstawania pierwiastków chemicznych z właściwościami ich jąder. Stało się to szczególnie widoczne po opublikowaniu przez Hughesa i współpracowników [108, 109] pierwszych danych o wynikach napromienienia pierwiastków ciężkich neutronami z rozszczepienia. Alpher wraz z Gamowem [38, 39] zauważyli, że przekroje czynne na wychwyt radiacyjny neutronu są mniej więcej odwrotnie proporcjonalne do rozpowszechnienia rozważanych pierwiastków w układzie słonecznym. Rozważania te legły u podstaw teorii alfa-beta-gamma, którą przedstawiłem w zarysie w rozdziale 3. Cały proces powstania pierwiastków miał się odbyć we wczesnej fazie ewolucji Wszechświata (*big bang*). Średnia energia neutronów wynosić miała więcej niż 10^3 eV, gdyż dla neutronów rezonansowych czy też termicznych trudno się doszukać korelacji między przekrojem czynnym a rozpowszechnieniem pierwiastka. Choć przy użyciu samego tylko mechanizmu wychwytu neutronów we wczesnym Wszechświecie nie udało się wyjaśnić powstania wszystkich pierwiastków chemicznych, ostatecznie [44] okazało się, że teoria alfa-beta-gamma tłumaczy tzw. kosmiczną syntezę deuteru, helu i litu. Korelacje między przekrojami czynnymi na wychwyt neutronów a rozpowszechnieniem pierwiastków (w rodzaju przedstawionej na rys. 12) pozostały także faktem, świadczącym o istnieniu pewnej więzi między wychwytem neutronów a powstawaniem pierwiastków, choć więzi tej nie należało sobie wyobrażać tak prosto, jak w teorii Alphera i Gamowa. W ciągu wielu lat, które minęły od wysunięcia tej teorii, wyznaczono precyzyjnie rozpowszechnienie poszczególnych izotopów różnych pierwiastków, a także zmierzono przekroje reakcji (n, γ) dla rozdzielonych izotopów. Okazało się, że korelacje istnieją pomiędzy tymi przekrojami a rozpowszechnieniem — także dla poszczególnych izotopów tego samego i różnych pierwiastków. Do kwestii tej powrócimy w rozdziale 11.

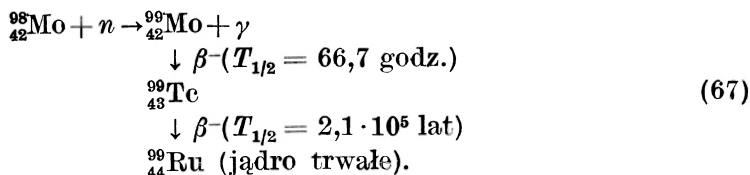
Zgodnie z teorią α - β - γ nukleosynteza przez kolejne wychwyty neutronów odbyć się miała w skali kosmicznej. W miarę narastania wiedzy o reakcjach jądrowych wydawało się jednak coraz bardziej możliwe przeniesienie procesów

wychwytu neutronów do gwiazd, wskazały na to także wyniki obserwacji astronomicznych. Przełomową rolę odegrało w tym względzie doniesienie Merriлла [24] w 1952 roku o odkryciu linii emisyjnych technetu w atmosferach gwiazd klasy *S*. Pierwiastek ten, jak wiadomo, nie ma ani jednego trwałego



Rys. 12. Pierwsze graficzne przedstawienie korelacji pomiędzy przekrojem czynnym $\sigma(n, \gamma)$ na wychwyt neutronu o energii rzędu 1 MeV, a względnym rozpowszechnieniem N danego pierwiastka w materii układu słonecznego. Skala logarytmiczna na obu osiach. Rysunek zaczerpnięty z pracy Alphera [39], który korzystał z danych Hughesa i współpr. [108, 109] oraz Browna [107]. Wartość $\sigma(n, \gamma)$ — wyrażona w barnach, N — unormowane tak, że $N(\text{Si}) = 10^4$

izotopu. Powstawanie jego (w sposób ciągły) w czerwonym olbrzymie wiąże się z wychwytem neutronu przez trwałe nuklid ^{98}Mo oraz z następującą po tym przemianą beta:



Aby zrozumieć lepiej fizyczne podstawy mechanizmu tworzenia pierwiastków ciężkich, wspomnijmy o pewnych znanych skądinąd faktach z fizyki jądrowej. Pierwsze: jak wygląda powstawanie pierwiastków na tablicy nuklidów? Rys. 13 przedstawia nam tablicę nuklidów w schematycznym ujęciu: czarnymi kwadracikami zaznaczono jądra trwałe i długo żyjące, linią łamaną otoczono obszar, w którym znajdują się znane jądra promieniotwórcze. Dwie grube krzywe odpowiadają jądom, dla których energia wiązania ostatniego neutronu bądź protonu jest równa zero ($B_n = 0$ lub $B_p = 0$). Linie te w zasadzie ograniczają obszar, wewnątrz którego mogą istnieć jądra promieniotwórcze. Obszar zaczerpnięty na rys. 13 stanowi tzw. ścieżkę stabilności. Jeśli jakieś jądro z tego obszaru wychwyci neutron, wtedy przesuwa się wzdłuż linii poziomej, może przy tym wyjść poza ścieżkę stabilności — i wtedy ulegnie przemianie β^- , która sprowadzi je z powrotem na tę ścieżkę, zwiększając liczbę porządkową. Jądro to może wtedy znów wychwycić neutron, ulec przemianie β^- itd. Jeśli tylko spełniony jest warunek, wiążący średni czas życia jądra ze względu na reakcję (n, γ) : $t_{n, \gamma}$ — ze średnim półokresem dla występujących po drodze przemian beta:

$$t_{\beta} \ll t_{n, \gamma}, \tag{68}$$

wtedy wychwyt neutronów odbywa się powoli w porównaniu z półokresami odpowiednich przemian beta. Jest to proces *s*; nazwa ta pochodzi od angielskiego wyrazu *slow* — powolny. W procesie tym, ze stosunkowo lekkich jąder zarodzi, tworzą się stopniowo coraz cięższe jądra (i pierwiastki), jednocześnie proces ten przebiega stale w pobliżu ścieżki stabilności. Warunki fizyczne, przy jakich proces ten ma przebiegać w przyrodzie, charakteryzować się muszą występowaniem pewnego niewielkiego strumienia neutronów w ciągu dłuższego czasu.

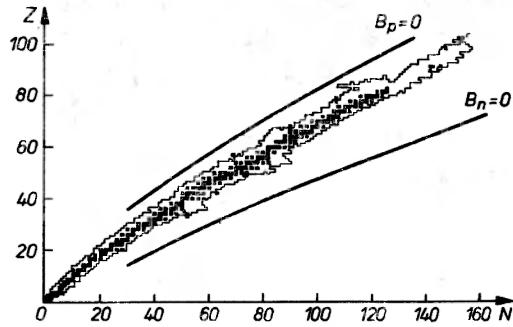
A co będzie, jeśli warunki fizyczne (jak np. podczas wybuchu gwiazdy supernowej) doprowadzą do pojawienia się dużego strumienia neutronów w ciągu krótkiego czasu? Wtedy z uwagi na dużą liczbę neutronów odstępy czasu pomiędzy ich kolejnymi wychwytemi przez to samo jądro mogą być znacznie mniejsze od odpowiednich półokresów dla przemiany beta, spełniony będzie więc warunek:

$$t_{n,\gamma} \ll t_{\beta} . \quad (69)$$

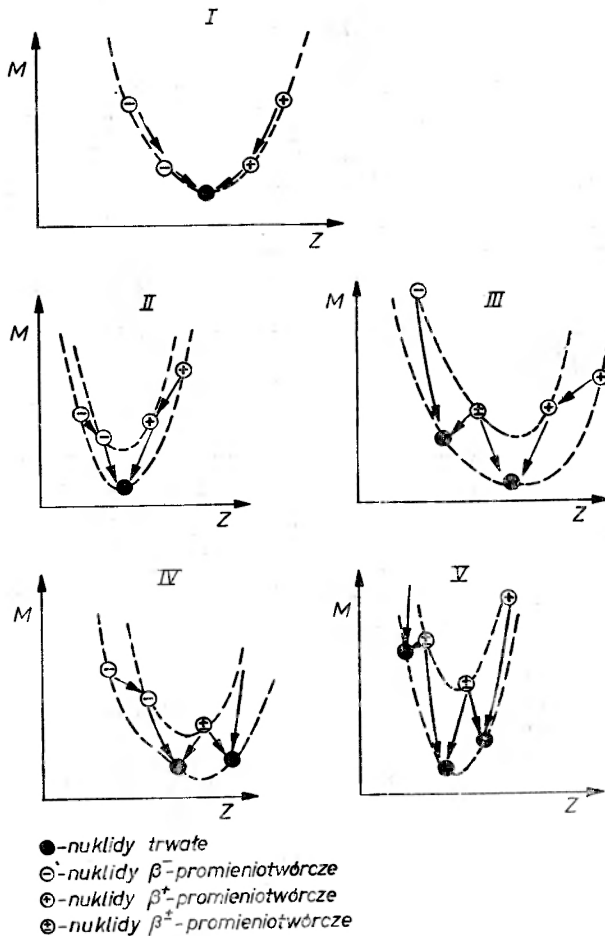
Jeśli na rys. 13 wystartujemy z określonego miejsca na ścieżce stabilności, wtedy w wyniku prawie jednoczesnego dołączenia wielu neutronów przesuniemy się w poziomie aż do granicy obszaru, w którym mogą istnieć jądra, tj. do linii $B_n = 0$. Dopiero w pobliżu tej linii półokresy przemiany β^- są porównywalne z odstępem czasu pomiędzy przyłączeniem kolejnych neutronów, i przemiana β^- może następować, a cały proces będzie przebiegać w pobliżu linii $B_n = 0$, aż do zużycia dostępnych neutronów. Po zakończeniu tego procesu wytworzone jądra, o dużym nadmiarze neutronów, doznawać będą wielu kolejnych przemian β^- , zbliżając się do ścieżki stabilności. Wspomniany proces nazwano procesem *r* (z angielskiego *rapid* — szybki) albo szybkim wychwytem neutronów.

Dla lepszego uwypuklenia różnicy między procesami *s* i *r* w nukleosyntezie przypomnijmy analizę trwałości jąder korzystając z wzoru Bethego-Weizsäckera. Masy izobarów układają się na parabolach (rys. 14). Dla nieparzystych A jest tylko jedna parabola, dla parzystych wartości A — dwie: górna dla jąder nieparzysto-nieparzystych, dolna — dla jąder parzysto-parzystych. Jeśli nie brać pod uwagę możliwości tzw. podwójnej przemiany beta, wtedy wśród izobarów o nieparzystym A jeden okazuje się trwały (rys. 14.I), a wśród izobarów o parzystym A — trwały jest jeden (rys. 14.II), dwa (rys. 14.III i 14.IV) lub trzy (rys. 14.V). Po lewej stronie znajdują się izobary o nadmiarze neutronów (rozpadające się przede wszystkim przez przemianę β^-), po prawej zaś — izobary neutrono-deficytowe. Te ostatnie nigdy nie mogą powstać w procesach przyłączania neutronów. Tak więc nuklidy trwałe znajdujące się na rys. 14.IV i 14.V całkiem na prawo mogą powstać tylko w reakcjach (γ, n) lub poprzez radiacyjny wychwyt protonu.

Z drugiej znów strony, powstawanie izobarów o skrajnie małej wartości Z w procesie *s* jest równie trudne do wyobrażenia. Są to te trwałe izobary, które na rys. 14.III i 14.V leżą skrajnie na lewo. Nie przechodzi przez nie ścieżka



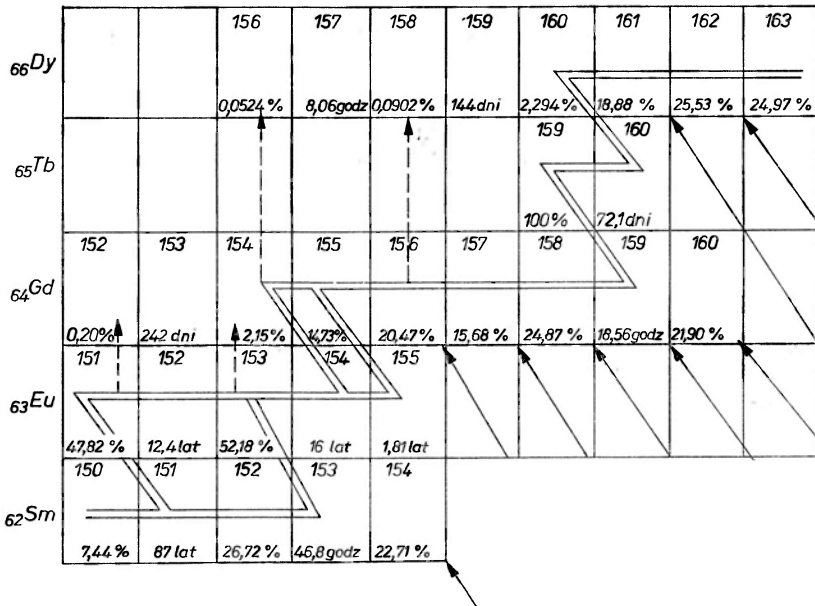
Rys. 13. Tablica nuklidów w schematycznym ujęciu. Objaśnienia w tekście



Rys. 14. Trwałość izobarów jądrowych względem przemiany beta. Oś rzędnych: masa izobaru, oś odciętych: liczba porządkowa. Rys. I — jedyna możliwość dla nieparzystego A , reszta — dla parzystej liczby masowej A

procesu s , są one natomiast końcowymi produktami łańcucha przemian beta nietrwałych jąder o dużym nadmiarze neutronów, wytworzonych w procesie r .

Przedstawione przed chwilą wywody zilustrować można fragmentem tablicy nuklidów, z naniesioną nań „ścieżką” procesu s (rys. 15). Przypadkowi III z rys. 14 odpowiadają pary izobarów o liczbach masowych 154 i 160; izobar o większej liczbie neutronów (^{154}Sm i ^{160}Gd) może powstać wyłącznie w procesie r , jako produkt końcowy łańcucha przemian β^- nuklidów o dużym nadmiarze neutronów (znajdujących się na lewo u góry na parabolach z rys. 14.III). Izobar trwały o najmniejszej możliwej wartości Z (przy danym A) jak gdyby „osłania” dane jądra przed przejściem bardziej na prawo na rys. 14.III czy też ku górze na lewo na rys. 15; trafne jest więc nazwanie takiego izobaru osłaniającym. Następny jeden czy też dwa izobary trwałe o tej samej liczbie masowej nazywa się izobarami osłoniętymi.



Rys. 15. Fragment tablicy nuklidów ze ścieżką procesu s (\Rightarrow) oraz zaznaczeniem procesów r i p . Liczba neutronów w jądrze wzrasta od strony lewej do prawej, liczba protonów — ku górze. Dla nuklidów trwałych podano rozpowszechnienie (zawartość procentowa poszczególnych izotopów danego pierwiastka), dla nietrwałych — półokresy zaniku w stanie podstawowym

Przypadkowi IV z rys. 14 odpowiadają pary izobarów o liczbach masowych 152 i 158; izobar o większej liczbie Z nie może powstać w żadnym procesie wychwytu neutronów. Izobary takie jak np. ^{152}Gd nazywa się izobarami pominiętymi. Powstanie ich można wytłumaczyć odwołaniem się do innego procesu, polegającego na przyłączaniu protonów do już istniejących jąder ciężkich; jest to proces p , o którym mowa będzie w dalszej części przeglądu. Produkty procesu p odznaczają się nikłym rozpowszechnieniem w porównaniu z produktami procesów s i r . Zarówno z tablicy I jak i z rys. 15 widać, że wkład

izotopów pominiętych do rozpowszechnienia jakiegoś pierwiastka (a chodzi przy tym tylko o pierwiastki o Z parzystym, i to jeszcze nie wszystkie!) jest zazwyczaj grubo niższy niż 1%. Nie w tym dziwnego. Wszak bariera kulombowska wokół jąder o dużym Z utrudnia wbijanie protonów (nie mówiąc już o znacznie mniej prawdopodobnym wbijaniu innych cząstek naładowanych).

9. Źródła neutronów w gwiazdach

Spośród reakcji, które mogą dostarczyć neutronów w gwiazdzie, na pierwszym miejscu wymienić trzeba reakcję (73) z tablicy III. Znajduje się ona tam na pierwszym miejscu ze względu na kolejność ewolucji, a nie na ważność. Jeśli wziąć pod uwagę kosmiczną syntezę paru najlżejszych nuklidów (jak w teorii α - β - γ), to nie ulega wątpliwości fakt, że w zagęszczającej się grawitacyjnie masie gwiazdy pierwsze źródło energii jądrowej stanowi spalanie deuteru (temperatura zapłonu rzędu miliona stopni). Deuter wypala się w reakcji (73) oraz w dwóch z nią konkurujących procesach:



Obecność helu-3, będącego silnym pochłaniaczem neutronów w procesie



sprawia jednak, że reakcja (73) nie liczy się w praktyce jako źródło neutronów dla produkcji pierwiastków ciężkich [6].

Tablica III

Źródła neutronów w procesie s

Reakcja	Temperatura (w °K)	Wydajność neutronowa (N_n/N_{Fe})
${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$ (73)		< 1
${}^{13}\text{C} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{16}\text{O} + n + 2,20 \text{ MeV}$ (74)	10^8	< 1 (bez mieszania) ≤ 2000 (z mieszaniem [118])
${}^{21}\text{Ne} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{24}\text{Mg} + n + 2,58 \text{ MeV}$ (75)		14
${}^{22}\text{Ne} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{25}\text{Mg} + n - 0,48 \text{ MeV}$ (76)	$> 2 \cdot 10^8$	10
${}^{18}\text{O} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{21}\text{Ne} + n - 0,705 \text{ MeV}$ (77)	$> 3,5 \cdot 10^8$	
${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{23}\text{Mg} + n - 2,603 \text{ MeV}$ (78)	$9 \cdot 10^8 \div 1,2 \cdot 10^9$	$5 \div 25$
${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} \rightarrow {}^{31}\text{S} + n + 1,459 \text{ MeV}$ (79)	$10^9 - 2 \cdot 10^9$	~ 100

Uwaga: Wydajność neutronową charakteryzujemy podając liczbę neutronów przypadających na jedno jądro zarodzi (te ostatnie jądra oznaczamy symbolicznie jako jądra żelaza).

Podczas spalania wodoru w centrum gwiazdy neutrony nie powstają. Ciekawe procesy produkcji neutronów są natomiast możliwe już po wypaleniu

wodoru we wnętrzach takich gwiazd, w których przebiegał cykl CNO. Jeszcze zanim się zacznie spalanie helu w procesie 3a, w fazie kontrakcji grawitacyjnej jądra helu wstąpią w reakcję (74), znacznie bardziej prawdopodobną od dwu-etapowego procesu (53). Zwrócili na to uwagę Cameron [110] i Greenstein [111]. Dalsze reakcje typu (α, n) jako źródła neutronów w gwiazdach zaproponowali Fowler i Burbidge'owie [112]; była wśród nich reakcja (75) i podobne reakcje typu (α, n) na jądrach ^{17}O , ^{25}Mg i ^{26}Mg . Zarówno za, jak i przeciw podobnym reakcjom jako źródłom neutronów wysuwano różne argumenty. Zasadnicze kłopoty związane z gwiazdnymi źródłami neutronów sprowadzają się: a) do nieznanego rozpowszechnienia nuklidów, z którymi mogłyby oddziaływać jądra helu; b) do występowania niepożądanych reakcji, w których neutrony byłyby zużywane.

Szczególnie niepożądaną „trucizną neutronową” jest jądro ^{14}N , którego obfitość pod koniec cyklu CNO niemal o dwa rzędy przewyższa obfitość jądra ^{13}C (patrz równanie (49)). W reakcji



zużywa się znaczna część neutronów z reakcji (74). Nawet gdyby w reakcjach protonów z procesu (80) z jądrami ^{12}C tworzyły się jądra ^{13}N , a więc i ^{13}C , normalne stężenie ^{12}C w cyklu CNO wydaje się być zbyt małe, by ratować sytuację, zwłaszcza że rozpad ^{14}C prowadzi do odtworzenia pierwotnej obfitości ^{14}N . Jak wskazał na to Cameron [110], można uniknąć wspomnianych trudności z reakcją (74) jako źródłem neutronów, jeśli przyjąć, że w fazie olbrzyma zachodzi poważne mieszanie pomiędzy rdzeniem a powłoką. Możliwe jest to np. w takim modelu czerwonego olbrzyma [113, 114], w którym w wyniku niestabilności konwekcyjnej następuje wciąż dopływ wodoru z otoczki do powłoki helowej, otaczającej rdzeń węglowy. W powłoce helowej w procesie 3a tworzą się wciąż nowe jądra ^{12}C , z którymi gwałtownie reaguje wodór, tworząc ^{13}C . Istotną cechą przedstawionego modelu jest to, że duży nadmiar ^{12}C i ^4He nie pozwala na wytworzenie się znaczniejszej koncentracji jąder ^{14}N .

W cyklu neonowo-sodowo-magnezowym spalania wodoru występuje jądro ^{21}Ne , którego spalanie w obecności helu stanowić może źródło neutronów. Jądro ^{21}Ne może się tworzyć także z ^{20}Ne , rozpowszechnionego produktu spalania węgla, w wysokich temperaturach podczas spalania wodoru w powłoce otaczającej rdzeń helowy czerwonych olbrzymów [57, 112].

Ważniejsze wydają się procesy (76) i (77), które nie mogą jednak przebiegać przed zapaleniem się helu. Cameron [115] zwrócił uwagę na to, że w trakcie spalania helu wypala się również ^{14}N — najobfitszy katalizator z cyklu CNO. Jest to ciąg procesów:



po których mogą nastąpić reakcje (76) i/albo (77). Wprawdzie obie reakcje produkcji neutronów są endoenergetyczne, jednakże progi ich są tak niskie, że mogą one przebiegać wydajnie w temperaturach podanych w tabelicy III. Próg jest niższy dla reakcji (76) niż dla (77), a więc ta ostatnia reakcja nie odgrywa praktycznie roli jako źródło neutronów. Jądro ^{18}O może być tylko ogniwem pośrednim na drodze do wytworzenia źródła neutronów — jądra ^{22}Ne . W miarę, jak podczas spalania helu temperatura rośnie do $2 \cdot 10^8$ °K, tworzą się z azotu jądra ^{22}Ne ; spalanie ich w procesie (76) jest możliwe dopiero powyżej owej temperatury. Bliższa analiza warunków we wnętrzu gwiazdy o masie rzędu paru mas słonecznych wykazała, że obfitość helu jest jeszcze tak duża, iż proces (76) jest w pełni realny.

Także po wypaleniu helu mogą w gwiazdach przebiegać reakcje dostarczające neutronów: podczas spalania węgla i spalania tlenu. W odróżnieniu od omawianych dotychczas źródeł neutronów reakcje (78) i (79) należą do głównego nurtu reakcji wytwarzania energii w gwiazdach. Znaczna jest ich wydajność neutronowa.

Również na dalszych etapach ewolucji gwiazdy, podczas spalania krzemu, siarki itp., występują reakcje, w których wytwarzane są neutrony. Podczas procesu e możliwa jest produkcja neutronów w całej gamie różnorodnych reakcji; z drugiej strony jednak, w warunkach równowagi statystycznej pierwiastki ciężkie ulegają zniszczeniu. Dochodzimy już jednak do procesu r , dla którego źródła neutronów mają inny charakter; mowa będzie o nich w następnej części artykułu.

10. Teoria procesu s

Nowoczesna koncepcja syntezy pierwiastków ciężkich w dwóch procesach wychwytu neutronów przedstawiona została wyraźnie przed kilkunastu laty przez Burbidge'ów, Fowlera i Hoyle'a w ich fundamentalnej monografii B^2FH [57] oraz przez Camerona [116]; rozwinęły ją grupy fizyków i astrofizyków, skupione zwłaszcza wokół wspomnianych badaczy. W przedstawieniu teoretycznych aspektów procesu s korzystać będziemy przede wszystkim z dwóch fundamentalnych prac szkoły kalifornijskiej, oznaczanych przez specjalistów symbolami $CFHZ$ [117] oraz SFC [118], oraz z dwóch innych prac członków tej grupy [119, 120].

Sformułujmy na wstępie założenia, związane z naszymi wyobrażeniami o procesie s :

1. W pewnym obszarze we wnętrzu gwiazdy zachodzi produkcja neutronów (w jednym lub kilku spośród procesów omówionych w poprzednim rozdziale); produkcja ta zależy od czasu.

2. W obszarze tym istnieją jądra, które są w stanie pochłaniać neutrony w procesie ${}^A_Z\text{X}(n, \gamma) {}^{A+1}_Z\text{X}$. Jeśli wytworzone jądro ${}^{A+1}_Z\text{X}$ okaże się nietrwałe, wtedy ulega przemianie β^- do ${}^{A+1}_{Z+1}\text{Y}$, a to ostatnie jest zazwyczaj trwałe (wszak posuwamy się tuż przy ścieżce stabilności). Obowiązuje przy tym warunek (68),

można więc z dość dobrym przybliżeniem zaniedbać obfitości jąder nietrwałych: spośród dwóch izobarów rozważać będziemy w praktyce tylko jeden, a więc do charakterystyki nuklidu, leżącego na szlaku procesu s , wystarcza podanie liczby A .

Układ równań kinetycznych dla zmiany stężeń poszczególnych nuklidów w czasie podobny będzie do układu podanego w rozdziale 6.B dla stężeń w cyklu $p-p$.

Niech $N_A(t)$ oznacza stężenie nuklidu o liczbie masowej A , a σ_A — przekrój czynny na reakcję (n, γ) dla tegoż nuklidu. Wielkość $n_n(t)$ jest to stężenie neutronów (swobodnych) w rozważanym obszarze — jednorodnie, ale zależnie od czasu. Wzory (33) i (34) z rozdziału 6.A stosują się i do reakcji (n, γ) . Tak więc liczba tychże reakcji zachodzących w jednostce objętości na jednostkę czasu wynosi dla nuklidu o liczbie masowej A :

$$r_n = \langle \sigma \rangle_A v_T n_n(t) N_A(t), \quad (84)$$

gdzie średni przekrój czynny $\langle \sigma \rangle_A$ określony jest następująco:

$$\langle \sigma \rangle_A = \frac{\langle \sigma v \rangle_A}{v_T}. \quad (85)$$

Tutaj uśrednienie dokonane zostało po widmie względnych prędkości neutronu v :

$$\langle \sigma v \rangle_A = \int_0^{\infty} \sigma_A v \Phi(v) dv, \quad \Phi(v) = \frac{4}{\sqrt{\pi} v_T} \left(\frac{v}{v_T} \right)^2 e^{-\left(\frac{v}{v_T} \right)^2} \quad (86)$$

gdzie oznaczyliśmy:

$$v_T = \sqrt{\frac{2kT}{\mu_n}} \approx \sqrt{\frac{2kT}{M_n}} \left(1 + \frac{M_n}{2M_A} \right), \quad (87)$$

a μ_n oznacza zredukowaną masę neutronu $(M_n \times M_A)/(M_n + M_A)$. Jak widać z (87), w rozważanym zakresie liczb masowych jąder (od 50 do 200) można przyjąć v_T jako stałą, charakteryzującą prędkość neutronu niezależnie od jądra tarczy. Jest ponadto ważnym faktem doświadczalnym, że wielkość $\langle \sigma \rangle_A$ jest bardzo bliska liczbowo przekrojowi czynnemu $\sigma_A(T)$ mierzonemu przy prędkości v_T .

Korzystając z wzoru (84) możemy zapisać następująco równania kinetyczne opisujące stężenia nuklidów o liczbach masowych A :

$$\frac{dN_A(t)}{dt} = -\langle \sigma \rangle_A v_T n_n(t) N_A(t) + \langle \sigma \rangle_{A-1} v_T n_n(t) N_{A-1}(t). \quad (88)$$

Uznając wielkość v_T za stałą możemy wprowadzić nową zmienną niezależną (jednakową dla wszystkich równań):

$$\tau = v_T \int n_n(t) dt \quad (89)$$

przy której użyciu układ (88) zapisuje się w prosty sposób:

$$\frac{dN_A}{d\tau} = -\langle\sigma\rangle_A N_A + \langle\sigma\rangle_{A-1} N_{A-1}. \quad (90)$$

Ponieważ w dalszym ciągu mieć będziemy do czynienia tylko ze średnim przekrojem czynnym, uśrednionym po makswellowskim widmie prędkości względnych neutronów zgodnie z wzorami (85) i (86), wystarczy nam o tym pamiętać i dla prostoty zapisu można opuścić nawiasy przy symbolu przekroju czynnego.

Zmienna τ , zwana ekspozycją neutronową, mierzy scałkowany w czasie (od pewnej chwili początkowej do chwili danej) strumień neutronów. Wskazuje nam ona, ile neutronów od początku przeszło przez daną jednostkę powierzchni. W chwili początkowej ($t = 0$) mamy jednocześnie $\tau = 0$.

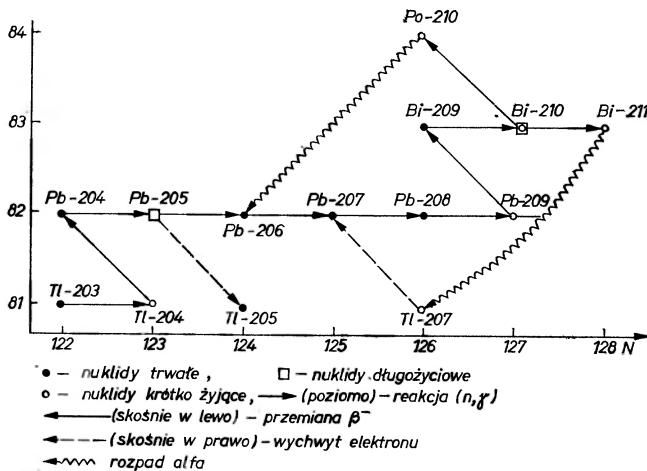
Powstaje pytanie: ile jest równań typu (90) i jakie są dla nich warunki początkowe? Do tego, by w gwiazdach drugiego pokolenia możliwy był proces s , konieczna jest obecność jąder-zarodki. Fakt, że przekroje czynne na wychwyty neutronów przez jądra lekkie są na ogół znacznie mniejsze niż dla jąder cięższych, oraz rozpowszechnienie żelazowców — porównywalne z rozpowszechnieniem pierwiastków lekkich (rys. 2) skłania nas do przyjęcia jąder żelazowców jako najbardziej efektywnych jąder-zarodki. Analiza składu izotopowego materii w układzie słonecznym wskazuje na silne maksimum rozpowszechnienia dla ^{56}Fe . Rozpowszechnienie sąsiednich nuklidów jest o rząd wielkości niższe i spada w kierunku tak malejących jak i rosnących wartości A . Można więc przyjąć jako warunki początkowe dla układu (90):

$$N_A(0) = \begin{cases} N_{56}(0) & \text{dla } A = 56, \\ 0 & \text{dla } A > 56. \end{cases} \quad (91)$$

Pierwsze z równań układu (90) opisuje zanik nuklidu o $A = 56$, zawiera zatem tylko jeden wyraz (ze znakiem minus) po prawej stronie. Układ równań (90) kończy się natomiast równaniem dla nuklidu o $A = 209$, dalej bowiem przemiana alfa prowadzi do obiegu zamkniętego, przedstawionego na rys. 16.

Kiedy nukleosynteza w procesie s doprowadzi do powstania jądra ^{210}Bi , dalsze jego losy zależą od tego, w którym z dwóch możliwych stanów izomerycznych ono powstanie. Ze stanu o półokresie zaniku równym 5 dniom przejdzie ono w znany emiter alfa, izotop polonu ^{210}Po ($T_{1/2} = 138,4$ dni). Przejście od ^{210}Po do ^{206}Pb zamyka pętlę górną. Jeśli natomiast ^{210}Bi powstanie w stanie o półokresie 2,6 mln lat, wtedy zdąży przed rozpadem wychwycić jeszcze jeden neutron, a dopiero powstały w ten sposób nuklid ^{211}Bi poprzez przemianę alfa przechodzi w ^{207}Tl , kolejna zaś przemiana β^- prowadzi do trwałego nuklidu ^{207}Pb . Jest to pętla dolna na rys. 16. W wyniku przedstawionych procesów stale rosną liczby jąder ^{206}Pb , ^{207}Pb , ^{208}Pb i ^{209}Bi , nie ma zaś żadnej możliwości przeskoczenia przez obszar bardzo nietrwałych pierwiastków pomiędzy bizmutem a torem. Do równań dla nuklidów o $A = 206$ i 207 trzeba wprowadzić wyrazy, uwzględniające recyrkulację. Jest to oddzielny, złożony

problem, postawiony już w pracach B²FH [57] i CFHZ [117], a rozwiązany ostatecznie przez Clayтона i Rassbacha [121]. Z braku miejsca odsyłam zainteresowanych do tej pracy, jak również do podsumowania jej wyników w referacie Clayтона [122] na sympozjum paryskim. W tym miejscu zaznaczymy, że



Rys. 16. Przebieg końcowej części procesu *s*

spowodowana obiegiem zamkniętym pod koniec procesu *s* modyfikacja równań sprowadza się w największym uproszczeniu do uzupełnienia równania dla $A = 206$ dodatkowym wyrazem; a pozostałe równania zachowują pierwotną postać. Mamy zatem układ:

$$\frac{dN_{56}}{d\tau} = -\sigma_{56} N_{56}, \quad \frac{dN_{206}}{d\tau} = -\sigma_{206} N_{206} + \sigma_{205} N_{205} + \sigma_{209} N_{209}, \quad (92)$$

$$\frac{dN_A}{d\tau} = -\sigma_A N_A + \sigma_{A-1} N_{A-1} \quad \text{dla} \quad 57 \leq A \leq 209, \quad A \neq 206.$$

Z dala od liczb magicznych można stosować tzw. przybliżenie lokalne, przy którym stężenie danego jądra prawie się nie zmienia; prowadzi to do wniosku o stałości iloczynu przekroju na wychwyty neutronu przez rozpowszechnienie danego nuklidu:

$$\sigma_A N_A \approx \sigma_{A-1} N_{A-1}. \quad (93)$$

Przybliżenie lokalne stanowi prosty sprawdzian słuszności koncepcji procesu *s* (patrz rozdz. 11). Podajmy obecnie w ślad za B²FH analogię hydrodynamiczną dla równań procesu *s*. Wyobraźmy sobie szereg zagłębień w korycie rzeki. Każde z nich odpowiada określonej wartości A , a jego objętość jest proporcjonalna do σ_A^{-1} . Jeśli woda wpływa w określonym miejscu, a numeracja zagłębień jest zgodna z kierunkiem przepływu wody, wtedy widzimy, że woda nie może dojść do zagłębienia o numerze $(A+1)$ dopóki nie wypełni zagłębienia A . Do zagłębienia na końcu koryta woda dojść może dopiero wtedy,

gdy wszystkie zagłębienia na jej drodze zostaną wypełnione; następnie możliwy będzie przepływ stacjonarny i woda będzie płynąć od pierwszego do ostatniego zagłębienia, bez jakiegokolwiek zmiany poziomu w miejscach pośrednich. Analogia ta nie jest pełna, gdyż w hydrodynamice nie jest możliwy przepływ przez określone wgłębienie, dopóki nie będzie ono całkowicie wypełnione, tymczasem dla procesu jądrowego istnieje zawsze skończone prawdopodobieństwo tego, że taki przepływ się odbędzie. Stan nasycenia dla określonego nuklidu, scharakteryzowany lokalnie równością (93), odpowiada właśnie przepływowi stacjonarnemu.

Jeśli dysponujemy wystarczająco dużą liczbą neutronów, wtedy ostatni nuklid w procesie s osiągnie rozpowszechnienie maksymalne, zgodne z równością (93), która ponadto z równości słusznej lokalnie przekształci się w równość uniwersalną, dla wszystkich nuklidów powstających w procesie s . Jeśli jednak nie mamy dostatecznej liczby neutronów, wtedy stwierdzimy, że iloczyn $\sigma_A N_A$ będzie monotonicznie malejącą funkcją liczby masowej A .

Układami równań w rodzaju (92) zajmował się już na początku naszego stulecia Bateman [123]. Łatwo uzyskać jego rozwiązanie wprowadzając transformację Laplace'a stężenia $N_A(\tau)$:

$$\bar{N}_A(s) = \int_0^{\infty} e^{-s\tau} N_A(\tau) d\tau. \quad (94)$$

Wtedy układ (92) przejdzie w układ równań algebraicznych, którego rozwiązaniem jest:

$$\bar{N}_A(s) = N_{56}(0) \frac{\sigma_{A-1} \sigma_{A-2} \dots \sigma_{56}}{(s + \sigma_A)(s + \sigma_{A-1}) \dots (s + \sigma_{56})}. \quad (95)$$

Przybliżenie lokalne (93) wskazuje nam, że iloczyn $\sigma_A N_A$ będzie funkcją wolniej zmienną niż N_A . Dogodnie jest także wyrazić wszystkie obfitości powstałe w procesie s w przeliczeniu na jedno jądro zarodzi ^{56}Fe . Z tego względu zamiast funkcji $N_A(s)$ dogodniej jest rozważać funkcje $\bar{\Psi}_A(s)$ określone następująco:

$$\bar{\Psi}_A(s) = \frac{\sigma_A \bar{N}_A(s)}{N_{56}(0)}, \quad (96)$$

od nich zaś przejść do funkcji $\Psi_A(\tau) = N_A(\tau) \sigma_A / N_{56}(0)$ poprzez odwrócenie transformacji Laplace'a; oto wyniki otrzymane przy dwóch odmiennych założeniach:

I. gdy wśród przekrojów czynnych wszystkie są różne:

$$\Psi_A(\tau) = \sum_{B=56}^A C_{AB} e^{-\sigma_B \tau}, \quad (97)$$

gdzie współczynniki C_{AB} nie zawierają w mianowniku wyrażenia $(\sigma_B - \sigma_B)$:

$$C_{AB} = \frac{\sigma_{56} \sigma_{57} \dots \sigma_A}{(\sigma_A - \sigma_B)(\sigma_{A-1} - \sigma_B) \dots (\sigma_{56} - \sigma_B)}; \quad (98)$$

II. gdy wszystkie przekroje czynne są identyczne ($\sigma_A = \sigma$):

$$\Psi_A(\tau) = \frac{\sigma}{(A-56)!} (\sigma\tau)^{A-56} e^{-\sigma\tau}. \quad (99)$$

Rozwiązanie w postaci (97), znane od dawna i stosowane w teorii rozpadu promieniotwórczego, jest dla naszych celów nieprzydatne, gdyż dla obliczania obfitości niektórych nuklidów z procesu s należałoby sumować aż stokilkadziesiąt wyrazów. Praktyczniejsze jest wyrażenie przybliżone, skonstruowane [117] na wzór rozwiązania ścisłego (99):

$$\Psi_A(\tau) = \lambda_A \frac{(\lambda_A \tau)^{m_A-1}}{\Gamma(m_A)} e^{-\lambda_A \tau}, \quad (100)$$

gdzie:

$$\lambda_A = \left(\sum_{B=56}^A \frac{1}{\sigma_B} \right) / \left[\sum_{B=56}^A \left(\frac{1}{\sigma_B} \right)^2 \right], \quad m_A = \frac{\left(\sum_{B=56}^A \frac{1}{\sigma_B} \right)^2}{\sum_{B=56}^A \left(\frac{1}{\sigma_B} \right)^2}. \quad (101)$$

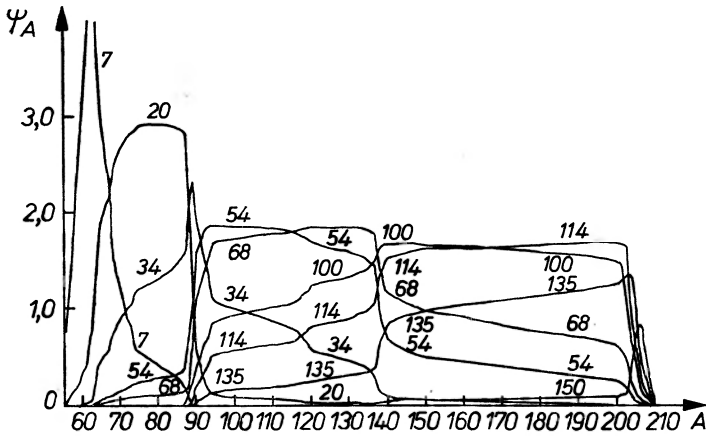
Przy powyższym wyborze parametrów m_A i λ_A trzy pierwsze momenty funkcji $\Psi_A(\tau)$ względem τ są takie same dla rozkładu przybliżonego (100) i ścisłego (97). Clayton, mający duże doświadczenie w stosowaniu przybliżonego rozwiązania (100), zauważył [2], że nie prowadzi ono na ogół do błędów większych niż 10%. Takie zaś błędy nie odgrywają większej roli w porównaniu z dokładnością wyznaczania eksperymentalnego iloczynów $\sigma_A N_A$. Rozwiązanie (100) nie nadaje się jedynie wtedy, gdy materia poddana była niewielkiej ekspozycji neutronowej. Widać to choćby stąd, że dla dużych wartości τ rozwiązanie przybliżone (100) spada wykładniczo podobnie jak rozwiązanie ścisłe (97), podczas gdy przy $\tau \rightarrow 0$ rozwiązanie ścisłe $\Psi_A(\tau)$ przebiega jak τ^{A-56} , a rozwiązanie przybliżone — jak τ^{m_A-1} , jest więc wtedy znacznie mniejsze, jako że na ogół m_A jest o wiele mniejsze od $(A-56)$ przy dużych A .

W wyniku obliczeń przy użyciu maszyn cyfrowych otrzymuje się zależność poszczególnych funkcji Ψ_A od ekspozycji neutronowej. Dogodniej jest jednak przedstawić wyniki tak jak na rys. 17, zaczerpniętym z pracy CFHZ [117], traktując rodzinę funkcji w zależności od argumentu A i od średniej liczby neutronów wychwyconych przez jądro zarodzi. Ta ostatnia liczba określona jest następująco:

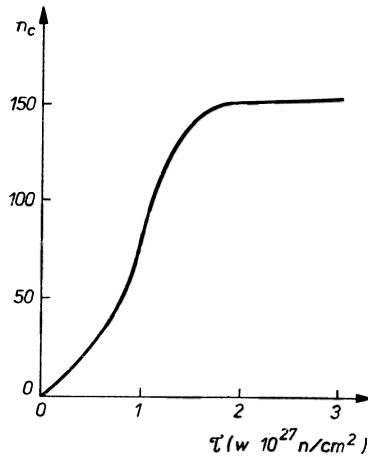
$$n_c(\tau) = \left[\sum_{A=56}^{209} (A-56) N_A(\tau) \right] / \left[\sum_{A=56}^{209} N_A(\tau) \right]. \quad (102)$$

Dogodniej jest traktować jako parametr liczbę n_c niż ekspozycję neutronową; zależność między tymi dwiema wielkościami widać na rys. 18. Otrzymano ją dla określonych wartości neutronowych przekrojów czynnych w pobliżu 30 keV,

użytych w pracy CFHZ [117]. Uśrednione przekroje czynne, z jakimi mamy do czynienia, są na ogół malejącymi funkcjami temperatury, tak więc przy wyższej temperaturze potrzebny byłby większy strumień neutronów dla osiągnięcia tego samego końcowego efektu co przy temperaturze niższej.



Rys. 17. Przebieg funkcji $\Psi_A = \sigma_A N_A$ przy różnych wartościach średniej liczby neutronów wychwyconych n_n , traktowanej jako parametr, numerujący krzywe



Rys. 18. Zależność między średnią liczbą neutronów wychwyconych n_c a ekspozycją neutronową τ

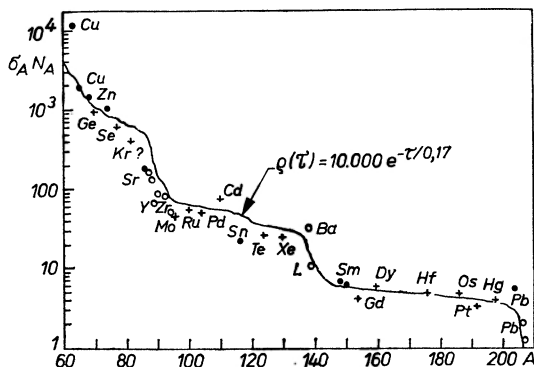
Rysunek 17 warto zestawzić z wynikami dla układu słonecznego, które zacierpnęliśmy z pracy SFC [118]. Na rys. 19 użyto skali logarytmicznej na osi rzędnych; krzywa, którą można by poprowadzić tu poprzez punkty eksperymentalne, miałaby przebieg zbliżony do przedstawionej na tymże rysunku krzywej ciągłej, o której będzie mowa za chwilę. Dla krzywej takiej nie można znaleźć odpowiednika na rys. 17. Wskazuje to na konieczność przyjęcia tzw. założenia superpozycji, w myśl którego obserwowane dziś w układzie sło-

necznym rozpowszechnienie nuklidów powstających w procesie s stanowi rezultat wypadkowy napromieniowywania jąder-zarodki w różnych warunkach, przy różnych strumieniach neutronów. Nie jest to założenie sztuczne; wystarczy odwołać się do poprzedniego rozdziału, w którym przedstawiliśmy różne możliwe źródła neutronów. W pracy CFHZ [117] przyjęto np. taką oto superpozycję różnych funkcji przedstawionych na rys. 17:

$$\Psi_{\text{sup}} = 3,9 \cdot 10^{-3} \Psi(n_c = 2,8) + 1,8 \cdot 10^{-3} \Psi(n_c = 6,9) + 8,2 \cdot 10^{-5} \Psi(n_c = 34) + 8,2 \cdot 10^{-5} \Psi(n_c = 100). \quad (103)$$

Powyższe Ψ_{sup} odpowiada przyjęciu, iż tylko 0,59% ogólnej liczby jąder żelazowców poddano wychwytowi neutronów, a zaledwie 0,15% tejsze liczby uległo przemianie w nuklidy o $A \geq 63$. Choć od opublikowania pracy CFHZ wiele się w szczegółach zmieniło, nadal pozostają w mocy dwie ważne konkluzje:

- I. Mniej niż 1% jąder-zarodki z grupy żelaza bierze udział w procesie s .
- II. Prawdopodobieństwo wysokiej ekscyzycji neutronowej jest znikome.



Rys. 19. Przebieg funkcji $\Psi_A = \sigma_A N_A$ dla materii układu słonecznego. Wartości N_A — dla unormowania $N(\text{Si}) = 10^6$, przekrój czynny σ_A przy 30 keV — w mb. Oznaczenia punktów eksperymentalnych: ● — pochodzi tylko z procesu s , wartość σ — zmierzona, + — pochodzi tylko z procesu s , wartość σ — oszacowana, ○ — po odjęciu wkładu z procesu r , wartość σ — zmierzona

Wybór superpozycji w rodzaju tej, którą przedstawiliśmy przykładowo, nie jest w pełni jednoznaczny. Można zresztą wątpić w celowość takiego wyboru [120]. Skoro każde ze źródeł neutronów wytwarza właściwą sobie ekspozycję neutronową, ta ostatnia zaś zmienia się w sposób ciągły z masą gwiazdy, jej składem chemicznym, a także odległością radialną od środka, najprościej jest przyjąć ciągły rozkład ekspozycji neutronowych (w skali galaktyki). Jeśli $q(\tau)d\tau$ oznacza liczbę jąder żelaza poddanych działaniu ekspozycji neutronowej o wartości od τ do $\tau + d\tau$, to wytworzone w efekcie stężenia produktów procesu s obliczymy z wyrażen:

$$\sigma_A N_A = \int_0^{\infty} q(\tau) \Psi_A(\tau) d\tau. \quad (104)$$

W związku z tym, że przekroje czynne na wychwyt neutronu mają minima w pobliżu liczb magicznych dla neutronów, otrzymana z rachunku krzywa przedstawiająca zależność iloczynu $\sigma_A N_A$ od liczby masowej A wykazuje kilka krawędzi spadku. Struktura ta wyraźnie przejawia się dla każdego malejącego w sposób ciągły rozkładu ekspozycji. I tak na rys. 19 widzimy krawędzie spadku dla $A \sim 90$ (związana z zamkniętą powłoką neutronową $N = 50$), $A \sim 140$ ($N = 82$) i $A \sim 210$ ($N = 126$). Występowanie powyższych krawędzi spadku na krzywej eksperymentalnej jest poważnym argumentem na rzecz przypuszczenia, że powolny wychwyt neutronów miał miejsce w rzeczywistości.

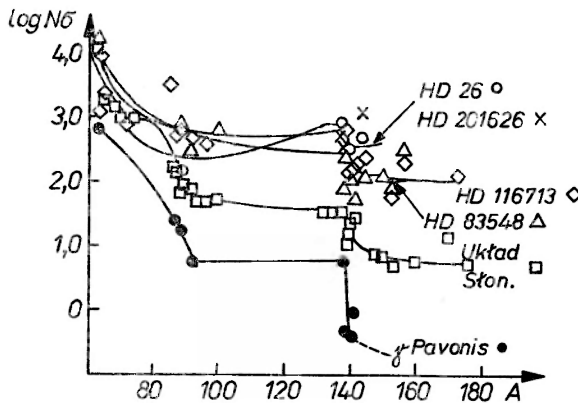
Dla funkcji rozkładu

$$\rho(\tau) = G e^{-\tau/\tau_0} \quad (105)$$

łatwo przeprowadzić całkowanie w wyrażeniu ze wzoru (104), zarówno dla przybliżonego jak i ścisłego rozwiązania Ψ_A . Dostajemy

$$\sigma_A N_A \simeq G \left(\frac{\lambda_A \tau_0}{\lambda_A \tau_0 + 1} \right)^{m_A}, \quad (106)$$

gdzie wielkości m_A i λ_A dane są wzorami (101). Krzywa ciągła na rys. 19 odpowiada funkcji rozkładu (105) o parametrach: $G = 10^4$ i $\tau_0 = 0,17 \cdot 10^{27} \text{ cm}^{-2}$ [118]. Wyniki obliczeń dopasowano nieco lepiej do obfitości w układzie słonecznym w pracy [119], gdzie przyjęto funkcję rozkładu $\rho(\tau) = G \tau^{-3,2}$ z obcięciem dla $\tau: \tau_{\max} = 1,35 \cdot 10^{27} \text{ n/cm}^2$.



Rys. 20. Przebieg krzywych $\sigma_A N_A$ dla pięciu gwiazd i układu słonecznego

Z przebiegu krzywej $\sigma_A N_A$ jako funkcji A , z występowania i wielkości krawędzi spadku itp. można wydobyć sporo informacji natury historycznej na temat chemicznej ewolucji materii układu słonecznego czy nawet całej Galaktyki. Produkty procesu s , występujące dziś w układzie słonecznym, musiały powstać jeszcze przed utworzeniem się pierwotnej mgławicy słonecznej (co miało nastąpić ok. 4,5 mld lat temu). Jeśli przypuścić, że skład chemiczny i izo-

topowy owej mgławicy zbliżony był do średniego składu materii międzygwiazdowej w owej epoce, to wyniki analizy procesu s wskazują na niską wydajność produkcji i wyrzucania w przestrzeń kosmiczną pierwiastków chemicznych przez pierwsze pokolenia gwiazd.

Dla wielu gwiazd zebrano już tyle danych o składzie chemicznym atmosfer, że można się pokusić o wykreślenie dla nich krzywych $\sigma_A N_A$ jako funkcji liczby masowej A , analogicznie do krzywej na rys. 19. Jak widać na rys. 20, zaczerpniętym z pracy Danziger [124], rozpowszechnienie nuklidów w innych gwiazdach może być odmienne od rozpowszechnienia w układzie słonecznym, pozostaje jednak charakterystyczny przebieg tarasowy krzywej $N_A \sigma_A$.

11. Pomiary laboratoryjne i korelacje

Wysunięcie tezy o procesach wychwytu neutronu w gwiazdach [57, 116] pozwoliło na wyraźne sformułowanie życzeń astrofizyków pod adresem fizyków jądrowych². Podstawą do obliczeń miały stać się informacje o rozpowszechnieniu pierwiastków i ich izotopów, oraz dokładnie wyznaczone przekroje czynne dla reakcji (n, γ) — przy energiach neutronów w zakresie kiloelektronowoltów, w którym aż do końca lat pięćdziesiątych niewiele było wyników pomiarowych. Słuszność hipotezy o procesie s można bowiem sprawdzić w sposób ilościowy, znając dokładnie tak przekroje czynne na wychwyt neutronów w warunkach gwiazdnych, jak i względne rozpowszechnienia sąsiednich jąder. Tymczasem dokładność, z jaką możemy wyznaczyć względne rozpowszechnienie różnych pierwiastków chemicznych, może budzić wątpliwości, zwłaszcza ze względu na trudne do oszacowania procesy frakcjonowania fizycznego i chemicznego, które mogły trwać miliony lat. O roli tych procesów w układzie słonecznym może świadczyć np. różnica między składem chemicznym skorupy ziemskiej a składem planet-olbrzymów.

Do dziś jeszcze pewne obfitości znane są z dokładnością do czynnika około dwóch, i to mimo znacznego wysiłku geochemików. Z tego względu najprostsze wydaje się sprawdzanie słuszności teorii procesu s poprzez badanie korelacji przekrój czynny — rozpowszechnienie dla izotopów jednego pierwiastka; mogą to być oczywiście tylko takie jego izotopy, które tworzą się w procesie s . W ten sposób udaje się obejść trudny problem frakcjonowania chemicznego; skład izotopowy zaś pierwiastków jest dokładnie wyznaczony dla układu słonecznego. Powyższa propozycja poparta została przez jej autorów [117] konkretnymi sugestiami przeprowadzenia dokładnych pomiarów neutronowych przekrojów czynnych dla rozdzielonych izotopów następujących pierwiastków: Zn, Sr, Zr, Sn, Te, Ba, Nd, Hf, Hg, Tl i Pb. Wybrano tylko takie pierwiastki, które mają co najmniej dwa izotopy tworzące się w procesie s . Wiąże się z tym jeszcze jedna trudność, o której nie wspomnieliśmy: wkład z procesu r . Gdyby pro-

² Nb. dwaj spośród twórców koncepcji procesów s i r , Fowler i Cameron, są właśnie — z pochodzenia — fizykami jądrowymi.

dukcja w procesie r była znana skądinąd, wystarczyłoby odjąć ją od rozpowszechnienia danego nuklidu i pozostałby wkład z procesu s . Ponieważ tak prosto nie jest, do sprawdzania hipotezy o procesie s nadają się właściwie tylko nuklidy osłonięte innym izobarem przed procesem r .

Dwa przykłady, nie budzące wątpliwości, stanowią tellur i samar. Tellur ma (wyjątkowo!) aż trzy izotopy powstające wyłącznie w procesie s (ewentualnie częściowo w procesie p , ale ten wnosi i tak znikomy wkład do rozpowszechnienia). W tablicy IV zestawiliśmy dane doświadczalne dla Te i Sm. Zgodność

Tablica IV

Dane doświadczalne dla izotopów telluru i samaru, wytwarzanych wyłącznie w procesie s

Nuklid	Średni przekrój czynny σ_A przy 30 keV (w mb)	N_A (w skali $N(\text{Si}) = 10^6$)	$\sigma_A N_A$
^{122}Te	270 ± 30	0,17	46
^{123}Te	820 ± 30	0,059	48,4
^{124}Te	150 ± 20	0,31	46
^{148}Sm	260 ± 50	0,026	6,8
^{150}Sm	370 ± 70	0,017	6,3

iloczynów $\sigma_A N_A$ w obu przypadkach jest oszałamiająca. Świadczy ona o słuszności przybliżenia lokalnego w teorii procesu s .

W przypadku telluru i samaru mieliśmy do czynienia z tzw. prawdziwymi testami izotopowymi korelacji $\sigma_A N_A$, obok tego możliwe są i testy wtórne, kiedy trzeba uwzględnić proces r . Zainteresowanych tym problemem wypada odesłać do artykułu przeglądowego [125], w którym można znaleźć także najnowsze zestawienie średnich przekrojów czynnych dla reakcji (n, γ) na rozdzielonych izotopach różnych pierwiastków; są to średnie maxwellowskie przy 30 keV.

Powód, dla którego wybrano właśnie energię 30 keV, jest prosty. Neutrony, wytwarzane w gwiazdach, osiągają równowagę kinetyczną przy lokalnej wartości temperatury w wyniku zderzeń sprężystych — jeszcze zanim ulegną pochłonięciu. Źródła neutronów lokuje się zazwyczaj we wnętrzach czerwonych olbrzymów, których temperatura odpowiada energiom średnim rzędu 30 keV. W takich warunkach dochodzi do termalizacji neutronu już po upływie czasu ok. 10^{-11} s, co jest czasem bardzo krótkim w porównaniu ze średnim czasem życia neutronu ze względu na wychwyty. Wprawdzie nie umiemy jeszcze dokładnie oznaczyć temperatury, przy której ma zachodzić proces s (bo przecież w procesie tym odgrywa rolę więcej reakcji produkujących neutrony, i to występujących przy różnych temperaturach), ale nie stanowi to dla nas większego szkopału. Uśrednione przekroje czynne dla większości nuklidów nie zależą od temperatury w zakresie pomiędzy 10 a 100 keV.

Obok konieczności uzyskiwania przekrojów czynnych dla rozdzielonych izotopów trwałych jakiegoś pierwiastka zachodzi niekiedy konieczność wyznaczenia przekrojów dla długożyciowych radionuklidów, występujących na szlaku procesu s , jak np. ^{154}Eu i ^{155}Eu z rys. 15. Jest to na razie problem otwarty. W grę wchodzi tu bowiem (abstrahujemy od trudności związanych z radioaktywnością tarczy) konieczność uzyskania tarczy, zawierającej stosunkowo dużą ilość czystego radionuklidu. A tymczasem już w doświadczeniach z rozdzielonymi izotopami trwałymi występują trudności z otrzymaniem niezbędnych dla doświadczenia ilości czystego nuklidu, ze względu na znaczny koszt i czasochłonność.

Trudności te podziały jednak stymulująco na rozwój metod detekcji kwantów gamma z wychwytu [126, 127] oraz techniki impulsowej [128]. Zagadnieniami tymi niepodobna się jednak w tym miejscu zająć; zainteresowanych odsyłam do prac oryginalnych podanych wyżej oraz do przeglądów [125, 129, 130].

Na zakończenie zwróćmy uwagę na to, że poważną rolę w analizie procesów s i r odgrywa dokładna znajomość półokresów zaniku dla występujących na szlaku procesu s przemian beta oraz energii wiązania dla nuklidów występujących w procesie r . Trudności są tu dwojakie:

1. powyższe wartości należy wyznaczyć dla nuklidów rzadko spotykanych w laboratoriach; niekiedy nuklidy te trudno wydzielić czy też wytworzyć;
2. wartości powyższe w warunkach astrofizycznych mogą różnić się poważnie od wartości laboratoryjnych; trzeba to uwzględnić teoretycznie.

Ostatni punkt może wydać się niejasny. Dla rozwiania wątpliwości wystarczy wskazać na to, że we wnętrzach gwiazd przemiana β^- może przebiegać niekiedy także poprzez wychwyt pozytonu z plazmy elektronowo-pozytonowej. Jądra mogą również występować w różnych stanach wzbudzonych, a rozpad ze stanu wzbudzonego może przebiegać inaczej niż ze stanu podstawowego.

Astrofizyka jądrowa wyrosła z fizyki jądrowej, czerpie pełnymi garściami z jej dorobku, a w niektórych przypadkach nawet nie wystarczają jej nagromadzone przez fizyków dane. Normalny to bieg rzeczy i nie ma się co temu dziwić. Jeśli powiązania te wyraźnie podkreślam, przyczyna jest prosta: zbyt mało są u nas znane, zwłaszcza wśród fizyków jądrowych, którzy są przecież w stanie i u nas w kraju włączyć się w żywy nurt badań „laboratoryjnej astrofizyki jądrowej”, jak się dziś nazywa badania jądrowe prowadzone pod kątem widzenia przydatności ich wyników dla astrofizyki. Znaczenie astrofizyki jądrowej i jej potrzeb doceniane jest zresztą coraz bardziej za granicą, czego dowodem może być stale rosnąca liczba referatów związanych z problematyką astrofizyczną, przedstawianych na konferencjach *sensu stricto* jądrowych. Niech przykładem będą tu prace [131, 132, 133, 134, 67].

Pozycje [1]—[105] znajdują się w zestawieniach literatury do części poprzednich (*Postępy Fizyki*, 22, 495 i 601 (1971)). Pozycjom cytowanym po raz pierwszy w niniejszej części artykułu nadajemy dalsze numery.

- [106] V. M. Goldschmidt, *Skrifter Norske Videnskaps-Acad. Oslo, I. Matematisk-Naturvidenskapelig Klasse*, No. 4 (1937).
- [107] H. Brown, *Rev. Mod. Phys.*, 21, 625 (1949).
- [108] D. J. Hughes, *Phys. Rev.*, 70, 106 A (1946).
- [109] D. J. Hughes, W. B. D. Spatz, N. Goldstein, *Phys. Rev.*, 75, 1781 (1949).
- [110] A. G. W. Cameron, *Phys. Rev.*, 93, 932 (1954); *Astrophys. J.*, 121, 144 (1955).
- [111] J. L. Greenstein, *Astrophysics*, rozdział 10 w *Modern Physics for the Engineer*, L. N. Ridenour, red., McGraw-Hill, New York 1954, str. 235.
- [112] W. A. Fowler, G. R. Burbidge, E. M. Burbidge, *Astrophys. J.*, 122, 271 (1955).
- [113] M. Schwarzschild, R. Härm, *Astrophys. J.*, 150, 961 (1967).
- [114] R. H. Sanders, *Astrophys. J.*, 150, 971 (1967).
- [115] A. G. W. Cameron, *Astron. J.*, 65, 485 (1960).
- [116] A. G. W. Cameron, *Stellar Evolution, Nuclear Astrophysics, and Nucleogenesis*, Raport CRL-41, Chalk River 1957.
- [117] D. D. Clayton, W. A. Fowler, T. E. Hull, B. A. Zimmerman, *Ann. Phys.*, 12, 331 (1961).
- [118] P. A. Seeger, W. A. Fowler, D. D. Clayton, *Astrophys. J.*, Suppl. Ser. 11, No. 97, 121 (1965).
- [119] P. A. Seeger, W. A. Fowler, *Astrophys. J.*, 144, 822 (1966).
- [120] D. D. Clayton, w *Nucleosynthesis*, Proc. of a Conference held Jan. 25—26, 1965, at the Institute for Space Studies, Goddard Space Flight Center, NASA, New York, Gordon and Breach, New York—London—Paris 1968, str. 225.
- [121] D. D. Clayton, M. E. Rassbach, *Astrophys. J.*, 148, 69 (1967).
- [122] D. D. Clayton, w *Origin and Distribution of the Elements*, Proceed. Symposium, Paris, May 8—11, 1967, Pergamon Press, Oxford & New York 1968, str. 63.
- [123] H. Bateman, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 15, 423 (1910).
- [124] I. J. Danziger, *Astrophys. J.*, 143, 527 (1966).
- [125] B. J. Allen, J. H. Gibbons, R. E. Macklin, *Advances in Nuclear Phys.*, 4, 205 (1971).
- [126] M. C. Moxon, E. E. Rae, *Nuclear Instrum. Methods*, 24, 445 (1963).
- [127] R. L. Macklin, J. H. Gibbons, *Phys. Rev.*, 159, 1007 (1967).
- [128] C. D. Moak, W. M. Good, R. F. King, J. W. Johnson, H. E. Banta, J. Judisch, W. H. du Preez, *Rev. Sci. Instrum.*, 35, 672 (1964).
- [129] R. L. Macklin, J. H. Gibbons, *Rev. Mod. Phys.*, 37, 166 (1965).
- [130] J. M. Gibbons, R. L. Macklin, *Science*, 156, 1039 (1967); tłum. polskie w *Post. Techn. Jadr.*, 12, 387 (1967).
- [131] *Proceedings of the International Symposium on Why and How Should We Investigate Nuclides far off the Stability Line*, Lysekil, Sweden, August 21—27, 1966. W. Forsling, C. J. Herlander, H. Ryde, red., Almqvist & Wiksell, Stockholm 1967; *Arkiv Fysik*, 36 (1967); zawiera kilka prac na temat nukleosyntezy.
- [132] P. A. Seeger, w *Nuclidic Masses*. Proceed. 2nd Internat. Conf., Vienna, Austria 1963, Springer Verlag, Wien—New York 1964, str. 1.
- [133] G. I. Bell, Raport CONF-660303, *Conference on Neutron Cross-Section Technology*, held in Washington, D. C., 22—24 March, 1966, str. 454.
- [134] H. Reeves, w *Nuclear Structure Study with Neutrons*, Proceed. Internat. Conf., Antwerpen, 19—23 July, 1965, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1966, str. 451.

Jerzy Jastrzębski

Institut Badań Jądrowych
Świerk k. Otwocka

Ósma Międzynarodowa Konferencja Akceleratorów Jonów Niskich Energii i Separatorów Mas

Konferencja ta odbyła się w dniach 12—16 czerwca 1973 r. w Skövde (Szwecja). W ciągu czterech dni konferencji organizatorom udało się, bez uciekania się do sesji równoległych, umieścić w programie około 70 komunikatów indywidualnych oraz siedem referatów przeglądowych. Mimo że tylko dwa z tych referatów poświęcone były problemom separacji izotopów na wiązce, te zagadnienia były najszerzej dyskutowane: poświęcono im 5 z 9 sesji konferencji. Omówimy je bardziej szczegółowo w drugiej części tego sprawozdania, rozpoczynając, zresztą zgodnie z programem konferencji, od „klasycznych” metod separacji izotopów stabilnych i od zagadnień związanych ze źródłami jonów i z techniką implantacji.

Sesja poświęcona separacji izotopów stabilnych rozpoczęła się od wykładu przeglądowego L. O. Love z Oak Ridge. Przedstawiono możliwości ORNL w separacji izotopów stabilnych, m. in. o bardzo małych zawartościach w mieszaninie naturalnej (np. ^{190}Pt , ^{192}Pt) oraz możliwości przygotowywania tarcz przy niskiej energii jonów. Omówiono projekt stosowania maszyn cyfrowych do sterowania procesami separacji w 16 calutronach tego laboratorium. Przeanalizowano ważne zagadnienia wydajności separacji dla 250 separowanych izotopów 60 pierwiastków w oparciu o statystykę prawie miliona godzin separacji.

Separatory izotopów typu SIDONIE (Orsay i Jülich) nadają się doskonale do separacji izotopów o małej zawartości w mieszaninie naturalnej. Przykładowo grupa z Orsay przedstawiła rezultaty separacji ^{21}Ne (0,3% zawartości w Ne naturalnym). Uzyskano 30 mg rozseparowanego ^{21}Ne o czystości $> 99\%$. Ta sama grupa separowała również ^{134}Xe i ^{136}Xe , a grupa w Jülich ^{138}La .

Główne zagadnienia omawiane w sesji poświęconej źródłom jonów, to kwestia ich wydajności oraz możliwości produkcji jonów wieloładunkowych (stosowanie jonów wieloładunkowych pozwala, przy danym napięciu przyspieszającym, na zwielokrotnienie energii jonów, co ma duże znaczenie w zagadnieniach implantacyjnych). C. Lejeune (Orsay) w referacie przeglądowym podał warunki pracy źródeł jonów, które muszą być spełnione, by uzyskać maksymalne prądy jonów wieloładunkowych. Przykładowo grupa z Institut d'Electronique Fondamentale w Orsay uzyskała prądy O^{++} rzędu 200 μA , a grupa z UMCS w Lublinie prądy Zn^{++} i Cd^{++} rzędu 0,5 μA .

Wiele komunikatów poświęconych było szczegółowym rozwiązaniom technicznym zarówno implantatorów jonów, jak i separatorów izotopów. Wymienimy tu implantator w Orsay (Centre René Bernas), zaopatrzony w źródło jonów dające, po separacji, prądy od 40 do 400 μA jonów jednoładunkowych i 1—20 μA jonów potrójnie naładowanych o energii 450 keV. Obok możliwości uzyskiwania wysokich energii jonów ważne jest również, zwłaszcza w pracach z fizyki atomowej, uzyskiwanie energii minimalnych. Implantator w Harwell pozwala na pracę w zakresie od 50 eV do 300 keV, a przerobiony obecnie, już 30-letni separator kopenhaski, w zakresie 100 eV do 70 keV.

Zastosowania implantacji jonów omówione były w dwóch referatach przeglądowych i kilku komunikatach. A. Maddock (Cambridge) omówił badania chemiczne przy stosowaniu implantowanych atomów radioaktywnych i porównał uzyskiwane na tej drodze rezultaty z wynikami badań defektów tworzonych na drodze reakcji jądrowych takich jak n, p czy n, α (przykładowo ^{32}P może być „wprowadzony” do NaCl na drodze reakcji $^{35}\text{Cl}(n, \alpha)^{32}\text{P}$ lub przez bezpośrednią implantację jonów ^{32}P). Inne możliwości zastosowania implantatorów w chemii, to np. synteza związków chemicznych w mikroilościach, zwłaszcza związków trudnych do uzyskania na drodze normalnych procesów chemicznych, badanie mechanizmu reakcji chemicznych energetycznych jonów w ciałach stałych, chemiczne oddziaływanie jonów z tarczami gazowymi itd. G. Dearnaley (Harwell) przedstawił przegląd możliwości rozwojowych implantacji jonów w fizyce ciała stałego, wykraczających poza powszechne zastosowania w dziedzinie półprzewodników. Implantacja pozwolić może na zmiany własności korozyjnych, mechanicznych, magnetycznych metali i stopów. W tym celu jednak konieczne jest otrzymanie prądów większych niż uzyskuje się obecnie w standardowych implantatorach. Innym zagadnieniem omawianym przez Dearnaleya są możliwości badania powierzchni przez rozpraszanie wsteczne jonów, jak również przy pomocy charakterystycznego promieniowania X, wzbudzanego jonami. Można obecnie uzyskiwać do tych celów wiązki jonów o średnicy $4\ \mu\text{m}$. Wiązki o tak małej średnicy mają również zastosowanie w mikroelektronice (produkcja obwodów scalonych).

Przechodząc do drugiej części sprawozdania, poświęconej metodyce separacji izotopów na wiązce, pragniemy zwrócić uwagę na artykuł autora w *Postęпах Fizyki*, **22**, 315 (1971). Celem oszczędności miejsca artykuł ten uważać będziemy za wstęp do tej części sprawozdania.

Trzy główne zagadnienia omawiane były w ramach tego szerokiego tematu na konferencji: nowe projekty separatorów izotopów na wiązce i unowocześnienie już istniejących urządzeń, problemy związane z transportem produktów reakcji jądrowej do źródła jonów separatora przy pomocy strugi helowej i wreszcie dotychczasowe osiągnięcia i perspektywy badań w tej dziedzinie.

Projekt UNISOR, subwencionowany przez 14 uczelni amerykańskich i US Atomic Energy Commission oparty jest na separatorze izotopów typu skandynawskiego (magnes 90° , $R = 150\ \text{cm}$) umieszczonym na wiązce ciężkich jonów cyklotronu izochronicznego w Oak Ridge. Przewidziano również możliwości zastosowania tego separatora do pracy poza wiązką do separacji izotopów stabilnych i radioaktywnych, implantacji, badań fizyki atomowej itd. Stosowane są źródła jonów typu Nielsena i Sideniusa. Dwa typy tarcz są obecnie przygotowywane: tarcza współpracująca z systemem transportu strugą helową (p. niżej) oraz tarcza z wychwytywaczem grafitowym, pracującym na zasadzie dyfuzji. W obydwu przypadkach stosuje się cienkie tarcze, wykorzystując odrzut po reakcji jądrowej.

Innym, daleko zaawansowanym projektem jest separator na $0,2\ \mu\text{A}$ wiązce protonów o energii $150\ \text{MeV}$ w Orsay-ISOCELE. Synchrociklotron w Orsay pozwala również na przyspieszenie cząstek α i ^3He . Separator, specjalnie skonstruowany do pracy na wiązce (magnes 75° , pole niejednorodne, $n = 0,5$) jest separatorem wysokoprądowym. Pozwoli to na stosowanie źródeł jonów z dużą ilością gazu nośnikowego, co ma znaczenie przy pracach z równoczesnym stosowaniem separacji chemicznej na wiązce. Projektowany termin uruchomienia — koniec roku 1973.

Po zatrzymaniu synchrotronu protonowego $3\ \text{GeV}$ w Princeton separator izotopów tego laboratorium przeniesiony został na wiązkę cyklotronu izochronicznego w tym uniwersytecie ($50\ \text{MeV } p$, $60\ \text{MeV } \alpha$ przy prądach rzędu $10\ \mu\text{A}$). Wykonano już pomiary czasu transportu, który w przypadku ciekłej tarczy C_2Cl_4 wynosił $0,9\ \text{s}$. Proponuje się badania lekkich ($Z \leq 38$) jąder dalekich od linii stabilności beta o $N \approx Z$.

W końcu roku 1972 uruchomiony został separator wypełniony gazem JOSEPH w centrum w Jülich (reaktor). Separator ten, który zastąpił pracujące w tym ośrodku od r. 1966 mniejsze urządzenie tego samego typu, służy do badania produktów rozszczepienia. W nowym separatorze uzyskano powiększenie natężenia obserwowanych izotopów o 3 rzędy wielkości. Cechuje go bardzo krótki czas transportu ($\approx 1\ \mu\text{s}$) i może być stosowany dzięki temu do badania stanów izomerycznych fragmentów (zaobserwowano już izomery μs w ^{97}Y i ^{136}Xe).

Daleko zaawansowany projekt w Instytucie Laue-Langevin w Grenoble opisany był szczególnie na konferencji w Marburgu w 1970 r. Jest to zmodyfikowany spektrometr mas typu Thomsona (paraboliczne ogniskowanie jonów o tym samym stosunku e/m) umieszczony przy wysokostrumieniowym reaktorze. Podobnie jak urządzenie w Jülich, służyć będzie do badania niespowolnionych produktów rozszczepienia. Cechuje go bardzo dobra zdolność rozdzielcza (projektowane $M/\Delta M \approx 210^4$), co pozwoli na rozdzielenie izobarów w danym łańcuchu radioaktywnym, a w związku z tym będzie możliwy bezpośredni pomiar ładunków w rozszczepieniu.

Inne urządzenia do pracy na wiązce będące w stadium prób lub jedynie projektów, to separator przy akceleratorze ciężkich jonów w Darmstadt (wiązka dostępna w 1975 r.), separator przy akceleratorze LAMPF w Los Alamos (projekt mający po wielu latach dyskusji szanse na zatwierdzenie) oraz projekt separatora na wiązce wysokostrumieniowego reaktora w Świerku.

Obok wymienionych wyżej realizowanych lub projektowanych urządzeń na konferencji przedstawiono również dotychczasowy stan zaawansowania i projekty rekonstrukcji kilku istniejących separatorów izotopów. Jedno z najbardziej wydajnych w ciągu ostatnich lat urządzeń ISOLDE w CERN po pięciu latach pracy zostało poddane rekonstrukcji w związku z przebudową cyklotronu w tym ośrodku. Projektuje się, że po przebudowie cyklotron ten dostarczy prąd $10 \mu\text{A}$ protonów o energii 600 MeV (100 razy więcej niż w poprzednim okresie) na target ISOLDE II. W ciągu najbliższego roku grupa ISOLDE projektuje w związku z tym przebudowę osłon radiologicznych (separator za osłoną), rozbudowę systemu transportu rozseparowanych izotopów, nowe targety.

PINGIS, separator izotopów na wiązce cyklotronu w Sztokholmie, to jeden z trzech istniejących separatorów na wiązce ciężkich jonów (pozostałe, to omawiany tu projekt UNISOR i separator w ZIBJ w Dubnej). Separator ten, uruchomiony po raz pierwszy w 1969 r., rozpocznie pracę na nowo jesienią 1973, po przebudowie cyklotronu. Dzięki stosowaniu ciężkich jonów do wywołania reakcji rozszczepienia, oczekuje się, że separator ten pozwoli badać izotopy nieosiągalne w przypadku rozszczepienia wywołanego przez neutrony termiczne.

Ważnym zagadnieniem związanym z separacją izotopów na wiązce, szeroko omawianym na konferencji, to możliwości wykorzystania strugi helowej do transportu produktów reakcji jądrowej od targetu do źródła jonów separatora. Struga helowa („He-jet”) stosowana jest do prędkiego przenoszenia produktów reakcji jądrowych na duże odległości już od dość dawna (p. np. R. O. Macfarlane, *Nuclear Spectroscopy II*, J. Cerny ed., Academic Press 1972). Zastosowanie jej do współpracy ze źródłem jonów separatora (produkty reakcji spowolnione w helu) pozwoliłoby na wyeliminowanie czasu dyfuzji, który w wielu przypadkach może być bardzo długi. Dlatego struga helowa pozwoliłaby na stosowanie szerszego zakresu tarcz w przypadku separatorów umieszczonych na wiązce ciężkich jonów i na umieszczenie tarczy blisko rdzenia w przypadku separatorów pracujących przy reaktorze. Napotkano tu jednak znaczne trudności techniczne, związane m. in. z obciążeniem źródła gazem i w związku z tym zakłóceniem warunków jego pracy.

Na konferencji trzy zespoły referowały swe ostatnie wyniki w tej dziedzinie. Zespoły te, to omawiany już zespół UNISOR, zespół z Giesen i Marburga przygotowujący projekt ASTERIX w Darmstadt oraz zespół ze Strasburga. Wszystkie wymienione grupy uzyskały już zachęcające wyniki i pracują obecnie nad polepszeniem wydajności, czasu transportu itd. Warto może w tym miejscu zrobić komentarz następujący: żadna z omawianych grup nie zastosowała do swych prac źródła opartego o zasadę jonizacji powierzchniowej, które *a priori* wydaje się dawać możliwość uniknięcia szeregu kłopotów, związanych z obciążeniem źródła typu plazmowego strugą helową.

Konferencja zakończyła się dwoma referatami przeglądowymi. B. Dropesky (Los Alamos) omawiał problemy związane z umieszczeniem separatora izotopów na wiązce akceleratora o wysokim natężeniu, a P. G. Hansen (CERN) omówił osiągnięcia i perspektywy badań jąder leżących daleko od ścieżki stabilności beta.

“First specialized Colloque AMPERE” w Krakowie

W dniach 27. 08 — 1. 09. 1973 odbyło się w Krakowie Pierwsze Specjalistyczne Kolokwium AMPERE. Konferencja pod protektoratem Europejskiego Towarzystwa Fizycznego (EPS) i Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) zgromadziła około 220 naukowców z 23 krajów wszystkich kontynentów. Komitet Organizacyjny składał się z pracowników Instytutu Fizyki Jądrowej i Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego pod przewodnictwem doc. dr J. W. Hennela.

Tematyka kolokwium zawężona była do najnowszych metod magnetycznego rezonansu jądrowego (MRJ), a mianowicie do metod impulsowych, wysokiej zdolności rozdzielczej i dynamiki spinów.

Wygłoszono 40 komunikatów oraz 10 referatów plenarnych, które wszystkie zostaną opublikowane w materiałach konferencji. Ich tytuły najlepiej zobrazują tematykę kolokwium.

1. E. R. Andrew (Nottingham, England) *High Resolution NMR in Solids*;
2. P. Mansfield (Nottingham, England) *Multi-pulse Line Narrowing Experiments*;
3. U. Haeberlen (Heidelberg, GFR) *Application of Multipulse Techniques to Proton Magnetic Resonance*;
4. R. R. Ernst (Zurich, Switzerland) *Recent Developments in Fourier Spectroscopy*;
5. J. S. Waugh (Cambridge, USA) *High Resolution NMR Spectroscopy of Dilute Species in Solids*;
6. E. L. Hahn (Berkeley, USA) *Microwave Pulse Propagation in a Paramagnetic Spin System*;
7. J. Jeener (Bruxelles, Belgium) *Thermodynamics as a Tool in NMR in Solids*;
8. I. Lowe (Pittsburg, USA), K. W. Volmers (Moorhead, USA), M. Punkkinen (Turku, Finland) *A New Method for Measuring the Short Time Behaviour of the Free Induction Decay with Application to CaF_2 and NH_4Cl* ;
9. M. Bloom (Vancouver, Canada) *Nuclear Spin Dynamics in Soap Solutions and Related Systems*;
10. M. Goldman (Gif-sur-Yvette, France) *Nuclear Ordering at Very Low Temperature*.

Kolokwium AMPERE w Krakowie jest kolejnym z długiej serii spotkań członków i sympatyków Stowarzyszenie AMPERE. Stowarzyszenie to zostało zawiązane w 1952 roku przez uczonych francuskich odczuwających skutki rozproszenia przez wojnę i zamierzających poprzez coroczne spotkania wejść w bliższe kontakty. Nazwa Stowarzyszenia upamiętniająca wielkiego fizyka francuskiego, jest równocześnie skrótem określenia tematyki naukowej: Atomes et Molecules Par Etudes Radio-Electriques. Idea twórców Stowarzyszenia prof. prof. Freymana, Rocarda i Kastlera stymulowania rozwoju nauki poprzez osobiste kontakty naukowców, szybko zaczęła się sprawdzać w gwałtownym wzroście zasięgu Stowarzyszenia. W chwili obecnej jego członkowie reprezentują ponad 300 laboratoriów z 30 krajów. Stowarzyszenie AMPERE ma siedzibę w Genewie.

Biuletyn AMPERE wydawany co kwartał zawiera informacje o pracach prowadzonych w poszczególnych laboratoriach, listy członków oraz informacje o konferencjach naukowych z tematyki MRJ. Odbyło się dotychczas 17 Konferencji AMPERE i 3 szkoły letnie.

Pierwsze Specjalistyczne Kolokwium w Krakowie jest oryginalną próbą znalezienia nowej formy spotkań. Obrady odbywały się na jednej sesji gromadzącej wszystkich uczestników, co pozwoliło uniknąć efektu rozproszenia wielosesyjnych konferencji. Również tematyka referatów była rygorystycznie ograniczona i stawiano im wysokie wymagania. Zabieg ten ograniczył wprawdzie liczbę uczestników, jednak ożywione dyskusje po komunikatach i w kuluarach pozwalają stwierdzić, że spotkali się ludzie rozumiejący się nawzajem i potrzebujący wymiany doświadczeń w osobistych kontaktach.

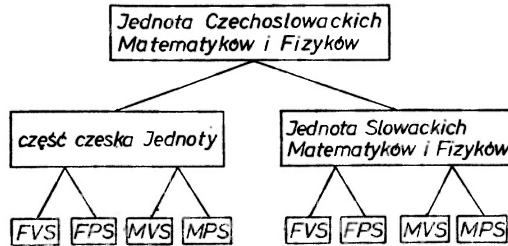
Na specjalne podkreślenie zasługuje fakt, że Pierwsze Specjalistyczne Kolokwium AMPERE wypadło w dwudziestolecie podjęcia badań metodą MRJ w Polsce. Właśnie w Krakowie, w grupie kierowanej przez prof. dr A. Hryniewiczza, przy współudziale obecnego kierownika Pracowni MRJ w Instytucie Fizyki Jądrowej doc. dr J. W. Hennela, już w 1953 roku zaobserwo-

wano sygnał od protonów w wodzie. Było to w siedem lat po pierwszej publikacji podającej założenia metody i w rok po przyznaniu nagrody Nobla jej twórcom prof. prof. F. Blochowi i E. Purcellowi. Od czasu tych pionierskich prac wykonano w ośrodku krakowskim wiele oryginalnych badań. Prawo zorganizowania spotkania AMPERE, jego pełny sukces naukowy i organizacyjny są wymownym podsumowaniem naszego pierwszego dwudziestolecia.

Z. T. Lalowicz

Trzecia konferencja czechosłowackich fizyków

W dniach 11—13 września 1973 roku przebiegały w ramach obchodów 400-lecia Uniwersytetu Franciszka Palackiego w Olomuńcu obrady III Konferencji Fizycznych Sekcji Naukowych Towarzystwa Czechosłowackich Matematyków i Fizyków. Przewodniczącym komitetu organizacyjnego był prof. dr B. Havelka.



Schemat organizacyjny „Jednoty Czechosłowackich Matematyków i Fizyków”, gdzie FVS (Fyzikální vědecká sekce) — Fizyczna Sekcja Naukowa, FPS (Fyzikální pedagogická sekce) — Fizyczna Sekcja Pedagogiczna, MVS i MPS — odpowiednie sekcje matematyczne

Dla polskiego czytelnika pożyteczna będzie krótka informacja o charakterze zrzeszenia fizyków w Czechosłowacji. Organizacją stowarzyszającą fizyków i matematyków jest Towarzystwo Czechosłowackich Matematyków i Fizyków (Jednota Československých Matematiků a Fysiků — JČSMF), która po powstaniu w 1862 roku i po licznych przeobrażeniach przybrała dzisiejszy kształt w roku 1969. Zgodnie z federacyjnym charakterem państwa, Towarzystwo składa się z federalnego zarządu koordynującego pracę w ramach całego państwa i reprezentującego Towarzystwo za granicą, oraz dwóch części narodowych — Towarzystwo Słowackich Matematyków i Fizyków i części czeskiej nie posiadającej aktualnie charakteru własnej organizacji. Towarzystwo jako całość zrzesza ponad 3500 członków.

Niezależnie od podziału administracyjnego Towarzystwa matematycy i fizycy tworzą dwa niezależne piony, w których następuje podział według wykonywanej pracy, tj. rozdział na dwie sekcje — naukową i pedagogiczną. Na tych sekcjach spoczywa ciężar organizacji konferencji, seminariów czy letnich szkół.

Dla łatwiejszej orientacji przedstawiono na rysunku schemat organizacyjny Towarzystwa Czechosłowackich Matematyków i Fizyków.

Prócz działalności w sekcjach fizycy, jak i matematycy zrzeszają się według swych zainteresowań, i tak w Fizycznej Sekcji Naukowej są następujące grupy specjalistyczne obejmujące swym zasięgiem całą Czechosłowację: optyki, fizyki wysokich energii i cząstek elementarnych, fizyki jądrowej, fizyki plazmy, zastosowania maszyn liczących w fizyce, niskich temperatur, magnetyzmu, fizyki półprzewodników, fizyki metali i cienkich warstw. Grupy te umożliwiają częstsze kontakty między fizykami o jednakowych zainteresowaniach przez organizację spotkań, seminariów i szkół letnich.

Obrady konferencji Fizycznych Sekcji Naukowych, w których wzięło udział ponad 400 uczestników, miały charakter roboczy w odróżnieniu od obrad zjazdu Towarzystwa, na którym obradują wybrani delegaci. Podobnie, jak na większości konferencji dopołudniowe obrady były poświęcone plenarnym referatom o następujących tematach:

1. L. Cesnak, *Wykorzystanie nadprzewodnictwa w nauce i technice*, 2. B. Havelka, *Jak jest wykorzystywana optyka przy realizacji lotów kosmicznych?*, 3. L. Štourač, *Współczesna fizyka półprzewodników*, 4. J. Grygar, *Czy ostatnie obserwacje astronomiczne są w zgodzie z prawami fizyki?*

Popołudniowe obrady toczyły się w równoległych grupach specjalistycznych, w których wygłoszono ponad 200 referatów. Ponieważ zainteresowania piszącego skierowane są do optyki, więc tylko z obrad tej sekcji może przekazać swe wrażenia. Prócz referatów z optyki nieliniowej, holografii czy z optyki ogólnej, bardzo ciekawe były informacje prof. Havelki o pracach Międzynarodowej Komisji Optycznej (International Commission for Optics-ICO), w której piastuje funkcję wiceprezydenta. Ponadto bardzo interesujące były informacje o przygotowywanej II Polsko-Czechosłowackiej Konferencji o Optyce (Polanica 1974), o „Interkamerze” (Praga 1974), na którą zostali zaproszeni wybitni specjaliści w holografii: Leith, Stroke, Denisjuk i inni, czy wreszcie o przygotowywanym dziesiątym posiedzeniu ICO, które się ma odbyć w roku 1975 w Czechosłowacji.

Jedno z dopołudniowych posiedzeń było poświęcone walnemu zebraniu obu Fizycznych Sekcji Naukowych, na którym zbilansowano prace i wybrano nowe władze w obu częściach narodowych. W czasie konferencji odbyła się bardzo interesująca i ożywiona dyskusja na temat — „Fizyka i przemysł”. Dyskutowano do późna w nocy z przedstawicielami dużych przedsiębiorstw przemysłowych o sprzężeniu zwrotnym między przemysłem a placówkami naukowymi i o możliwości pełniejszego wykorzystania fizyków w przemyśle.

Zwiedzanie zabytków Ołomuńca połączone z koncertem organowym w gotyckim kościele Św. Maurycego i późniejsza wspólna kolacja w gościnnej i serdecznej winiarni morawskiej były pięknym akcentem zamykającym spotkanie czechosłowackich fizyków.

Maciej Kucharski
TESLA-VÚST, Praha

Seminarium Związków Półprzewodnikowych A^{II} B^{VI} w Jaszowcu 1973

W dniach od 2 do 7 kwietnia 1973 r. odbyło się w Jaszowcu kolejne IV Ogólnokrajowe Seminarium Związków Półprzewodnikowych grupy A^{II} B^{VI} zorganizowane przez doc. J. Mycielskiego. Tak jak i w latach poprzednich Seminarium miało podwójny charakter: po pierwsze charakter Szkoły poświęconej aktualnym problemom fizyki półprzewodników mających związek z prowadzonymi badaniami materiałów półprzewodnikowych grupy A^{II} B^{VI}, po wtóre charakter przeglądu prowadzonych aktualnie prac badawczych w tej dziedzinie. Aspekt pierwszy reprezentowały referaty przeglądowe, drugi zaś komunikaty prac własnych. W czasie Seminarium wygłoszono 11 referatów przeglądowych oraz 36 komunikatów z prac własnych. Wygłoszono następujące referaty przeglądowe:

1. L. Sosnowski (Uniwersytet Warszawski), Stany rezonansowe;
2. J. Blinowski (Uniwersytet Warszawski), Funkcja dielektryczna w przybliżeniu pola samouzgodnionego;
3. W. Szymańska (Instytut Fizyki PAN), Anomalia dielektryczna w półprzewodnikach z zerową przerwą energetyczną;
4. M. Grynberg (Uniwersytet Warszawski), Dynamiczna funkcja dielektryczna w półprzewodnikach z zerową przerwą energetyczną;
5. A. Mycielski (Instytut Fizyki PAN), O niektórych własnościach optycznych półprzewodników z małą przerwą energetyczną;
6. A. Jeleński (Instytut Technologii Elektronowej), Mikrofalowe metody badania półprzewodników;
7. J. K. Furdyna (Purdue University, Lafayette, USA, i Instytut Fizyki PAN), O możliwości obserwacji rezonansu cyklotronowego w silnie domieszgowanych półprzewodnikach;
8. J. Loferski (Brown University, Providence R. I. USA), Uszkodzenia radiacyjne w związkach półprzewodnikowych A^{II}B^{VI};
9. W. Wardzyński (Uniwersytet

Warszawski), Wpływ jednoosiowego ciśnienia na własności optyczne półprzewodników;

10. J. Ginter (Uniwersytet Warszawski), Długozasięgowe oddziaływania w dynamice sieci;
11. M. Szustakowski, B. Węcki (Wojskowa Akademia Techniczna), Oddziaływanie fal spinowych z dryfującym strumieniem elektronów.

Referaty przeglądowe będą opublikowane w najbliższym zeszycie „Postępów Fizyki”, zaś komunikaty z prac własnych zostaną opublikowane w „Pracach Instytutu Fizyki PAN”.

Kolejne V Seminarium Związków Półprzewodnikowych A^{II}B^{VI} zostanie zorganizowane w Jaszowcu w dniach 22—27 kwietnia 1974 r. przez prof. dr W. Wardzyńskiego.

W. Giriat

XI Zimowa Szkoła Fizyki w Zakopanem

W dniach 4. II — 18. II 1973 r. odbyła się XI Zimowa Szkoła Fizyki w Zakopanem, organizowana przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego i Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie. Tematem Szkoły był problem oddziaływań momentów jądrowych z polami pozajądrowymi. Wygłoszone zostały następujące cykle wykładów:

H. Frauenfelder (Illinois), *Electromagnetic moments of hadrons and leptons*; R. M. Steffen (Lafayette), *The theory of the perturbed angular correlations*; A. Z. Hrynkiewicz (Kraków), *Determination of nuclear moments of short-lived nuclear states*; H. Haas (W. Berlin), *Determination of nuclear moments of long-lived nuclear states*; E. W. Otten (Mainz), *Determination of ground state nuclear moments*; Z. Szymański (Warszawa), *Nuclear moments and nuclear models*; H. Frauenfelder (Illinois), *Some new research on parity violation in the strong interaction*; E. W. Otten (Mainz),

Monopole moments: isotope and isomer shifts; I. Campbell (Orsay), *The electronic structure of magnetic alloys*; E. Karlsson (Uppsala), *Magnetic properties and hyperfine fields in gadolinium*; V. I. Goldanskij (Moskwa), *Physical chemistry of positron and positronium*; E. Recknagel (W. Berlin), *Application of excited states nuclear moments to solid states problems*; B. Deutsch (Aarhus), *Implantation PAC — scope and limitations*; R. M. Steffen (Lafayette), *Angular correlation for the oriented nuclei*; T. Katila (Otoniemi), *Use of nuclear orientation in Mössbauer spectroscopy*; H. Haas (W. Berlin), *Electric field gradients in solids*; J. Golczewski (Kraków), *HF interaction in ions recoiled into vacuum*; R. Kulesa (Kraków), *Quadrupole interaction in a single crystal studied by IMPAC*; A. Gelberg (Bukareszt), *Transient hyperfine electric fields*; Ju. Kagan (Moskwa), *Quantum theory of channeling*.

Na zakończenie wygłoszone zostały dwa wykłady nie związane z tematyką Szkoły. Profesor H. Frauenfelder zapoznał słuchaczy z aktualnymi problemami fizyki biomolekuł, a profesor V. I. Goldanskij przedstawił możliwości zrealizowania lasera jądrowego promieniowania gamma.

Na seminariach przedstawiono prace własne z reprezentowanych ośrodków, dotyczące tematyki Szkoły. Referowali: A. Andreeff z Freiberg Akademii; W. Dudek z Uniwersytetu w Warszawie; J. Golczewski z IFJ Kraków; H. Haas z Hahn-Meitner Inst. W. Berlin; J. Kajfosz z IFJ Kraków; K. Pomorski z UMCS Lublin; J. Sawicki z UJ Kraków i A. Sobiczewski z IBJ Warszawa.

Państwowe Wydawnictwo Naukowe podjęło się wydania materiałów Szkoły, które ukażą się w wydaniu książkowym prawdopodobnie we wrześniu 1973 r.

Zajęcia Szkoły odbywały się w miłej i koleżeńskej atmosferze, czemu niewątpliwie sprzyjały dobre warunki pobytu w DW „Świerk” i liczne towarzyskie imprezy. Najcenniejsze bez wątpienia jest jednak nawiązanie węzłów przyjaźni między fizykami różnych ośrodków, co na pewno będzie miało korzystny wpływ w przyszłości na ich współpracę naukową.

XI Zimowa Szkoła Fizyki w Zakopanem wykazała, że jest doskonałym miejscem spotkań i wzajemnej informacji dla fizyków z różnych krajów i zapewne korzyści, które przyniosła, sprawią, że co drugi rok Zimowa Szkoła Fizyki w Zakopanem będzie miała międzynarodowy charakter.

Matematyczno-fizyczny miesięcznik popularny «Delta»

Na przełomie roku 1973/74 ukaże się pierwszy numer nowego czasopisma „Delta”. Będzie to matematyczno-fizyczny miesięcznik popularny, wydawany przez Polską Akademię Nauk (nakładem Ossolineum), dla tych wszystkich, którzy interesują się matematyką lub fizyką, a sami matematykami czy fizykami nie są. Poziomem czasopismo odpowiada poziomowi szkoły średniej.

W pierwszym numerze „Delty” czytelnicy będą się mogli dowiedzieć z artykułu prof. dra R. Sikorskiego czy liczby rzeczywiste są naprawdę rzeczywiste; prof. dr J. Zakrzewski opisuje, jak fizycy polscy odkryli podwójne hiperjądro; dr S. Skowron rozpoczyna cykl artykułów o informatyce (pierwszy artykuł zajmuje się algorytmami); na pytanie: co to jest cząstka elementarna? — odpowiada prof. dr G. Biłkowski; dr M. Bryński rozważa sześć bardzo różnych zadań, które mają jednaki rozwiązanie. Ponadto numer zawiera zadania rachunkowe (i z fizyki i z matematyki), zadanie doświadczalne z fizyki (jak w domu obserwować w podczerwieni), opis budowy wielościanów gwiazdzistych, fotoreportaż z Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie oraz wrażenia uczestnika ostatniej Międzynarodowej Olimpiady Matematycznej w Moskwie.

Pismo jest bogato ilustrowane, z barwną okładką formatu A-4. Cena pojedynczego numeru zł 5.— Do nabycia w kioskach „Ruch”, prenumeratę przyjmuje także „Ruch” lub listonosze — na takich samych zasadach, jak innych czasopism (na rok 1974: do 25 listopada br. dla instytucji, do 10 grudnia br. dla abonentów indywidualnych, do 10 każdego miesiąca na następnym miesiące).

Z. Płochocki

List do Redakcji

W *Postęпах Fizyki*, 24, nr 2 (1973) na str. 271 ukazała się recenzja mojej książki pt. *Spektroskopia elektronowa związków nieorganicznych i kompleksowych*, wyd. PWN, 1971 r. Podstawowe zarzuty recenzentów dotyczą zagadnień terminologicznych, ale najważniejsze z nich wynikają z pominięcia lub nieznamomości bogatej literatury przedmiotu.

1) Recenzenci, M. Gąsior i H. I. Lizurej, kwestionują poprawność terminu „spektroskopia elektronowa” (a co za tym idzie, przypuszczalnie i terminu „widma elektronowe”). Na dowód przytaczają tytuł książki *Atomic, Molecular and Solid State Structure Studied by Means of Electron Spectroscopy*, 1967 i odpowiedni tytuł w języku rosyjskim *Elektronnaja spektroskopija*. Recenzenci nie wiedzą, że w literaturze angielskiej stosuje się dwa wyrażenia „electronic spectroscopy” i „electron spectroscopy”. Zakres tego drugiego pojęcia najlepiej można zilustrować przytaczając tytuł nowego czasopisma *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* (photoelectron spectroscopy, Auger spectroscopy, electron impact energy loss spectroscopy).

Terminy „electronic spectroscopy” i „electronic spectra” stosowane są przez licznych autorów i dotyczą zakresu przedstawionego również w mojej książce. Chciałbym przytoczyć kilka tytułów:

A. Lever, *Inorganic Electronic Spectroscopy*, Elsevier Publ. Comp. 1968;

S. Nagakura (Inst. for Solid State Physics, Univ. of Tokyo), *Electronic Spectra...* w „Molecular Structure and Spectroscopy”, Butterworths, London 1963;

T. G. Mejsler, *Elektronnyje spiektry mnogoatomnych molekul*, Wyd. Uniwersytetu w Leningradzie (na podstawie wykładów dla studentów fizyki), Leningrad 1969;

C. Sandorfy, *Le Spectre Electroniques en Chimie Theorique*, w tłum. niem. *Die Elektronenspektren in der theoretischen Chemie* (z przedmową L. de Broglie), Verlag Chemie, Weinheim 1961.

W języku polskim wyrażenia te figurują m. in. w następujących monografiach:

A. Gołębiewski, *Chemia kwantowa związków nieorganicznych*, PWN 1969, str. 387, „Spektroskopia elektronowa kompleksów”;

G. M. Barrow, *Wstęp do spektroskopii molekularnej*, PWN 1969 (tłum. z ang.), rozdział „Widma elektronowe drobin dwuatomowych”;

Z. Kęcki, *Podstawy spektroskopii molekularnej*, PWN 1972, str. 27 (... mamy więc spektroskopię elektronową, oscylacyjną, ...).

Popularność terminu „widma elektronowe” jest tak duża, że np. w języku rosyjskim tłumaczy książki C. N. R. Rao pt. *Ultraviolet and Visible Spectroscopy. Chemical Applications* zatytułowali ją *Elektronnyje spiektry w chemii*. Recenzenci sugerują użycie terminu „spektroskopia optyczna”. Jego zakres pojęciowy jest nieco inny, a oprócz tego autor książki ma prawo zastosować taki tytuł, jaki według niego najlepiej przemówi do czytelnika. Chciałbym przy tym zwrócić uwagę recenzentów na publikację o charakterze oficjalnego dokumentu. Jest to „Multilingual Dictionary of Important Terms in Molecular Spectroscopy” wyd. National Research Council od Canada, Ottava 1966 pod auspicjami „International Union of Pure and Applied Chemistry, Commission on Molecular Structure and Spectroscopy”. Słownik podaje terminy w pięciu językach: angielskim, francuskim, niemieckim, japońskim i rosyjskim. Zespół Podkomisji do spraw jednostek i terminologii w składzie: profesorowie Lecomte, Lord, Micke, Mizushima i Terenin działał pod przewodnictwem G. Herzberga. Pragnę zauważyć, że w słowniku tym nie ma terminu „optical spectra”, natomiast jest „electronic (band) spectrum” (str. 12).

2) Z innych błędów terminologicznych recenzenci wymieniają m. in. „**ru**ch elektronowy”, „współdziałanie spin-orbita”. Dokładne przeczytanie książki wykazałoby, że prawie wyłącznie występuje termin „sprzężenie spinowo-orbitalne (patrz skorowidz) i „**ru**ch elektronów”. Choć ten ostatni termin jest niewątpliwie poprawniejszy od wyrażenia „ru**ch** elektronowy”, taki termin znaleźć można w *Chemii kwantowej* Waltera, Eyringa i Kimballa (tłumaczonej z języka angielskiego), PWN 1961, str. 247.

3) Nie mogę zgodzić się i stanowczo odrzucam sformułowanie recenzentów o „wprowadzaniu niewłaściwej i niepoprawnej terminologii”. Sugeruje ono nie tylko lekceważenie tego zagadnienia przez autora książki, ale także przez Redakcję PWN. O ile mi wiadomo, korzystano z konsultacji fizyka przy ostatecznym opracowaniu redakcyjnym książki. Wywód recenzentów na temat wpływu tych zagadnień na rozwój nauki i kultury narodowej uważam za wysoce niewłaściwy, a nawet demagogiczny.

4) Wydaje się, że recenzenci uważają się za specjalistów nie tylko w zakresie terminologii, ale i w zakresie poprawności ogólnych sformułowań. Stąd ich zastrzeżenie do przytoczonego akapitu przedmowy. Ciekaw jestem jednak czy na podstawie zarzutu „dziwności” sformułowania można sądzić o wartości książki. Jestem przekonany, że każda lub prawie każda książka może być „dopracowana” — jak piszą recenzenci. Ale temu celowi służą rzeczowe i krytyczne uwagi omawiające wady i zalety opracowania. Takich uwag we wspomnianej recenzji znaleźć nie można, a jej ton czyni ją — moim zdaniem — wyjątkową. Co więcej, wydaje mi się, że nie tylko nie każdy może napisać książkę, ale też że nie każdy powinien pisać recenzje.

Adam Bartecki

Od Redakcji

Do

Czytelników „Postępów Fizyki“

Obejmując obowiązki Redaktora Naczelnego „Postępów Fizyki“ zwracam się z uprzejmą prośbą o nadsyłanie na adres Redakcji uwag krytycznych i życzeń, dotyczących pożądanego charakteru i kształtu naszego Czasopisma.

Poniżej zamieszczam moje uwagi, które zostały odczytane podczas XXIII Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie. Uwag tych proszę nie traktować jako wytycznych obowiązujących, lecz jako materiał dyskusyjny dla ustalenia przyszłych, opracowanych wspólnie zaleceń dla Autorów.

„Postępy Fizyki“ są organem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, poświęconym — jak to wynika z podtytułu Czasopisma — **upowszechnianiu wiedzy fizycznej**. Pismo nie jest przeznaczone wyłącznie dla specjalistów, lecz **dla najszerszego ogółu fizyków** (pracowników naukowych i dydaktycznych w wyższych uczelniach, nauczycieli szkół średnich, fizyków pracujących w przemyśle, studentów fizyki itd.). Tak określone zadanie Czasopisma sugeruje — moim zdaniem — następujące zalecenia w stosunku do Autorów, przesyłających artykuły do poszczególnych działów:

Dział podstawowy. Artykuły tzw. przeglądowe powinny mieć charakter **przystępny**. Pożądane są artykuły obejmujące szeroki krąg zagadnień, **ponadto** artykuły ukazujące rolę fizyki w społeczeństwie, **związki fizyki z innymi naukami i innymi dziedzinami życia**. Artykuły „przeglądowe“ powinny **odznaczać się syntetycznym i jasnym przedstawieniem wybranego tematu**. Powinny we wstępie **nawiązywać do ogólnie znanych praw i faktów fizyki i ukazywać przed przejściem do właściwego tematu**, w zarysie stan badań w całej dziedzinie i miejsce wybranego tematu w ramach tej dziedziny. Artykuły powinny być **możliwie przystępne** (np. nie powinny **naśladować** artykułów z „Reviews of Modern Physics“, bo będą zbyt trudne dla **ogółu** fizyków). Artykuły nie powinny stanowić **przeliczenia** wszystkich wykonanych prac z wybranego tematu (wszelkie bibliografie są bardzo cenne, ale mogą być zamieszczone na końcu artykułu, bez omawiania wszystkich prac w tekście). Redakcja zwraca się z **prośbą do przedstawicieli wszystkich placówek, w których uprawiana jest fizyka w Kraju, o napisanie artykułów (ok. 1 arkusza) przedstawiających działalność całej placówki (ośrodka, instytutu, zakładu)**. Chcielibyśmy unikać zamieszczania artykułów, w których przedstawiane są prace o charakterze **szczegółowym**, nawet gdy zostaną **rozbudowane przez przedstawienie stanu badań w tym wąskim przedmiocie**. Artykuły takie powinny ukazywać się w czasopismach **specjalnych**. „Postępy Fizyki“ są czasopismem **popularnonaukowym, a nie naukowym**, i jest **nieporozumieniem zamieszczanie artykułów z „Postępów Fizyki“ w spisach publikacji naukowych**.

Artykuły z reguły nie powinny przekraczać objętości jednego arkusza (20 stron maszynopisu łącznie z rysunkami). Redakcja nie będzie zamieszczać artykułów mających charakter cyklu, drukowanego w kolejnych zeszytach (właściwą formą publikacji jest w takich przypadkach zawarcie umowy o napisanie książki).

Oprócz artykułów autorów polskich, Redakcja zamieszczać będzie pewną ilość artykułów tłumaczonych. Będziemy wdzięczni za wszelkie pisemnie zakomunikowane sugestie od Czytelników w tym względzie. Sugestie te będą rozpatrywane przez Komitet Redakcyjny. (Prosimy o podanie autora i czasopisma, własnej opinii o artykule, informacji gdzie czasopismo się znajduje, prosimy o ewentualne wskazanie tłumacza).

Redakcja uważa za swój ważny obowiązek zamieszczanie artykułów dotyczących historii fizyki w Polsce oraz artykułów o charakterze wspomnień, które obrazują tradycję i ciągłość rozwoju Fizyki Polskiej. Redakcja prosi Czytelników o nadsyłanie takich artykułów do działu podstawowego i notatek do kroniki.

Nowości naukowe. W dziale tym chcielibyśmy zamieszczać artykuły informujące o bardzo ważnych pracach i o odkryciach naukowych. Artykuły te powinny mieć charakter krótkich notatek z podaniem źródła informacji.

Nowa aparatura. Dział ten utworzony został w okresie, kiedy laboratoria nasze posiadały bardzo skąpą aparaturę i wtedy informacje o zbudowanych często w Kraju przyrządach były bardzo pożądane. W związku ze zmieniającą się sytuacją w tej dziedzinie, Redakcja zamierza zmienić charakter tego działu. Pragniemy zamieszczać informacje **tylko o wielkich przyrządach** wybudowanych lub zainstalowanych w Kraju, których uruchomienie ma istotne znaczenie dla całego ośrodka (np. akcelerator, duża maszyna cyfrowa itp.). Redakcja występuje z propozycją, aby ponadto zamieszczać wszystkie, nawet drobne, informacje dotyczące **postępów w zakresie automatyzacji pomiarów przez zastosowanie maszyn cyfrowych oraz informacje o samych maszynach cyfrowych** zainstalowanych w laboratoriach fizycznych w Kraju. Propozycja ta wynika z przeświadczenia, że wykorzystanie maszyn cyfrowych rozwine się obecnie szybko i bardzo pożądane jest wzajemne informowanie się o nowościach w tej dziedzinie. Z tego względu chcielibyśmy przemianować dział dając mu nazwę „**Nowa aparatura i automatyzacja pomiarów**“.

Ze zjazdów i konferencji. Redakcja bardzo prosi o zamieszczanie krótkich parostronicowych sprawozdań ze zjazdów i konferencji. Sprawozdania te mogą być często zamieszczone w najbliższym zeszycie, poza kolejnością, ukazują się zatem w czasie, który określony jest tylko okresem druku (obecnie 3—4 miesiące), i są **najszybszą formą poinformowania ogółu fizyków w Kraju o postępie w danej dziedzinie**. Z tego względu nadesłanie sprawozdania z konferencji przez jednego z delegowanych uczestników jest wprost obowiązkiem w stosunku do ogółu kolegów. Sprawozdanie powinno być

nadesłane możliwie szybko, może być ono potraktowane swobodnie, nawet w sposób niepełny i z konieczności subiektywny, albowiem oczekiwanie na opublikowane materiały obniża często w bardzo dużym stopniu aktualność nadesłanych materiałów. Fotografie (nawet z autorem notatki jako osobą główną na konferencji) z podpisem i informacjami o uwidoczniionych osobach będą mile widziane i w miarę możliwości zamieszczane (z ewentualnością użycia wkładki na kredowym papierze włącznie).

Zagadnienia dydaktyki fizyki w szkołach wyższych. Szybko zmieniające się programy nauczania fizyki w uczelniach wyższych powodują konieczność informowania ogółu fizyków o zachodzących zmianach. Redakcja prosi o nadsyłanie materiałów o dostatecznie ogólnym charakterze z tego zakresu. Cenne są szczególnie informacje o programach nauczania, obowiązujących i zamierzonych, i związana z tym dyskusja. Informacje o zmianach organizacji i programu pracowni fizycznych studenckich są również pożądane, chcielibyśmy ograniczyć jednak zamieszczanie opisów poszczególnych ćwiczeń.

Recenzje. W zasadzie wszystkie monografie, podręczniki i skrypty z zakresu fizyki autorów polskich, powinny mieć recenzję w „Postęпах Fizyki“. Dotyczy to w dużym stopniu również dzieł autorów zagranicznych, tłumaczonych na język polski. Recenzje dzieł autorów zagranicznych, ukazujących się za granicą, mogą być zamieszczone w niektórych przypadkach (np. z umotywowaniem potrzeby przetłumaczenia dzieła na język polski).

Kronika. W kronice powinny znaleźć odzwierciedlenie wszystkie ważniejsze fakty z życia fizyki w Polsce oraz niektóre szczególnie ważne wydarzenia w świecie. Szczególną rolę odgrywać będą informacje o działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego, którego organem są „Postępy Fizyki“.

Redakcja wdzięczna będzie Czytelnikom za przesyłanie krótkich notatek z materiałami do kroniki. Redakcja zastrzega się, że materiały te mogą być zamieszczone ze znacznymi zmianami, poczynionymi przez upoważnioną osobę, przygotowującą cały materiał do kroniki.

Kończąc te uwagi raz jeszcze podkreślam, że mają one charakter propozycji i będę bardzo zobowiązany Czytelnikom za wszelkie przesłane na adres Redakcji sugestie. Komitet Redakcyjny zobowiązany jest nie szczędzić starań, aby „Postępy Fizyki“ służyły z pożytkiem całej społeczności Fizyków w Kraju.

Przemysław Zielński

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Instytucje państwowe, społeczne, zakłady pracy, szkoły itp. mogą zamówić prenumeratę wyłącznie w miejscowych Oddziałach i Delegaturach RSW „Prasa — Książka — Ruch”.

Prenumeratorzy indywidualni mogą opłacać w urzędach pocztowych i u listonoszy lub dokonywać wpłat na konto PKO 4-4-777 RSW „Prasa — Książka — Ruch” Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki, 31-548 Kraków, Al. Pokoju 5 w terminie do 10 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje RSW „Prasa — Książka — Ruch”, Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych, ul. Wronia 23, 00-840 Warszawa, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w RSW „Prasa — Książka — Ruch”, Przedsiębiorstwo Upowszechniania Prasy i Książki w Krakowie, Al. Pokoju 5, 31-548 Kraków, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić w księgarniach naukowych „Domu Książki” oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, 00-901 Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

L. Van Hove — Fizyka wysokich energii w 25 lat po odkryciu mezonu π (<i>tłum. Z. Ajduk</i>)	579
C. A. Bates — Efekty Jahn-Tellera i widma elektronowego rezonansu akustycznego domieszek jonów $(3d)^n$ w kryształach (<i>tłum. P. B. Szczaniecki</i>)	613
J. Mostowski, K. Wódkiewicz — O rozpadzie stanów nietrwałych	631
Z. Leś — Własności promieniowania laserowego	645
A. Graja — Druga harmoniczna światła — nowe narzędzie w badaniach dielektryków	655
B. Kuchowicz — Problemy i osiągnięcia astrofizyki jądrowej. Cz. III. Powolny wychwyt neutronów w gwiazdach	669

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

J. Jastrzębski — Ósma Międzynarodowa Konferencja Akceleratorów Jonów Niskich Energii i Separatorów Mas	691
Z. T. Lalowicz — „First specialized Colloque AMPERE” w Krakowie	694
M. Kucharski — Trzecia konferencja czechosłowackich fizyków	695

KRONIKA

List do Redakcji (A. Bartecki)	699
Od Redakcji	
Roczny spis treści	

CONTENTS

L. Van Hove — High-Energy Physics 25 Years after the Discovery of the π Meson	579
C. A. Bates — Jahn-Teller Effects and APR Spectra of $(3d)^n$ Ion Impurities in Crystals	613
J. Mostowski, K. Wódkiewicz — On the Decay Law of Unstable States	631
Z. Leś — Properties of Laser Radiation	645
A. Graja — The Second Harmonic of Light — A New Method in Examination of Dielectrics	655
B. Kuchowicz — Problems and Achievements of Nuclear Astrophysics. Part III. Slow Neutron Capture in Stars	669

CHRONICLE