

*J. Piński*

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM 25

ZESZYT 3

---

1974

ZARZĄD

Prezes honorowy

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ  
czł. rzecz. PAN

Prezes

Prof. dr ZDZISŁAW WILHELMI

Wiceprezesa

Prof. dr ROMAN S. INGARDEN  
Prof. dr BOHDAN KARCZEWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr PIOTR DECOWSKI

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Doc. dr MIECZYŚLAW FRĄCKOWIAK  
Doc. dr WITOLD GIRIAT  
Prof. dr JERZY KOŁODZIEJCZAK  
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI  
Prof. dr PRZEMYSŁAW ZIELIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (*Białystok*)  
Doc. dr BOGDAN CAŁUSIŃSKI (*Częstochowa*)  
Doc. dr ALFONS KAWSKI (*Gdańsk*)  
Dr hab. ANDRZEJ ZASTAWNY (*Głiwice*)  
Dr MAREK ZRAŁEK (*Katowice*)  
Doc. dr hab. WITOLD PRECHT (*Koszalin*)  
Doc. dr ANDRZEJ OLEŚ (*Kraków*)  
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)  
Doc. dr HENRYK MAŁECKI (*Łódź*)  
Doc. dr JAN MOCHNIAK (*Opole*)  
Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)  
Doc. dr hab. MAREK RYTEL (*Rzeszów*)  
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)  
Doc. dr STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)  
Doc. dr hab. WACŁAW NAZAREWICZ (*Warszawa*)  
Doc. dr BOLESŁAW MAKIEJ (*Wrocław*)

ADRES ZARZĄDU

ul. Hoża 69, 00-681 WARSZAWA

**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 25, ZESZYT 3**

**PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE**

**1974**

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczęśniowski, 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* — Barbara Wojtowicz (Warszawa), Zygmunt Ajduk (Warszawa)

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

**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 3016 + 124 egz. Ark. wyd. 6,25. Ark. druk. 5<sup>1</sup>/<sub>2</sub> + 1 wkl.  
Papier druk. sat. kl. III. 70 × 100, 80 g.  
Oddano do składania w lutym 1974  
Podpisano do druku w maju 1974  
Druk ukończono w czerwcu 1974  
Zam. 189/74. S-58. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4

*Giuseppe Cocconi*

CERN, Genewa

## ISR w CERN-ie i oddziaływania silne przy wysokich energiach \*

### The CERN Intersecting Storage Rings and Strong Interactions at High Energies

*Abstract:* The coming into operation of the Intersecting Storage Rings (ISR) at the European Centre of Nuclear Research (CERN), near Geneva, has made it possible in the past two years to study the behaviour of matter at the highest densities ever obtained artificially, hundred of times greater than the density of matter in nuclei and even in the densest stars. After a description of the facility, an account is given of some of the results obtained thus far, followed by a brief discussion of possible future developments.

#### 1. Wstęp

Przez ostatnie dwa lata w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN-ie) w Genewie działało oryginalne i potężne urządzenie przeznaczone do badania oddziaływań cząstek elementarnych przy wysokich energiach. Nosi ono nazwę ISR (skrót od „Intersecting Storage Rings“, co oznacza przecinające się pierścienie akumulujące) i służy do zderzania ze sobą dwu wiązek protonów, każda o energii do 31 GeV. Wiele zespołów fizyków i inżynierów z całej Europy i Stanów Zjednoczonych przeprowadzało i będzie przeprowadzać doświadczenia, których wykonanie umożliwia to urządzenie. Do tej pory udało się już uzyskać kilka ważnych wyników.

W artykule tym spróbuję najpierw opisać wagę możliwości stworzonych przez to nowe urządzenie, następnie zilustrować zasadę działania ISR, a w końcu podać kilka wyników doświadczalnych uzyskanych do tej pory.

Celem fizyki wysokich energii jest badanie zachowania się materii przy gęstościach istotnie większych niż w jądrach atomowych i gwiazdach neutronowych, tzn. większych niż

$$\rho_0 = \frac{m}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} \approx 10^{14.4} \text{ g cm}^{-3},$$

\* Artykuł zamieszczony w czasopiśmie „Contemporary Physics”, przetłumaczony za zgodą Autora i Wydawcy.

gdzie  $m = 0,94 \cdot 10^9 \text{ eV} = 0,94 \text{ GeV} = 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$  jest masą protonu, a  $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13} \text{ cm} = 1,2 \text{ fm}$  jest średnią odległością protonów i neutronów w jądrach.

W laboratoriach ziemskich cel ten można osiągnąć przez przyspieszanie protonów do energii wyższych niż normalnie występujące w jądrach, a następnie skierowanie ich na nieruchomą tarczę. W przeciągu krótkiej chwili zderzenia energia dostępna w układzie środka masy (oznaczana na ogół przez  $\sqrt{s}$  i mierzona w GeV) skoncentrowana jest w objętości nie większej niż  $1 \text{ fm}^3 = 10^{-39} \text{ cm}^3$ , a gęstość materii osiąga

$$\rho \approx 10^{15.2} \sqrt{s} \text{ g cm}^{-3}.$$

Przed uruchomieniem ISR zderzenia najwyższej energii można było otrzymać na akceleratorze w Sierpuchowie, w pobliżu Moskwy. Nieruchoma tarcza ze zwykłej materii (płytką węglowa, tungstenowa lub inna) była tam bombardowana wiązką protonów przyspieszonych do energii  $E_0 = 76 \text{ GeV}$ . W takich warunkach związek pomiędzy  $E_0$  i  $\sqrt{s}$  jest następujący:

$$\sqrt{s} = \sqrt{2mE_0} \approx \sqrt{2E_0} = 12 \text{ GeV}.$$

Można tam osiągać gęstości aż do  $\rho = 10^{16} \text{ g cm}^{-3}$ .

W ISR stosuje się zupełnie inny sposób. Większe wartości  $\sqrt{s}$  osiągane są nie przez zwiększanie energii wiązki protonów (a co za tym idzie rozmiarów i kosztów akceleratora), ale przez użycie zamiast nieruchomej tarczy drugiej wiązki protonów poruszającej się naprzeciw pierwszej i zderzającej się z nią. Jeżeli  $\bar{E}_0$  jest teraz energią każdej z dwu wiązek, a  $\alpha$  kątem przecięcia ( $\alpha = 0$  dla zderzenia na wprost, w ISR  $\alpha = 15^\circ$ ), energia zderzenia dana jest prostym wzorem:

$$\sqrt{s} = 2\bar{E}_0 \cos \frac{\alpha}{2} \approx 2\bar{E}_0 \text{ GeV}.$$

W ISR protony osiągają energię do 31 GeV, zatem  $\sqrt{s} = 62 \text{ GeV}$  i chwilowe gęstości mogą dochodzić do  $\rho \approx 10^{17} \text{ g cm}^{-3}$ , setki razy powyżej gęstości w jądrach i o cały rząd wielkości więcej niż osiągane przy pomocy konwencjonalnych akceleratorów.

Należy podkreślić raz jeszcze, że w naszych laboratoriach te wielkie gęstości istnieją jedynie przez czas, w jakim światło przemierza odcinek równy średnicy nukleonu, tj. około  $10^{-24}$  sekundy. Wynika stąd, że bezpośrednioj obserwacji podlegać mogą jedynie bardziej trwale struktury, które przeżywają nawet wtedy, gdy gorące miejsce oddziaływania już ostygło. Jednak w przyrodzie istnieją obszary, w których wielkie ilości materii pozostają przez długi czas, zachowując tak wysokie gęstości. Ma to miejsce w pobliżu osobliwych punktów powstałych na skutek oddziaływań grawitacyjnych, jak w czarnych dziurach, oraz być może zdarzyło się to w czasie wielkiego wybuchu, który mógł być początkiem Wszechświata. Jest rzeczą godną uwagi, że warunki tak nie spoty-

kane w naszym codziennym życiu, mogą być jednak tworzone na Ziemi, chociaż tylko na bardzo krótkie chwile. Nie jest więc rzeczą dziwną, że przyrządy, których się do tych celów używa, są duże, skomplikowane i drogie.

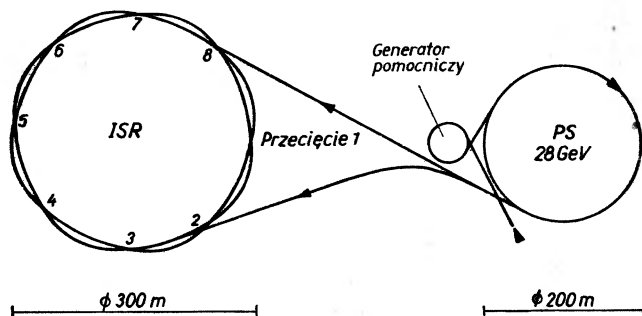
## 2. Pierścienie akumulujące

Pomimo że zasada działania ISR jest prosta, to jednak aparatura realizująca zderzenie dwu wiązek jest dość skomplikowana. Napędzanie pierścieni, ogniskowanie i przechowywanie wiązek przez długi czas może być osiągnięte jedynie wtedy, gdy pola magnetyczne utrzymywane są w wąskim przedziale tolerancji, a próżnia w obszarze, gdzie krążą protony, musi być tak niska jak na Księżycu. Opis niniejszy nie oddaje w pełni wymagań stawianych przed konstruktorami i ma na celu podanie jedynie pewnych zasadniczych charakterystyk o istotnym znaczeniu dla użytkowników. Dokładniejszy opis można znaleźć w artykule Johnsen [17].

Rys. 1 pokazuje układ kanałów magnetycznych, którymi płyną protony. Synchrontron protonowy (PS), o maksymalnej energii 28 GeV, co dwie sekundy przyspiesza grupę około  $10^{12}$  protonów do żądanej energii. Po przyspieszeniu protony te przekazywane są na odległość jednej trzeciej mili (ok. 530 m) do pierścienia nr 1, gdzie krążą w kierunku przeciwnym do kierunku ruchu wskazówek zegara, utrzymywane przez magnesy na orbicie o promieniu, powiedzmy,  $R = 150,05$  m. W tym momencie włączane jest pole o częstotliwości radiowej, generowane przez rezonatory wnekowe, zmieniające nieco energię protonów (a więc i czas ich obiegu), dopóki nie przemieszczą się one na orbitę o promieniu  $R = 150,00$  m. W tym momencie wyłączają się rezonatory. Operacja ta powtórzona jest w dwie sekundy później z nową grupą protonów. Przybycie nowej grupy nie zaburza protonów znajdujących się już na orbicie, ponieważ miały one czas na to, aby rozłożyć się równomiernie na całym obwodzie pierścienia od momentu wyłączenia rezonatorów. Operacja ta może być powtórzona setki razy, aż, powiedzmy,  $10^{14}$  protonów krąży po orbicie o szerokości 5 cm i wysokości 0,5 cm wewnątrz komory próżniowej.  $10^{14}$  protonów poruszających się z prędkością światła po okręgu o średnicy 300 m wytwarza prąd o natężeniu 5 A. Gdy pierścień nr 1 został już napędzony, operację tę powtarza się z pierścieniem nr 2, z tym że protony krążą tam w przeciwnym kierunku, tj. zgodnie z ruchem wskazówek zegara. Napędzenie obu pierścieni trwa normalnie około pół godziny.

Jak pokazano na rys. 1, kształt pierścieni odbiega nieco od kolistego, tak że przecinają się one w ośmiu punktach, gdzie obie wiązki zderzają się prawie na wprost. Na obwodzie pierścieni o długości prawie 1000 m rozmieszczonych jest około 600 magnesów i ogniskujących soczewek kwadrupolowych, które utrzymują protony wewnątrz komory próżniowej. Jednak w miejscach przecięcia proste odcinki o długości 17 m są wolne od magnesów, aby umożliwić rozmieszczenie detektorów.

Działanie ISR, poza maksymalną energią wiązek, charakteryzują jeszcze dwa parametry: czas życia wiązek oraz świetlność w punktach przecięcia, bezpośrednio związana z liczbą zderzeń proton-proton na jednostkę czasu. Nawet gdyby udało się wyeliminować niedoskonałości ogniskowania magnetycznego, natężenie wiązek będzie nadal spadać w czasie. Związane to jest ze zderzeniami protonów z gazem, głównie wodorem, znajdującym się wewnątrz komory próżniowej. Zderzenia wiązka-gaz produkują również jony, które wpływają na stabilność prądów protonowych oraz dają tło cząstek wtórnych, które specjalnie w przecięciach utrudnia obserwację zderzeń wiązek. Z tych wszystkich powodów włożono dużo pracy w zredukowanie ciśnienia gazu do minimalnych wartości dopuszczalnych przez obecną technikę, jak to opisano poniżej.



Rys. 1. Schemat podziemnych tuneli, gdzie zlokalizowane są kanały prowadzące protony od akceleratora wstępnego o energii 600 MeV (Boostera) do synchrotronu protonowego (PS) i w końcu do dwu pierścieni ISR

Komora próżniowa jest rurą o średnicy ok. 16 cm zrobioną ze stali nierdzewnej o grubości 1,5 mm. Jest ona wygrzewana do temperatury 300°C, a następnie opróżniana do ciśnienia  $10^{-9}$ - $10^{-10}$  tora przez około 300 pomp jonowych. W punktach przecięcia, w zależności od programu doświadczenia, używa się specjalnych komór próżniowych o cienkich (do 0,2 mm) ściankach, a dodatkowe tytanowe pompy sublimacyjne mogą obniżyć ciśnienie do mniej niż  $10^{-12}$  tora. W takich warunkach i przy początkowych prądach wiązek ok. 10 A czas życia wiązek wynosi około miesiąca, tzn.

$$\frac{\Delta I}{I \Delta t} \lesssim 10^{-3} h^{-1},$$

a w obszarze przecięcia zderzenia wiązka-gaz dają mniej cząstek wtórnych niż zderzenia wiązka-wiązka, które mają być badane. Elastyczne rozproszenia na gazie pod małymi kątami również są odpowiedzialne za obniżanie się w czasie jakości wiązek, tak że w praktyce ISR napienia się protonami co dzień lub co dwa dni. Nawet w takim reżimie pracy PS jest przez około 90% czasu odłączony od ISR i używany jako konwencjonalny akcelerator.



Liczba zderzeń pp w każdym przecięciu na jednostkę czasu dana jest przez iloczyn wielkości zwanej świetlnością,  $L$ , i całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie proton-proton,

$$\sigma_{\text{tot}} \approx 40 \text{ mb} = 40 \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2; \quad \frac{dn}{dt} = L \sigma_{\text{tot}} \text{ s}^{-1}.$$

Świetlność  $L$ , prądy  $I_1$  i  $I_2$  (w A) płynące w pierścieniach, kąt zderzenia ( $\alpha = 15^\circ$ ) i efektywna wysokość wiązki,  $h$  (w cm), w przecięciu związane są następującym wzorem:

$$L = \frac{I_1 I_2}{\left( e^2 c \operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} \right) h} = 10^{28} \frac{I_1 I_2}{h} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}.$$

ISR obecnie pracuje przy prądach obu wiązek do 10 A i efektywnej wysokości wiązek wynoszącej 0,3-0,5 cm, a zatem

$$L \simeq 3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ i } \frac{dn}{dt} \approx 10^5 \text{ s}^{-1}.$$

Obszar, gdzie zachodzą oddziaływania, jest trapezoidem o wysokości ok. 0,5 cm, szerokości 5 cm i długości 40 cm. Podana wyżej wartość świetlności jest bliska proponowanej siedem lat temu, gdy projekt został zaakceptowany.

Fakt, że w ISR układ środka masy jest prawie w spoczynku względem układu laboratorium (jego szybkość wynosi  $v/c = \sin \alpha/2 = 0,12$ ), powoduje, że cząstki powstające w wyniku oddziaływań protonów z wiązek mają energie podobne, jak cząstki produkowane w doświadczeniach z PS, gdzie wiązka uderza w nieruchomą tarczę. Wyposażenie używane w doświadczeniach z PS może zatem być użyte do badania oddziaływań, które wymagałyby akceleratorów konwencjonalnych o energiach 1000-2000 GeV.

Jednak porównanie z akceleratorami konwencjonalnymi nie zawsze wypada na korzyść ISR. Podczas gdy liczba oddziaływań na sekundę w ISR prawdopodobnie nie przekroczy nigdy  $10^6$ , to wiązka z akceleratora może dać  $10^{13}$  zderzeń na sekundę, co pozwala na wykrywanie znacznie rzadszych reakcji. Drugą z negatywnych cech ISR jest to, że obszar, w którym zachodzą zderzenia, nie może być bezpośrednio obserwowany. To drugie ograniczenie czyni analizę cząstek wtórnych wychodzących z obszaru oddziaływania znacznie trudniejszą, niż gdy protony z wiązki zewnętrznej oddziałują z wodorem w komorze pęcherzykowej. I na koniec, podczas gdy w ISR można badać jedynie zderzenia p-p, to normalne akceleratory dają wiązki wtórne różnych rodzajów, umożliwiając tym samym badanie zderzeń innych hadronów (mezonów, antyprotonów, hiperonów) oraz leptonów (neutrin, mezonów  $\mu$ , elektronów) i fotonów.

Faktem jednak pozostaje, że ISR umożliwiły dostęp do energii, które są poza zasięgiem zwykłych akceleratorów. Nawet nowe akceleratory, jak rozpo-

czynający pracę w Chicago (National Accelerator Laboratory, Batavia) oraz budowany obecnie w Genewie (CERN, Super-PS), dostarczą wiązek o energii 200-400 GeV, czyli w dolnym obszarze działania ISR.

### 3. Niektóre wyniki

W obecnej chwili dwanaście zespołów prowadzi doświadczenia w różnych przecięciach ISR, a sześć następnych przygotowuje aparaturę. Ponieważ w każdej grupie współpracują fizycy z różnych ośrodków, więc liczba instytutów z dwunastu krajów włączonych do pracy wynosi ponad 30.

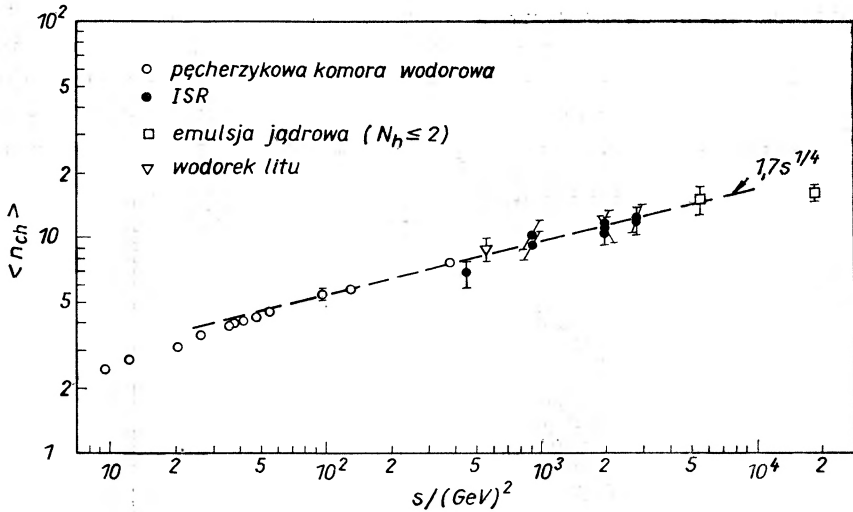
Pierwsza generacja wyników dotyczy ogólnych własności oddziaływań, jak: całkowite przekroje czynne, krotności, względne częstości występowania różnych cząstek wtórnych, ich rozkłady pędu, rozpraszanie elastyczne i in. Bardziej szczegółowe problemy, jak na przykład korelacje pomiędzy produktami reakcji, rozpoczęto badać dopiero niedawno i dlatego nie będziemy o nich wspominać w niniejszej dyskusji. Prowadzi się również prace nad poszukiwaniem monopoli magnetycznych.

Najbardziej rzucającym się w oczy zjawiskiem towarzyszącym zderzeniu dwu protonów o wielkiej energii jest produkcja dużej ilości cząstek wtórnych. Zjawisko to, po raz pierwszy zaobserwowane przy badaniu oddziaływań wywołanych przez promieniowanie kosmiczne, jest bardzo istotne w ISR, gdzie czasem daje się zaobserwować produkcję ponad 50 cząstek naładowanych w wyniku jednego zderzenia. Średnia ich liczba obserwowana przy najwyższej energii ISR wynosi około 15, podczas gdy w doświadczeniach na synchrotronie protonowym PS — około 5.

Należy jednak podkreślić, że w obecnych detektorach można obserwować cząstki wtórne dopiero w pewnej odległości od punktu zderzenia (wielu  $\mu\text{m}$  w przypadku emulsji jądrowych, kilka mm w komorach pęcherzykowych naświetlanych wiązką protonów, a przynajmniej 1 m w licznikach scyntylacyjnych i komorach iskrowych umieszczonych wokół ISR). Jak stąd wynika, cząstki wtórne o czasach życia mniejszych niż  $10^{-12}$ - $10^{-8}$ s ulegają rozpadowi przed dotarciem do detektorów i obserwacji podlegają jedynie bardziej trwałym produktom ich rozpadu. Ponieważ charakterystyczny czas oddziaływania wynosi

$$\frac{1\text{fm}}{c} \approx 10^{-24}\text{s},$$

czyli jest około  $10^{10}$  razy krótszy niż czasy, o których była mowa powyżej, więc wszystkie zarejestrowane cząstki mogą być uważane za trwałe, a istnienie cząstek o krótszych czasach życia można stwierdzić jedynie drogą pośrednią przez badanie kątowych i pędowych korelacji pomiędzy produktami rozpadu. W myśl takiego określenia za trwałe cząstki należy uznać protony, neutrony, mezony  $\pi$  i  $K$ , wiele hiperonów oraz wszystkie ich antycząstki. Trwałe są również wszystkie słabo oddziałujące cząstki (elektrony, mezony  $\mu$  i neutrina).



Rys. 2. Wykres przedstawiający zależność średniej krotności cząstek naładowanych wyprodukowanych w zderzeniu,  $\langle n_{ch} \rangle$ , od kwadratu energii zderzenia,  $s$ . Akceleratory konwencjonalne dostarczyły punktów przy niższych energiach, ISR przy  $s < 2000 \text{ GeV}^2$ , a najwyższe energie pochodzą z eksperymentów z promieniami kosmicznymi

Niektóre wyniki pomiarów średniej krotności naładowanych, trwałych cząstek wtórnych,  $\langle n_{ch} \rangle$ , w funkcji  $\sqrt{s}$  przedstawiono na rys. 2. Dane pochodzące z ISR cechują dość duże błędy, ponieważ otrzymano je nie drogą bezpośredniej rejestracji pojedynczych przypadków, ale drogą pomiarów strumienia cząstek wtórnych emitowanych pod różnymi kątami. Zależność  $\langle n_{ch} \rangle$  od  $\sqrt{s}$  może być przedstawiona za pomocą wielu powoli zmieniających się funkcji, linia prosta z rys. 2 odpowiada następującej zależności:

$$\langle n_{ch} \rangle = 1.7 s^{1/4}.$$

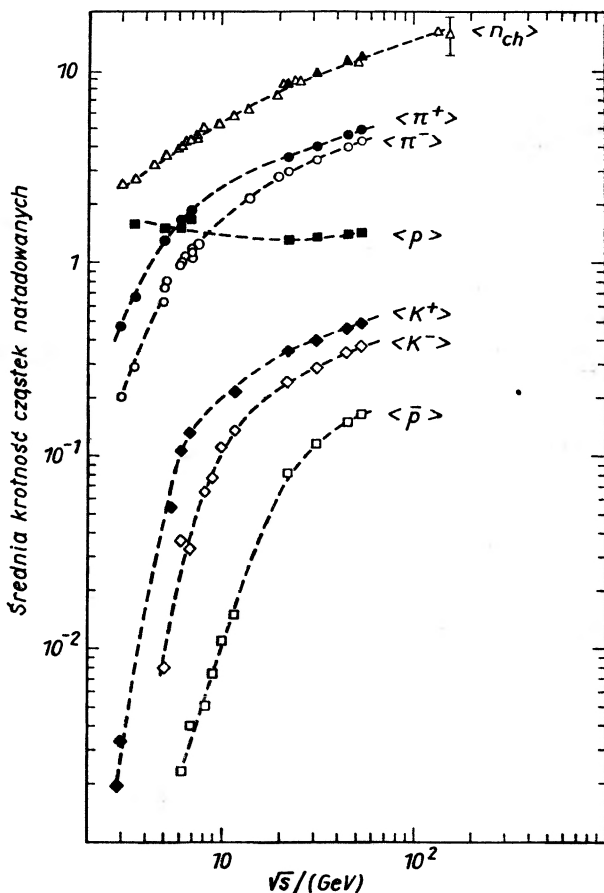
Jest oczywiście możliwe, że po uzyskaniu bardziej dokładnych wyników pomiarów najlepsze dopasowanie będzie odpowiadało innej parametryzacji. Oprócz cząstek naładowanych w zderzeniach produkują się również cząstki neutralne: najobficiej mezony  $\pi^0$ , mezony  $K^0$ , neutrony i inne, przy czym jest ich o około połowę mniej niż naładowanych. Otrzymujemy stąd średnią liczbę wszystkich trwałych cząstek wtórnych  $\langle n \rangle$ :

$$\langle n \rangle \approx \frac{3}{2} \langle n_{ch} \rangle.$$

Z prostych pokazanych tu faktów można wyciągnąć ważny wniosek: w miarę jak wzrasta gęstość energii, przeważa tendencja do produkcji większej liczby cząstek zamiast do obdzielania tą energią niewielu cząstek. Jest to pierwszy fakt przemawiający za tym, że materia przy wysokich gęstościach kondensuje się w postaci hadronów.

Analiza oddziaływań przy pomocy spektrometrów magnetycznych i liczników Czerenkowa, prowadzona przy ISR przez wiele zespołów, dostarczyła

informacji na temat częstości występowania cząstek o różnych masach wśród produktów reakcji. Na rys. 3 przedstawiono dane sięgające aż do energii ISR, a zebrane przez grupę Bolonia-CERN-Saclay [8]. Przy energiach ISR najczęściej spotykanymi produktami, tak jak i przy energiach niższych, są mezony  $\pi$ , ale daje się zauważyć jednocześnie bardzo silny wzrost procentowy



Rys. 3. Średnia krotność mezonów  $\pi^+$ ,  $K^+$ , protonów i antyprotonów na jedno oddziaływanie w funkcji energii zderzenia,  $\sqrt{s}$ . Łatwo zauważyć w obszarze energii ISR szybki wzrost krotności antyprotonów. Produkcja antimaterii mogłaby się okazać równie obfita przy bardzo wysokich energiach jak produkcja zwykłej materii

produkcji mezonów  $K$  i antyprotonów. Jeżeli tendencja tego wzrostu zachowa się przy energiach jeszcze wyższych, co rys. 3 zdaje się sugerować, to nie można wykluczyć, że kiedyś mezony  $K$  i antyprotony będą równie często obserwowane jak mezony  $\pi$ . Jeżeli chodzi o protony, to jest ich najwięcej przy niskich energiach, gdzie produkcja innych cząstek jest zaniedbywalna, później po przejściu przez minimum ich liczba zaczyna znowu wzrastać na skutek zwiększonej produkcji par proton-antyproton przy najwyższych energiach.

Obfita produkcja protonów, i prawdopodobnie również antyneutronów, otwiera możliwości dokładnego zbadania w ISR okoliczności powstawania antymaterii, co jest bardzo ważne, jeżeli chce się zrozumieć dlaczego, przynajmniej w naszej Galaktyce, występuje jeden tylko rodzaj materii.

Zanim przystąpimy do dalszej dyskusji eksperymentów przeprowadzonych przy ISR, spróbujmy spojrzeć na nie z perspektywy, jaką da nam krótki przegląd wyników otrzymanych w czasie ostatnich dziesięciu lat przy użyciu zwyczajnych akceleratorów o energiach do 30 GeV.

Większość naszej wiedzy o własnościach materii hadronowej przy wysokich gęstościach pochodzi z dokładnych badań korelacji pędowych i kątowych cząstek wyprodukowanych w oddziaływaniach hadronów z nukleonami, badań przeprowadzonych głównie przy użyciu dużych komór pęcherzykowych. Wniosek o podstawowym znaczeniu mówi, że w większości przypadków w zderzeniu produkują się bezpośrednio nie trwałe cząstki rejestrowane w detektorach, lecz cięższe od nich stany wzbudzone mezonów i barionów. Te nietrwałe rezonanse hadronowe rozpadają się później, emitując lżejsze i bardziej trwałe cząstki wykrywane przez naszą aparaturę. Z całej tej skomplikowanej dziedziny fizyki cząstek elementarnych wymienimy tutaj tylko kilka zasadniczych punktów:

1) wiele własności cząstek trwałych i ich lżejszych rezonansów jest w zgodności z założeniem, że wszystkie hadrony są zbudowane z bardziej elementarnych składników — kwarków Gell-Manna (lub ogólniej partonów) o ułamkowych ładunkach. Niestety, do obecnej chwili nie udało się zaobserwować tych składników jako cząstek swobodnych;

2) do tej pory udało się zidentyfikować ponad 100 rodzajów hadronów o masach sięgających czasami do 3,5 GeV. W dobrze poznanym rejonie masy, do około 1,5 GeV, liczba rezonansów na jednostkę masy rośnie wykładniczo z masą:

$$z(m) = \frac{dn}{dm} \propto e^{m/m_0}, \quad (m_0 \approx 300 \text{ MeV}).$$

Wynik ten sugeruje, że materia hadronowa łatwo potrafi przechowywać wielkie ilości energii w ograniczonej objętości;

3) czasy życia rezonansów są z grubsza niezależne od ich mas i zmieniają się w przedziale od kilku do wielu jednostek  $10^{-23}$  sekundy (odpowiada to szerokościom połówkowym rezonansów w granicach 10-200 MeV);

4) rozpady nietrwałych cząstek, zwłaszcza ciężkich, zachodzą drogą kaskadową, z emisją najlżejszych hadronów, po jednym w każdym kroku. Energia rozpadu każdego stopnia kaskady wynosi ok. 0,3-0,6 GeV i jest w przybliżeniu niezależna od masy rozpadającego się rezonansu.

W konsekwencji ostatnich dwu własności, końcowe produkty rozpadu tych hadronów są trwałymi cząstkami o pędach około 0,4 GeV/c w układzie spoczynkowym rozpadającego się rezonansu.

Częścią programu eksperymentów w ISR jest zbadanie ewolucji tych

własności hadronów przy wartościach  $\sqrt{s}$  dziesięć razy większych niż zbadane dotychczas. Szczególnie ważne są następujące pytania:

Czy istnieją bardziej pewne dowody istnienia kwarków lub partonów i czy te subcząstki mogą występować jako cząstki swobodne, podlegające w ten sposób normalnej obserwacji?

Czy nadal występuje tendencja materii do koncentrowania się w ciężkie obiekty hadronowe, a jeżeli tak, to do jak dużych mas?

Jak dalece zależą od masy własności rozpadów ciężkich hadronów?

Pierwsze poszukiwania kwarków, tj. obiektów o ładunkach  $1/3e$  i  $2/3e$ , w ISR zostały już zakończone przez grupę CERN-Monachium [13] w przecięciu nr 4. Detektory stanowiło wiele układów grubych liczników scyntylicyjnych i komór iskrowych rozmieszczonych pod różnymi kątami w stosunku do wiązki protonów ( $60$  miliradianów do  $75^\circ$ ). Ilekroć szybko cząstka wtórna przebiegała przez centralny obszar jednego z układów liczników, jej ładunek był określany przez analizę wysokości impulsów. Zaobserwowano kilka miliardów cząstek wtórnych i ładunki wszystkich wynosiły  $1e$ . Oznacza to, że przy wartości  $\sqrt{s}$   $60$  GeV przekrój czynny na produkcję kwarków o masie do  $23$  GeV jest mniejszy od  $10^{-34}$  cm<sup>2</sup>. Granica ta jest około  $100$  razy niższa niż otrzymana z poszukiwań kwarków przy pomocy promieni kosmicznych.

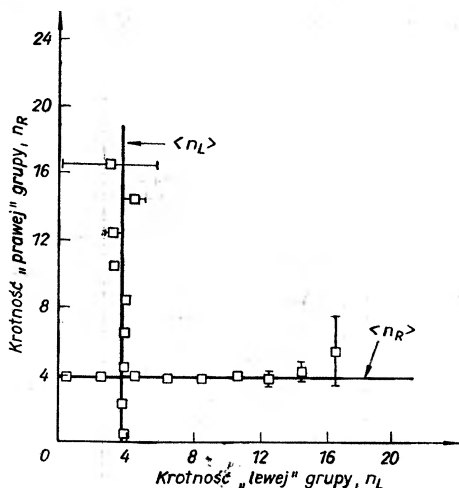
Odkrycie kwarków byłoby tak ważnym wydarzeniem dla fizyki, że poszukiwania ich będą niewątpliwie kontynuowane przy ISR za pomocą lepszej aparatury. W miarę jak z czasem wzrasta świetlność ISR, będzie można badać znacznie mniejsze przekroje czynne, możliwe, że do  $10^{-36}$  cm<sup>2</sup>.

Co się tyczy problemu istnienia i własności ciężkich rezonansów, to najwięcej dającym podejściem jest dokładne badanie korelacji pomiędzy cząstkami wtórnymi wytworzonymi w zderzeniu p-p. Metody te będzie można zastosować w ISR dopiero po skompletowaniu w przecięciu nr 4 złożonego układu detektorów, które w przeciągu roku zostaną wprowadzone do wnętrza magnesu o rozszczepionym polu (Split Field Magnet). Jest to magnes o wadze  $800$  ton, z przerwą o wysokości  $1,1$  m, szerokości  $2,5$  m i długości  $11$  m, pokrywający obszar zderzenia obu wiązek.

W międzyczasie udało się jednak zespołowi Piza-Stony Brook [6, 7] otrzymać ciekawe wyniki przy pomocy układu setek liczników scyntylicyjnych i wielu komór iskrowych, pokrywającego dużą część pełnego kąta bryłowego wokół przecięcia nr 8. Urządzenie to może dać dla każdego zderzenia liczbę oraz rozkład kątowy prawie wszystkich cząstek naładowanych. Bez obecności pola magnetycznego można badać jedynie korelacje w krotności oraz korelacje kątowe. Przykład uzyskanych wyników podany jest na rys. 4, gdzie średnia krotność  $\langle n_R \rangle$  cząstek wtórnych poruszających się zgodnie z kierunkiem wiązki 2, tzn. w prawo, jest odłożona jako funkcja krotności  $n_L$  cząstek poruszających się w lewo (tzn. w kierunku wiązki 1). Gdy zamienimy kierunki, lewy z prawym, otrzymuje się punkty na linii pionowej. Dość dziwny jest fakt, że podczas gdy  $n_L$  zmienia się od kilku do prawie dwudziestu,  $\langle n_R \rangle$  pozostaje stałe w granicach błędów, co oznacza, że krotność grupy wyprodukowanej przez proton porusza-

jący się w prawo nie zależy od tego, co dzieje się z protonem poruszającym się w lewo.

*A priori*, można by znaleźć podstawy do przypuszczania, że sytuacja okaże się zupełnie inna. Jeżeli założyć, że całkowita krotność cząstek naładowanych bez względu na kierunki ma rozkład typu Poissona ze średnią  $\langle n_{ch} \rangle \approx 10$ , to wtedy niskim wartościom  $n_L$  powinny odpowiadać wysokie wartości  $n_R$  i odwrotnie, zatem na rys. 4 powinno się obserwować spadek  $\langle n_R \rangle$  ze wzrostem  $n_L$ .



Rys. 4. Cząstki wtórne powstałe w zderzeniu p-p mogą być podzielone na dwie symetryczne grupy: pierwszą poruszającą się zgodnie z kierunkiem ruchu pierwotnego protonu z pierwszego pierścienia (na prawo) i drugą — poruszającą się w kierunku wiązki nr 2. Na rysunku przedstawiono średnią krotność pierwszej grupy,  $\langle n_R \rangle$ , w funkcji krotności drugiej grupy,  $n_L$  (linia pozioma) i na odwrót ( $\langle n_L \rangle$  w funkcji  $n_R$  — linia pionowa)

Rys. 4 wskazuje na to, że obie te tendencje wydają się kompensować, dając w wyniku rozkład dziwnie płaski, bez żadnych widocznych korelacji pomiędzy lewą i prawą stroną. Jest to przykład trudności, jakie napotykamy w fizyce hadronów przy interpretowaniu niedostatecznie dokładnych wyników.

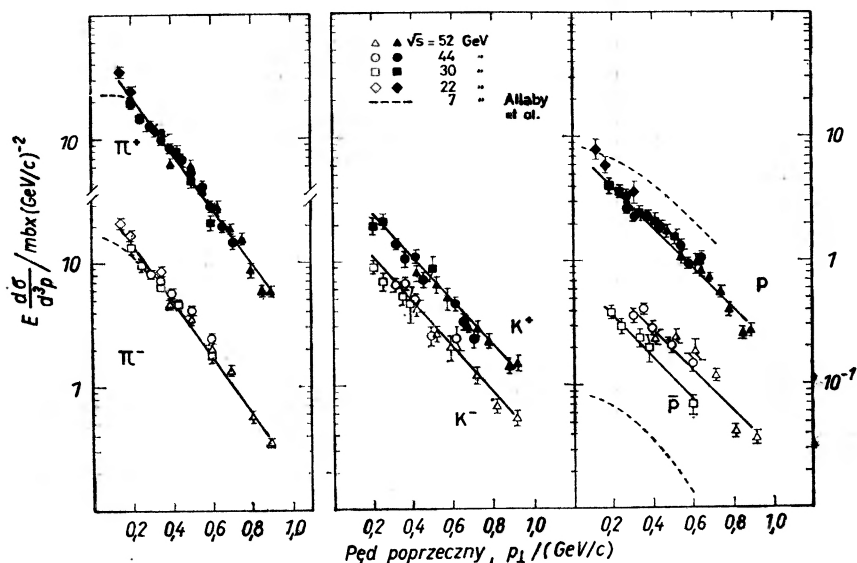
Oprócz dokładnej analizy poszczególnych przypadków, pewne informacje o oddziaływaniach zdobyć można badając składowe pędu cząstek wtórnych w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku lotu pierwotnych protonów. Maksymalna wartość pędu poprzecznego,  $p_{\perp} = p \times \sin(\theta)$  wynosi około  $\sqrt{s}/2$ . Przy doświadczeniach z użyciem akceleratorów o energiach poniżej 30 GeV  $p_{\perp \max} = 2-3$  GeV/c, w ISR  $p_{\perp \max} = 10-30$  GeV/c, co otwiera przed badaniami nowy zakres zjawisk.

Jest jednak sprawdzonym faktem doświadczalnym, że nawet przy energiach promieni kosmicznych średnia wartość pędu poprzecznego,  $\langle p_{\perp} \rangle$ , pozostaje równa 0,4-0,5 GeV/c dla wszystkich rodzajów cząstek wtórnych bez względu na ich energię oraz  $\sqrt{s}$ . Pomiaru wykonane w ISR potwierdziły ogólnie ten fakt, jednak analiza rozkładów aż do najwyższych wartości  $p_{\perp}$  dostarcza nowych ciekawych informacji.

Przy przedstawianiu wyników wygodnie jest podawać przekroje czynne na produkcję cząstek wtórnych w jednostkach niezmienniczej przestrzeni fazowej, jak zaproponował Feynman [15]

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = E \frac{d\sigma}{2\pi p_{\perp} dp_{\perp} dp_{\parallel}} = \frac{2E}{\sqrt{s}} \frac{d\sigma}{d_2 p_{\perp} dx'}$$

gdzie  $E$  jest energią cząstki,  $p$  — jej pędem o składowych: poprzecznej  $p_{\perp}$  i podłużnej  $p_{\parallel}$  a  $x = 2p_{\parallel}/\sqrt{s}$  jest pędem podłużnym w jednostkach pędu maksymalnego.



Rys. 5. Rozkład pędu poprzecznego  $p_{\perp} < 1$  GeV/c dla cząstek wtórnych o  $x = 0,16$ . Linie proste odpowiadają rozkładom wykładniczym, omawianym w tekście i pokazują słuszność hipotezy skalowania dla tej składowej pędu

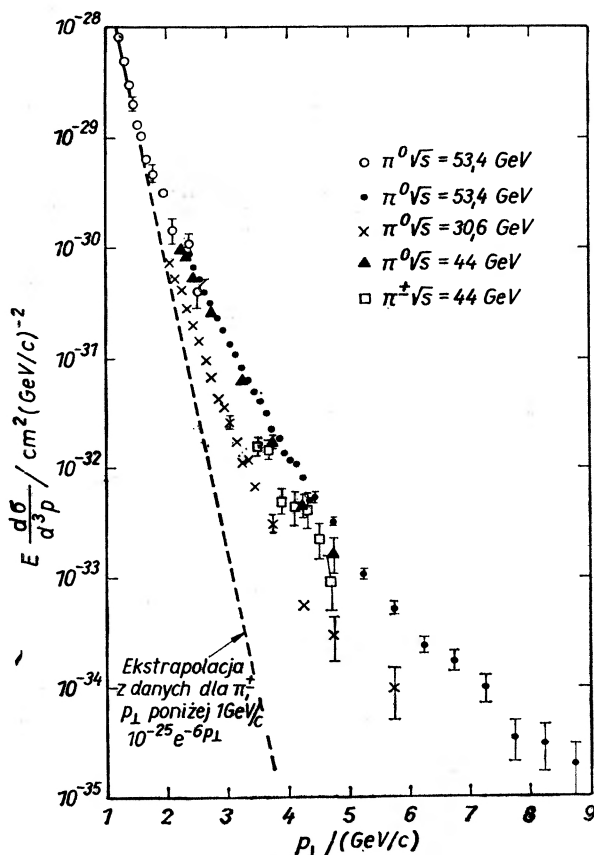
Na rys. 5 przedstawione są, przy użyciu tych jednostek, typowe rozkłady pędu poprzecznego aż do wartości  $p_{\perp} = 1$  GeV/c dla różnych rodzajów cząstek wtórnych przy  $x = 0,16$ . Są to wyniki pomiarów przeprowadzonych w ISR przez zespół Bolonia-CERN [11] przy pomocy spektrometru magnetycznego i gazowych liczników Czerenkowa. Linie przeprowadzone przez punkty doświadczalne odpowiadają równaniu

$$f = E \frac{d\sigma}{d^3p} = A e^{-p_{\perp}/b}$$

z wartościami  $b$  około 0,25 GeV/c. Z rysunku 5 można ocenić ogólną prawdziwość tego prawa skalowania. Ponieważ  $\langle p_{\perp} \rangle \approx 2b$ , więc rezultaty te, wraz z otrzymanymi przez inne grupy przy innych wartościach  $x$ , potwierdzają regułę, że dla wszystkich cząstek wtórnych  $\langle p_{\perp} \rangle$  wynosi około 0,4-0,5 GeV/c.



Wartość pędu poprzecznego trwałej cząstki wtórnej jest bezpośrednią manifestacją energii rozpadu  $Q$  nietrwałej cząstki wyprodukowanej w zderzeniu. Stałość  $\langle p_{\perp} \rangle$  wskazuje zatem na to, że jeżeli masa nietrwałych cząstek rośnie z energią zderzenia, to jednak wartości  $Q$  pozostają w przybliżeniu takie same jak dla cząstek lżejszych. Wynik ten potwierdza podany powyżej ogólny opis zachowania się materii hadronowej.

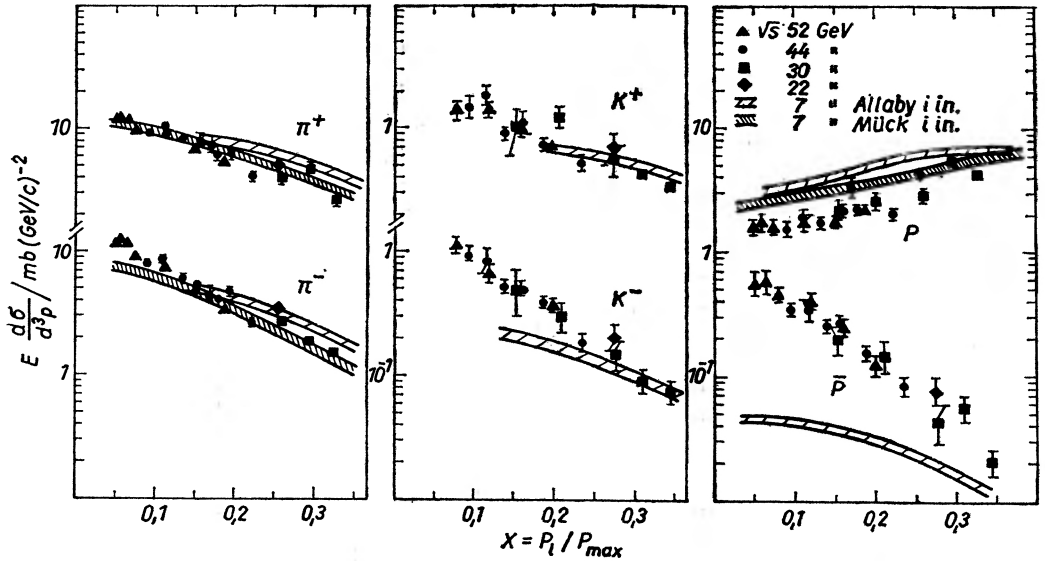


Rys. 6. Rozkłady pędów poprzecznych mezonów  $\pi^0$  i  $\pi^+$  dla dużych wartości  $p_{\perp}$ . Dla  $p_{\perp} > 2$  GeV/c liczba obserwowanych mezonów jest dużo większa niż wynikałoby z ekstrapolacji z obszaru niskich  $p_{\perp}$ . Jest to pierwszy przypadek, gdzie zaobserwowano tak duże pędy poprzeczne, co być może wskazuje na istnienie punktowych obiektów wewnątrz protonu

Nowego spojrzenia na te problemy dostarczają nam obecnie pomiary przy dużych wartościach  $p_{\perp}$ . Na rysunku 6 przedstawione są rezultaty pomiarów wykonanych przez grupę laboratoriów CERN-Columbia-Rockefeller [14] (pomiary przeprowadzono przy pomocy komór iskrowych i układu szklanych liczników Czerenkowa) oraz grupę Saclay-Strasbourg [9] (przy pomocy szeroko-kątnego spektrometru iskrowego), a dotyczących cząstek emitowanych pod kątami  $\theta \approx 90^\circ$ . Strumień cząstek przy dużych wartościach  $p_{\perp}$  jest o wiele

wiekszy (o czynnik  $10^{10}$  przy  $p_{\perp} = 8 \text{ GeV}/c$ ) niż przewidywany przez ekstrapolację od małych wartości  $p_{\perp}$ . Jest to pierwszy wynik, w którym widać dużą rolę wysokich energii osiągniętych w ISR.

Informacja zdobyta do tej pory nie jest jeszcze dostatecznie jednoznaczna, aby pozwolić na pewny wybór spośród wielu możliwości. Za obfitość dużych  $p_{\perp}$  odpowiedzialny być może mechanizm oddziaływania protonów drogą bezpośrednich zderzeń parton-parton. Drugą możliwością jest rozpad jakiegoś ciężkiego obiektu z dużą wartością  $Q$ , trzecią — współdziałanie wielokrotnych rozproszeń. Aby zdobyć szersze spojrzenie na ten problem, należałoby łącznie z cząstkami



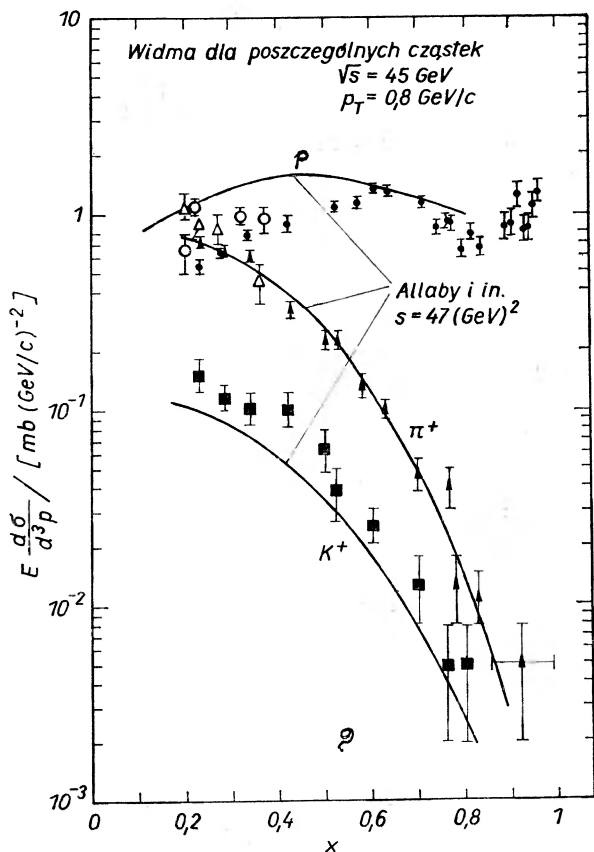
Rys. 7. Rozkład pędu podłużnego naładowanych cząstek wtórnych o  $p_{\perp} = 0,4 \text{ GeV}/c$ . Układanie się danych z ISR wokół jednej krzywej dla cząstek każdego typu wskazuje na spełnienie skalowania również dla tej składowej pędu

o dużych pędach poprzecznych wykrywać inne produkty zderzenia. Obecnie rozwija się program badań idących w tym właśnie kierunku.

Ogólny opis produkcji cząstek uzupełnia informacja o przebiegu przekroju czynnego w funkcji pędu podłużnego,  $p_{\parallel} = p \cdot \cos \theta$ , przy stałym  $p_{\perp}$ . Sytuacja w przedziale pośrednich kątów emisji, tzn. dla niezbyt dużych wartości  $x = 2\hat{p}_{\parallel}/\sqrt{s}$ , przedstawiona jest na rys. 7 według pomiarów grupy Bolonia-CERN [11]. Grupa CERN-Holandia [1] przy pomocy bardziej złożonego spektrometru, mogącego zarejestrować cząstki o wyższych energiach, pokryła większy zakres  $x$  i dostarczyła punkty z rys. 8. Na obu tych rysunkach prócz danych z ISR naniesiono również dla porównania wyniki otrzymane w PS przy  $\sqrt{s} = 7 \text{ GeV}$  [3]. Pomimo że błędy doświadczalne wciąż jeszcze są dosyć duże, to jednak analiza różnych rozkładów wskazuje, że gdy używa się zmiennych proponowanych przez Feynmana, to poszczególne dążą do pewnej krzywej granicznej w miarę wzrostu  $\sqrt{s}$ . Dla mezonów  $\pi^+$  i  $\pi^-$  skalowanie to jest już

osiągnięte przy  $\sqrt{s} = 7$  GeV, dla mezonów  $K$  i antyprotonów dopiero przy energiach ISR. Zmienne są natomiast rozkłady protonów, które nawet przy najwyższych energiach nie mogą być uważane za cząstki wtórne, jako że zawierają w sobie „resztki“ cząstek padających.

Przewidywania skalowania dotyczące małych i średnich wartości  $x$  i wartości  $p_{\perp}$  bliskich  $\langle p_{\perp} \rangle$  były konsekwencją modelu, w którym hadrony



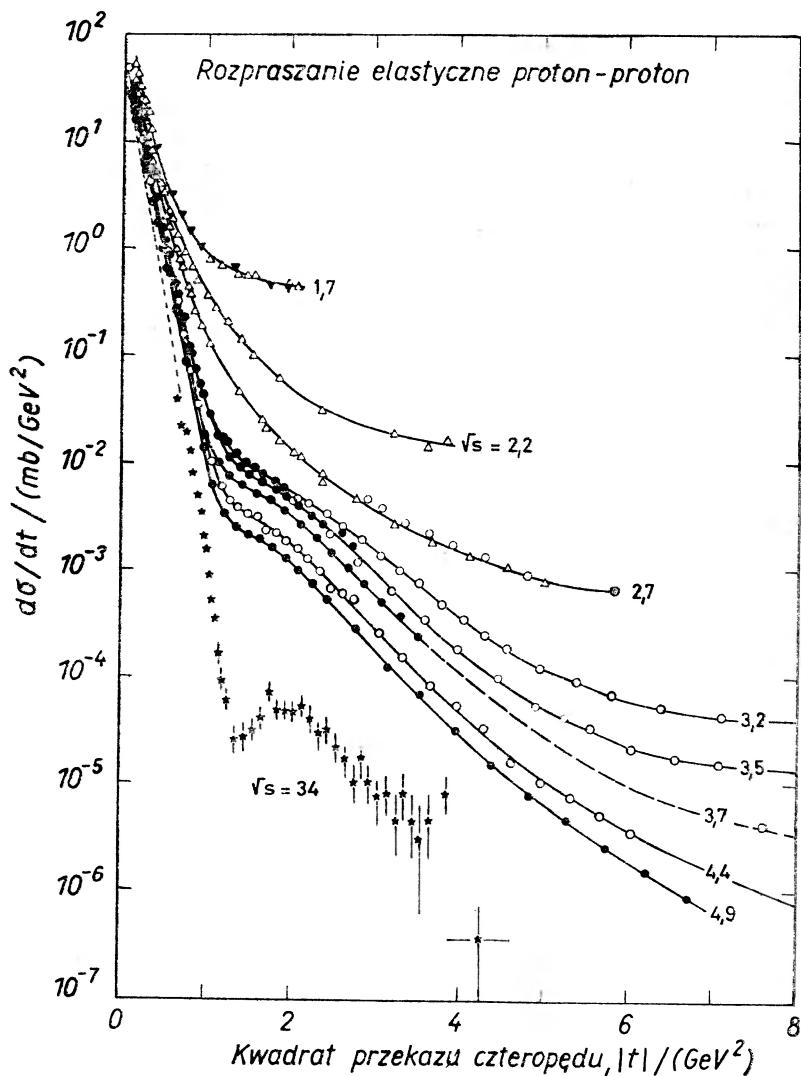
Rys. 8. Rozkład pędu podłużnego cząstek naładowanych w szerokim zakresie  $x$

składały się z partonów wypromieniowanych następnie w zderzeniu podobnie jak fotony w promieniowaniu hamowania. Nie gwarantuje to jednak słuszności modelu, gdyż przy pomocy modelu termodynamicznego, zaproponowanego przez Hagedorna i Ranfta [16], może dobrze opisać rozkłady pędów poprzecznych i podłużnych. Wydaje się, że również w tym przypadku znajomość własności zderzeń jest zbyt mało dokładna, aby pozwolić na pewne wyróżnienie lepszego modelu.

Znalezione i sprawdzone, przynajmniej w pierwszym przybliżeniu, proste prawa skalowania dla rozkładów pędów podłużnych i poprzecznych są jednak

bardzo pożyteczne dla przeprowadzania obliczeń, przynajmniej z pewnym poziomem ufności, dotyczących strumieni cząstek wtórnych w przypadkach o praktycznym znaczeniu, jak np. przy projektowaniu nowych akceleratorów lub badaniu rozchodzenia się promieni kosmicznych w atmosferze.

W czasie ostatnich dwu lat mierzono rozpraszanie elastyczne proton-proton w obszarze energii poprzednio niedostępnym. Różniczkowy przekrój czynny na tę prostą reakcję  $p + p \rightarrow p + p$  określony jest przez dwie wielkości, energię każdego protonu w układzie środka masy,  $E = \sqrt{s}/2$ , i kąt rozproszenia,  $\theta$ . Do



Rys. 9. Rozpraszania elastyczne p-p przy różnych energiach. Zauważmy, że wraz ze wzrostem  $\sqrt{s}$  maksimum dla  $|t| < 1 \text{ GeV}^2$  zwraca się, podczas gdy załamanie w okolicy  $|t| \approx 1,8 \text{ GeV}^2$  rozwija się w bardzo wyraźny garb

analizy wyników wygodniej jest wprowadzić zamiast  $\theta$  relatywistycznie niezmienniczy kwadrat przekazu czteropędu:

$$-t = 2(pc)^2(1 - \cos\theta) \xrightarrow{\theta \ll 1} (p_{\perp}c)^2 (\text{GeV}^2)$$

i mierzyć przekrój czynny w jednostkach

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\pi}{(pc)^2} (d\sigma/d\omega) (\text{cm}^2 \text{ GeV}^{-2}).$$

Ogólne zachowanie  $d\sigma/dt$  w funkcji  $|t|$  zależy od kulombowskiego odpychania dwu jednoimiennie naładowanych protonów oraz działania sił jądrowych, które stają się ważne, gdy protony znajdują się blisko siebie. Przy bardzo małych kątach rozpraszania ( $p_{\perp} \leq 50 \text{ MeV}/c$ ) siły kulombowskie zaczynają dominować ( $d\sigma/dt \sim 1/\theta^4$ , jak w rozpraszaniu Rutherforda) i przekrój czynny praktycznie jest niezależny od  $\sqrt{s}$ . Przy większych kątach dominujące stają się siły jądrowe i ujawnia się wtedy zależność od  $\sqrt{s}$ . Wyniki otrzymane przy energiach akceleratorowych [2] oraz w ISR przez grupę CERN-Harvard-Turyn [12] przedstawione są na rys. 9. Po gwałtownym spadku przekroju czynnego w okolicy  $|t| = 1,8 \text{ GeV}^2$  występuje oscylacja, ledwo widoczna przy małych wartościach  $\sqrt{s}$ , ale silnie zaznaczająca się już przy  $\sqrt{s} = 40 \text{ GeV}$ .

Zachowanie to przywodzi na myśl obraz uzyskany przy dyfrakcji światła na nieprzezroczystym obiekcie. Ponieważ długość fali protonu o pędzie  $p$  wynosi  $\lambda = h/p$ , to oczekiwany związek ma postać

$$\frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dt} = \left( \frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi\hbar} \right)^2 \left[ \frac{2J_1(\sqrt{|t}R/\hbar)}{\sqrt{|t}R/\hbar} \right]^2 \xrightarrow{x \ll 1} \left( \frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi\hbar} \right)^2 e^{-b|t|},$$

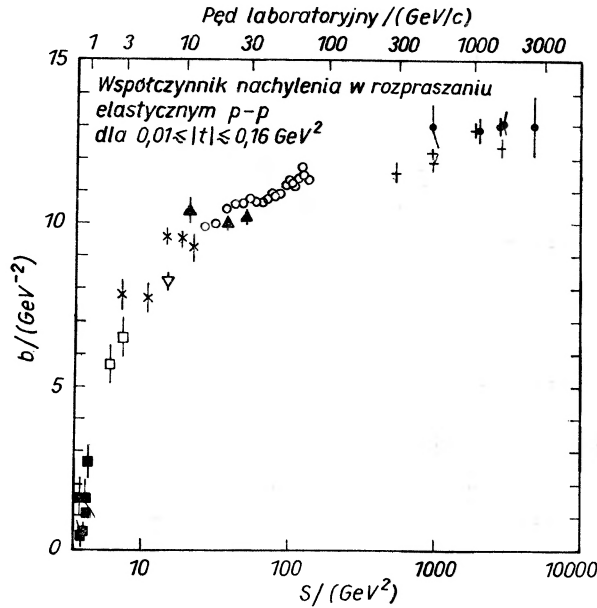
gdzie  $R$  jest promieniem rozpraszającego obiektu,  $\sigma_{\text{tot}}$  całkowitym przekrojem czynnym na oddziaływanie z nim,  $J_1(x)$  jest funkcją Bessela pierwszego rodzaju, a  $b = R^2/4\hbar^2$ . Dopasowując doświadczalne wartości przekroju czynnego przy użyciu powyższego równania w przybliżeniu małych kątów, można otrzymać zarówno współczynnik  $b$ , jak i całkowity przekrój czynny  $\sigma_{\text{tot}}$ . Zależność  $b$  od  $\sqrt{s}$  przedstawiona jest na rys. 10, gdzie, oprócz wyników uzyskanych wcześniej w obszarze energii akceleratorowych, naniesiono wyniki uzyskane przez grupy CERN-Rzym [4] i CERN-Harvard-Turyn [10]. Ponieważ  $R = 0,4\sqrt{b}$  fm, to optyczny promień dla oddziaływań  $p$ - $p$  wzrasta od wartości 1,1 fm przy  $\sqrt{s} = 10 \text{ GeV}$  do 1,4 fm przy  $\sqrt{s} = 50 \text{ GeV}$ . Jeżeli jednak zinterpretuje się wtórne maksima przekroju czynnego przy  $|t| \simeq 1,8 \text{ GeV}^2$  jako pierwsze maksimum funkcji Bessela, to otrzymuje się inną wartość promienia

$$R = \frac{5.14}{p_{\perp}/\hbar} \approx 0,8 \text{ fm},$$

co pokazuje, że „optyczna“ interpretacja rozpraszania elastycznego pod małymi kątami może być uważana za słuszną jedynie w pierwszym przybliżeniu.

Dla większych wartości  $|t|$ , poza obszarem „optycznym“, rozpraszanie elastyczne nie było jeszcze badane w ISR, ponieważ przekrój czynny jest tam

tak mały, że przy obecnych wartościach świetności liczby zliczeń na jednostkę czasu byłyby zbyt niskie. Jest to również potencjalnie interesujący obszar, ponieważ punktowe oddziaływania partonów powinny stać się bardziej znaczące pod dużymi kątami.



Rys. 10. Wartość współczynnika  $b$  (nachylenia maksimum elastycznego ku przodowi z rys. 10) w funkcji  $\sqrt{s}$

Jeżeli chodzi o całkowity przekrój czynny na oddziaływanie proton-proton, to ostatnie pomiary dokonane przez grupy CERN-Rzym [5] i Piza-Stony Brook [7] wskazują, że wielkość ta przechodzi przez płytkie minimum przy  $\sqrt{s} = 10$  GeV, gdzie  $\sigma_{tot} = 38,5$  mb, a następnie wzrasta jednostajnie osiągając wartość 43 mb przy  $\sqrt{s} = 53$  GeV.

Pierwsza z dwu grup otrzymała  $\sigma_{tot}$  z pomiarów rozpraszania elastycznego pod małymi kątami przy zastosowaniu równania ze strony 239 (twierdzenia optycznego). Druga z grup badała wprost liczbę przypadków z produkcją cząstek naładowanych w oddziaływaniu p-p.

Wynik ten wskazuje, że dla energii wyższych niż  $\sqrt{s} = 20$  GeV daje się zaobserwować nowy typ zachowania materii hadronowej; stwierdzenie tego było możliwe jedynie przy użyciu ISR.

#### 4. Wnioski końcowe

Przegląd ten zakończymy krótkim spojrzeniem w przyszłość. Wyniki otrzymane z eksperymentów przeprowadzonych w czasie ostatnich dwu lat w ISR wydają się wskazywać, że najbardziej obiecujące rezultaty otrzymać by można

drogą dokładnego badania pojedynczych przypadków. Bardzo interesujące jest zbadanie warunków, w jakich powstają czastki wtórne o dużych pędach poprzecznych, jak również analiza korelacji pomiędzy cząstkami wyprodukowanymi w pojedynczych zderzeniach, w szczególności dla par proton-antypoton. Duża część tego programu będzie realizowana przy użyciu magnesu o rozszczepionym polu w przecięciu nr 4, ale inny spektrometr pokrywający zakres dużych kątów byłby również potrzebny. Oczywiście, będzie się również prowadzić poszukiwania kwarków w granicach możliwości ISR. Eksperymenty te będą kontynuowane w przyszłych latach przy pomocy akceleratorów w NAL i Super-CERN-ie z wiązkami o energiach rzędu 200-400 GeV, ale za to o większej intensywności. Jeżeli chodzi o przyszły rozwój urządzeń do pracy z wiązkami przeciwbieżnymi, to technika pozwala obecnie zbudować pierścienie akumulujące protony o energii 100-200 GeV i dostarczające zderzeń przy  $\sqrt{s}$  równym 200-400 GeV z częstością  $10^8$  na sekundę. Magnesy nadprzewodzące mogłyby pozwolić na utrzymanie rozmiarów pierścieni w granicach ISR lub niewiele większych.

Pomimo entuzjazmu inżynierów i fizyków, projekty te będą musiały poczekać nieco na realizację. W rzeczywistości, pomijając nawet kwestie finansowe, samo sformułowanie problemów fizyki hadronów jest tak mgliste, że trudno powiedzieć, czy zwiększenie  $\sqrt{s}$  o następny czynnik 10 jest naprawdę tym, co zbliży nas w sposób istotny do ich rozwiązania. Z drugiej strony jednak można mieć nadzieję, że zainteresowanie najbardziej tajemniczymi własnościami materii będzie trwało dostatecznie długo, aby pozwolić na pełne wykorzystanie możliwości stawianych przez technikę przeciwbieżnych wiązek.

*Tłumaczył z angielskiego Maciej Górski*

#### Literatura

- [1] M. G. Albrow i in., przesłane do publikacji w *Phys. Letters* 1973.
- [2] J. V. Allaby i in., *Phys. Letters*, **28B**, 67 (1968).
- [3] J. V. Allaby i in., *Proc. of the Conference on High Energy Collisions*, Oxford tom 2, str. 85.
- [4] U. Amaldi i in., *Phys. Letters*, **36B**, 504 (1971).
- [5] U. Amaldi i in., przesłane do publikacji w *Phys. Letters* 1973.
- [6] R. S. Amendolia, przesłane do publikacji w *Nuovo Cimento* 1973.
- [7] R. S. Amendolia, przesłane do publikacji w *Phys. Letters* 1973b.
- [8] Antinucci i in., *Lettere al Nuovo Cimento*, **6**, 121 (1973).
- [9] M. Banner i in., *Phys. Letters*, **41B**, 547 (1972).
- [10] G. Barbiellini i in., *Phys. Letters*, **39B**, 663 (1972).
- [11] A. Bertin i in., *Phys. Letters*, **42B**, 493 (1972).
- [12] A. Böhm i in., przesłane do publikacji, 1973.
- [13] M. Bott-Bodenhausen i in., *Phys. Letters*, **40B**, 693 (1972).
- [14] Współpraca CERN-Columbia-Rockefeller, 1973, przesłane do publikacji.
- [15] R. P. Feynman, *Phys. Rev. Letters*, **23**, 1415 (1969).
- [16] R. Hagedorn, J. Ranft, *Nuclear Phys.*, **B48**, 157 (1972).
- [17] K. Johnsen, *Kerntechnik*, **12**, 168 (1970).

*Waldemar Soszka*

Instytut Fizyki  
Uniwersytetu Jagiellońskiego  
Kraków

## Emisja jonowo-elektronowa z realnej powierzchni metali

### Ion-Electron Emission from a Real Metal Surface

*Abstract:* Presented in this paper is a kinetic-potential model of secondary ion-electron emission which, among other things, provides an explanation of the energy spectrum structure of secondary electron emission. The considerations take account of the role of the metal's surface monolayer, the composition of which includes both impurity particles and neutralized embedded ions.

#### 1. Wstęp

Jednym z procesów towarzyszących oddziaływaniu jonów z powierzchnią ciała stałego jest wtórna emisja elektronowa. Jest to niezwykle powszechne w przyrodzie zjawisko. Występuje ono w bardzo szerokim przedziale energii jonów (od kilku eV do kilkuset MeV), zarówno dla tarcz gazowych, jak i stałych, metalicznych i niemetalicznych, atomowo czystych oraz pokrytych monowarstwą adsorbcyjną (dalej takie powierzchnie będziemy nazywali realnymi).

W przedstawionym niżej modelu emisji ograniczono się do energii kilku keV, to jest do tzw. przedziału plazmowego i do tarcz metalicznych pokrytych warstwą cząstek domieszkowych. Badania w zakresie energii plazmowych mają szczególnie duże znaczenie praktyczne ze względu na rozwój technologii elementów półprzewodnikowych wykorzystujących metody implantacyjne.

Rozkład kątowno-energetyczny elektronów wtórnych jest źródłem informacji o strukturze statycznej i dynamicznej ciała stałego. Przy ograniczeniu energii do przedziału plazmowego informacje te dotyczą głównie warstw przypowierzchniowych ciała stałego oraz warstwy adsorbcyjnej powstałej zarówno na drodze chemicznej, jak i fizycznej. W pierwszym przybliżeniu oddziaływanie jonu z powierzchnią sprowadza się do kolejnych zderzeń binarnych jonu pa-



dającego bądź to z atomem domieszkowym, bądź to z rdzeniem atomowym tworzącym sieć krystaliczną [1]. W obu przypadkach w wyniku zderzenia emitowane są elektrony. W przedziale energii plazmowych uzasadnione będzie pominięcie oddziaływania jonu z elektronami metalu. Tylko przy prędkościach jonów porównywalnych z prędkościami orbitalnymi elektronów może nastąpić efektywne lokalne nagrzanie gazu elektronowego połączone z „wyparowaniem” elektronu. Wydaje się również, że ze względu na pokrycie powierzchni metalu warstwą cząstek zaadsorbowanych można zaniedbać potencjalne oddziaływanie jonu z elektronami metalu i przyjąć, że dominującym mechanizmem emisji elektronów jest mechanizm odniesiony tylko do „quasi-molekuły” (produkt powstały w chwili zderzenia binarnego dwóch cząstek). Różnice obserwowane w rozkładach kątowno-energetycznych elektronów wtórnych w przypadku atomów domieszkowych oraz w przypadku rdzeni atomowych, można by wykorzystać do badania stanu powierzchni. Na możliwość taką zwrócono uwagę w pracy [2], w której sugeruje się, że fakt ten może być szczególnie przydatny przy określaniu stanu nasycenia ciała stałego jonami implantowanymi.

Jak już wspomniano, zjawisko wtórnej emisji jonowo-elektronowej jest niezwykle uniwersalne. Mimo to istnieją do chwili obecnej poważne luki zarówno w interpretacji teoretycznej zjawiska, jak też w nagromadzonym materiale eksperymentalnym. Istnieje np. niewiele prac eksperymentalnych [3], w których autorzy zajmują się badaniem rozkładów energetycznych elektronów wtórnych w obszarze energii plazmowych. Tylko w niewielu pracach, np. [4, 5, 6], zwrócono uwagę na występowanie struktury widma energetycznego. W żadnej pracy, z wyjątkiem prac autora, nie powiązано tej struktury z fizyko-chemicznym stanem powierzchni rozpraszającej jony. Powiązanie takie wydaje się naturalnym, jeśli uwzględnić, że warunki eksperymentu nie dawały gwarancji zachowania powierzchni w stanie atomowo czystym.

## 2. Model kinetyczny wtórnej emisji jonowo-elektronowej

Wtórnią emisję jonowo-elektronową przyjęto charakteryzować współczynnikiem  $\gamma$ , który określa się jako stosunek całkowitej liczby emitowanych elektronów  $I_e$  do liczby padających jonów  $I_i$ :

$$\gamma = \frac{I_e}{I_i}. \quad (1)$$

Liczne doświadczenia (patrz monografia Massey'a i Burhopa [7]) pokazały, że współczynnik  $\gamma$  bardzo silnie zależy od warunków eksperymentu, takich jak ciśnienie gazów resztkowych, fizyko-chemiczny stan powierzchni, gęstość padającej wiązki jonowej. Dla przykładu, powstanie monowarstwy adsorpcyjnej

na powierzchni tarczy prowadzi zwykle do zawyżenia wartości współczynnika  $\gamma$ .

W tej sytuacji badania nad współczynnikiem  $\gamma$  bez uwzględnienia powyższych parametrów — a w większości prac niestety tak jest — są mało przekonywające. Dużo bardziej przekonujące wydają się prace nad rozkładem energetycznym elektronów wtórnych, z którego, zresztą, w prosty sposób można obliczyć współczynnik  $\gamma$ . Dlatego też opisany poniżej model zjawiska wtórnej emisji elektronowej stawia sobie za cel wyjaśnienie pochodzenia składu energetycznego elektronów wtórnych.

Jon oddziaływając z powierzchnią ulega wielokrotnemu rozproszeniu, przy czym każdy kolejny akt zderzenia ma charakter zderzenia binarnego [1]. Jak już powiedziano, twór powstały w momencie zderzenia binarnego dwóch cząstek nosi nazwę quasi-molekuły. Z reguły quasi-molekuła znajduje się w stanie wzbudzonej. Obliczenia teoretyczne wykazały, że deekscytacja quasi-molekuły odbywa się głównie na drodze emisji elektronów [8]. Proces deekscytacji bezpromienistej jest dużo bardziej prawdopodobny w porównaniu z procesami radiacyjnymi.

Wzbudzenie quasi-molekuły może nastąpić zarówno na drodze kinetycznej, jak i potencjalnej. Rozpatrzmy problem przejścia energii kinetycznej jonu w energię wzbudzenia powłok elektronowych quasi-molekuły. W przypadku, kiedy quasi-molekuła jest tworem wieloelektronowym najbardziej pewne wydaje się podejście statystyczne. Zgodnie z teorią Firsova [9] przyjmuje się, że między jonom i atomem ciała stałego następuje intensywna wymiana elektronów związana z przeniesieniem pewnej ilości pędu  $m(\dot{r}_a - \dot{r}_b)$  przez powierzchnię  $S$  rozdzielającą obszar działania potencjałów obu cząstek  $Z_1$  i  $Z_2$ . W rezultacie między cząstkami pojawiają się pewne siły dysypatywne przypominające siły tarcia:

$$F = \pm m \int_S (\dot{r}_a - \dot{r}_b) \frac{nv}{4} dS \quad (2)$$

gdzie  $n$  — koncentracja elektronów w modelu Thomasa-Fermiego. Tutaj koncentracja zależy od potencjału oddziaływania na powierzchni  $S$  przedzielającej obie cząstki. Potencjał wyraża się przez znaną funkcję  $\chi$  Thomasa-Fermiego [10]. Wreszcie  $v$  — średnia wartość absolutnej prędkości elektronów. Praca tych sił przy przesunięciu cząstek o  $dr = (dr_a - dr_b)$  jest właśnie szukaną wartością energii wzbudzenia. W przypadku ogólnym [3]:

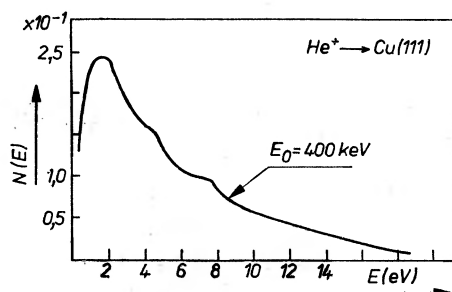
$$\varepsilon(p) = \frac{h\delta_0}{\pi\alpha_0^2} (Z_1 + Z_2)^2 \int_r^\infty \frac{\left[1 - \frac{V(R)}{E}\right] dr}{\sqrt{1 - \frac{V(R)}{E} - \frac{p^2}{R^2}}} \int_{\frac{r}{R}}^\infty \frac{\chi^2(\varrho) d\varrho}{\varrho}, \quad (3)$$

gdzie  $E$  — energia ruchu względnego cząstek,  $\varrho$  — parametr zderzenia,  $V(r)$  — potencjał odpychający, działający przy dużym zbliżeniu cząstek,

$v_0$  — prędkość jonu,  $a_0 = h/mv_0$ ,  $r_0$  — odległość największego zbliżenia. Dla małych kątów rozproszenia formuła upraszcza się [9]:

$$\varepsilon = \frac{0,35 (Z_1 + Z_2)^{5/8} \frac{\hbar \partial_0}{a_0}}{\left[ 1 + 0,16 (Z_1 + Z_2)^{1/8} \frac{r_0}{a_0} \right]^6} \quad (4)$$

Obecnie rozpatrzmy związek pomiędzy energią wzbudzenia a emisją elektronów. Najprościej będzie założyć, że nagrany gaz elektronowy quasi-molekuły „paruje”. Założenie takie pozwala na opis zjawiska emisji na gruncie modelu statystycznego. Zgodnie z tym rozkład energetyczny emitowanych elektronów winien mieć charakter rozkładu maxwellowskiego. Niestety, ostatnie rezultaty eksperymentalne nie potwierdziły całkowicie takiego założenia. Wprowadzenie techniki koincydencji przy badaniu rozproszenia jonów o energiach kilku keV na tarczach gazowych [11] pozwoliło wykryć w składzie elektronów wtórnych grupy monoenergetycznych elektronów, co oczywiście nie mogło być wyjaśnione na bazie modelu statystycznego. W tym miejscu warto zaznaczyć, że również dla tarcz stałych w tym samym czasie odkryto strukturę widma energetycznego [12] (rys. 1), jednakże ze względu na złożoność procesu emisji z powierzchni



Rys. 1. Rozkład energetyczny elektronów wtórnych emitowanych z powierzchni (111) monokryształu miedzi pod wpływem bombardowania jonami  $\text{He}^+$  o energii 400 keV w przypadku padania normalnego [12]

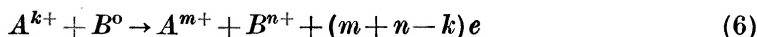
ciała stałego (chodzi tutaj o nałożenie się kilku różnego typu procesów emisyjnych) korzystając z tych wyników nie można było wykluczyć modelu statystycznego. Dla tarczy gazowej, gdzie model quasi-molekuły nie budzi wątpliwości, wykrycie struktury widma energetycznego było bardzo poważnym kontrargumentem przeciwko statystycznej teorii.

W tej sytuacji wydaje się, że jednym z możliwych mechanizmów wyjaśniających pochodzenie wspomnianej struktury widma jest mechanizm Augera. Interesujące jest, że jeszcze w 1932 roku Weizel i Beeck [13] wskazali na efekt Augera, jako na mechanizm nieodwracalnej przebudowy wielokrotnie wzbudzonej powłoki elektronowej quasi-molekuły, w wyniku której możliwa jest emisja elektronów. W rozwiniętym przez Parilisa [14] modelu Augera zakłada

się, że jonizacja quasi-molekuły następuje w dwóch etapach. W pierwszym etapie następuje wzbudzenie określonej liczby elektronów powłokowych. Wzbudzenie to może być osiągnięte zarówno w wyniku swoistego „tarcia” powłok elektronowych (mechanizm kinetyczny), jak również opisanego niżej tzw. „wypychania” poziomów energetycznych (mechanizm potencjalny). W drugim etapie w rezultacie serii przejść Augera w przybliżeniu połowa wzbudzonych elektronów opuszcza quasi-molekułę [14]. Z pracy [14] wynika również, że średnia nieelastyczna strata energii  $\bar{Q}$  równa jest:

$$\bar{Q} = 2,6 \frac{2\bar{n} + 1}{2\bar{n} + 2} \sum_{i=1}^{\bar{n}} U_i \quad (5)$$

gdzie  $\bar{n}$  — liczba oderwanych elektronów,  $U_i$  — potencjał jonizacji. Strata energii  $\bar{Q}$  dwa, trzy razy przewyższa sumę energii jonizacji. Przykładowo: dla procesu:

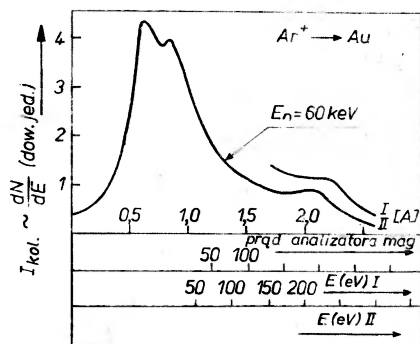


energia unoszona przez elektrony  $R^*$  równa jest różnicy sum energii wzbudzenia  $2(m-k)$  elektronów jonu i  $2n$  elektronów atomu, i energii jonizacji  $(m+n-k)$  elektronów:

$$R^* = \left( \sum_{i=k+1}^{2(m-k)} U_i^* - \sum_{i=k+1}^m U_i \right)_A + \left( \sum_{i=1}^{2n} U_i^* - \sum_{i=1}^n U_i \right)_B \quad (7)$$

Tutaj zakłada się, że wzbudzenie elektronów atomu i jonu następuje ze stanu podstawowego do najbliższego stanu wzbudzonego. Dla argonu:  $(1s)^2(2s, 2p)^8(3s, 3p)^8 \rightarrow (1s)^2(2s, 2p)^8(3s, 3p)^{8-2n}(4s, 4p)^{2n}$  lub w stan:  $(1s)^2(2s, 2p)^8(3s, 3p)^{8-2n}(3d)^{2n}$ . W przejściu typu 1011 (tzn:  $k = 1, o = 0, m = 1, n = 1$ ) teoretyczna wartość  $R^*$  wynosi około 22 eV, natomiast w przejściu 1012—49 eV. Eksperymentalnie potwierdzono, że w widmie energetycznym elektronów wtórnych rzeczywiście w okolicy 50 eV obserwuje się wyraźne maksimum [15], co mogłoby potwierdzić hipotezę Parilisa o dwustopniowym mechanizmie emisji elektronów. We wspomnianym eksperymencie niezależnie obserwowano maksima o energii 200 i 400 eV. Pochodzenie tych maksimów również można wyjaśnić zjawiskiem Augera. Przy silnym zderzeniu (tzn. z małym parametrem zderzenia) w wewnętrznych powłokach elektronowych powstaje dziura. Elektron, który znajdował się w miejscu dziury może albo opuścić quasi-molekułę, albo zająć wolne miejsce na wyższych poziomach energetycznych. W wyniku procesu Augera wypełnieniu dziury towarzyszy emisja elektronu o dyskretnej wartości energii. Jak podają Fano i Lichten [16], przy zderzeniu jonu  $Ar^+$  z atomem  $Ar^0$  w obszarze energii kilku keV z powłoki  $L$  w procesie zderzenia może być „wybity” jeden lub dwa elektrony. Powstała dziura wypełnia się na drodze przejścia Augera typu  $L \rightarrow MM$ , przy czym elektron Augera otrzymuje energię równą energii jonizacji powłoki  $L$  (244, 246 lub 287 eV) minus energia dwukrotnej jonizacji w powłoce  $M$  (43 eV). Powstaje zatem porcja energii kinetycznej równa około

200 eV unoszona przez elektron. Jak już wspomiano, maksimum przy 200 eV w rozkładzie energetycznym było rzeczywiście obserwowane eksperymentalnie zarówno dla tarcz gazowych [15], jak i stałych [4] (rys. 2).



Rys. 2. Rozkład energetyczny elektronów wtórnych emitowanych z powierzchni polikryształu złota pod wpływem bombardowania jonami  $Ar^+$  o energii 60 keV. Krzywa I — tarcza na potencjale 0 V, krzywa II — tarcza na potencjale +18 V [4]

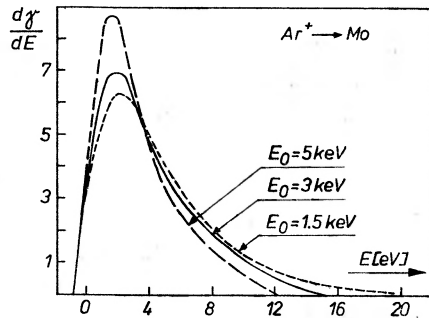
Nie wszystkie obserwowane doświadczalnie maksima  $R^*$  dają się wyjaśnić na gruncie modelu jednokrotnych i wielokrotnych przejść Augera. Amusia i in. [17] zakładają istnienie w wieloelektronowej quasi-molekule kolektywnych drgań plazmowych. Wyzwolona przy rozpadzie plazmonu energia  $\varepsilon$ :

$$\varepsilon = \hbar\omega = \hbar \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}} \quad (8)$$

może być przekazana wybranemu elektronowi. Jeśli energia ta przewyższa energię wiązania, następuje emisja elektronu. Jednakże, jak twierdzi Parilis [18], plazmon jest superpozycją jednocząstkowych wzbudzeń typu cząstka-dziura, relaksacja których w gruncie rzeczy również sprowadza się do efektu Augera.

Dotychczas rozpatrywano jonizację quasi-molekuły izolowanej od wpływu powierzchni ciała stałego. Dopuszczenie takie wydaje się uzasadnione dla adsorbowanych na powierzchni metalu atomów i molekuł zarówno domieszkowych, jak i bombardujących. Tworzy się wówczas quasi-molekuła złożona z jonu bombardującego i cząstki adsorbowanej. Istnieje jednak duże prawdopodobieństwo powstania quasi-molekuły składającej się z jonu bombardującego oraz rdzenia atomowego tworzącego sieć krystaliczną metalu. W tym przypadku należy uwzględnić, po pierwsze, fakt, że górne poziomy energetyczne atomów metalu tworzą pasma o pewnej szerokości energetycznej i po drugie, że utworzona quasi-molekuła jest częściowo lub całkowicie zanurzona w gazie elektronowym metalu. Proces Augera odniesiony do pasm energetycznych metalu dopuszcza emisję elektronów o wszystkich możliwych wartościach energii, w wyniku czego widmo energetyczne winno posiadać rozkład ciągły. Rzeczywiście w wielu pracach eksperymentalnych [19], (rys. 3) obserwuje się rozkład ciągły, zbliżony do rozkładu Maxwella, z maksimum w okolicy kilku eV. Poło-

zenie maksimum bardzo słabo zależy od energii bombardujących jonów, co potwierdza przypuszczenie, że dla niskich energii (i prawdopodobnie średnich) nie można stosować modelu nagrzanego „parującego” gazu elektronowego, mimo że kształt widma sugerowałby odwrotną sytuację.



Rys. 3. Rozkład energetyczny elektronów wtórnych emitowanych z powierzchni molibdenu pod wpływem bombardowania jonami  $Ar^+$  o energii odpowiednio: 1,5, 3 i 5 keV [19]

Zanurzenie quasi-molekuły w gazie elektronowym metalu powoduje, że po pierwsze, wzbudzenie może być przekazane elektronom metalu, co ogranicza emisję elektronu z samej quasi-molekuły, i po drugie, emisji szybkich elektronów Augera może towarzyszyć wzbudzenie, przez te ostatnie, plazmonów w metalu (w odróżnieniu od plazmonów wzbudzonych w samej quasi-molekule). W tym miejscu należy zaznaczyć, że przejściom Augera w metalu w przypadku głęboko leżących pasm walencyjnych powinna towarzyszyć generacja elektronów o dyskretnych wartościach energii. Np. w pracy [6] wysunięto przypuszczenie, że niektóre osobliwości obserwowane na zróżniczkowanej graficznie krzywej rozkładu energetycznego mogą być wynikiem przejść międzypasmowych, jednakże w pracy tej nie podano identyfikacji tych przejść. Jeśli rozpad plazmonu nastąpi w pobliżu powierzchni metalu, to możliwa jest emisja elektronów metalu o energii równej różnicy energii plazmonu i energii wyjścia. O możliwości wzbudzenia plazmonów w metalu przez elektrony Augera mówi się również w pracy [20].

### 3. Mechanizm potencjalny wtórnej emisji jonowo-elektronowej

Badania nad jonizacją występującą przy zderzeniach atomowych wykazały, że występuje ona przy prędkościach jonu dużo, dużo mniejszych od prędkości orbitalnej elektronów. Wskazuje to na istnienie oprócz mechanizmu kinetycznego innego mechanizmu wzbudzenia, który swoim zasięgiem obejmowałby obszar niskich energii bombardujących jonów. Mechanizm ten można przedstawić następująco: dwie cząstki w procesie zderzenia, w grubym przybliżeniu, tworzą dla elektronów jamę potencjalną z powoli zbliżającymi się ściankami. W rezultacie tego następuje „wypychanie” do góry oraz przecinanie się więzkości poziomów energetycznych. Efekt jest podobny do wielokrotnego wzbudzenia.

dzenia, tj. innymi słowami, podobnie jak ma to miejsce w stanie wzbudzonym, elektrony zewnętrznych powłok zderzających się cząstek okazują się wypchnięte na „peryferie” quasi-molekuly. Oczywiście jest, że w modelu tym prędkość zbliżenia nie odgrywa istotnej roli. Przykładowo: przy zderzeniu atomów helu następuje wzbudzenie 2s-elektronów na skutek przecięcia się termów  $1s^2 2s^2$  oraz  $1s^2 2p^2 s$ . Pierwszy stan przechodzi w  $1s^2 2p^2$ , a drugi w głęboko leżący stan berylu  $1s^2 2s 2p$ . Pierwszy stan jest stanem autojonizacyjnym, ponieważ jego energia przewyższa energię jonizacji Be.

Niestety, przedstawiony powyżej model w przypadku cząstek wieloelektronowych nie poddaje się dokładnemu opisowi kwantowo-mechanicznemu.

W przypadku powierzchni metalu atomowo czystej istnieje duże prawdopodobieństwo, że jeden z elektronów metalu dzięki przejściu tunelowemu zajmie podstawowy poziom energetyczny nadlatującego jonu, natomiast wyzwolona przy tym energia zostanie przekazana innemu elektronowi. Jeśli spełniony jest warunek  $E_i > 2e\varphi$  (gdzie  $E_i$  — energia jonizacji padającej cząstki  $\varphi e$  — praca wyjścia), to elektron może opuścić powierzchnię metalu. Tego typu emisja nosi również nazwę emisji potencjalnej. Możemy wyróżnić czystą neutralizację Augera lub też neutralizację połączoną z relaksacją Augera [18]. Energia unoszona przez elektron równa jest  $E_e = E_i - \alpha - \beta$ , gdzie  $\alpha$  i  $\beta$  początkowe poziomy energetyczne elektronu pierwszego i drugiego liczone od poziomu próżni. Maksima Augera w potencjalnej emisji elektronów posiadają, oprócz szerokości naturalnej, szerokość związaną z rozmiarami pasma dostarczającego elektrony. Kształt widma określony będzie także rozkładem elektronów w paśmie.

Podobnie jak w modelu potencjalnej emisji również w modelu kinetycznym można potraktować metal całościowo. Wystarczy, że w wyniku zderzenia w paśmie zapełnionym metalu powstanie dziura. Wybity na drodze kinetycznej elektron z reguły pozostaje w metalu, ponieważ, jak wiadomo, z doświadczeń ze zderzeniami atomowymi, większość elektronów posiada energię nie przekraczającą 20 eV [21], podczas gdy głębokość pasma zapełnionego równa jest około  $20 \div 25$  eV. W warunkach wysokiej koncentracji elektronowej metalu z dużym prawdopodobieństwem zachodzi rekombinacja Augera dziury z elektronem z pasma przewodnictwa. Towarzyszy temu emisja elektronów.

Zgodnie z powyższym przedstawieniem współczynnik wtórnej emisji elektronowej  $\gamma$  (por. wzór (1)) wyrazi się następująco:

$$\gamma = \sigma \lambda W N \quad (9)$$

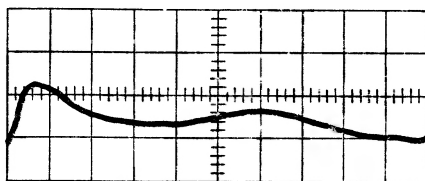
gdzie  $W = W_i + W_r$  (tutaj  $W_i$  — prawdopodobieństwo bezpośredniego wybicia elektronu z rdzenia atomowego,  $W_r$  — prawdopodobieństwo emisji w wyniku Auger — rekombinacji),  $\sigma$  — przekrój czynny na powstanie pary elektron-dziura,  $\lambda$  — efektywna długość przelotu elektronu w metalu,  $N$  — liczba atomów w  $1 \text{ cm}^3$ . Oczywiście, wzór (9) jest słuszny dla powierzchni atomowo czystej.

Jak wynika z powyższych rozważań teoretycznych, proces emisji jonowo-elektronowej jest procesem niezwykle złożonym. Ogólnie rzecz biorąc w zależ-

ności od odległości  $s$ , w jakiej aktualnie znajduje się bombardujący jon, możliwe są następujące rodzaje emisji elektronowej:

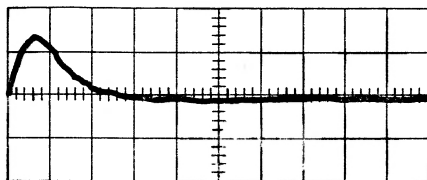
a)  $0 < s \leq 5 \text{ \AA}$ . Emisja potencjalna — oddziaływanie z metalem jako całością prowadzi do neutralizacji i relaksacji Augera, w wyniku czego produkowane są elektrony o widmie ciągłym. Oddziaływanie z izolowanym atomem adsorbowanym na powierzchni metalu prowadzi do wzbudzenia potencjalnego, a następnie autojonizacji quasi-molekuły połączonej z generacją monoenergetycznych grup elektronów.

b)  $s \leq 0$ . Emisja kinetyczna — oddziaływanie z rdzeniem atomowym prowadzi do kinetycznego wzbudzenia quasi-molekuły połączonego (ale niekoniecznie) z bezpośrednim wybiciem elektronu. W zależności od tego, w jakim paśmie metalu powstanie dziura, emisja elektronów na drodze przejść Augera ma charakter ciągły lub dyskretny. Mogą również tworzyć się plazmony, rozpad których wiąże się z generacją elektronów o dyskretnych wartościach energii. Oddziaływanie z atomem adsorbowanym (izolowanym) prowadzi do silnego wzbudzenia quasi-molekuły na skutek „tarcia” powłok elektronowych zderza-



Rys. 4. Rozkład energetyczny elektronów wtórnych emitowanych z powierzchni (100) monokryształu miedzi pod wpływem bombardowania jonami  $\text{Ar}^+$  o energii 3 keV.  $dI/dE$  — w dowolnych jednostkach skali logarytmicznej; 1/1 działkę; energia: 5 eV/1 działkę [2]

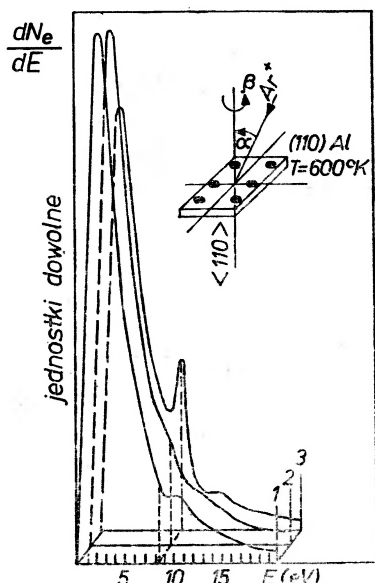
jących się cząstek. Jeśli deekscytacja następuje na drodze autojonizacji, produkowane są elektrony o dyskretnych wartościach energii. Podobny rezultat daje rozpad plazmonu wewnątrz quasi-molekuły. Jeśli quasi-molekuła jest tworem wieloelektronowym, to wzbudzenie może mieć charakter wzbudzenia termicznego i „parujące” elektrony będą charakteryzować się rozkładem ciągłym zbliżonym do rozkładu Maxwella.



Rys. 5. Rozkład energetyczny elektronów wtórnych emitowanych z powierzchni (100) monokryształu miedzi pod wpływem bombardowania jonami  $\text{Ar}^+$  o energii 3 keV. Tarcza podgrzana do temperatury około  $700^\circ\text{K}$ .  $dI/dE$  — w dowolnych jednostkach skali logarytmicznej; 1/1 działkę; energia: 5 eV/1 działkę [2]



O tym jak istotną rolę w emisji elektronowej odgrywa stan powierzchni rozpraszającej, świadczą między innymi rys. 4 i 5 z pracy [2]. Pod wpływem bombardowania jonowego — jeśli nie zapewnić odpowiedniego oczyszczenia tarczy — w krótkim czasie następuje nasycenie powierzchni implantowanymi jonami. Znacznie wzrasta prawdopodobieństwo tworzenia się quasi-molekuł typu „wbity”, zneutralizowany jon plus padający jon. Ilustruje to rys. 4, na którym wyraźnie widać rozmyty pik elektronowy pochodzący z autojonizacji quasi-molekuł  $\text{Ar}_2$ . Podgrzanie tarczy, a tym samym częściowe oczyszczenie powierzchni z  $\text{Ar}_2$ , powoduje zanik tego maksimum (rys. 5). Jeśli prowadzić



Rys. 6. Rozkład energetyczny elektronów wtórnych emitowanych z powierzchni (110) monokryształu aluminium pod wpływem bombardowania jonami  $\text{Ar}^+$  o energii 5 keV. Tarcza podgrzana do temperatury  $600^\circ\text{K}$ . Kąt padania wiązki jonów  $\alpha = 45^\circ$ . Obrót tarczy realizowano dookoła osi  $\langle 110 \rangle$  [22]. Krzywa 1 — kierunek bombardowania nie był równoległy do żadnej osi krystalograficznej o niskich indeksach. Krzywa 2 — kierunek bombardowania był w przybliżeniu równoległy do osi  $\langle 111 \rangle$ . Krzywa 3 — kierunek bombardowania był dokładnie równoległy do osi krystalograficznej  $\langle 110 \rangle$

bombardowanie równoległe do wybranego kanału krystalograficznego np.  $\langle 110 \rangle$ , to wnikanie jonów jest tak głębokie, że mimo podgrzania tarczy prawdopodobieństwo tworzenia się quasi-molekuł  $\text{Ar}_2$  jest nadal dość znaczne. Zatem w przypadku bombardowania wzdłuż głównych osi krystalograficznych powinno wystąpić maksimum autojonizacyjne niezależnie od temperatury tarczy. Fakt ten obserwowano doświadczalnie w pracy [22], której wynik przedstawiono na rys. 6. Maksimum przy 8,5 eV pochodzące z autojonizacji argonu, występuje tylko w przypadku bombardowania równoległe do kanału  $\langle 110 \rangle$  monokryształu aluminium.

## Literatura

- [1] W. Soszka, *Postępy Fizyki* **17**, 627 (1966).
- [2] W. Soszka, *Surface Sci.*, **36**, 48 (1973).
- [3] E. S. Parilis, *Proc. of 8th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Vienna 1967.
- [4] C. Snoek, R. Geballe, W. F. Van den Weg, P. K. Rol, D. J. Bierman, *Physica*, **31**, 1553 (1965).
- [5] I. N. Evdokimov, V. A. Molchanov, *Phys. Letters*, **26A**, 636 (1968).
- [6] N. V. Printzeva, R. R. Rakhimov, *Second Soviet Symposium on Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface*, Moscow 1972.
- [7] H. S. W. Massey, E. H. S. Burhop, *Electronic and Ionic Impact Phenomena*, Oxford 1952.
- [8] R. B. Barker, H. W. Berry, *Phys. Rev.*, **151**, 14 (1966).
- [9] O. B. Firsov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **36**, 1517, (1959).
- [10] O. B. Firsov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **34**, 447 (1958).
- [11] V. V. Afrosimov, Yu. S. Gordeev, M. N. Panov, N. F. Fedorenko, *Zh. Tekh. Fiz.*, **34**, 1624 (1964).
- [12] M. Kaminsky, G. Goodwin, *ANL Report-7081* (1965).
- [13] W. Weizel, O. Beeck, *Zs. f. Phys.*, **76**, 250 (1932).
- [14] L. M. Kishinevski, E. S. Parilis, *Zh. Tekh. Fiz.*, **38**, 760 (1968).
- [15] V. V. Afrosimov, Yu. S. Gordeev, M. N. Panov, N. F. Fedorenko, *Zh. Tekh. Fiz.*, **34**, 1657 (1964).
- [16] U. Fano, W. Lichten, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 627 (1965).
- [17] M. Ya. Amusia, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 36 (1965).
- [18] E. S. Parilis, *Auger Effect*, „Fan”, Tashkent 1969.
- [19] U. A. Arifov, *Interaction of Atomic Particles with a Solid Surface*, New York 1969.
- [20] P. S. P. Wei, A. W. Smith, *Surface Sci.*, **27**, 675 (1971).
- [21] M. E. Rudd, T. Jorgensen Jr., D. J. Voltz, *Phys. Rev.*, **151**, 28 (1966).
- [22] W. Soszka, *11th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Prague 1973, p. 60.

*Marian A. Herman*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Problemy fizyki i technologii złączowych laserów półprzewodnikowych

### Current Problems in Physics and Technology of Semiconductor Injection Lasers

*Abstract:* The physical principles of semiconductor injection lasers, the basic methods used in technology of these devices and the main constructions of homostructure, single heterostructure and double heterostructure semiconductor lasers have been presented and discussed. An up to date review of the data concerning the main research directions in physics and technology of semiconductor injection lasers has been given subsequently.

#### 1. Wprowadzenie

Półprzewodnikowy laser złączowy jest przyrządem, w którym rekombinacja promienista nośników ładunku (dziur i elektronów) w spolaryzowanym w kierunku przewodzenia złączu  $p-n$  jest źródłem generacji spójnego promieniowania elektromagnetycznego.

Zainteresowanie półprzewodnikowymi laserami złączowymi wynika z następujących cech:

a. Małe wymiary — zwykle nie przekraczają one wartości  $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ . Jest to jedyne źródło spójnego promieniowania elektromagnetycznego o tak małych wymiarach, że są one porównywalne z wymiarami obwodów scalonych.

b. Niezawodność i trwałość mechaniczna — zwierciadła rezonatora są integralną częścią struktury laserowej i są zwykle wykonywane przez łupanie kryształu, który pęka wzdłuż odpowiednich płaszczyzn krystalograficznych.

c. Duża sprawność przemiany energii elektrycznej w promienistą — lasery impulsowe uzyskują kwantowe wydajności zewnętrzne sięgające 40%.

d. Zadowalające moce wyjściowe — przy pracy ciągłej laser złączowy emituje w temperaturze pokojowej promieniowanie 40 mW. Moce w impulsie, przy czasie trwania impulsu  $0,1 \mu\text{s}$ , sięgają wartości  $10^2 \text{ W}$  w temperaturze pokojowej.

e. Łatwość pompowania — wstrzykiwanie nośników ładunku poprzez złącze  $p-n$  przy prądzie stałym rzędu kilku amperów i napięciu kilku woltów.

f. Łatwość modulacji — modulacja sygnału wyjściowego odbywa się przy pomocy napięcia elektrycznego wytworzonego na złączu  $p-n$  i może być modulacją amplitudową, fazową lub też modulacją położenia na skali czasu. Częstości modulacji sięgają wartości gigaherców.

g. Szeroki zakres długości fal emisji laserowej w różnych substancjach od  $\lambda = 31 \mu\text{m}$  w PbSnSe do  $\lambda = 0,6 \mu\text{m}$  w GaAsP. Emisja laserowa może być przy tym jedno- lub wielomodowa.

Wymienione cechy laserów złączowych umożliwiają wszechstronne i różnorodne zastosowanie tych przyrządów począwszy od urządzeń nadawczych w kanałach łączności optycznej a kończąc na optycznych układach logicznych do cyfrowych maszyn matematycznych. Szeroki opis zasady pracy, budowy i technologii laserów złączowych oraz urządzeń zbudowanych na tych laserach znajdzie czytelnik w podręcznikach i artykułach przeglądowych, takich jak np. prace [1—9].

## 2. Akcja laserowa w półprzewodnikowym złączu $p-n$

Procesy oddziaływania promieniowania  $e-m$  z substancją można zgrupować w klasycznym obrazie (bez odbić, rozprożeń, efektów nieliniowych, w przybliżeniu układów dwupoziomowych) wokół trzech zjawisk: absorpcja (jednofotonowa), emisja spontaniczna i emisja wymuszona.

W normalnych warunkach laboratoryjnych przeważają procesy absorpcyjne oraz emisja spontaniczna. Projekt wyzyskania procesów emisji wymuszonej do wzmacniania promieniowania  $e-m$  zgłosił w 1953 roku Weber [10]. Istotą projektu Webera było wykorzystanie w procesie wzmacniania stanu inwersji obsadzeń poziomów energetycznych w substancji jako stanu, w którym przeważają wymuszone promieniste przejścia kwantowe.

Laser jest układem generacyjnym, tzn. układem, w którym dzięki kwantowym procesom emisji wymuszonej uzyskujemy generację promieniowania  $e-m$  bez konieczności doprowadzenia do wejścia tego układu jakiegokolwiek zewnętrznego sygnału optycznego o częstości sygnału emitowanego.

Z teorii układów generacyjnych wiadomo, że układ drgający może się wzbudzić wówczas, gdy wytworzone w nim zostanie dodatnie sprzężenie zwrotne. Oznacza to, że układ drgający może generować promieniowanie  $e-m$ , gdy część energii emitowanej na wyjściu tego układu jest przekazywana z powrotem na wejście w fazie zgodnej z fazą sygnału wyjściowego. Uzyskuje się to w układach niskiej częstości przez sprzężenie galwaniczne, indukcyjne lub pojemnościowe, w układach mikrofalowych przez wytworzenie fali stojącej w rezonatorze wnekowym, natomiast w układach optycznych przez wytworzenie fali stojącej w rezonatorze otwartym — preferowany jest tu rezonator

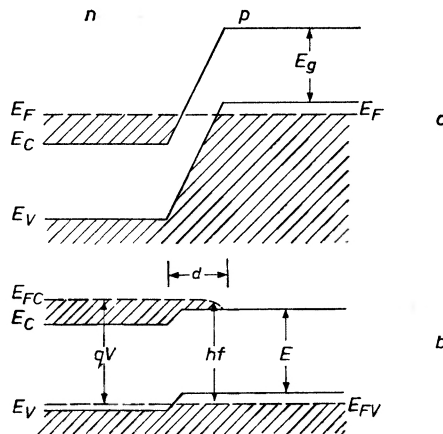
Fabry-Perota. Stosownie do tych rozważań możemy mówić o dwóch warunkach laserowych:

I warunek laserowy, to wytworzenie stanu inwersji obsadzeń poziomów energetycznych w substancji laserującej,

II warunek laserowy, to wytworzenie sprzężenia zwrotnego dodatniego w rezonatorze laserowym (wytworzenie fali stojącej).

## 2.1. Pierwszy warunek laserowy w złączu $p-n$

Stan inwersji obsadzeń w półprzewodnikowym złączu  $p-n$  jest najczęściej realizowany przez odpowiednio silne spolaryzowanie tego złącza w kierunku przewodzenia, co powoduje wstrzykiwanie nośników ładunku poprzez złącze do obszaru, w którym są one ze względu na typ przewodnictwa występujące w tym obszarze ( $n$  lub  $p$ ) nośnikami mniejszościowymi. Które z nośników — dziury czy elektrony są skuteczniej wstrzykiwane poprzez złącze, zależy od ruchliwości tych nośników w danym półprzewodniku.



Rys. 1. Schematyczny wykres pasm energetycznych oraz ich obsadzeń nośnikami ładunku w złączu  $p-n$  niespolaryzowanym (a) i spolaryzowanym w kierunku przewodzenia (b)

Przyjmijmy założenie, że ruchliwość elektronów  $\mu_e$  jest znacznie większa od ruchliwości dziur  $\mu_h$ <sup>1</sup>. W takiej sytuacji elektrony są wstrzykiwane na stronę  $p$  złącza  $p-n$  i rekombinacja promienista zachodzi po stronie  $p$  tego złącza.

Na rys. 1 przedstawiony jest schematyczny wykres pasm energetycznych oraz ich obsadzeń nośnikami ładunku w złączu  $p-n$  niespolaryzowanym, gdy

<sup>1</sup> W GaAs, materiale najczęściej używanym do wykonywania laserów złączowych  $\mu_e \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$  przy koncentracji donorów  $N_D \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\mu_h \approx 1,9 \cdot 10^8 \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$  przy koncentracji akceptorów  $N_A \approx 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ .

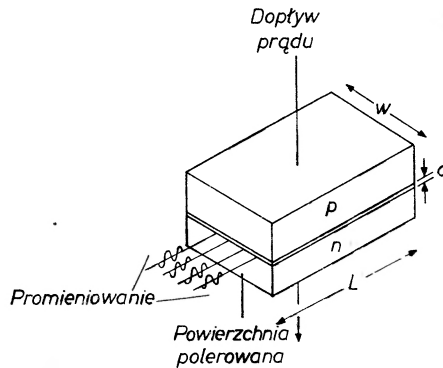
bariera potencjału jest dostatecznie wysoka, by elektrony nie mogły się przedostać na stronę  $p$  złącza oraz w złączu spolaryzowanym w kierunku przewodzenia, gdy następuje silne obniżenie tej bariery potencjału i wstrzykiwanie elektronów poprzez złącze. Z rysunku tego wynikają natychmiast następujące dwa wnioski:

a. Zgodnie z zasadą Pauliego tylko takie przejścia kwantowe są możliwe, przy których jest spełniona nierówność

$$hf < F_c - F_v, \quad (1)$$

to znaczy, przy których energia emitowanego fotonu jest mniejsza od różnicy quasi-poziomów Fermiego odpowiednio dla pasma przewodnictwa  $F_c$  i pasma walencyjnego  $F_v$ .

b. Tylko wówczas można uzyskać inwersję obsadzeń poziomów energetycznych drogą wstrzykiwania nośników poprzez złącze, gdy półprzewodnik jest bardzo silnie domieszkowany, tzn. gdy poziom Fermiego  $F$  leży w pasmach: przewodnictwa (po stronie  $n$ ) i walencyjnym (po stronie  $p$ ) — lub gdy poziom Fermiego leży przynajmniej w jednym z tych pasm. Domieszkowanie takie jest zwane domieszkowaniem do stanu zdegenerowania materiału półprzewodnikowego.



Rys. 2. Szkic schematyczny lasera homozłączeniowego, którego rezonator optyczny jest rezonatorem Fabry-Perota

Dla GaAs odpowiada to koncentracji donorów  $N_D \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  oraz akceptorów  $N_A \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Różnica koncentracji jest wówczas równa  $N_A - N_D \approx \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Wzór (1) określający warunek laserowy otrzymali jako pierwsi na drodze rozważań kwantowo-mechanicznych Bernard i Duraffourg w roku 1961 [11]. Został on następnie uogólniony w 1967 roku przez Landsberga [12] do postaci

$$\Delta G > hf \quad (2)$$

gdzie  $\Delta G = G - G'$  jest różnicą energii swobodnych Gibbsa układu fermionów uczestniczących w promienistym przejściu kwantowym przed i po przejściu, w wyniku którego został wyemitowany foton o częstotliwości  $f$ .

## 2.2. Drugi warunek laserowy w złączu $p-n$

Dodatnie sprzężenie zwrotne realizujemy w laserze półprzewodnikowym przez wykonanie półprzewodnika ze złączem  $p-n$  w postaci takiej bryły, by jej ścianki tworzyły odpowiedni typ rezonatora optycznego. Najczęściej będzie to rezonator Fabry-Perota, stąd też najprościej konstrukcyjnie laserem jest laser homozłączowy<sup>2</sup> z tym rezonatorem. Szkic schematyczny takiego lasera przedstawiono na rys. 2. W wyniku tego, że zespolona stała dielektryczna półprzewodnika jest określona wzorem

$$\varepsilon = \varepsilon' - i \frac{\sigma}{\omega} \quad (3)$$

gdzie  $\sigma$  jest przewodnością elektryczną, natomiast  $\omega$  jest częstością kołową pola  $e-m$  działającego na półprzewodnik, na granicach obszarów o różnym typie przewodnictwa tworzy się rezonator o bokach  $l, w, d$ .

Rozwiązanie równań Maxwella, a ściślej równania falowego, dla takiego przypadku prowadzi do wzoru na częstość rezonansową

$$\left(\frac{m\pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{p\pi}{w}\right)^2 + \left(\frac{q\pi}{d}\right)^2 = \left(\frac{2\pi f_{\text{rez}} \cdot n}{c}\right)^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda_{\text{rez}}} n\right)^2. \quad (4)$$

Występujące w tym wzorze wskaźniki  $m, p, q$  określają poszczególne mody rezonatora. W najprostszych przypadkach modów osiowych  $p = q = 0$ . Otrzymamy wówczas warunek rezonansowy

$$\lambda_{\text{rez}} = \frac{2nl}{m}. \quad (5)$$

Fala stojąca o długości  $\lambda_{\text{rez}}$  realizuje dodatnie sprzężenie zwrotne, gdyż powoduje wydłużenie się okresu oddziaływania promieniowania  $e-m$  z substancją. Rezonator wzbudzi się do drgań, gdy suma strat wynikających z absorpcji, dyfrakcji czy odbicia nie będzie większa od wzmocnienia występującego w wyniku emisji wymuszonej.

Zdefiniujmy następujące wielkości:  $g$  — wzmocnienie optyczne na jednostkę długości drogi przebytej przez promieniowanie. Dla GaAs typowe wartości  $g$  sięgają  $10^2$ – $10^3 \text{ cm}^{-1}$

$$g = \frac{dI'}{I dx}, \quad (6)$$

gdzie  $I$  jest natężeniem promieniowania  $e-m$  w chwili rekombinacji promienistej nośników,  $dI'$  jest przyrostem natężenia promieniowania wywołanym emisją wymuszoną.

<sup>2</sup> Laser homozłączowy to laser, w którym złącze  $p-n$  jest wykonane z tego samego materiału półprzewodnikowego, np. GaAs- $n$  i GaAs- $p$ . Gdy w laserze złącze  $p-n$  jest wykonane z różnych materiałów półprzewodnikowych, np. GaAs- $n$  i  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As-p}$ , to laser taki nazywamy heterozłączowym.

Z wzoru (6) wynika od razu, że spełnienie warunku Bernarda-Duraffourga jest równoznaczne ze spełnieniem nierówności  $g > 0$ .  $\alpha$  — straty energii promienistej na jednostkę długości drogi, wewnątrz rezonatora

$$\alpha = \frac{-dI''}{Idx} \quad (7)$$

gdzie  $-dI''$  jest ubytkiem natężenia promieniowania  $e-m$  wywołanym absorpcją.

$R_1$  i  $R_2$  są współczynnikami odbicia od zwierciadeł rezonatora. Opisują one straty związane z niedoskonałym odbiciem promieniowania  $e-m$  od zwierciadeł rezonatora.

Całkowita zmiana natężenia promieniowania  $e-m$

$$dI = dI' + dI'' \quad (8)$$

Można teraz napisać zależność określającą zmianę natężenia promieniowania  $e-m$  w rezonatorze

$$\frac{dI}{I} = (g - \alpha) dx \quad (9)$$

Zależność ta scałkowana od 0 do  $2L$  daje równość uzależniającą natężenie promieniowania od wzmocnienia i strat wewnątrz rezonatora

$$I = I_0 \exp[2(g - \alpha)L] \quad (10)$$

Gdy dodamy teraz straty na zwierciadłach, otrzymamy wyrażenie podające natężenie promieniowania  $e-m$  po przejściu rezonatora „tam i z powrotem”

$$I = I_0 R_1 R_2 \exp[2(g - \alpha)L] \quad (11)$$

Z wzoru tego wynika bezpośrednio drugi warunek laserowy. Straty nie będą większe od wzmocnienia wówczas, gdy natężenie  $I$  jest przynajmniej równe  $I_0$ , tzn. gdy

$$1 = R_1 R_2 \exp[2(g - \alpha)L] \quad (12)$$

lub

$$1 = \sqrt{R_1 R_2} \exp[(g - \alpha)L] \quad (13)$$

Wzór ostatni można zapisać w postaci

$$gL - \left( \alpha L + \frac{1}{2} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) = 0 \quad (14)$$

Poszczególne człony lewej strony równania oznaczają: całkowite wzmocnienie, straty wewnątrz rezonatora i straty na zwierciadłach rezonatora.

Z doświadczenia wiadomo, że wzmocnienie  $g$  jest następującą funkcją gęstości prądu płynącego przez złącze

$$g = \frac{1}{\xi} j^p \quad (15)$$



gdzie  $\zeta$  jest współczynnikiem proporcjonalności,  $p$  jest liczbą stałą o wartości z przedziału 1—3. Przyjmując  $p = 1$ , co jest słuszne dla niskiej koncentracji domieszek i pracy w niskich temperaturach, otrzymujemy następujący wzór określający gęstość progową prądu płynącego przez złącze

$$j_t = \zeta \left( a + \frac{\ln \frac{1}{R}}{L} \right). \quad (16)$$

Wzór ten pozwala sformułować drugi warunek laserowy w sposób następujący: akcja laserowa wystąpi w złączu  $p-n$  wówczas, gdy gęstość prądu płynącego przez złącze  $p-n$  będzie równa lub większa od wartości progowej  $j_t$ .

Laser, przez który płynie prąd o gęstości mniejszej od  $j_t$ , pracuje jako dioda elektroluminescencyjna [13]. Emituje on promieniowanie o stosunkowo niewielkim natężeniu, rozłożone w szerokim paśmie długości fal. Przekroczenie wartości progowej prądu objawia się poprzez gwałtowne zwięźnienie widmowej linii emisyjnej połączone z silnym wzrostem natężenia promieniowania emitowanego przez laser.

### 3. Zarys technologii i podstawowe konstrukcje laserów złączowych

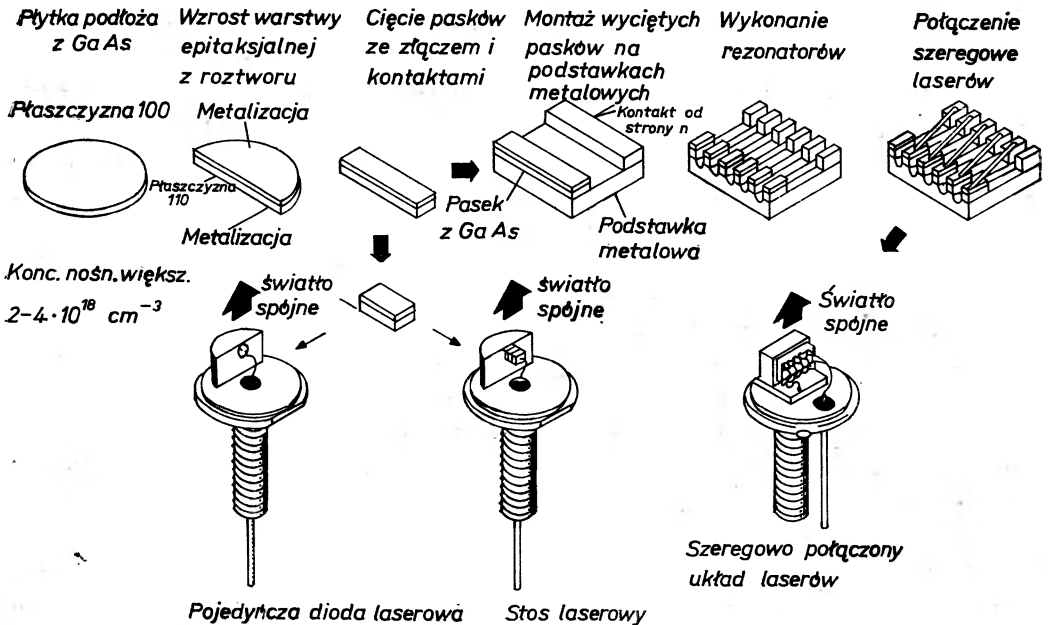
Pierwsze złączowe lasery półprzewodnikowe z GaAs były wykonywane w kształcie małych prostopadłościów, których dwa boki równoległe do siebie, a zarazem prostopadłe do złącza  $p-n$  stanowiły zwierciadła rezonatora Fabry-Perota (rys. 2). Złącze wykonano poprzez wdyfundowanie cynku do płytki monokrystalicznego arsenku galu typu  $n$  domieszkowanego zwykle tellurem do koncentracji  $n_{Te} = 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Tego typu lasery emitowały promieniowanie spójne podczerwone ( $\lambda = 0,84 \mu\text{m}$ ) przy progowych gęstościach prądu rzędu  $10^4 \text{ A/cm}^2$  w temperaturze ciekłego azotu. Gęstość progowa prądu gwałtownie wzrastała przy wzroście temperatury powyżej wartości  $77^\circ \text{K}$ , co uniemożliwiło uzyskanie pracy ciągłej lasera w temperaturze pokojowej [3].

Pewne obniżenie gęstości progowej prądu w temperaturze ciekłego azotu i w temperaturze pokojowej przyniosło zastosowanie technologii homoepitaksji z fazy ciekłej. Technologia ta w odniesieniu do GaAs została zainicjowana w 1963 roku przez Nelsona [14].

W dolnym końcu nachylonej pod pewnym kątem do poziomu łódki grafitowej znajduje się roztopiony gal zawierający domieszkę akceptorową, np. cynk i polikrystaliczny arsenek galu. W górnym końcu tej łódki znajduje się unieruchomiona płytka podłoża z monokrystalicznego GaAs typu  $n$  domieszkowanego krzemem. Krzem zastąpił tu tellur stosowany w technologii dyfuzyjnej, gdyż tellur ma tendencję do tworzenia w procesie domieszkowania arsenku galu związku  $\text{Ga}_2\text{Te}_3$ , co daje w płytce podłoża niepożądane niejednorodności [7]. Po ogrzaniu łódki grafitowej w atmosferze wodoru do temperatury około  $900^\circ \text{C}$  gal zostanie prawie nasycony przez rozpuszczony w nim arsenek galu i odpo-

wiednią domieszkę. Następnie piec wraz z łódką zostaje przechylony w drugą stronę, tak by stop Ga-GaAs-domieszka pokrył podłoże GaAs-*n*. Powolne ostygnięcie pieca, które następuje po jego przechyleniu, powoduje wzrost epitaksjalny na płytce podłoża warstwy GaAs typu *p*, co jest równoznaczne z wytworzeniem się złącza *p-n* w GaAs. Po przechyleniu pieca i pokryciu płytki podłoża stopem Ga-GaAs-domieszka, część tej płytki rozpuszcza się jednak w galu. W ten sposób wzrost epitaksjalny zaczyna się zwykle nie na zewnętrznej powierzchni płytki podłoża, lecz na powierzchni leżącej na głębokości około 10–15  $\mu\text{m}$ . Ten efekt nasycania roztworu przez płytkę podłoża jest niezwykle korzystny z punktu widzenia laserowych zastosowań złącza *p-n*. Równoległe ze wzrostem epitaksjalnym warstwy *p* domieszkowanej zwykle cynkiem do koncentracji  $n_{\text{Zn}} = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  występuje dyfuzja cynku od strony warstwy *p* w głąb podłoża *n*. Prowadzi to do powstania wąskiej (1–2  $\mu\text{m}$ ) warstwy skompensowanego GaAs, w której to warstwie nieczym w światłowodzie zachodzi przeważająca część procesów rekombinacji promienistej nośników ładunku.

Przebieg dalszych operacji technologicznych prowadzących do wytworzenia gotowego lasera złączeniowego, stosu laserowego lub szeregowo połączonych kilku laserów pokazuje rys. 3.



Rys. 3. Operacje technologiczne przy wykonywaniu lasera złączeniowego, stosu laserowego czy szeregowo połączonych laserów złączeniowych [7]

Zastosowanie przedstawionej technologii epitaksjalnej do wytwarzania laserów złączeniowych wprawdzie poprawiło ich parametry eksploatacyjne, ale nadal nie doprowadziło do uzyskania pracy ciągłej lasera złączeniowego w temperaturze pokojowej. Przyczyną tego było po pierwsze niedostateczne ograniczenie

przestrzenne elektronów w obszarze złącza, a po drugie, duże straty energii promienistej związane z niepokrywaniem się obszaru, w którym rozchodzi się promieniowanie  $e-m$  w laserze z obszarem leżącym w bezpośrednim pobliżu złącza  $p-n$ , w którym występuje inwersja obsadzeń poziomów energetycznych i prawdopodobieństwo emisji wymuszonej jest największe.

Rozważając problem ograniczenia przestrzennego elektronów należy brać pod uwagę następujące zjawiska. Elektrony wstrzykiwane do obszaru  $p$  dyfundują następnie w głąb tego obszaru oddalając się od złącza. Ich koncentracja w odległości od miejsca, do którego zostały wstrzyknięte, większej niż długość drogi dyfuzji  $L_D$ , jest bardzo mała. Ponieważ z jednej strony długość drogi dyfuzji elektronów w GaAs silnie domieszkowanym jest niewielka ( $L_D = 0,5 \mu\text{m}$ ), a z drugiej strony emisja wymuszona promieniowania  $e-m$  występuje głównie w obszarze odległym od złącza nie więcej niż o  $L_D$ , to duży procent wstrzykiwanych do obszaru  $p$  elektronów (te, które zostaną wstrzyknięte na głębokość większą od  $L_D$ ) nie uczestniczy w akcji laserowej i zostaje stracony, gdyż znajduje się poza obszarem największego prawdopodobieństwa rekombinacji promienistej.

Rozważając z kolei problem ograniczania przestrzennego energii promienistej należy zwrócić uwagę na to, że obszary GaAs- $p^{+3}$ , GaAs- $n$  oraz położona między nimi warstwa arsenku galu skompensowanego w wyniku dyfuzji cynku, mają tylko niewiele różniące się między sobą współczynniki załamania. Oznacza to, że światłowód w którym rozprzestrzenia się promieniowanie laserowe, jest bardzo nieszczelny. Prowadzi to do tego, że promieniowanie to zamiast wywoływać kolejne akty emisji wymuszonej zostaje pochłonięte w obszarach leżących poza złączem  $p-n$ .

Wymienione wyżej wady laserów homozłączowych zostały usunięte w r. 1969 na drodze heteroepitaksji z fazy ciekłej.

W procesie heteroepitaksji podłożem dla warstwy epitaksjalnej jednego półprzewodnika jest inny półprzewodnik. Pożądane przy tym jest, by stałe sieci krystalicznej tych półprzewodników nie różniły się zbyt od siebie (różnica do 15% jest dopuszczalna).

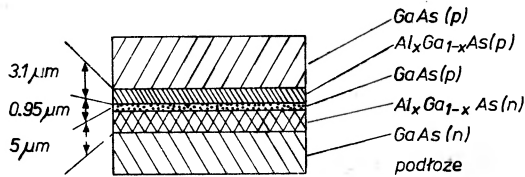
W przypadku pierwszych laserów heterozłączowych użyto na płytce podłoża arsenku galu typu  $n$ , natomiast warstwę epitaksjalną otrzymano z trójskładnikowego związku półprzewodnikowego  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  typu  $p$  domieszkowanego cynkiem. W trakcie procesu wzrostu warstwy epitaksjalnej cynk dyfundował ze związku trójskładnikowego w głąb podłoża, przez co powstawała warstwa skompensowanego arsenku galu typu  $p$  tworząca obszar czynny laserowy. Opisany proces jest technologicznie podobny do procesu występującego w technologii lasera homozłączowego.

Wyniki jednak uzyskane w odniesieniu do parametrów lasera są zasadniczo różne, gdyż GaAs i  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  mają różne szerokości przerw energetycznych. Elektrony wstrzyknięte z obszaru  $n$  znajdują się tylko w wąskiej przestrzeni

<sup>3</sup> Symbol  $p^+$  oznacza sposób domieszkowania półprzewodnika charakteryzujący się tym, że koncentracja akceptorów  $N_A$  jest przy takim domieszkowaniu znacznie większa od koncentracji donorów  $N_D$ . W obszarze  $p^+N_A \gg N_D$  w odróżnieniu od obszaru  $p$ , gdzie  $N_A > N_D$ .

GaAs- $p$  i nie mogą swobodnie dyfundować w głąb  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-}p^+$ , gdyż przeszkodą jest tu bariera potencjału związana ze zwiększoną szerokością przerwy energetycznej w związku trójskładnikowym. W ten sposób rekombinacja promienista występuje tylko w wąskim obszarze GaAs- $p$ , w którym elektrony wstrzyknięte poprzez złącza są „uwieżone”. Wynikiem tego jest wzrost wzmocnienia optycznego dla danego prądu płynącego przez złącze laserowe. Efekt ograniczenia rozkładu przestrzennego elektronów będzie oczywiście znaczny tylko wtedy, gdy warstwa GaAs- $p$  będzie węższa od długości drogi dyfuzji  $L_D$  elektronów.

Ponieważ z drugiej strony współczynnik załamania  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , tzn. związku półprzewodnikowego o szerszej przerwie energetycznej jest mniejszy od współczynnika załamania GaAs, to i efekt światłowodowy jest znacznie wydajniejszy



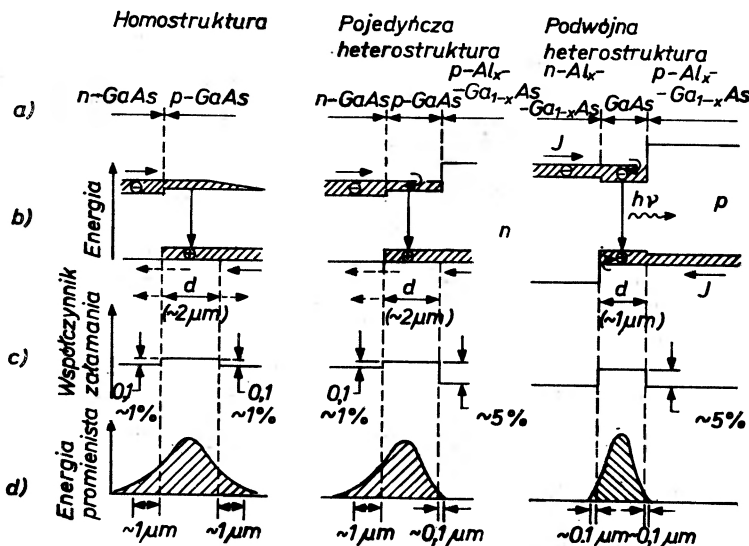
Rys. 4. Szkic ukośnego przekroju struktury z dwoma heterozłączami [16]

w laserze heterozłączowym. To zaś z kolei prowadzi do zmniejszenia współczynnika strat, gdyż zapobiega przedostaniu się promieniowania  $e-m$  do obszarów o dużym współczynniku absorpcji w sąsiedztwie złącza  $p-n$ . W ten sposób poprzez zwiększenie ograniczenia rozkładu przestrzennego elektronów i energii promieniowania  $e-m$  uzyskano wzrost wzmocnienia optycznego  $g$  i zmniejszenia strat optycznych  $\alpha$ . Zgodnie zatem z wzorem (16) oznacza to obniżenie progowej gęstości prądu lasera.

Idąc krok dalej wykonano na drodze heteroepitaksji z fazy ciekłej laser złączowy z dwoma heterozłączami [15], [16]. Na zorientowanej krystalograficznie płytce podłoża z arsenku galu typu  $n$  domieszkowanego krzemem wytworzono cztery warstwy (rys. 4). Pierwszą warstwą od strony podłoża jest warstwa  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-}n$  domieszkowana cyną. Druga warstwa tworząca obszar laserowania jest cienką warstwą z arsenku galu typu  $p$  domieszkowanego krzemem i cynkiem. Trzecią wreszcie warstwę ograniczającą podobnie jak warstwa pierwsza przestrzenny rozkład elektronów i energii promienistej lasera — jest warstwa o przewodnictwie typu  $p^+$  z trójskładnikowego związku  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  domieszkowanego cynkiem. Warstwa czwarta z arsenku galu typu  $p$  domieszkowanego germanem ma za zadanie polepszenie elektrycznych właściwości kontaktu omowego do tej struktury z dwoma heterozłączami. Nie odgrywa ona bezpośrednio roli w procesie generacji spójnego promieniowania w laserze heterozłączowym.

Ponieważ straty energii promienistej są mniejsze, a wzmocnienie optyczne jest większe w laserze z dwoma heterozłączami w porównaniu z laserem o jednym heterozłączu, to progowa gęstość prądu w tym laserze jest również mniejsza

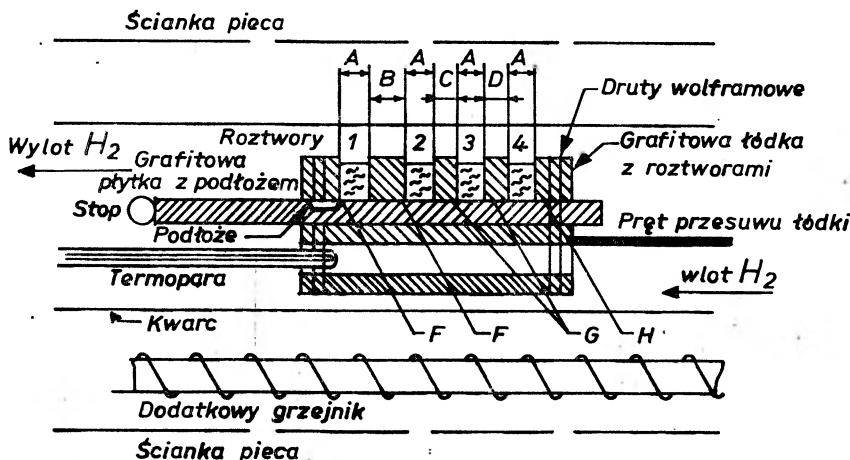
niż w laserze z jednym heterozłączeniem. Uzyskana wartość gęstości progowej prądu równa około  $10^3$  A/cm<sup>2</sup> umożliwiła uzyskanie pracy ciągłej lasera heterozłączeniowego w temperaturze pokojowej.



Rys. 5. Wykresy schematyczne krawędzi pasm energetycznych złąc spolaryzowanych w kierunku przewodzenia, zmian współczynników załamania i rozkładów przestrzennych pól  $e-m$  promieniowania laserowego w laserach homozłączeniowych, heterozłączeniowych z jednym heterozłączeniem i heterozłączeniowych z dwoma heterozłączeniami [15]

Role heterozłączy w odniesieniu do ograniczania rozkładu przestrzennego elektronów i energii promienistej ilustruje rys. 5.

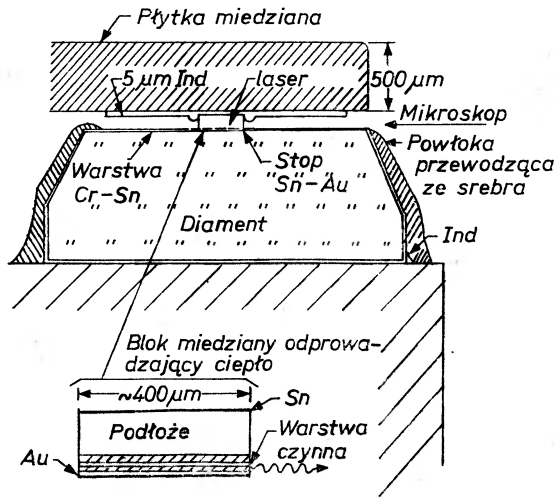
W celu wykonania przedstawionej na rys. 4 struktury wielowarstwowej opracowano specjalną metodę technologiczną. Jej podstawową ideą jest kolejne



Rys. 6. Schemat aparatury, w której otrzymano strukturę z dwoma heterozłączeniami [17]

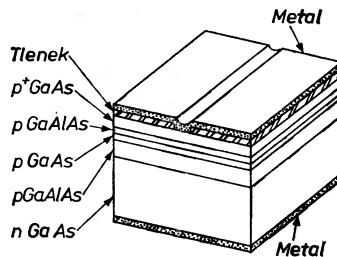
zwilżanie w trakcie procesu studzenia płytki podłoża lub wyrosłych już na niej warstw różnymi roztworami nasyconymi, w wyniku czego na tych warstwach narastają inne warstwy o innym składzie chemicznym. Schemat aparatury, w której uzyskuje się strukturę z dwoma heterozłączami, przedstawiono na rys. 6.

Konstrukcję pojedynczego lasera heterozłączowego, którego prąd progowy w temperaturze pokojowej przy pracy ciągłej jest równy  $j_t = 2700 \text{ A/cm}^2$ , przedstawiono na rys. 7. Konstrukcja ta zapewniająca dobre odprowadzenie ciepła z lasera umożliwiła uzyskanie mocy wyjściowej emitowanego promieniowania około 20 mW.



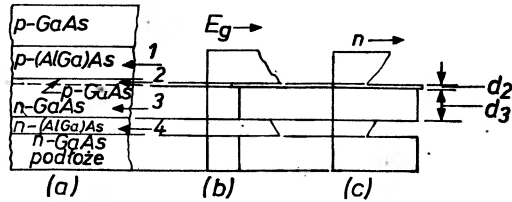
Rys. 7. Schemat lasera heterozłączowego o konstrukcji zapewniającej maksymalne odprowadzenie ciepła [18]

Wzrost temperatury, w której możliwa jest praca ciągła lasera złączowego do wartości 355° K, uzyskano przez zastosowanie konstrukcji lasera z geometrią paskową kontaktu metalicznego (rys. 8). Ukształtowanie kontaktu omowego w postaci paska o szerokości kilkunastu mikronów prowadzi do znacznej poprawy parametrów termicznych oraz pozwala uzyskać pracę jednomodową lasera [19].



Rys. 8. Schemat konstrukcji lasera heterozłączowego z geometrią paskową kontaktu metalicznego [19]

Innym typem lasera heterozłączonego jest laser z niejednorodnym rezonatorem optycznym LOC (*large-optical-cavity laser*) [20]. Schemat warstw heterostruktury oraz zmiany przerwy energetycznej i współczynnika załamania wzdłuż przekroju tego lasera przedstawiono na rys. 9. Podstawową cechą i zaletą tego lasera jest rozdzielenie obszaru, w którym zachodzi rekombinacja promienista (warstwa 2) od obszaru, w którym wzbudzają się drgania rezonatora optycznego (warstwa 2 i 3). Pozwala to zwiększyć czas eksploatacji lasera, gdyż energia pro-



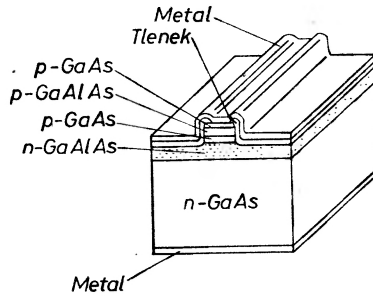
Rys. 9. Schemat warstw heterostruktury, zmiany szerokości przerwy energetycznej oraz współczynnika załamania w laserze z niejednorodnym rezonatorem optycznym (LOC) [20]

mienista jest teraz rozłożona w większym obszarze (warstwy 2+3), a więc ma mniejszą gęstość na powierzchni zwierciadeł rezonatora Fabry-Perota. Poziom domieszkowania warstwy 3 jest jednak tak dobrany, by straty optyczne w tej warstwie wynikające z absorpcji były minimalne. Ponieważ jednocześnie gęstość plazmy elektronowej w warstwie 2 warunkująca wzmocnienie lasera jest nadal bardzo duża, to laser ten mając podobne wartości prądów progowych przy pracy ciągłej w temperaturze pokojowej, jak zwykle lasery z dwoma heterozłączami, pozwala jednak uzyskać znacznie większe moce wyjściowe przy zasilaniu impulsowym [20].

Pewną odmianą opisanego lasera LOC jest laser z pięcioma różnymi pod względem składu warstwami tworzącymi heterostrukturę złożoną [21]. W laserach tych warstwa aktywna o niewielkiej grubości, w której zachodzi akcja laserowa, tzn. w której „uwiecznione” są nośniki rekombinujące promieniście, znajduje się pomiędzy dwoma warstwami pasywnymi. Współczynnik załamania tych warstw ma wartość pośrednią między wartością właściwą dla warstwy aktywnej i wartością właściwą dla obszarów ograniczających od zewnątrz heterostrukturę. W ten sposób powstaje szeroki niejednorodny rezonator optyczny, w środku którego znajduje się wąski obszar aktywny. Tego typu konstrukcja umożliwiła uzyskanie znacznie lepszej kierunkowości przestrzennej promieniowania lasera złączonego.

Prowadząc odpowiednio proces wytrawiania heterostruktury laserowej można skonstruować laser w postaci diody typu „mesa” z paskową geometrią kontaktu metalicznego [22, 23].

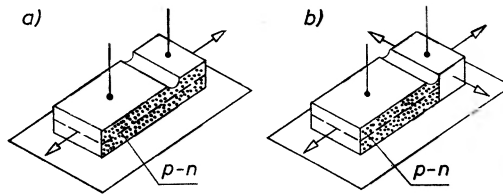
Schematyczny szkic takiego lasera przedstawiono na rys. 10. Laser taki wyróżnia się dalszym zmniejszeniem wartości progowej natężenia prądu (poniżej 35 mA) oraz możliwością pracy jednomodowej z określoną polaryzacją emitowanego promieniowania. Jednocześnie zmniejszenie oporności cieplnej



Rys. 10. Schematyczny szkic lasera heterozłączonego typu „mesa” z paskową geometrią kontaktu metalicznego [22]. Szerokość paska kontaktu metal-półprzewodnik jest równa  $10\ \mu\text{m}$ , długość rezonatora optycznego jest równa  $200\ \mu\text{m}$

takiego lasera umożliwi pracę ciągłą w temperaturze przekraczającej znacznie temperaturę pokojową.

Lasery heterozłączone mogą też być wykonywane w postaci laserów podwójnych sprzężonych ze sobą optycznie. Szkice laserów podwójnych o sprzężeniu równoległym i prostopadłym są przedstawione na rys. 11. Istotną zaletą tego typu układów jest możliwość sterowania pracą jednego z laserów przy pomocy promieniowania emitowanego przez laser drugi. Daje to możliwość realizowania optycznych układów logicznych [4].



Rys. 11. Lasery podwójne o sprzężeniu równoległym (a) i prostopadłym (b) [2]

#### 4. Podstawowe kierunki badawcze w dziedzinie fizyki i technologii laserów złączowych

Lasery złączowe jest przyrządem półprzewodnikowym, w którym występuje tak duża liczba różnych zjawisk, że problematyka badawcza z nim związana tworzy wachlarz obejmujący niemal wszystkie właściwości półprzewodników. Problemy te można zgrupować na przykład w następujące zespoły tematyczne:

A) Natura i kinetyka zjawisk rekombinacyjnych uczestniczących w procesie generacji promieniowania laserowego.

B) Właściwości statyczne i dynamiczne promieniowania  $e-m$  emitowanego przez laser.

C) Technologia materiałów i struktur wykorzystywanych do budowy laserów złączowych.

Każda z tych grup tematycznych obejmuje sama cały zespół dalszych bardziej szczegółowych problemów. Dokładna i wyczerpująca ich analiza znacznie



przekracza ramy tego artykułu. Dlatego też poniżej zostanie dokonany tylko bardzo ogólny przegląd prac, jakie się ukazały w ostatnich latach w odniesieniu do przedstawionych grup tematycznych.

#### 4.1. Natura i kinetyka zjawisk rekombinacyjnych w laserze złączowym

Energia wyzwana w procesie rekombinacji nośników mniejszościowych z nośnikami większościowymi w złączu  $p-n$ , w którym wytworzono stan inwersji obsadzeń poziomów energetycznych może być zamieniona albo na energię fotonów (rekombinacja promienista), albo na ciepło przekazywane sieci krystalicznej (rekombinacja niepromienista z udziałem fononów), albo też może być przekazana jako energia kinetyczna innemu swobodnemu nośnikowi w półprzewodniku (rekombinacja Augera) [3].

Z punktu widzenia sprawności lasera złączowego korzystny jest jak największy udział w ogólnym bilansie energetycznym rekombinacji promienistej.

Podział energii wyzwolonej przy rekombinacji nośników ładunku między wymienione trzy procesy rekombinacyjne jest zwykle różny dla różnych mechanizmów rekombinacji promienistej. Mechanizmy te można podzielić w zasadzie na trzy podstawowe rodzaje: 1. rekombinację pasmo-pasmo (rekombinacja ekscytonów swobodnych), 2. rekombinację pasmo-poziom domieszkowy (rekombinacja ekscytonów związanych) lub też 3. rekombinację donor akceptor (rekombinacja par).

W przypadku najczęściej wykorzystywanego do budowy laserów złączowych materiału silnie domieszkowanego arsenku galu — przeważającą rolę odgrywa rekombinacja pasmo-pasmo z uwzględnieniem ogonów pasmowych<sup>4</sup> powstających w wyniku silnego domieszkowania półprzewodnika [24].

Mechanizm rekombinacji promienistej określający proces laserowania w złączu  $p-n$  silnie rzutuje na zależność prądu progowego od parametrów materiałowych lasera takich jak straty, temperatura czy koncentracja domieszek.

Podstawowe prace teoretyczne poświęcone problemowi prądu progowego zostały napisane w latach sześćdziesiątych [25—27], lecz ilość nie rozwiązanych jednoznacznie problemów jest jeszcze tak wielka, że prace na ten temat są publikowane do dnia dzisiejszego [28—36]. Prace te różnią się między sobą przyjętymi modelami pasm energetycznych oraz wyrażeniami dla gęstości stanów uczestniczących w przejściach optycznych. Dają one w związku z tym różne wyrażenia na podstawowe parametry eksploatacyjne laserów złączowych. Przyjmowano model pasm parabolicznych, dla których spełniona jest zasada zachowania quasi-pędu nośników [31]; model pasm parabolicznych, dla którego

<sup>4</sup> Ogonomi pasmowymi (*band tails*) nazywa się zanikające wykładniczo gęstości stanów wewnątrz z pasma zabronionego w pobliżu krawędzi pasma przewodnictwa i pasma walencyjnego wynikiem skutku silnego domieszkowania odkształcającego gęstość stanów w tych pasmach.

nie jest spełniona zasada zachowania quasi-pędu [32]; model uwzględniający powstawanie ogonów pasmowych przy założeniu, że gęstość stanów jest określona funkcją wykładniczą [28], [36] czy model, w którym uwzględniono ogony pasmowe, ale gęstość stanów opisywano funkcją Gaussa [29], [33].

Prace doświadczalne wiążące się z przytoczonymi pracami teoretycznymi dotyczą zależności natężenia emisji spontanicznej lasera złączonego od natężenia prądu zasilania [37—40], badania rozkładu gęstości stanów w ogonach pasmowych w skompensowanych złączach laserujących [41], nieliniowej zależności wzmocnienia od gęstości prądu płynącego przez laser złączowy [42], zależności długości drogi dyfuzji nośników w laserach złączowych od koncentracji domieszek i poziomu pobudzenia akcji laserowej [43], oraz zależności temperaturowej prądu progowego i zależności od prądu zasilania widm emisji nadpromienistej w laserze złączowym [30]. Prace te nie dają wyników zgodnych ze sobą co do modelu pasm i rozkładu gęstości stanów energetycznych w złączu laserującym. Dowodzi to, że problem mechanizmu przejść rekombinacyjnych w laserze złączowym jest nadal problemem dyskusyjnym [104], [105].

Innym problemem wiążącym się z naturą i kinetyką zjawisk rekombinacyjnych w laserze złączowym jest problem starzenia się lasera lub jego powolna degradacja. Zjawisko to mające duże znaczenie praktyczne było badane w pracach [44—47], [116]. Stwierdzono, że podczas długotrwałej pracy ciągłej lasera złączonego rośnie jego prąd progowy oraz maleje natężenie promieniowania emitowanego przy tym samym prądzie zasilającym. Zmiany te przypisano wzrastającej w miarę upływu czasu rekombinacji niepromienistej nośników. Do dzisiejszego dnia nie ustalono jednakże, jakie defekty sieci krystalicznej są za to zjawisko odpowiedzialne.

Osobną grupę problemów stanowią zjawiska temperaturowe w laserze złączowym [48—50]. Jak wiadomo, sprawność lasera szybko maleje w miarę podwyższania jego temperatury pracy, co wiąże się znowu z procesami rekombinacji niepromienistej.

#### 4.2. Właściwości statyczne i dynamiczne promieniowania $e-m$ emitowanego przez laser złączowy

Problemom właściwości promieniowania emitowanego przez laser poświęcono i poświęca się nadal najwięcej prac z dziedziny laserów złączowych. Wynika to stąd, że przede wszystkim te właściwości laserów złączowych określają możliwość ich zastosowań.

Jednym z zagadnień, którymi zajmuje się bardzo wielu autorów, jest zagadnienie struktury modowej promieniowania lasera złączonego [19], [51—63]. Systematyczny przegląd danych dotyczących tego zagadnienia znajdzie czytelnik w pracy [64].

Innym problemem szeroko analizowanym w literaturze są szumy towarzyszące emisji promieniowania spójnego w laserze [65—71] oraz koherencyjne właściwości promieniowania lasera [37—40], [72—74].

Wiele typów laserów złączowych wykazuje charakterystyczne opóźnienie czasowe pomiędzy impulsem prądowym przyłożonym do lasera a wystąpieniem emisji wymuszonej promieniowania spójnego. Opóźnienie to sięga wartości od 50 ns do 100 ns w laserach homołączowych [75—77] i niektórych laserach z pojedynczym heterołączem [78], [79] i jest bardzo niewielkie lub nie istnieje w laserach z dwoma heterołączami [80]. We wszystkich tych przypadkach opóźnienie to jest znacznie większe od tego, które wynikałoby z konieczności ustalenia w półprzewodnikowym laserze stanu inwersji obsadzeń poziomów energetycznych. Czas związany z procesem inwersji obsadzeń jest rzędu pojedynczych nanosekund i wiąże się z czasem życia nośników dotyczących przejść spontanicznych między stanami energetycznymi.

Równolegle z tym zjawiskiem obserwuje się w różnych typach laserów złączowych występowanie samorzutnej zmiany dobroci rezonatora laserowego (*Q-switching*), co powoduje niejednostajną emisję promieniowania z lasera. Zmiana dobroci rezonatora jest procesem niekontrolowanym, zależnym od prądu płynącego przez złącze i od temperatury złącza. Badaniu obu wymienionych zjawisk poświęcone są prace [81—85]. Ogólny przegląd teorii i danych doświadczalnych na ten temat znajdzie czytelnik w pracy [86].

Problemy modulacji promieniowania laserowego przeanalizowano w pracach [87] i [88], zaś zagadnienia polaryzacji tego promieniowania w pracach [89] i [90]. Problem strat wewnętrznych w laserze złączowym i wpływ, jaki na te straty wywiera zewnętrzne sprzężenie optyczne, przebadano i przeanalizowano w pracy [91], zaś ogólną teorię promieniowania laserów heterołączowych sformułowano w pracy [92].

#### 4.3. Technologia materiałów i struktur wykorzystywanych do budowy półprzewodnikowych laserów złączowych

Złączowe lasery półprzewodnikowe wykonane z różnych materiałów pracują w obszarze długości fal od ok. 31  $\mu\text{m}$  do ok. 0,6  $\mu\text{m}$ . Ciągłą akcję laserową w temperaturze pokojowej uzyskano jednak tylko w bardzo wąskim zakresie fal sięgającym od 0,92  $\mu\text{m}$  do 0,7  $\mu\text{m}$  w heterołączowych laserach GaAs-GaAlAs [97]. Stąd też podejmowane są liczne wysiłki w celu znalezienia takiego materiału, który pozwoliłby rozszerzyć zakres pracy ciągłej w temperaturze pokojowej.

Z jednej strony perspektywiczny wydaje się rozwój w kierunku podczerwieni poprzez wykorzystanie związków trójskładnikowych InGaAs lub InAsP, z drugiej zaś strony rozwój w kierunku krótszych fal widzialnych poprzez GaInP [93]. Związki te mają jednak zasadniczą wadę w porównaniu z GaAlAs polegającą na silnej zależności stałej sieci krystalicznej od składu związku. Utrudnia to w dużym stopniu uzyskanie heterołącz z dostatecznie niską gęstością międzypowierzchniowych centrów rekombinacyjnych (związanych z dyslokacjami powstającymi w wyniku niedopasowania stałych sieci w heterołączu). W dalszym ciągu jest więc otwarty problem znalezienia materiału właściwego z tego punktu widzenia.

Jednakże i z laserem heterozłączowym zbudowanym z GaAlAs wiąże się wiele technologicznych problemów, do dzisiaj nie w pełni rozwiązanych. Do najważniejszych należy problem rodzaju i koncentracji domieszek [94—96], [105], inny jest problem powtarzalności procesów technologicznych, w wyniku których powstaje heterozłącze laserujące [98], [99], jeszcze inny jest problem konstrukcji układu wielowarstwowego tworzącego strukturę laserującą [20], [100—103], [106—111].

Wiele prac dotyczących technologii laserów złączowych poświęcono badaniu wpływu różnych czynników fizycznych na parametry eksploatacyjne laserów. Badano wpływ promieniowania neutronowego na pracę epitaksjalnych laserów wykonanych z GaAs [112], zależność gęstości progowej prądu i wydajności kwantowej lasera od parametrów rezonatora Fabry-Perota tego lasera [113], wpływ współczynnika odbicia zwierciadeł rezonatora laserowego na wydajność kwantową lasera z GaAs [114], [117] czy też zmianę długości rezonatora laserowego powstającą w czasie emisji impulsów promieniowania spójnego dużej mocy [115].

W ostatnim czasie zaczynają się pojawiać prace proponujące wykorzystanie w celu uzyskania akcji laserowej w półprzewodnikach bardziej złożonych struktur warstwowych niż te, które powyżej przedstawiono. W pracy [110] przeanalizowano teoretycznie strukturę laserującą typu MIS (metal-izolator-półprzewodnik), zaś w pracy [103] podano teorię wielowarstwowej periodycznie zmiennej heterostruktury falowodowej wykonanej z GaAs-GaAlAs.

Wydaje się, że przed laserami złączowymi jest jeszcze długa droga rozwojowa, która wraz z udoskonaleniem metod technologicznych i w miarę coraz lepszego poznania zjawisk zachodzących w tych przyrządach uczyni z nich jeszcze bardziej atrakcyjne źródła światła spójnego niż są one obecnie.

#### Literatura

- [1] L. A. D'Asaro, J. E. Ripper, *Phys. Today*, **24**, 3, 42 (1971).
- [2] B. Mroziejcz, *Lasery półprzewodnikowe*, WNT, 1967.
- [3] M. H. Pilkuhn, *Phys. Status Solidi*, **25**, 9 (1968) *J. Lumin.*, **7**, 269 (1973).
- [4] C. H. Gooch, *Gallium Arsenide Lasers*, J. Wiley, 1969.
- [5] N. G. Basov, W. W. Nikitin, A. S. Semienov, *Usp. Fiz. Nauk*, **97**, 561 (1969).
- [6] H. Rieck, *Semiconductor Lasers*, Mc Donald P. C., 1970.
- [7] J. I. Pankove, H. Kressel, *Israel J. Technol.*, **9**, 221 (1971).
- [8] A. Halak, *Elektronika*, **13**, 360 (1972).
- [9] M. A. Herman, *Materiały Ogólnopolskiego Seminarium na temat Technologii Monokryształów*, Szklarska Poręba, 18—27. X. 1972, *Technologia monokryształów*, cz. I, PWN 1974, s. 147
- [10] A. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN 1969.
- [11] M. G. A. Bernard, G. Duraffourg, *Phys. Status Solidi*, **1**, 699 (1961).
- [12] P. T. Landsberg, *Phys. Status Solidi*, **19**, 777 (1967).
- [13] M. A. Herman, *Postępy Fizyki*, **23**, 63 (1972).
- [14] H. Nelson, *RCA Rev.*, **24**, 603 (1963).

- [15] I. Hayashi, M. B. Panish, F. K. Reinhart, *J. Appl. Phys.*, **42**, 1929 (1971).
- [16] M. B. Panish, I. Hayashi, S. Sumski, *Appl. Phys. Lett.*, **16**, 326 (1970).
- [17] M. B. Panish, S. Sumski, I. Hayashi, *Metall. Trans.*, **2**, 795 (1971).
- [18] I. Hayashi, M. B. Panish, P. W. Foy, S. Sumski, *J. Japan Phys. Soc. Appl. Phys. Supplement*, **40**, 155 (1971).
- [19] J. E. Ripper, J. C. Dymont, L. A. D'Asaro, T. L. Paoli, *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 155 (1971).
- [20] H. Kressel, H. F. Lockwood, F. Z. Hawrylo, *J. Appl. Phys.*, **43**, 561 (1972).
- [21] G. H. B. Thompson, P. A. Kirkby, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 311 (1973).
- [22] T. Tsukada, H. Nakashima, J. Umeda, S. Nakamura, N. Chinone, R. Ito, O. Nakada, *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 344 (1972).
- [23] T. Tsukada, R. Ito, H. Nakashima, O. Nakada, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 356 (1973).
- [24] E. O. Kane, *Phys. Rev.*, **131** 79 (1963).
- [25] V. L. Vinetskii, V. S. Mashkevich, G. Y. Buryakovskii, *Fiz. Tekh. Poluprov.*, **1**, 5 (1967).
- [26] F. Stern, *Phys. Rev.*, **148**, 186 (1966).
- [27] G. J. Lasher, F. Stern, *Phys. Rev.*, **133**, A 553 (1964).
- [28] M. J. Adams, *Solid State Electron.* (GB), **12**, 661 (1969); *Brit. J. Appl. Phys. ser.*, **2**, **2**, 1549 (1969).
- [29] C. J. Hwang, *Phys. Rev. B.*, **2**, 4117 (1970).
- [30] C. J. Hwang, *Phys. Rev. B.*, **2**, 4126 (1970).
- [31] V. K. Kononenko, V. P. Gribkovskii, *Izv. Akad. Nauk Belor. SSR*, **3**, 98 (1968).
- [32] V. K. Kononenko, V. P. Gribkovskii, *Zh. Prikl. Spektrosk.*, **9**, 789 (1968).
- [33] V. P. Gribkovskii, V. K. Kononenko, *Zh. Prikl. Spektrosk.*, **12**, 45 (1970).
- [34] V. K. Kononenko, *Zh. Prikl. Spektrosk.*, **11**, 1012 (1969).
- [35] V. P. Gribkovskii, V. K. Kononenko, V. A. Samoilyukovich, *Phys. Status Solidi* (a), **3**, 353 (1970).
- [36] L. P. Godenko, V. S. Mashkevich, *Phys. Status Solidi* (a), **9**, 59 (1972).
- [37] H. S. Sommers Jr., *Appl. Phys. Lett.*, **19**, 424 (1971).
- [38] H. S. Sommers Jr., *J. Appl. Phys.*, **43**, 4067 (1972).
- [39] J. E. Ripper, N. B. Patel, P. Brosson, *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 98 (1972).
- [40] T. L. Paoli, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 267 (1973).
- [41] N. N. Winogradoff, A. H. Neill Jr., J. B. Petrescu-Prahova, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-6, 305 (1970).
- [42] A. R. Goodwin, G. H. B. Thompson, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-6, 311 (1970).
- [43] C. J. Hwang, *J. Appl. Phys.* (USA), **42**, 757 (1971).
- [44] E. S. Yang, *J. Appl. Phys.* (USA), **42**, 5635 (1971).
- [45] D. H. Newman, S. Ritchie, S. O. Hara, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 379 (1972).
- [46] P. G. Eliseev, *Fiz. Tekh. Poluprov.* (USSR), **6**, 1655 (1972).
- [47] D. H. Newman, S. Ritchie, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 300 (1973).
- [48] L. M. Vallese, *Solid State Technology*, January, **38** (1971).
- [49] I. Samid, U. Shimony, *Israel J. Technol.*, **9**, 233 (1971).
- [50] R. W. Keyes, *IBM J. Res. Develop.*, **15**, 401 (1971).
- [51] H. Haug, *Z. Phys.*, **194**, 482 (1966).
- [52] H. Haug, *Z. Phys.*, **195**, 74 (1966).
- [53] H. Kressel, J. K. Butler, H. S. Sommers Jr., *Appl. Phys. Lett.*, **17**, 403 (1970).
- [54] H. Wieder, *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 223 (1971).
- [55] H. Wieder, *J. Appl. Phys.*, **42**, 3839 (1971).
- [56] J. K. Butler, *J. Appl. Phys.*, **42**, 4447 (1971).
- [57] H. Bachert, A. Keiper, S. Raab, *Wiss. Z. Karl-Marx-Univ., Leipzig, Math.-Naturwiss. R.*, 20 Jg, 261 (1971).

- [58] J. K. Butler, H. Kressel, *J. Appl. Phys.*, **43**, 3403 (1972).
- [59] C. A. Brackett, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-8, 66 (1972).
- [60] T. Ikegami, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-8, 470 (1972).
- [61] Y. Suematsu, M. Yameda, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 305 (1973).
- [62] S. Iida, K. Takata, Y. Unno, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 361 (1973).
- [63] H. Haken, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 318 (1973).
- [64] M. Osiński, *Rozpr. Elektrotech.*, **20**, 331 (1974).
- [65] H. Haug, H. Haken, *Z. Phys.*, **204**, 262 (1967).
- [66] H. Haug, *Z. Phys.*, **206**, 163 (1967).
- [67] H. Haug, *Z. Phys.*, **200**, 57 (1967).
- [68] H. Haug, *Phys. Rev.*, **184**, 338 (1969).
- [69] M. J. O. Strutt, *Scientia Elec.*, **17**, 15 (1971).
- [70] D. J. Morgam, M. J. Adams, *Phys. Status Solidi (a)*, **11**, 243 (1972).
- [71] M. J. Adams, *Optoelectron.*, **5**, 201 (1973).
- [72] W. Büchtemann D. H. Höhn, *Optik*, **29**, 401 (1969).
- [73] P. G. Eliseev, T. M. Thai, V. P. Strachov, H. Bachert, S. Raab, Materiały II Międzynar. Konfer. *Laser i jego zastosowania*, Dresden 4. VI—9. VI. 1973, K70 (1973).
- [74] P. G. Eliseev, M. A. Manko, N. N. Shujkin, D. Akkerman, S. Raab, Materiały II Międzynarodowej Konfer. *Laser i jego zastosowania*, Dresden 4. VI.—9. VI. 1973, K71 (1973).
- [75] G. Guekos, M. J. O. Strutt, *Electron. Lett.*, **3**, 532 (1967).
- [76] J. I. Pankove, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-4, 161 (1968).
- [77] J. C. Dymont, J. E. Ripper, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-4, 155 (1968).
- [78] E. A. Ulmer Jr., I. Hayashi, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-6, 297 (1970).
- [79] Y. Unno, M. Yamamoto, S. Iida, *Japan J. Appl. Phys.*, **9**, 1181 (1970).
- [80] M. J. Adams, S. Gründhofer, B. Thomas, C. F. L. Davies, D. Mistry, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 328 (1973).
- [81] J. E. Ripper, T. L. Paoli, *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 466 (1971).
- [82] T. P. Lee, R. H. R. Roldan, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-6, 339 (1970).
- [83] M. J. Adams, *Phys. Status Solidi (a)*, **1**, 143 (1970).
- [84] T. Ohmi, T. Suzuki, M. Nishimaki, *Proc. III. Confer. Solid State Devices*, Oyo Buturi, Suppl. **41**, 102 (1972).
- [85] T. Ohmi, S. Yamazaki, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 366 (1973).
- [86] M. Osiński, *Postępy Fiz.* **25**, (1974). z. 4
- [87] T. L. Paoli, J. E. Ripper, *Proc. IEEE*, **58**, 1457 (1970).
- [88] M. Chown, A. R. Goodwin, D. F. Lovelace, G. H. B. Thompson, P. R. Selway, *Electron. Lett.*, **9**, nr 2 (1973).
- [89] M. J. Adams, M. Cross, *Electron. Lett.*, **7**, nr 19 (1971).
- [90] N. B. Patel, J. E. Ripper, P. Brosson, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-9, 338 (1973).
- [91] H. Bachert, P. G. Eliseev, A. Keiper, S. Raab, *Phys. Status Solidi (a)*, **8**, 477 (1971).
- [92] M. J. Adams, M. Cross, *Solid State Electron.*, **14**, 865 (1971).
- [93] H. Kressel, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-8, 532 (1972).
- [94] E. Pinkas, B. I. Miller, I. Hayashi, P. W. Foy, *J. Appl. Phys.*, **43**, 2827 (1972).
- [95] J. C. Dymont, J. E. Ripper, T. P. Lee, *J. Appl. Phys.*, **43**, 452 (1972).
- [96] C. Constantinescu, A. Goldenblum, *Phys. Status Solidi (a)*, **1**, 551 (1970).
- [97] Z. I. Alferov, *J. Lumin.*, 1-2, 869 (1970).
- [98] D. L. Rode, L. R. Dawson, *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 90 (1972).
- [99] B. I. Miller, E. Pinkas, I. Hayashi, R. J. Capik, *J. Appl. Phys.*, **43**, 2817 (1972).
- [100] H. Kressel, H. Nelson, F. Z. Hawrylo, *J. Appl. Phys.*, **41**, 2019 (1970).
- [101] H. Kressel, H. F. Lockwood, F. Z. Hawrylo, *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 43 (1971).
- [102] H. Kressel, J. K. Butler, F. Z. Hawrylo, H. F. Lockwood, M. Ettenberg, *RCA Rev.*, **32**, 393 (1971).
- [103] S. Wang, *J. Appl. Phys.*, **44**, 767 (1973).

- [104] H. Kressel, H. F. Lockwood, *Appl. Phys. Lett.*, **20**, 175 (1972).
- [105] H. Kressel, H. F. Lockwood, F. H. Nicoll, M. Ettenberg, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-9**, 383 (1973).
- [106] J. H. Carran, L. A. D'Asaro, J. C. Dymont, G. J. Herskowitz, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-6**, 367 (1970).
- [107] H. Wieder, H. Werlich, *IBM J. Res. Develop.*, **15**, 272 (1971).
- [108] K. Unger, *Wiss. Z. Karl-Marx-Univ., Leipzig, Math.-Naturwiss. R.*, 20 Jg, 221 (1971).
- [109] B. I. Miller, J. E. Ripper, J. C. Dymont, E. Pinkas, M. B. Panish, *Appl. Phys. Lett.*, **18**, 403 (1971).
- [110] S. Kameda, W. N. Carr, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-9**, 374 (1973).
- [111] H. D. Edmonds, C. DePalma, E. P. Harris, *Appl. Optics*, **10**, 1591 (1971).
- [112] C. E. Barnes, *J. Appl. Phys.*, **42**, 1941 (1971).
- [113] M. Ettenberg, H. Kressel, *J. Appl. Phys.*, **43**, 1204 (1972).
- [114] R. Ulbrich, M. H. Pilkuhn, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-6**, 314 (1970).
- [115] R. Keller, R. Salathe, T. Tschudi, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-8**, 783 (1972).
- [116] H. Kressel, N. E. Byer, *Proc. IEEE*, **57**, 25 (1969).
- [117] A. Halak, *Phys. Status Solidi (a)*, **18**, K39 (1973).

*Sławomir Kończak, Stanisław Kochowski*

Instytut Fizyki  
Politechniki Śląskiej  
Gliwice

## Kwantowe efekty wymiarowe w cienkich warstwach półmetali

### Quantum Size Effects in Thin Semimetal Films

*Abstract:* This paper presents the theoretical principles of quantum size effects in thin semimetal films as well as some experimental investigations of these effects.

#### Wstęp

Burzliwy w ostatnich latach rozwój mikroelektroniki spowodował wzrost zainteresowania cienkimi warstwami. Tą nazwą określa się warstwy o grubościach od kilku  $\text{\AA}$  do kilkunastu tysięcy  $\text{\AA}$ , występujące najczęściej w postaci związanej z materiałem innego rodzaju stanowiącym podłoże. Badanie własności cienkich warstw stało się konieczne nie tylko z praktycznego punktu widzenia wynikającego z ich zastosowań, lecz i naukowego, ponieważ w tychże warstwach pojawia się szereg interesujących efektów mogących dostarczyć informacji o fizycznych własnościach ciał.

Badania objęły zarówno metale, jak i półprzewodniki oraz tzw. półmetale. Do tych ostatnich zaliczamy arsen, antymon i bizmut. Wiązanie chemiczne występujące w tych pierwiastkach jest w istocie kowalentne, aczkolwiek przejawia się w nim charakter częściowo metaliczny [20]. Zainteresowanie własnościami półmetali doprowadziło do tego, że szereg prac doświadczalnych ujawniło zjawiska, których występowanie przewidziano wcześniej [21] pod nazwą kwantowych efektów wymiarowych.

#### 1. Zachowanie się elektronu w cienkiej warstwie

Zmniejszenie wymiarów warstwy w kierunku grubości prowadzi do dodatkowych zaburzeń w ruchu elektronów; co przejawia się w postaci tzw. efektów wymiarowych dwóch typów:

a) klasycznego efektu wymiarowego zachodzącego w przypadku, gdy grubość warstwy  $d$  jest porównywalna z długością średniej drogi swobodnej  $l$  elektronów



w badanym materiale. Efektem tym, zwanym również efektem skróconej średniej drogi swobodnej, tłumaczy się znaczny i nieliniowy wzrost oporu właściwego cienkiej warstwy przy malejącej grubości warstwy.

Elektron poruszając się pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego w kierunku „dużych” wymiarów warstwy  $yz$  (rys. 1), oprócz normalnych rozproszeń na węzłach sieci krystalicznej, defektach i fononach doznaje dodatkowych rozproszeń na powierzchniach ograniczających warstwę w kierunku jej grubości  $x$  (rys. 1). Powierzchnia warstwy nie jest jednorodną, toteż odbicia elektronów od niej są odbiciami albo rozmytymi (dyfuzyjnymi), albo zwierciadlanorozmytymi, co prowadzi do tego, że nie jest spełniona zasada zachowania pędu stycznego do powierzchni warstwy. Problem ten był po raz pierwszy dyskutowany przez Thomsona [23], a później rozwinięty przez Sondheimera [26] oraz Kaganowa i Azbela [2].

Zgodnie z teorią, na podstawie której oblicza się przewodnictwo właściwe w ciele stałym [22], wiadomo, że jest ono proporcjonalne do liczby nośników prądu elektrycznego. Liczba nośników jest z kolei proporcjonalna do funkcji rozkładu oraz do gęstości obsadzenia stanów izoenergetycznych. Wg teorii klasycznego efektu wymiarowego, gęstość obsadzenia w cienkiej warstwie przyjmuje się za identyczną jak w materiale litym. Zmianę wielkości funkcji rozkładu obliczamy korzystając z równania transportu Boltzmann’a, np. [1], [27]. Rozwijając to równanie otrzymamy postać zaburzenia do funkcji rozkładu Fermiego-Diraca [2], [24]. Podstawiając obliczoną dla cienkiej warstwy z równania transportu funkcję rozkładu do wzoru na przewodnictwo właściwe otrzymamy jego nową postać

$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_{\infty} \frac{d}{l} \ln \frac{l}{d} \quad (1)$$

gdzie:  $\sigma_{\infty}$  — przewodnictwo właściwe materiału litego,  $\sigma$  — przewodnictwo właściwe cienkiej warstwy.

b) Już w latach pięćdziesiątych zastanawiano się nad zmianą własności elektrycznych cienkich warstw w tych przypadkach, gdy ich grubość staje się porównywalna z długością fali de Broglie’a nośników [24]. Zjawisko to zostało szczególnie opracowane przez Sandomirskiego [3], który wykazał, że występuje zmiana w gęstości obsadzenia stanów w tych przypadkach, gdy grubość warstwy jest porównywalna lub jest niedużą wielokrotnością długości fali de Broglie’a. Problem ten nazwano kwantowym efektem wymiarowym.

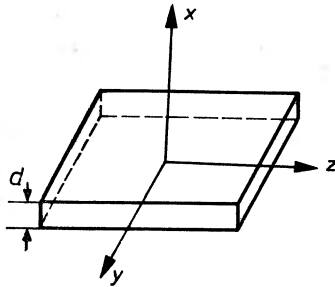
## 2. Kwantowy efekt wymiarowy

Dla obliczenia gęstości obsadzenia stanów izoenergetycznych konieczna jest znajomość energii elektronu w ciele stałym, która dla modelu prostokątnej jamy potencjału posiada postać [22]

$$E = E(k_x, k_y, k_z) = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (2)$$

gdzie:  $m^*$  — masa efektywna elektronów,  $k_x, k_y, k_z$  — składowe wektora falowego w kierunku osi  $x, y, z$ .

W tym wzorze składowe wektora falowego  $k_x, k_y, k_z$  zależą *explicite* od wymiarów kryształu np. [22]. Wskazuje to na bezpośrednią zależność energii elektronu od wymiarów kryształu. Struktura cienkiej warstwy jest odmienna od struktury materiału litego, co jest spowodowane specyficznym wzrostem warstwy na podłożu. Ponieważ wzrost warstwy następuje w kierunku jej grubości, jej struktura jest strukturą włóknistą, a wymiary komórek są od strony wzrostu stymulowane grubością warstwy. Wymiary polikryształów kierunku „dużych” rozmiarów warstwy  $yz$  (rys. 1) zależą jedynie od oddziaływań między-



Rys. 1. Położenie warstwy w układzie współrzędnych

atomowych i można je przyjąć za identyczne jak rozmiary komórek materiału litego. Taka struktura prowadzi do odmiennej postaci wyrażenia na energię elektronu w cienkiej warstwie, podanej po raz pierwszy przez Sandomirskiego [3].

$$E = E_s + \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_y^2 + k_z^2), \quad (3)$$

gdzie:

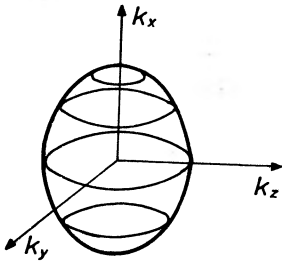
$$E_s = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m^* d^2} s^2, \quad s = 1, 2, 3, \dots, \quad d — \text{grubość warstwy}. \quad (4)$$

W celu pogładowego przedstawienia modelu energii elektronu należy przedstawić ją w przestrzeni pędów. Energia elektronu przedstawiona równaniem (2) posiada kształt izoenergetycznych elipsoid, które mogą na siebie zachodzić. W przypadku cienkiej warstwy na podstawie równania (3) model ten przedstawia się odmiennie.

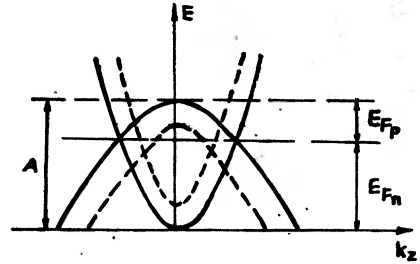
W kierunku  $k_y, k_z$  mamy do czynienia z izoenergetycznymi elipsami ułożonymi równolegle i oddzielonymi od siebie przerwą, której wielkość zależy od energii  $E_s$  (rys. 2), a więc od grubości warstwy i masy efektywnej nośników, przy czym im mniejsza masa efektywna i grubość, tym wielkość przerw jest większa. Izoenergetyczne elipsy na rys. 2 nazwano podstrefami energetycznymi.

Chcąc lepiej zrozumieć jak zmienia się energia nośników w cienkiej warstwie ze zmianą jej grubości, prześledzimy za [3] kształt pasm energetycznych przed-

stawiony na rys. 3. Linie ciągłe przedstawiają zmianę energii elektronów i dziur ze zmianą wektora falowego. Linie przerywane obrazują te same zmiany energii w cienkiej warstwie, przy czym różnica pomiędzy wielkością energii elektronów i dziur w cienkiej warstwie i materiale litym zależy od grubości warstwy i zgodnie z wzorem (4) przekrycie pasm będzie tym mniejsze im mniejsza będzie grubość warstwy.



Rys. 2. Model podstref energetycznych w przestrzeni pędów dla cienkiej warstwy [3]



Rys. 3. Struktura pasmowa litego półmetal i cienkiej warstwy wg pracy [3]:  $E_{Fn}$  — poziom Fermiego dla elektronów,  $E_{Fp}$  — poziom Fermiego dla dziur,  $A$  — wielkość przekrycia pasm

Z przedstawionego modelu wynika, że powinna wystąpić taka grubość krytyczna  $d_k$ , dla której podstrefy przestają na siebie zachodzić, skutkiem czego ciało zacznie wykazywać własności dielektryczne. Grubość krytyczna została obliczona przez Sandomirskiego [3].

$$d_k = \frac{\pi \hbar}{\sqrt{2 \frac{m_e m_d}{m_e + m_d} A}} \quad (5)$$

gdzie:  $A$  — wielkość przekrycia pasm w materiale litym,  $m_e$ ,  $m_d$  — masy efektywne elektronów i dziur.

Liczba podstref energetycznych dla warstw o grubościach większych od grubości krytycznej, występująca pod poziomem Fermiego, zależy od grubości warstwy, co widać na podstawie wzoru (4) i rys. 3. Przy pewnych grubościach będących całkowitą wielokrotnością grubości krytycznej pojawiają się nowe podstrefy pod poziomem Fermiego. Skutkiem tego powinny pojawić się oscylacyjne zmiany wielkości elektrycznych ze zmianą grubości warstwy.

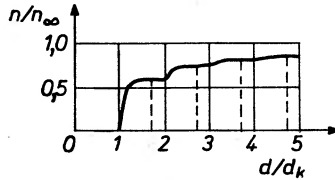
W celu obliczenia np. gęstości nośników prądu musimy więc, ze względu na nieciągły charakter energii przedstawionej opisanym modelem, wykonać całkowanie otrzymanych wzorów po poszczególnych podstrefach i sumowanie ich po liczbie podstref  $s$ .

$$n = \sum_{s=1}^{\infty} \int_{E_s}^{\infty} \frac{m_e}{\pi \hbar^2 d} \frac{dE}{\left(1 + \exp \frac{E - E_{Fn}}{kT}\right)} \quad (6)$$

Wzór (6) został obliczony przez Sandomirskiego [3], który otrzymał następujące wyrażenie na gęstość  $n$  elektronów w paśmie przewodnictwa

$$\frac{n}{n_{\infty}} = \frac{1}{4} \left( \frac{d_k}{d} \right) W \left\{ 6 \frac{d^2}{d_k^2} - (W+1)(2W+1) \right\}, \quad (7)$$

gdzie:  $W = \left[ \frac{d}{d_k} \right]$ ,  $[X]$  — entier  $X$ ,  $n_{\infty}$  — gęstość elektronów w materiale litym  $= \frac{(2E_{Fn} m_e)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3}$ . Zależność (7) pokazana jest na rys. 4.



Rys. 4. Zależność gęstości nośników od grubości warstwy wg pracy [3]

Opisane powyżej kwantowanie energii elektronu w cienkiej warstwie może przejawiać się na zewnątrz tylko przy spełnieniu pewnych warunków zależnych od wielkości masy efektywnej oraz ruchliwości nośników. Kwantowanie wymiarowe zostało najwcześniej ujawnione w bizmucie, w którym nośniki posiadają małą masę efektywną w kierunku osi trygonalnej i dużą ruchliwość.

Przypadek ten został opisany teoretycznie w pracach [3], [4], [5].

Na podstawie badań kwantowych efektów wymiarowych w cienkich warstwach Bi wynikły warunki, jakie muszą być spełnione dla ujawnienia tych efektów. Aby dyskretność widma energii była zachowana, konieczne jest, by wielkość rozmycia wynikającego z rozpraszania nośników, a określona stosunkiem  $\frac{\hbar}{\tau}$  ( $\tau$  — czas relaksacji) była mniejsza od odległości między podstrefami

$$\frac{\hbar}{\tau} \ll E_{s+1} - E_s. \quad (8)$$

Związek ten jest spełniony w warstwach o dużej ruchliwości nośników. Dalsze warunki nakładają ograniczenia na gęstość nośników  $n$  i temperaturę  $T$ .

$$n < \frac{A}{d^3} \quad (9)$$

$A$  — bezwymiarowy współczynnik zależny od prawa kwantowania.

$$kT < E_{s+1} - E_s. \quad (10)$$

W warstwach półmetali kwantowanie wymiarowe staje się istotne przy grubościach  $d \sim 1000 \text{ \AA}$ , gdyż tego rzędu są w nich długości fali de Broglie'a nośników. W metalach z powodu znacznie większych mas efektywnych grubość

ta jest rzędu  $10 \text{ \AA} - 50 \text{ \AA}$  [25]. W półmetalach wymienione wyżej żądania spełnione są już dla grubości  $\lesssim 1000 \text{ \AA}$ . Warunek podany wzorem (10) przy masie efektywnej  $0,01 m_0$  ( $m_0$  — masa spoczynkowa elektronu) spełniony jest już dla temperatur pokojowych.

Z zależności podanej we wzorze (9) wynika, że przy grubościach rzędu  $1000 \text{ \AA}$  koncentracja winna wynosić około  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Koncentracje spotykane w półmetalach  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nie powodują specjalnych komplikacji.

Najbardziej ostrym warunkiem jest warunek podany w zależności (8) wymagający próbek o dużej jednorodności. Dla jego spełnienia przy grubościach  $\sim 500 \text{ \AA}$  ruchliwość powinna być większa od  $10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ . Żądanie to ogranicza jednocześnie temperaturę z góry, ponieważ ze wzrostem temperatury ruchliwość maleje.

### 3. Zjawiska elektryczne w cienkich warstwach półmetali

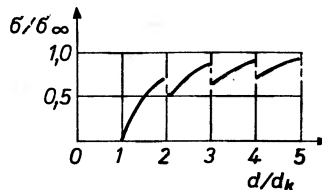
Korzystając z przedstawionej powyżej teorii obliczono [3] ruchliwość elektronów  $\mu_e$  i przewodnictwo właściwe  $\sigma$  cienkich warstw Bi.

$$\mu_e = \mu_{e\infty} \frac{d}{d_k} \frac{2}{2C_n + 1} \quad (11)$$

gdzie:  $\mu_{e\infty}$  — ruchliwość elektronów w materiale litym

$$C_n = \left[ \sqrt{\frac{E_{Fn}}{\varepsilon}} \right]; \quad \varepsilon = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e^* d^2}; \quad \sigma = \sigma_\infty \frac{d}{d_k} \frac{2}{2W + 1} \quad (12)$$

gdzie:  $\sigma_\infty$  — oznacza przewodnictwo właściwe materiału litego. Zależność przewodnictwa właściwego od grubości podana w równaniu (12) przedstawiona jest na rys. 5. Kwantowanie wymiarowe ujawniło się również przy badaniach



Rys. 5. Zależność przewodnictwa właściwego od grubości warstwy wg pracy [3]

efektu Halla [1]. Należy jednak pamiętać, że pole magnetyczne powoduje kwantowanie energii cząstek poruszających się w kierunku prostopadłym do wektora indukcji pola przyłożonego do badanego materiału [1]. Skutkiem tego pojawiają się dyskretne poziomy energetyczne tzw. poziomy Landaua. Jeżeli badaną próbką jest cienka warstwa to oprócz poziomów Landaua występuje

ta jest rzędu  $10 \text{ \AA} - 50 \text{ \AA}$  [25]. W półmetalach wymienione wyżej żądania spełnione są już dla grubości  $\lesssim 1000 \text{ \AA}$ . Warunek podany wzorem (10) przy masie efektywnej  $0,01 m_0$  ( $m_0$  — masa spoczynkowa elektronu) spełniony jest już dla temperatur pokojowych.

Z zależności podanej we wzorze (9) wynika, że przy grubościach rzędu  $1000 \text{ \AA}$  koncentracja winna wynosić około  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . Koncentracje spotykane w półmetalach  $10^{17} \text{ cm}^{-3}$  nie powodują specjalnych komplikacji.

Najbardziej ostrym warunkiem jest warunek podany w zależności (8) wymagający próbek o dużej jednorodności. Dla jego spełnienia przy grubościach  $\sim 500 \text{ \AA}$  ruchliwość powinna być większa od  $10^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ . Żądanie to ogranicza jednocześnie temperaturę z góry, ponieważ ze wzrostem temperatury ruchliwość maleje.

### 3. Zjawiska elektryczne w cienkich warstwach półmetali

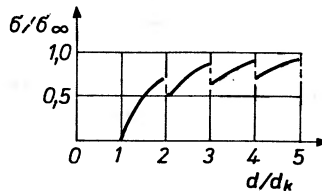
Korzystając z przedstawionej powyżej teorii obliczono [3] ruchliwość elektronów  $\mu_e$  i przewodnictwo właściwe  $\sigma$  cienkich warstw Bi.

$$\mu_e = \mu_{e\infty} \frac{d}{d_k} \frac{2}{2C_n + 1} \quad (11)$$

gdzie:  $\mu_{e\infty}$  — ruchliwość elektronów w materiale litym

$$C_n = \left[ \sqrt{\frac{E_{Fn}}{\varepsilon}} \right]; \quad \varepsilon = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e^* d^2}; \quad \sigma = \sigma_\infty \frac{d}{d_k} \frac{2}{2W + 1} \quad (12)$$

gdzie:  $\sigma_\infty$  — oznacza przewodnictwo właściwe materiału litego. Zależność przewodnictwa właściwego od grubości podana w równaniu (12) przedstawiona jest na rys. 5. Kwantowanie wymiarowe ujawniło się również przy badaniach



Rys. 5. Zależność przewodnictwa właściwego od grubości warstwy wg pracy [3]

efektu Halla [1]. Należy jednak pamiętać, że pole magnetyczne powoduje kwantowanie energii cząstek poruszających się w kierunku prostopadłym do wektora indukcji pola przyłożonego do badanego materiału [1]. Skutkiem tego pojawiają się dyskretne poziomy energetyczne tzw. poziomy Landaua. Jeżeli badaną próbką jest cienka warstwa to oprócz poziomów Landaua występuje

dotatkowo kwantowanie wymiarowe. Pole magnetyczne jest kwantuującym gdy spełnione są następujące warunki

$$\frac{1}{\tau} \ll \omega_0 \quad kT < \hbar\omega_0$$

$\omega_0$  — częstość cyklotronowa,  $k$  — stała Boltzmana,  $\tau$  — czas relaksacji,  $T$  — temperatura bezwzględna.

Warunki te nakładają tego typu ograniczenia, że przypadek jednoczesnego kwantowania wymiarowego i przez pole magnetyczne jest dość trudny do realizacji. Najczęściej mamy do czynienia ze słabym polem magnetycznym  $\left(\omega_0 \ll \frac{1}{\tau}\right)$ .

Wtedy dla układu zdegenerowanego współczynnik Halla  $R$  można przedstawić wg [3] w postaci

$$R = - \frac{\mu_e - \mu_d}{ne(\mu_e + \mu_d)}. \quad (13)$$

Korzystając z równania (11) i analogicznego wyrażenia dla dziur, po podstawieniu do równania (13) można wykazać, że  $R$  jest funkcją gęstości elektronów  $n$ , a mianowicie:

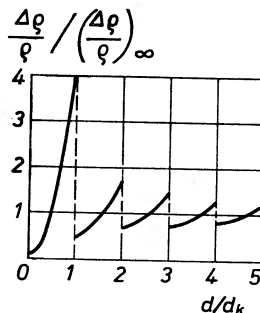
$$R = f\left(\frac{1}{n}\right),$$

a więc współczynnik Halla będzie oscylował ze zmianą grubości podobnie jak  $n$  (wzór (7)).

Zjawisko magnetooporowe polega na zmianie oporu właściwego ciała po umieszczeniu go w polu magnetycznym [1]. Wielkość tego efektu określa wyrażenie

$$\frac{\Delta\varrho}{\varrho} = \frac{\varrho_B - \varrho}{\varrho} \sim \mu_e \mu_d B^2 \quad (14)$$

$\varrho$  — opór właściwy materiału;  $\varrho_B$  — opór właściwy materiału w polu o indukcji  $B$ . Zgodnie ze wzorem (11)  $\mu_e$  i  $\mu_d$  są nieciągłymi funkcjami grubości, więc  $\frac{\Delta\varrho}{\varrho}$  będzie zmieniało się jak na rys. 6.



Rys. 6. Zależność magnetooporu od grubości warstwy wg pracy [3]

#### 4. Informacje uzyskiwane z badania kwantowych efektów wymiarowych

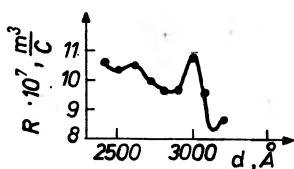
Analiza oscylacji występujących w elektrycznych charakterystykach cienkich warstw półmetali, wywołanych kwantowym efektem wymiarowym, pozwala na otrzymanie informacji dotyczących parametrów widma energetycznego w badanych warstwach. Rachunki przeprowadzone w pracy [5] i [6] wiążą okres oscylacji  $\Delta d$  oporu właściwego z charakterystycznymi wielkościami widma energetycznego w kierunku kwantowania wymiarowego.

$$\Delta d = \frac{\pi \hbar}{\sqrt{2m^* E_F}} . \quad (15)$$

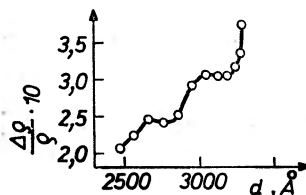
Analiza przebiegu oscylacji w funkcji temperatury pozwala na oszacowanie odległości [6] pomiędzy podstrefami w pobliżu poziomu Fermiego.

#### 5. Przegląd niektórych prac eksperymentalnych

Sprzyjające warunki do obserwacji efektów wymiarowych, panujące w półmetalach spowodowały, że w warstwach tych właśnie pierwiastków najwcześniej zaobserwowano związek między grubością i efektami kwantowymi. Najbardziej dogodnym materiałem okazał się bizmut. Lity materiał odparowywany w próżni na podłoża z miki o temperaturze 80—130°C daje warstwy tworzące mozaikowy monokryształ o osi trygonalnej prostopadłej do powierzchni podłoża [6], [8], [19]. Fakt ten sprzyja ujawnieniu kwantowania ruchu elektronów, ponieważ strukturę energetyczną bizmutu tworzą trzy elektronowe elipsoidy obrotowe przechodzące jedna w drugą przy obrocie o 120° względem osi trygonalnej oraz jedna elipsoida



Rys. 7. Zależność współczynnika Halla od grubości dla cienkich warstw Bi wg pracy [9]



Rys. 8. Zależność magnetooporu od grubości dla cienkich warstw Bi wg pracy [9]

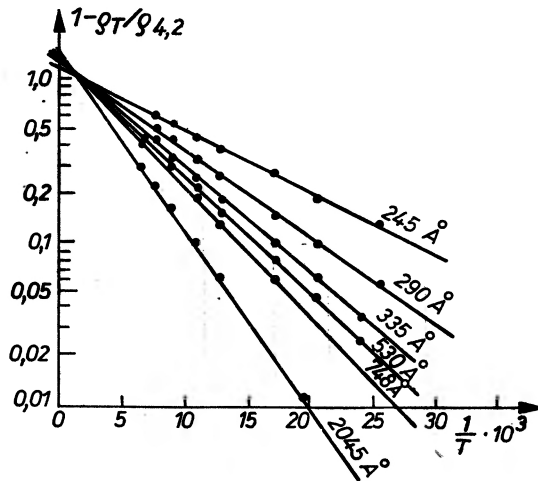
dziurówka. Masa efektywna elektronów w kierunku tej osi jest rzędu 0,01  $m_0$ . Dla dziur warunki kwantowania nie są spełnione. W pracy [9] badano zależność magnetooporu i stałej Halla w funkcji grubości. Wyniki przedstawione są na rys. 7 i 8. Wpływ temperatury na kwantowe efekty wymiarowe badano w pracy [10]. Rys. 9 przedstawia zależność  $\ln\left(1 - \frac{\rho_T}{\rho_{4.2}}\right)$  od  $\frac{1}{T}$  ( $\rho_T$  — opór właściwy w temperaturze  $T$ ,  $\rho_{4.2}$  — opór właściwy przy 4,2°K) dla kilku grubości.

Zależność tangensa kąta nachylenia prostych z rys. 9 od grubości pokazana jest na rys. 10. Widać na nim obecność oscylacji o okresie zgodnym z okresem



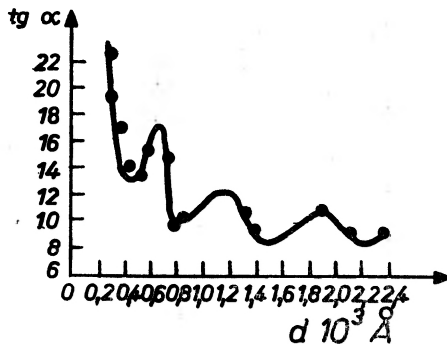
oscylacji na krzywej  $\varrho(d)$  w pracy [11]. Świadczy to o występowaniu kwantowania wymiarowego.

Okazuje się, że kwantowanie ruchu nośników przejawia się także w warstwach bizmutu naporowanych na podłoża neutralne (szkło). Jak wykazały



Rys. 9. Zależność  $\left(1 - \frac{q_T}{q_{4,2}}\right) = f\left(\frac{1}{T}\right)$  w skali logarytmicznej dla warstw Bi wg pracy [10]

badania rentgenograficzne autorów [14], warstwy takie są silnie stekstrowane oraz mają postać krystalitów o wielkości rzędu grubości warstwy i wyróżnionym kierunku osi trygonalnej prostopadłej do powierzchni podłoża. Symetria widma

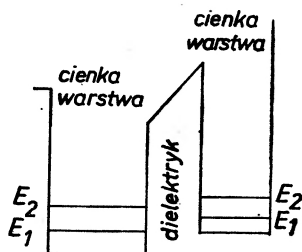


Rys. 10. Zależność tangensa kąta nachylenia (w jednostkach względnych) prostych  $\ln\left(1 - \frac{q_T}{q_{4,2}}\right) = f\left(\frac{1}{T}\right)$  od grubości warstw Bi wg pracy [10]

elektronowego względem tej osi pozwala na ujawnienie kwantowania, co też miało miejsce w [13], [14]. Badania siły termoelektrycznej w funkcji grubości przeprowadzone przez autorów (praca [14]) wykazały, że dla grubości 300—

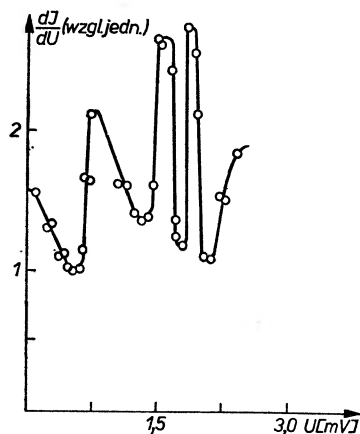
400 Å zmienia ona znak, co mogłoby świadczyć o zmianie własności materiału warstwy. Okresy oscylacji oporu właściwego i współczynnika Halla w zależności od grubości wahają się w granicach 300—500 Å, co pozostaje w zgodności z przewidywaniami teoretycznymi, chociaż u różnych autorów występują dość znaczne rozbieżności. Okazuje się, że poważny wpływ ma tu technologia stosowana przy otrzymaniu warstw [15].

Kwantowanie widma energetycznego winno ujawniać się również w układach, w których występuje efekt tunelowy. Schemat takiego układu wg pracy [7] przedstawiony jest na rys. 11. Warstwy z dyskretnym widmem energii roz-



Rys. 11. Schemat energetyczny układów zawierających cienkie warstwy

dzielone są dielektrykiem. Po przyłożeniu zewnętrznego pola elektrycznego poziomy energetyczne jednej warstwy będą przesuwane względem drugiej. Prąd przez barierę wywołaną dielektrykiem powinien pojawiać się wtedy, gdy zapełnione poziomy jednej warstwy znajdą się naprzeciw pustych drugiej.



Rys. 12. Charakterystyka prądowo-napięciowa układu zawierającego cienkie warstwy o skwantowanym widmie energii wg pracy [16]

W rezultacie otrzymana charakterystyka prądowo-napięciowa powinna przejawiać maksima. Eksperymenty takie przeprowadzono w pracy [16]. Stosowano układy Bi (cienka warstwa) — dielektryk — Ag; Bi (cienka warstwa) —

dielektryk — Bi (gruba warstwa); Bi (cienka warstwa) — dielektryk — Bi (cienka warstwa). Przykładową charakterystykę układu tego typu przedstawia rys. 12.

Obliczenia masy efektywnej elektronów przeprowadzone przez Łuckiego i innych [16] dają wartość  $\sim 0,12 m_0$ , co pozostaje w dobrej zgodności z danymi otrzymanymi z pomiarów efektu de Haasa van Alphen [17].

W wartościach energii Fermiego jak i w wielkości rozszczepienia podstref obserwuje się [6] znaczne rozbieżności. W antymonie stwierdzono również [18] występowanie kwantowania wymiarowego, pomimo bardzo małego okresu oscylacji rzędu 30 Å. Przedstawione prace nie wyczerpują w całości zagadnień związanych z kwantowymi efektami wymiarowymi. Ograniczono się jedynie do przedstawienia efektów występujących przy badaniu elektrycznych własności cienkich warstw półmetalicznych, ponieważ stanowiły one i w dalszym ciągu stanowią ciekawy materiał poznawczy. W związku z rozwijającą się techniką otrzymywania cienkich warstw półprzewodnikowych prowadzone są liczne prace mające na celu ujawnienie kwantowania ruchu nośników prowadzącego do szeregu podobnych efektów w tego typu warstwach. Chociaż spełnienie warunków koniecznych do uzewnętrznienia dyskretności widma energetycznego jest w przypadku półprzewodników znacznie trudniejsze, jednakże ze względu na ogromną ilość materiałów rokuje się nadzieje na eksperymentalne ujawnienie opisanych wyżej efektów. Fakt ten stwierdzono ostatnio w warstwach InSb [12].

#### Literatura

- [1] P. S. Kiriejew, *Fizyka półprzewodników*, PWN, Warszawa 1971.
- [2] M. I. Kaganow, M. Ja. Azbel, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **27**, 762 (1954).
- [3] W. B. Sandomirski, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **52**, 158 (1967).
- [4] M. I. Kaganow, S. S. Niedorezow, A. M. Rustamowa, *Fiz. Tverdogo Tela*, **12**, 2277 (1970).
- [5] S. S. Niedorezow, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **59**, 1353 (1970).
- [6] Ju. F. Komnik, E. I. Buchsztat, Ju. W. Nikitin, W. W. Andrijewski, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **60**, 667 (1971).
- [7] B. A. Tawger, B. Ja. Demichowski, *Usp. Fiz. Nauk*, **96**, 61 (1968).
- [8] V. P. Duggal, Ray Rup, *J. Appl. Phys.*, **40**, 492 (1963).
- [9] Ju. F. Komnik, W. W. Andrijewski, E. I. Buchsztat, *Fiz. Tverdogo Tela*, **12**, 3267 (1970).
- [10] Ju. F. Ogrin, W. N. Łucki, M. U. Arifowa, W. I. Kowalew, W. B. Sandomirski, M. I. Jelinson, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **53**, 1218 (1967).
- [11] Ju. F. Ogrin, W. N. Łucki, M. I. Jelinson, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma*, **3**, 114 (1966).
- [12] W. N. Mołin, O. I. Wasin, P. A. Skripkina, A. Ł. Asiejew, W. I. Petrosjan, S. I. Stenin, B. A. Tawger, *Fiz. Tekh. Poluprowodn.*, **6**, 1447 (1972).
- [13] Ju. F. Komnik, E. I. Buchsztat, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **54**, 63 (1968).
- [14] S. Kończak, S. Kochowski, Z. Ziółowski, *Thin Solid Films*, **17**, 199 (1973).
- [15] E. P. Fiesenko, *Fiz. Tverdogo Tela*, **11**, 2647 (1969).
- [16] W. N. Łucki, D. N. Korniejew, M. I. Jelinson, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. Pisma*, **4**, 267 (1966).
- [17] Morrel, *Phys. Rev.*, **121**, 387 (1967).
- [18] Ju. F. Komnik, E. I. Buchsztat, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, **6**, 536 (1967).

- [19] Ju. F. Ogrin, W. N. Łucki, M. I. Jelinson, *Fiz. Tverdogo Tela*, **9**, 3234 (1967).
- [20] L. V. Azaroff, *Struktura i własności ciał stałych*, WNT, Warszawa 1963.
- [21] I. M. Lifszyc, I. M. Kosewicz, *Izv. Akad. Nauk SSSR, ser. Fiz.*, **19**, 395 (1955).
- [22] C. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1970.
- [23] J. J. Thomson, *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, **11**, 120 (1901).
- [24] H. Mayer, *Physik Dünner Schichten*, Springer Verlag 1951, t. 2.
- [25] G. Zinsmeister, R. Hoffman, *Mikroelektronik*, **3**—13, Nov. 1968, R. Oldenburg Verl., München—Wien 1968.
- [26] E. H. Sondheimer, *Phys. Rev.*, **80**, 401, (1950).
- [27] S. N. Levine, *Fizyka kwantowa w elektronice*, PWN, Warszawa 1968.

*Romuald Wadas*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Monopole magnetyczne

### Magnetic Monopoles

*Abstract:* The magnetic monopoles ideas of Dirac and Schwinger are presented. The methods of their search are listed. Recent developments in experimental results is reviewed.

#### 1. Koncepcja monopolu magnetycznego

Zjawiska elektryczne i magnetyczne wydają się wzajemnie analogiczne. I tak, rozpatrując wszelkie rodzaje fal elektromagnetycznych, nie obserwuje się różnicy w ich częściach składowych, tj. elektrycznej i magnetycznej. Żadna z nich nie jest w jakiś sposób wyróżniona i z tego punktu widzenia nie wykazuje żadnej asymetrii. Opracowanie jednak podstaw teoretycznych magnetostatyki ściśle na wzór elektrostatyki jest niemożliwe. Podstawowym tego powodem jest różnica pomiędzy elementarną jednostką elektryczną — elektronem  $e$  a elementarną jednostką magnetyczną — momentem magnetycznym  $\vec{\mu}$ .

Różnic tych jest wiele. Przede wszystkim elementarną jednostkę magnetyczną wykrywamy zawsze jako kierunkową wielkość fizyczną. Nigdy nie jest ona skalarem. Eksperymenty wykazują, że zawsze można jej przypisać biegun magnetyczny dodatni i biegun magnetyczny ujemny. Nigdy nie obserwuje się jednego z tych biegunów. Inną różnicą jest brak możliwości „odrębnego” istnienia elementarnej jednostki magnetycznej, tak jak ma to miejsce w przypadku elektronu. Konsekwencją tego jest niemożliwość istnienia prądu magnetycznego. Jeśli by puścić wodze fantazji, to jak wielką rewolucją techniczną byłaby możliwość wytworzenia takiego prądu.

Aczkolwiek różnice w pojęciach elementarnych jednostek magnetycznych i elektrycznych spostrzeżono już dawno, Dirac w 1931 r. [1] a na-

stępnie w 1948 r. [2] podkreślił, że odbiciem tych różnic są równania Maxwella:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j}, & \operatorname{div} \vec{E} &= 4\pi \rho, \\ \operatorname{rot} \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} &= 0, & \operatorname{div} \vec{H} &= 0. \end{aligned}$$

Jak z powyższych równań wynika, występują w nich jedynie ładunki i prądy elektryczne, brak jest natomiast magnetycznych. Ta asymetria wydała się Diracowi dziwna. Obecność jednoimiennych biegunów magnetycznych tzw. monopoli magnetycznych analogicznych do elektronu nadałaby równaniom Maxwella symetrię. Wprowadzenie więc pojęcia monopola magnetycznego byłoby bardzo korzystne. Żadne z praw fizyki nie zakazuje tego.

Niektórzy fizycy wypowiadają mocne zdania w tej materii twierdząc, że co nie jest zakazane, jest obowiązujące. Sam Dirac sądzi, że jest to zbyt piękne, aby Natura taka nie była. Byłoby to dziwne. Raczej asymetria równań Maxwella wzbudza zdziwienie i wątpliwości, mimo niepokojącego braku eksperymentalnego potwierdzenia istnienia monopoli magnetycznych. Historia fizyki zna jednak wiele przypadków, kiedy obecność określonych cząstek wynikała z rozważań czysto teoretycznych, mimo że nie obserwowane były eksperymentalnie. Wykrywane były jednak później. Być może, taka sytuacja zachodzi w odniesieniu do cząstek cechujących się pojedynczym biegunem magnetycznym. Wprowadzenie pojęcia monopola magnetycznego uogólnia teorie elektrodynamiczne i ujawnia nie tylko nieznanne cechy monopola, ale i uzasadnia interesujące cechy elektronu. Rozpatrzenie oddziaływań między monopolem magnetycznym  $g$  i ładunkiem elektrycznym  $e$  prowadzi do znamienego wyniku kwantyzacji ładunku elektrycznego i magnetycznego zgodnie z zależnością

$$eg = \frac{1}{2} n \hbar c \quad (1)$$

gdzie  $n$  jest liczbą całkowitą,  $\hbar$  stałą Plancka,  $c$  prędkością światła.

Określenia własności elementarnego monopola dokonuje się na podstawie znajomości własności elektronu. Przyjmując dane eksperymentalne dla elektronu Dirac wylicza że

$$g = 68,5 e.$$

Własności zatem monopola magnetycznego określić można następująco:

1. elementarny ładunek magnetyczny monopola jest 68,5 razy większy niż elementarny ładunek elektryczny. Różnica zatem jest bardzo znaczna,
2. podobnie jak w przypadku ładunków elektrycznych energia oddziaływań między ładunkami magnetycznymi jest proporcjonalna do

$$g^2 = (68,5)^2 e^2.$$

Dwa ładunki magnetyczne przyciągają się więc  $68,5^2 = 4692$  razy silniej niż dwa analogiczne ładunki elektryczne znajdujące się w takiej samej odległości od siebie. Jest to powodem silnego związania się par monopoli wymagających dużych energii do ich rozdzielania.

3. pole magnetyczne o natężeniu  $H$  działa na monopol magnetyczny z siłą

$$F = gH$$

Wynikają z tego dwa wnioski: a) monopole mogą być przyspieszone w polu magnetycznym. Ze względu na to, że ładunek magnetyczny jest 68,5 razy większy od ładunku elektrycznego, przyspieszenie to jest znacznie łatwiej uzyskać niż analogiczne przyspieszenie ładunku elektrycznego. Mogłoby to wyjaśnić pochodzenie promieni kosmicznych wielkich energii powyżej  $10^{17}$  eV, tj. maksymalnych energii, jakie zaobserwowano dla znanych już cząstek elementarnych. Tak wielkie energie monopole mogłyby uzyskiwać dzięki przyspieszającemu działaniu galaktycznych pól magnetycznych. Promienie kosmiczne powinny być więc przedmiotem badań eksperymentalnych. b) Wewnętrzne pole magnetyczne ferromagnetyków powinno przyciągać monopole i magazynować je przez pewien okres czasu. Dlatego też ziemskie skały magnetyczne powinny być przedmiotem badań.

4. Dzięki dużym energiom monopole powinno cechować silne działanie jonizujące jak cząstki o ładunku elektrycznym  $68,5e$ . Dotychczasowe badania cząstek elementarnych wykazały, że straty jonizacyjne energii cząstek są proporcjonalne do kwadratu jej ładunku i odwrotnie proporcjonalne do kwadratu jej prędkości.

Teoria Diraca rozwijana była przez Schwingera [3—5], którego jednym z najistotniejszych stwierdzeń było wykazanie, że ładunek monopolu winien być dwa razy większy niż wynikało to z rozważań Diraca.

## 2. Poszukiwania eksperymentalne

Istnieje wiele hipotez pochodzenia monopoli. Jakkolwiek jednak byłby mechanizm ich powstawania, największe sukcesy eksperymentalne osiągnięto wychodząc z założenia, że są one pochodzenia kosmicznego, a ich energia jest większa od  $10^{17}$  eV. Wysunięto hipotezę, że podobnie jak inne promienie kosmiczne przenikają one przez atmosferę i gromadzą się w głębi ziemi i oceanów.

Poszukiwanie monopoli prowadzi się w trojaki sposób.

1. Badania nad powierzchnią ziemi.
2. Badania skał magnetycznych.
3. Badania śladów w naturalnych detektorach.

1. Koncepcja metody badawczej monopoli na znacznych wysokościach nad ziemią jest identyczna z koncepcjami badawczymi promieni kosmicznych [7]. Polega ona na określeniu własności cząstki, jak energii, masy itp., ze śladu, jaki ona pozostawia poruszając się w określonych substancjach. Ślad ten po-

wodowany jest jonizacją atomów, jakie cząstka na swej drodze napotyka. Metody te są znane i od dziesięcioleci stosowane. Precyzja pomiarów polega na znalezieniu odpowiednich substancji, w których ślad ten można utrwalić. Dla cząstek o wysokich energiach są to zwykle odpowiednie ciała stałe.

Fleischer ze współpracownikami [6], [11] zastosowali azotany celulozowe, prowadząc badania w balonie na wysokości około 4000 m. Na podstawie otrzymanych śladów stwierdzono istnienie cząstek superciężkich.

2. Jak podkreślono to już w poprzednim paragrafie, skały magnetyczne powinny magazynować przenikające przez atmosferę monopole magnetyczne. Wyłaniają się jednak dwie trudności. Ze względu na rzadkość monopoli i stosunkowo niewielkie rozmiary próbek skał, prawdopodobieństwo trafienia monopola w tę skałę jest niewielkie. Dlatego też wybrane do badań skały powinny być odpowiednio stare. Drugą trudnością jest wydobycie monopola ze skały magnetycznej. Purcell ze współpracownikami [8] oszacowali, że natężenie pola magnetycznego 100 kGs zastosowane do skały daje energię znacznie większą od tej, jaka jest niezbędna do wydobycia monopola ze skały i uzyskania odpowiedniego śladu. Fleischer ze współpracownikami [6] wyszukali na dnie północnej części Oceanu Atlantyckiego skałę magnetyczną, zawierającą żelazo i mangan, liczącą 16 milionów lat. W celu wydobycia z niej monopola zastosowano pola w granicach od 100 kGs do 265 kGs. Uzyskano ślady o długości powyżej  $30 \mu$ . Na ich podstawie wyliczono ładunek magnetyczny wydobytej cząstki i masę w jednostkach masy jednego protonu. Nie zaobserwowano monopoli o masach mniejszych od 30 mas protonu i większych od 30 000 ( $30 m_p < m_g < 30\,000 m_p$ ). Natomiast ładunek magnetyczny wahał się w granicach od  $n = 1$  do  $n = 12$  zgodnie ze wzorem  $g = n \frac{\hbar c}{2e}$ .

3. Pozostawienie śladów przez promienie kosmiczne wysokich energii (monopole magnetyczne) w detektorach sztucznych nasunęło myśl, że ślady takie mogą być znalezione w detektorach naturalnych wchodzących w skład skorupy ziemskiej pod warunkiem, że będą one odpowiednio stare. Koncepcja ta uwieńczona została powodzeniem. Fleischer ze współpracownikami [6] doszli do wniosku, że mogą to być obsydian i mika. Wyszukano z północnej Karoliny próbki obsydianu liczącego 32 miliony lat i miki od 185 do 355 milionów lat. Stwierdzono, że istotnie ślady cząstek o wysokich energiach istnieją. Spostrzeżono jednak znaczne różnice między śladami w młodszym obsydianie i starszej micy. W obsydianie masy badanych cząstek wahały się w granicach  $50 m_p < m_g < 30\,000 m_p$ , a w micy  $3000 m_p < m_g < 30\,000 m_p$ . Ładunki natomiast magnetyczne w obsydianie wahały się w granicach

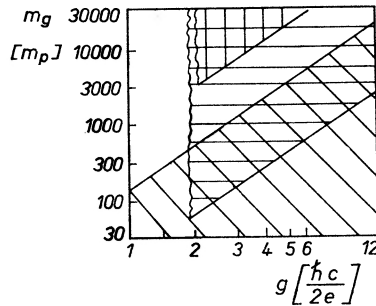
$$2 < n < 12, \text{ a w micy } 2 < n < 6.$$

Wyniki badań skał magnetycznych i detektorów naturalnych przedstawiono schematycznie na rys. 1 [6]. Linie diagonalne przedstawiają wyniki uzyskane podczas badań skał magnetycznych zawierających żelazo i mangan. Linie poziome określają wyniki uzyskane na podstawie śladów w obsydianie a pionowe



w miece. To, co wspólne było dla miki i obsydianu, to brak monopoli z ładunkiem o  $n = 1$ .

Poszukiwania monopoli magnetycznych prowadzi się również w skałach księżycowych. Wydobyte cząstki z próbek przywiezionych przez Apollo 11 [9], [10] nie różniły się swymi cechami od cząstek wydobywanych ze skał ziemskich.



Rys. 1. Masy cząstek i ich ładunki określone podczas badań skał magnetycznych (linie diagonalne). śladów w obsydianie (linie poziome), śladów w miece (linie pionowe) [6]

Można powiedzieć, że teoria z zadowalającą dokładnością przewiduje wielkość ładunku magnetycznego  $g$ . Brak natomiast teorii określającej masę monopola.

Obok badań ładunku i masy przeprowadzono badania koncentracji hipotetycznych monopoli w przestrzeni. Okazało się że koncentracja cząstek o energii większej od  $10^{17}$  eV wynosi  $N \sim 1,7 \cdot 10^{-29}/\text{cm}^3$ .

Czy jednak cząstki te są monopolami magnetycznymi?

#### Literatura

- [1] P. A. M. Dirac, *Proc. Roy. Soc., A* **133**, 60 (1931).
- [2] P. A. M. Dirac, *Phys. Rev.*, **74**, 817 (1948).
- [3] J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **144**, 1087 (1966).
- [4] J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **173**, 1536 (1968).
- [5] J. Schwinger, *Science*, **165**, 757 (1969).
- [6] R. L. Fleischer, H. R. Hart, I. S. Jacobs, P. B. Price, W. M. Schwarz, R. T. Woods, *J. Appl. Phys.*, **41**, 958 (1970).
- [7] Cz. Bazan, Wstęp do książki D. S. Parasnisa *Magnetyzm*, WP, Warszawa 1970.
- [8] E. M. Purcell, G. B. Gollins, T. Fujic, J. Hombostel, F. Turkot, *Phys. Rev.*, **129**, 2326 (1963).
- [9] L. W. Alvarez, P. Eberhard, R. R. Ross, R. Watt, *Science*, **166**, 701 (1970).
- [10] K. Marti, G. W. Lugmair, H. C. Urei, *Science*, **166**, 548 (1970).
- [11] R. L. Fleischer, J. S. Jacobs, W. M. Schwarz, P. B. Price, H. H. Goodell *Phys. Rev.*, **177**, 2029 (1969).

## XXIII Zjazd Fizyków Polskich

W Krakowie odbył się w dniach od 4—8 września 1973 r. XXIII Zjazd Fizyków Polskich zorganizowany przez Oddział Krakowski Polskiego Towarzystwa Fizycznego na terenie Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Otwarcia Zjazdu dokonał prof. dr A. Jabłoński, wiceprzewodniczący Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W czasie sesji inauguracyjnej Zjazdu z ramienia Prezydium Polskiej Akademii Nauk przemawiał prof. dr M. Mięśowicz, w imieniu środowiska naukowego Krakowa — przewodniczący kolegium rektorów wyższych uczelni Krakowa — rektor Uniwersytetu Jagiellońskiego prof. dr M. Karaś oraz w imieniu gospodarzy przewodniczący Oddziału Krakowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. dr J. Rayski. Na zakończenie części oficjalnej prof. dr A. Jabłoński odczytał listę osób, którym zostały przyznane nagrody naukowe, dydaktyczne oraz nagrody za wyróżniające się prace magisterskie i wręczył te nagrody tym spośród osób nagrodzonych, które uczestniczyły w Zjeździe.

W czasie Zjazdu zostało wygłoszonych 11 referatów przeglądowych przedstawiających osiągnięcia fizyki polskiej na tle ogólnoswiatowego stanu zaawansowania badań w poszczególnych dziedzinach. Referentami byli: prof. dr Z. Sujkowski *Jądra atomowe w stanach o wysokich wartościach momentu pędu*, prof. dr J. Łopuszański *O niektórych zagadnieniach współczesnej kwantowej teorii pola*, prof. dr L. Sosnowski *Lokalne stany rezonansowe w półprzewodnikach*, doc. dr A. Chełkowski *Wybrane zagadnienia z fizyki metali*, doc. dr J. Stankowski *Radiospektroskopowe badania dynamiki sieci krystalicznej*, prof. dr J. Pniewski *Spektroskopia hiperjądrowa*, prof. dr A. K. Wróblewski *Fizyka wysokich energii*, doc. dr S. Łęgowski *Rezonans optyczny w radiospektroskopii atomowej*, prof. dr J. Małecki *Metody liniowej i nieliniowej polaryzacji dielektrycznej w badaniach struktury cieczy*, prof. dr A. Budzanowski *Zjawiska rezonansowe w rozpraszaniu złożonych struktur jądrowych*, doc. dr J. Czubek *Pewne zagadnienia metod jądrowych w geofizyce*. Jakkolwiek tematyka ta nie obejmuje wszystkich kierunków, w których w Polsce są prowadzone badania z dziedziny fizyki, uznano to ograniczenie za celowe, by stworzyć możliwości bardziej wyczerpującego potraktowania tematów referowanych. Uzupelnienie referatów przeglądowych stanowiły 22 komunikaty ze szczegółowych prac własnych wygłoszone przez młodych fizyków wybranych przez głównych referentów. W celu stworzenia dobrych warunków wzajemnego poznania oraz dyskusji przedstawiciele różnych specjalności i środowisk naukowych wszystkie referaty i komunikaty były wygłoszone na plenarnych posiedzeniach Zjazdu. Przewodniczącymi poszczególnych sesji Zjazdu byli profesorowie: A. Jabłoński, L. Natanson, W. Żuk, M. Mięśowicz, W. Ścisłowski, J. Janik, J. Rayski.

W ramach Zjazdu odbyło się w dniu 4 września Walne Zebranie Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

W czasie XXIII Zjazdu Fizyków Polskich została zorganizowana na terenie Instytutu Fizyki UJ wystawa aparatury naukowej, w której wzięły udział następujące firmy: Cryophysics SA (Szwajcaria); Ealing Beck (Anglia); Bruker-Physik (NRF); Oxford Instruments (Anglia); Unipan (Polska); The University of British Columbia (Kanada); Tracor Europa B. V. (Holandia) oraz Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk.

Ważnym uzupełnieniem części naukowej Zjazdu były imprezy o charakterze kulturalno-turystycznym. I tak 5 września po zwiedzeniu krakowskich instytutów fizycznych uczestnicy

Zjazdu spotkali się na wspólnej kolacji, na której wystąpiło Trio Barokowe. 7 IX uczestnicy Zjazdu wzięli udział w zamkniętym przedstawieniu spektaklu „Dziady” w Teatrze Starym w Krakowie, a 6 IX w wycieczkach do Tyńca, Pieskowej Skały lub Wieliczki. Niektórzy z uczestników Zjazdu w dniu 9 IX odbyli wycieczkę w Pieniny połączoną ze spływem Dunajcem.

W Zjeździe wzięło udział ok. 600 osób, w tym 534 uczestników oraz kilkudziesięciu studentów. Gościem Zjazdu była dr A. Peeva z Bułgarii. Zamknięcia Zjazdu dokonał w dniu 8 IX prof. dr A. Jabłoński.

Ocena czy XXIII Zjazd Fizyków Polskich spełnił pokładane w nim przez uczestników i organizatorów nadzieje, jest trudna. Niektórzy uczestnicy Zjazdu mieli złe warunki hotelowe w Międzynarodowym Hotelu Studenckim „Babilon”. Komitet Organizacyjny musiał pokonać bardzo dużo trudności. Niewątpliwie jednak jest to, że problematyka Zjazdu była bardzo interesująca, została przedstawiona w sposób kompleksowy i uwidoczniła osiągnięcia i tendencje rozwojowe fizyki polskiej w zakresie objętych programem specjalności. W czasie Zjazdu widoczny był dynamiczny rozwój fizyki polskiej, nowoczesność i aktualność realizowanej problematyki naukowej, a także rozwijanie obok badań podstawowych w coraz szerszym zakresie fizyki stosowanej i jej zastosowań przemysłowych. Najważniejszą jednak sprawą jest to, że dzięki pewnej koncentracji i uporządkowaniu tematyki referatów i komunikatów, Zjazd ukazał czynne w kraju szkoły naukowe oraz bardzo liczną kadre wybitnie zdolnych młodych fizyków co pozwala z optymizmem patrzeć w przyszłość.

*Danuta Kunisz*

Przewodnicząca Komitetu Organizacyjnego  
XXIII Zjazdu Fizyków Polskich

## Nadzwyczajny Kongres Międzynarodowej Unii Astronomicznej

Centralnym naukowym punktem obchodów Roku Kopernikowskiego był Nadzwyczajny Kongres Międzynarodowej Unii Astronomicznej, który obradował w dniach od 4 do 12 września 1973 r. w Warszawie, Toruniu i Krakowie. Naukowy program przewidywał odbycie sześciu sympozjów poświęconych promieniowaniu grawitacyjnemu i grawitacyjnemu zapadaniu, konfrontacji teorii kosmologicznych z danymi obserwacyjnymi, stabilności układu słonecznego i małych układów gwiazd, badaniom układu planetarnego, późnym fazom ewolucji gwiazd oraz systemowi Kopernika i jego źródłom. Prócz tego przewidziane były trzy wykłady o fizycznych własnościach materii międzygwiazdnej, obserwacjach astronomicznych w dziedzinie podczerwieni i jądrach galaktyk. Celem tego krótkiego sprawozdania z Kongresu jest poinformowanie o głównych tematach dyskusji na pierwszych dwu sympozjach.

Na Kongres zjechała liczna plejada znakomitych astronomów i astrofizyków. Gościliśmy między innymi W. A. Ambarcumiana, S. Chandrasekhara, W. A. Fowlera, M. Schmidta i J. Zeldowicza. Warto przypomnieć, że w czasie trwania Kongresu honorowy przewodniczący Polskiego Towarzystwa Fizycznego profesor W. Rubinowicz wręczył profesorowi S. Chandrasekharowi medal im. Smoluchowskiego.

Na sympozjum poświęconym promieniowaniu grawitacyjnemu i grawitacyjnemu zapadaniu dyskusja koncentrowała się wokół dwóch tematów, doświadczalnego potwierdzenia istnienia fal grawitacyjnych i obserwacyjnego potwierdzenia istnienia czarnych jam. Trzy lata temu J. Weber ogłosił, że skonstruowany przez niego układ dwóch anten oddalonych od siebie o 1000 km rejestruje jednocześnie sygnały, które interpretował, po odrzuceniu innych możliwości, jako fale grawitacyjne. Oszacował ich natężenie i stwierdził, że ilość koincydencyjnych sygnałów odbieranych przez anteny rośnie, gdy skierowane są one ku centrum Galaktyki. Od kilku miesięcy działa kilka innych anten zbudowanych w ogólnych zarysach na tej samej

zasadzie co antena Webera, jednak żadna z tych grup nie potwierdza koincydencji obserwowanych przez Webera. J. Tyson oraz W. Braginski omówili szczegółowo parametry swoich urządzeń oraz metody opracowywania danych. Wydaje się, że ten ostatni problem, a mianowicie ujednoczenie stosowanych przez różne grupy kryteriów, może przynieść wyjaśnienie istniejących obecnie kontrowersji. W czasie długich dyskusji osiągnięto porozumienie co do wymiany danych obserwacyjnych. Należy przypuszczać, że wyjaśni to w końcu sytuację. Zaproponowano również kilka innych laboratoryjnych metod wytwarzania i detekcji fal grawitacyjnych, wszystkie one są jednak daleko poza obecnymi możliwościami technicznymi.

R. Giacconi, omawiając ostatnie dane obserwacyjne źródeł promieniowania X w dziwnych układach gwiazd podwójnych, podał nowe argumenty świadczące o tym, że zmienne źródło promieniowania X tzw. Cyg X-1 zawiera jako jeden ze składników czarną jamę. Trudno tu mówić oczywiście o bezpośrednim obserwacyjnym dowodzie istnienia czarnej jamy, jednak jak dotychczas wszystkie dane obserwacyjne zgodne są z tą koncepcją. Bardziej sceptycznie nastawieni będą musieli poczekać na dokładniejsze dane obserwacyjne.

W Krakowie dyskutowano nad konfrontacją teorii kosmologicznych z danymi obserwacyjnymi, czasami wyglądało jednak na to, że chodzi tu o konfrontację poglądów J. Zeldowicza z poglądami innych.

H. Arp próbował przedstawić argumenty świadczące o tym, że obserwowane przesunięcie ku czerwieni może nie być związane z kosmologiczną ewolucją Wszechświata, jednak jego teza nie była dostatecznie przekonująca i nie wytrzymała krytyki opartej głównie na stwierdzeniu, że przytoczone przykłady mogą być wynikiem statystycznej fluktuacji. Z podobnego typu obiekcjami spotkało się wystąpienie G. Abella poświęcone możliwościom grupowania się gromad galaktyk. Nie wglębiając się w pozostałe wypowiedzi dyskusję można podsumować stwierdzeniem, że prosty model kosmologiczny Friedmanna, zgodnie z którym materia w dużej skali jest rozłożona w sposób jednorodny i izotropowy, bardzo dobrze opisuje rzeczywistość. Ostatnie wyniki pomiarów izotropii promieniowania relikowego, omówione przez R. Partridge'a, są tu jeszcze jednym argumentem.

Nadal bez zadowalającego rozwiązania pozostał problem formowania się galaktyk. Wprawdzie J. Zeldowicz i A. Doroszkiewicz przedstawili nowe ujęcie tego zagadnienia w ramach modelu Friedmanna, jednak należy to raczej traktować jako ogólną ideę niż rozwiązanie problemu.

Obecne dane obserwacyjne nie są też w stanie jednoznacznie wskazać, który z modeli Friedmanna jest realizowany w przypadku Wszechświata.

*Marek Demiański*

## I Zjazd Polskiego Towarzystwa Biofizycznego

W dniach 30. V. — 1. VI. 1973 roku odbył się w Uniejowie pod patronatem prof. dr inż. Jana Kaczmarka, Ministra Nauki, Szkolnictwa Wyższego i Techniki, I Zjazd Polskiego Towarzystwa Biofizycznego (PTBF). W Zjeździe uczestniczyło 300 osób, biorąc udział w obradach 5 sekcji: biofizyki teoretycznej, biofizyki makrocząsteczek, biofizyki komórek — membrany biologiczne, biofizyki ustrojów i różnych problemów biofizycznych.

W trakcie Zjazdu Polskiego Towarzystwa Biofizycznego ogłoszono ogółem 100 referatów. Podczas Zjazdu odbyło się I Walne Zebranie członków PTBF, na którym wybrano Władze Towarzystwa i wytyczono dalsze kierunki jego rozwoju. Członkowie Towarzystwa wybrali prezesem PTBF prof. dr Wandę Leyko oraz 7 członków Zarządu, którzy ukonstytuowali Zarząd Główny w następującym składzie: prezes: prof. dr Wanda Leyko (Łódź), wiceprezes: prof. dr Stanisław Przestalski (Wrocław), sekretarz: dr Roman Gondko (Łódź), skarbnik: mgr Maria Koter (Łódź). Członkowie Zarządu: doc. dr Jadwiga Skierczyńska (Lublin), prof. dr Andrzej Morawiecki (Wrocław), prof. dr Kazimierz Wierchowski (Warszawa).

Ponadto w skład Zarządu Głównego wchodzi przewodniczący Oddziałów Terenowych: doc. dr Emanuel Trembacowski (Białystok), doc. dr Bartłomiej Kwiatkowski (Gdańsk), prof. dr Tadeusz Wilczok (Katowice), doc. dr Leszek Wojteczak (Łódź), prof. dr Danuta Frackowiak (Poznań), prof. dr Jan Dobrowolski (Szczecin), prof. dr Piotr Strebeyko (Warszawa), prof. dr Stanisław Przystański (Wrocław), prof. dr Adam Paszewski (Lublin).

Siedzibą Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Biofizycznego jest obecnie Zakład Biofizyki UŁ, Łódź, ul. Nowopółdniowa 12/14, tel. 858-13.

*Roman Gondko*

## XI Międzynarodowa Konferencja „Zjawiska w gazach zjonizowanych”

Konferencja ta, organizowana pod auspicjami The International Union of Pure and Applied Physics (IUPAP) i The European Physical Society (EPS) odbywa się regularnie co dwa lata na przemian we wschodnich i zachodnich krajach europejskich. Obecna odbyła się w Pradze, w dn. 10—14. IX. 1973 r., następna będzie w 1975 r. w Eindhoven (Holandia). Liczba uczestników przekroczyła 1000 osób, a liczba autorów prezentowanych prac była niewiele mniejsza od tysiąca. Przedstawiono ok. 500 prac oryginalnych i wygłoszonych zostało 15 referatów przeglądowych. Prace oryginalne wydano w materiałach konferencji, referaty przeglądowe będą rozesłane wśród uczestników konferencji w terminie późniejszym.

Problematyka Konferencji dotyczyła głównie badań fizyki i techniki plazmy, zjawisk i procesów zachodzących przy wyładowaniach w gazach, zastosowania wyładowań do pompowania laserów gazowych i do źródeł światła, a także obejmowała stosowane w tej dziedzinie metody teoretycznego opisu i eksperymentalnej diagnostyki. Część referatów przeglądowych dotyczyła powyższej problematyki, pozostała natomiast część — innych dziedzin fizyki i miała na celu pokazanie ich związku z głównymi zainteresowaniami uczestników konferencji.

Wśród tematów konferencji nie znalazły się problemy kontrolowanych reakcji termojądrowych (choć aktualnej sytuacji w tej problematyce poświęcony był referat przeglądowy), a także problemy technik laserowych, generatorów MHD, plazmotronów itp. poza związanymi z nimi problemami podstawowymi, które dotyczą bezpośrednio procesów wyładowania i zjawisk zachodzących w gazach zjonizowanych.

Bardziej szczegółowy obraz XI Konferencji prezentuje zestawienie sekcji i grup tematycznych podane w tablicy. Pod nazwą każdej sekcji podana jest łączna liczba prezentowanych prac w danej sekcji z równoczesnym rozbićciem na ilość prac z ośrodków Zachodu, Wschodu i Polski. Podział ten jak widać jest dość schematyczny i tradycyjny. W rzeczywistości bowiem wiele problemów umieszczonych w różnych sekcjach dotyczy tego samego zagadnienia (np. problemy związane z wysokociśnieniowymi laserami gazowymi łączą się ściśle z wyładowaniami z zewnętrznym źródłem jonizacji, z niestabilnościami wywołanymi lokalnym podgrzaniem gazu, reakcjami chemicznymi czy procesami zderzeniowymi; problemy źródeł światła z procesami przyelektrodowymi itd.). Również wydzielenie technik eksperymentalnej diagnostyki nie oznacza, że oryginalne techniki pomiarowe nie były prezentowane także w pozostałych sekcjach. Tak więc podział reprezentowany w tablicy wprawdzie systematyzuje tematykę, nie mniej jednak zniekształca nieco rzeczywisty obraz aktualnych zagadnień będących przedmiotem zainteresowania tej dziedziny fizyki.

Warto podkreślić, że podstawowym zainteresowaniem najbliższej grupy uczestników konferencji były problemy towarzyszące wyładowaniom w gazach. Wiele się mówiło o nowym w pewnym sensie kierunku — wyładowaniach w gęstych gazach — a także o procesach chemicznych zachodzących w plaźmie (głównie wyładowczej) i ich wpływie np. na energetyczny rozkład elektronów. Bardzo charakterystyczny jest wzrost zainteresowania procesami

Wykaz sekcji, grup tematycznych i ilości referatów w rozbięciu na Zachód (Zach.), Wschód (Wsch.), Polskę i sumę (Razem)

1. Procesy zderzeniowe w gazach				3. Wyładowania elektryczne				4. Fizyka plazmy				5. Eksperymenty diagnostyka			
Zach.	Wsch.	Polska	Razem	Zach.	Wsch.	Polska	Razem	Zach.	Wsch.	Polska	Razem	Zach.	Wsch.	Polska	Razem
22	37	0	59	110	90	3	203	72	86	4	162	27	33	2	62
<p>Procesy zderzeniowe w zbiorach cząstek</p> <p>Procesy elementarne: wzbudzenie, jonizacja, jonizacja wielofotonowa</p> <p>Procesy w poświacie</p> <p>Procesy chemiczne</p>				<p>Wyładowania niskociśnieniowe: przebiecie i wyładowanie impulsowe</p> <p>wyładowanie jarzeniowe</p> <p>wyładowanie z wydrążoną elektrodą</p> <p>wyładowanie w skrzyżowanych polach, magnetrony i wyładowanie Penninga</p> <p>kolumna dodatnia</p> <p>diody plazmowe i źródła plazmy</p> <p>wyładowania wysokiej częstotliwości</p> <p>lasery z wyładowaniem sterowanym zewnętrzną wiązką elektronów i lasery gazodynamiczne</p> <p>lasery gazowe pompowane wyładowaniem elektrycznym</p> <p>Wyładowania wysokociśnieniowe: iskry</p> <p>przebiecie</p> <p>korona</p> <p>ogólne własności łuków</p> <p>rozwój i zanik wyładowań wysokociśnieniowych</p> <p>przepływy i strumienie ciepła</p> <p>źródła światła</p> <p>impulsy wysokoprądowe i łuki stabilizowane</p> <p>łuki i wyładowania w polu magnetycznym</p> <p>Plazma wytwarzana laserami</p>				<p>Teoria plazmy</p> <p>Zjawiska transportu</p> <p>Fale w plazmie: fale jonizujące</p> <p>fale dryfowe</p> <p>fale akustyczne i jonowo-akustyczne</p> <p>oddziaływanie fali wysokiej częstotliwości z plazmą</p> <p>tłumienie Landaua i generacja harmonicznych</p> <p>oddziaływanie fal wysokiej częstotliwości z niejednorodną i rezonansową plazmą</p> <p>propagacja, odbicie i rozpraszanie fal wysokiej częstotliwości oraz grzanie plazmy</p> <p>fale uderzeniowe i nieciągłości hydrodynamiczne</p> <p>fale i oscylacje</p> <p>Oddziaływanie wiązek z plazmą: wzbudzenie fal wiązką elektronów</p> <p>wyładowanie wiązka-plazma oraz stabilizacja</p> <p>Promieniowanie plazmy: promieniowanie ciągłe</p> <p>różne badania promieniowania</p> <p>Gęsta plazma</p>				<p>Sondy elektrostatyczne: teoria</p> <p>eksperyment</p> <p>Metody spektroskopowe</p> <p>Techniki laserowe</p> <p>Techniki elektromagnetyczne: mikrofalowe</p> <p>zastosowania szczególne</p> <p>Inne metody diagnostyki</p> <p>specjalne metody</p> <p>Diagnostyka oparta na ekstrakcji cząstek</p>			
<p><b>2. Zjawiska powierzchniowe</b></p>															
Zach.	Wsch.	Polska	Razem												
21	12	2	35												
<p>Emisja z powierzchni i procesy zderzeniowe</p> <p>Zjawiska na elektrodach: „emisja” plamki katodowej</p> <p>jonizacja i dynamika plamki elektrodowej</p> <p>warstwa przyelektrodowa i przyścienna</p> <p>Wyładowanie powierzchniowe</p>															

rekombinacji (z przejściem przez stany metastabilne), tworzeniem ujemnych jonów w procesie wyładowania, wpływem warunków brzegowych na stan plazmy, itp.

Trudno jednak wskazać jakiś szczególnie wybijający się obecnie kierunek lub szczególnie frapujący temat w zakresie gazów zjonizowanych. Niemniej jednak ten dział fizyki rozwija się nadal bardzo dynamicznie i nie traci nic z atrakcyjności nawet przy oddzieleniu problemów kontrolowanych reakcji termojądrowych i związanych z nimi problemów wysokotemperaturowej plazmy.

Warto jeszcze kilka słów poświęcić udziałowi Polski w Konferencji. Zgłoszono 11 referatów. Udział wzięło ok. 60 osób, czyli stosunek liczby referatów do liczby uczestników jest ok. 3 razy mniejszy niż średnia całej konferencji (może dlatego, że do Pragi jest blisko!). Czesi zgłosili prawie pięciokrotnie więcej referatów niż my! Za osiem lat konferencja być może odbędzie się w Warszawie.

*Wojciech W. Byszewski*

Jan Blinowski, Jarosław Trylski: *Fizyka dla kandydatów na wyższe uczelnie*, PWN, Warszawa 1973, stron 600, cena zł 85.—

Należy wyrazić uznanie Państwowemu Wydawnictwu Naukowemu za wydanie wyżej wymienionej książki pomyślanej przez Autorów jako materiał pomocniczy dla uczniów szkół średnich, przygotowujących się do egzaminu maturalnego z fizyki oraz dla absolwentów tychże szkół, przygotowujących się do egzaminów wstępnych na wyższe uczelnie. Autorzy podjęli się ambitnego zadania napisania książki, która na poziomie intelektualnych możliwości absolwenta szkoły średniej, posługując się elementami matematyki wyższej i rachunku wektorowego, omawia wyczerpująco i konsekwentnie zagadnienia dotyczące podstawowych wiadomości z wszystkich działów fizyki objętych obowiązującym programem nauczania w szkole średniej. Objętość książki (50 arkuszy wydawniczych) pokrywa się z sumaryczną objętością 4 podręczników z fizyki dla kolejnych 4 klas licealnych. Książkę podzielono na 5 części: mechanikę, fizykę molekularną i ciepło, elektryczność i magnetyzm, zjawiska falowe, elementy fizyki współczesnej. Stało się rzeczą niemal powszechną łączenie w podręcznikach zjawisk falowych w jeden dział fizyki a obecna książka jest tego dobrym przykładem. Optyka geometryczna jest umieszczona na końcu części: zjawiska falowe.

Rozwój fizyki ostatniego dwudziestolecia, a w szczególności fizyki cząstek elementarnych, przyczynił się do pełniejszego poznania oddziaływań elementarnych oraz zasad i praw zachowania, które tymi oddziaływaniami rządzą. Prawa zachowania mają podobne znaczenie w fizyce jak aksjomaty w geometrii Euklidesa; dlatego w niektórych współczesnych podręcznikach (np. B. M. Jaworski, A. A. Piński, *Podstawy fizyki*) są one zebrane razem i poświęca się im dużo uwagi i miejsca. W książce J. Blinowskiego i J. Trylskiego zachowano pod tym względem tradycyjne ujęcie.

Od pierwszych do ostatnich kartek książki utrzymano wysoki poziom wykładu. Przy omawianiu danego zagadnienia fizycznego Autorzy podają (opierając się na małej ilości faktów doświadczalnych) pewną ilość podstawowych praw fizycznych, zaś w dalszej części wykładu — płynące z nich wnioski. W takim ujęciu wykładu bardzo duża liczba zjawisk fizycznych może być przedstawiona jako konsekwencja logiczna niewielkiej liczby praw podstawowych. Na szczególnie podkreślenie zasługuje bardzo staranny opis pól potencjalnych: grawitacyjnego i elektrostatycznego oraz przedstawienie zagadnień indukcji elektromagnetycznej i praw Maxwella.

Przy czytaniu książki nasuwają się pewne uwagi krytyczne; niektóre z nich podaję poniżej. W tablicy 1.1 i na stronie 17 wielkość oddziaływania słabego wynosi  $10^{-14}$  a nie  $10^{-5}$ , jak podano w książce. Niektóre oznaczenia wielkości fizycznych występujące w książce są niezgodne z zaleceniami Komisji Symboli, Jednostek i Terminologii Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (patrz Encyklopedia Fizyki, tom I, PWN, 1972); np. Komisja zaleca oznaczać takie wielkości jak praca, moment pędu, napięcie prądu elektrycznego kolejno symbolami  $W$ ,  $L$ ,  $I$ , podczas gdy Autorzy oznaczają te wielkości kolejno literami  $L$ ,  $J$ ,  $i$ .

W książce konsekwentnie używany jest układ jednostek miar SI, ale na dwóch rysunkach zauważyłem jednostkę  $\mu$  zamiast  $\mu\text{m}$ . Proponowałbym przy definicji potencjału korzystać z pojęcia pola sił, a nie z pojęcia sił zewnętrznych. Rozdział 18 proponowałbym uzupełnić opisem zastosowań elementów półprzewodnikowych. Wydaje się konieczne poszerzenie części



piątej książki zatytułowanej „Elementy fizyki współczesnej” przez omówienie dualizmu korpuskularno-falowego promieniowania i ruchu cząstek, w tym także zjawiska fotoelektrycznego w powiązaniu z kwantowym charakterem promieniowania, oraz przez poszerzenie omówienia szeregu zagadnień zasygnalizowanych bardzo pobieżnie. Brak także zadań do piątej części książki. Książkę należałoby także uzupełnić tablicą podstawowych stałych fizycznych i skróconym widzem.

Proponowane uzupełnienia nie mogą prowadzić do zwiększenia objętości książki, która jest optymalna; można byłoby je wprowadzić kosztem opuszczenia partii materiału wydrukowanego *petitem*.

Książka Jana Blinowskiego i Jarosława Trylskiego charakteryzuje się bardzo dobrym i wyrównanym poziomem opisu zjawisk zarówno od strony matematycznej, jak i fizycznej. W odróżnieniu od książek szkoły średniej, wielkości wektorowe są tu przedstawione we współczesnym zapisie drukiem półtłustym, natomiast tekst zasługujący na podkreślenie jest wyróżniony kursywą. Wydawnictwu i Autorom należy się ponadto uznanie za całość szaty graficznej łącznie z rysunkami.

Książka zasługuje na polecenie nie tylko absolwentom szkół średnich, lecz także nauczycielom tychże szkół i egzaminatorom przy egzaminach wstępnych na wyższe uczelnie techniczne. Może ona się stać standardową pozycją wyjściową, od której można kontynuować nauczanie fizyki na tychże uczelniach.

*Jerzy Massalski*

## CERN

Rada CERN-u dokonała wyboru nowych władz na kadencję 1974. Przewodniczącym został wybrany powtórnie prof. W. Gentner (NRF), wiceprzewodniczącymi — prof. T. Kouyoumdzelis (Grecja) i dr G. H. Stafford (Wielka Brytania). Do Rady weszli trzej nowi delegaci: ambasadorzy prof. M. Pihl (Dania), A. Farace di Villaforesta (Włochy) i E. Hambro (Norwegia). Dyrektorem Generalnym Laboratorium I pozostał prof. W. K. Jentschke, dyrektorem Wydziału Fizyki Teoretycznej mianowany został S. Fubini, kierownikiem Laboratorium Synchrotronu — E. Michaelis, a kierownikiem Laboratorium Przecinających się Pierścieni Akumulujących — W. Schnell.

## Kwarki poszukiwane — nadal na próżno

Od kiedy Gell-Mann i Zweig pokazali, że regularności w hadronowym widmie mas można w prosty sposób wyjaśnić zakładając, że w skład hadronów wchodzi cząstki o ułamkowym ładunku ( $1/3 e$  lub  $2/3 e$ ) i ułamkowej liczbie barionowej, czyli tzw. kwarki, podejmowane są próby zaobserwowania tych cząstek w strumieniach promieniowania kosmicznego, w wiązkach cząstek wtórnych produkowanych w akceleratorach i w stałych składnikach materii ziemskiej. Dotychczas żaden z podejmowanych eksperymentów nie dał pozytywnych wyników. Można to tłumaczyć rozmaicie: albo kwarki nie mogą istnieć jako indywidualne cząstki, bądź też, podobnie jak fonony w kryształach, kwarki mają swój sens jedynie wewnątrz hadronów, bądź też mają bardzo duże masy i bardzo mały przekrój czynny na produkcję.

Ostatnio poszukiwania kwarków przeprowadzili w National Accelerator Labora-

tory w Batavii (Illinois) w USA T. Yamouchi, T. Nash, D. Nease i J. Sculli. Pierwotna wiązka protonów o energii w jednych doświadczeniach 200 GeV, w innych 300 GeV, padała na tarczę berylową o grubości 30 cm. Cząstki wtórne zogniskowano w odległości około 450 m od tarczy na układzie detekcyjnym, w skład którego wchodziło 8 liczników scyntylacyjnych dostarczających informacji o stratach jonizacyjnych wiązek. Należy oczekiwać, że straty jonizacyjne kwarków o ładunku  $1/3 e$  i  $2/3 e$  będą stanowiły  $1/9$  lub  $4/9$  strat jonizacyjnych pojedynczo naładowanych cząstek. Dwa liczniki Czerenkowa dostarczały danych o masach cząstek. Prowadzono pomiary w warunkach sprzyjających powstawaniu kwarków o ładunku  $1/3 e$  (energia protonów 200 GeV) jak i w warunkach sprzyjających powstawaniu kwarków o ładunku  $2/3 e$  (energia protonów 300 GeV). Na taśmie magnetycznej zanotowano 14000 zdarzeń. Ich analiza nie wykazała cząstek o ładunku ułamkowym.

## Badania magnetyzmu jądrowego w Saclay

W Centrum Badań Jądrowych w Saclay grupa kierowana przez Anatola Abragama, profesora Collège de France, osiągnęła bardzo interesujące rezultaty w badaniach ferromagnetyzmu, antyferromagnetyzmu i tzw. pseudomagnetyzmu jądrowego stosując metodę dynamicznej polaryzacji jądrowej. W eksperymentach z ferromagnetyzmem i antyferromagnetyzmem uzyskano rekordowo niskie temperatury spinowe rzędu mikrostopnia Kelvina. Grupa z Saclay pierwsza zaobserwowała uporządkowany stan magnetyczny wynikający jedynie z oddziaływań jądrowych dipol-dipol. Badania pseudomagnetyzmu pozwalają na systematyczne pomiary zależnej od spinu amplitudy rozproszenia neutronów przez jądra.

Metoda dynamicznej polaryzacji jądrowej została wynaleziona przed piętnastu laty niezależnie przez C. D. Jeffriesa (Uniwersytet Kalifornijski, Berkeley) i przez Abrahama. Przy pomocy tej metody osiągnięto w Saclay powyżej 90% polaryzacji spinów jądrowych.

Aby osiągnąć stan uporządkowania magnetycznego energia danego momentu magnetycznego w lokalnym polu sąsiadów musi być większa lub równa  $kT_c$ , gdzie  $T_c$  jest temperaturą krytyczną. Powyżej  $T_c$  nie występują dalekie uporządkowania. Gdy wszystkie spiny skierowane są zgodnie, mamy do czynienia z uporządkowaniem ferromagnetycznym, a gdy układ dzieli się na podsieci, z których połowa ma spiny skierowane „w dół”, a połowa „w górę”, uporządkowanie jest typu antyferromagnetycznego. Dla uzyskania takich uporządkowań temperatura spinowa musi być około 1 mikrostopnia. W Saclay ochładzano fluorek wapnia w silnym polu magnetycznym aż do osiągnięcia przez sieć temperatury 1 K, wtedy dynamicznie polaryzowano spiny  $^{19}\text{F}$  do około 90%, co odpowiada temperaturze spinowej około 1 milistopnia. W drugim stadium eksperymentu przez adiabatyczną demagnetyzację jądrową obniżano temperaturę spinów poniżej 1 mikrostopnia. Zaobserwowano domeny o rozmiarach kilku tysięcy angstromów, co wskazuje na porządkowanie ferromagnetyczne — w przypadku antyferromagnetyzmu domeny są rozmiarów kilku angstromów.

Antyferromagnetyzm atomowy zademonstrował w latach pięćdziesiątych S. Shull (MIT) przy pomocy rozproszenia neutronów. Ze względu na swoje momenty magnetyczne neutrony inaczej rozpraszają się na płaszczyznach atomowych o spinach skierowanych w górę, inaczej na płaszczyznach o spinach skierowanych w dół. Analogiczny eksperyment przeprowadzono w Saclay dla jądrowych momentów magnetycznych. Czysty jądrowy efekt magnetyczny byłby jednak zbyt słaby, aby go móc zaobserwować, posłużono się więc tzw. pseudomagnetyzmem jądrowym. Neutron przechodząc przez spolaryzowaną jądrowo tarczę odczuwa pole pseudomagnetyczne i odbywa precesję wywołaną polem przyłożonym i polem jądrowym. Grupa

z Saclay opracowała w ten sposób metodę pozwalającą mierzyć zależne od spinu jąder rozproszenie neutronów.

#### Międzynarodowe Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur

W Międzynarodowym Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur we Wrocławiu prowadzi się badania w stabilnych polach magnetycznych o natężeniu do 170 kOe. Czas ustalania pola jest rzędu minut. Pomiary prowadzone są w temperaturach od 1 K do 300 K. Głównymi kierunkami badań są własności „twardych” nadprzewodników, magnetyki w stanie uporządkowanym oraz magnetoopór czystych metali i stopów.

Badania twardych nadprzewodników dotyczą w szczególności wpływu domieszek metali przejściowych na własności nadprzewodników o strukturze beta-wolframu, tj. mających najwyższe temperatury krytyczne.

Badania w silnych polach magnetycznych i w obszarze uporządkowania magnetycznego związków uranu z pierwiastkami V i VI grupy wykazały istnienie bardzo dużych pól anizotropii i umożliwiły określenie momentów magnetycznych jonów uranu.

Pomiary oporu elektrycznego bardzo czystych monokryształów metali w silnych polach magnetycznych stanowią jedną z metod określania topologii powierzchni Fermiego.

#### IV Kolokwium z Akustyki Molekularnej, Kwantowej i Sonochemii

W dniach od 31 stycznia 1974 do 7 lutego 1974 odbywało się w Jaszowcu IV Kolokwium z Akustyki Molekularnej, Kwantowej i Sonochemii, zorganizowane przez Polskie Towarzystwo Akustyczne — Oddział Górnośląski i przez Instytut Fizyki Politechniki Śląskiej.

W Kolokwium wzięło udział 56 osób z 12 ośrodków krajowych. Wygłoszono 25 referatów, w których przedstawiono zarówno zagadnienia podstawowe, jak np. elementarny mechanizm przekazywania impulsu akustycznego w cieczech, od-

działywanie fali powierzchniowej z elektromagnitami, temperaturowa zależność parametru zderzenia i potencjał oddziaływania międzycząsteczkowego, zjawiska wywołane przez fale ultradźwiękowe o dużym natężeniu w ośrodkach dwufazowych, jak również przedstawiono zastosowania metod akustycznych, np. parametry przetworników stosowanych w badaniach sonochemicznych, przetworniki dyfuzyjne, zagadnienia rozbieżności i dewiacji wiązek falowych, odprężanie ultradźwiękowe metali, zastosowania metod akustycznych do badania struktur związków organicznych.

*S. Szyma*

### Lasery He-Ne z IPPT

Pracownia Gazów Zjonizowanych Zakładu Mechaniki Cieczy i Gazów Instytutu Podstawowych Problemów Techniki w Warszawie produkuje obecnie na sprzedaż lasery gazowe He-Ne o dużej stabilności mocy wyjściowej. Długość lasera wynosi 1,2 m, rozbieżność wiązki nie przekracza 5 mrd. W laserze zastosowano zewnętrzny płaskorównoległy rezonator z wielowarstwowych selektywnych zwierciadeł dielektrycznych. Cena lasera około 200 000 zł.

### Mikrotron o działaniu ciągłym

W Obninsku (ZSRR), w wyniku współpracy kilku instytutów, skonstruowano akcelerator elektronów mikrotron o działaniu ciągłym. Dotychczas konstruowane mikrotrony działają jedynie w reżimie cyklicznym przy stosunkowo małej częstotliwości repetycji; typowe parametry: czas trwania impulsu 1 s, częstość repetycji 100 Hz. Nowy mikrotron w Obninsku przyspiesza elektrony do energii 7,5 MeV (a w dalszej fazie rozbudowy przewiduje się 9 MeV) przy prądzie 2 mA. Moc wiązki na tarczy wynosi więc 15 kW, tj. znacznie więcej niż w jakimkolwiek dotychczas działającym mikrotronie.

### Czy kryzys paliwa jądrowego?

Wspólny raport Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej oraz Agencji Energii Jądrowej przy Organizacji Współpracy

i Rozwoju Ekonomicznego zwraca uwagę na braki paliwa jądrowego, jakie mogą wystąpić około r. 1980.

Raport szacuje liczbę reaktorów jądrowych, jakie będą czynne do r. 1990 w Europie, USA i Japonii. W końcu r. 1973 Europa zachodnia, USA i Japonia produkowały łącznie w siłowniach jądrowych moc  $5 \cdot 10^4$  MW. Oczekuje się, że do r. 1990 będzie produkowana moc  $10^6$  MW. Zmieni się także względny udział producentów. USA produkują obecnie 58% mocy, w r. 1990 będą produkować 37%, Europa zachodnia — 53%, Japonia — 10%. Obecnie wydobycie uranu jest wystarczające, a nawet obserwuje się w przemyśle uranowym pewną depresję. W miarę budowy nowych reaktorów ta sytuacja będzie się szybko zmieniać i wystąpią braki rezerw uranu i mocy przerobowych. Do r. 1980 produkcja roczna będzie musiała wzrosnąć do 50 000 ton, w latach 1980—85 zapotrzebowanie na uran podwoi się.

Raport zaleca intensyfikację poszukiwań geologicznych dla zapewnienia właściwych rezerw uranu.

### Wzrost cen aparatury wyprzedza ogólną inflację

J. S. Ridgen i Christine Schutz z Uniwersytetu Missouri w St. Louis przeprowadzili analizę wzrostu cen przyrządów fizycznych w USA w ciągu ostatnich kilkunastu lat. Okazuje się, że koszty wyposażenia laboratoriów badawczych i pracowni dydaktycznych rosną szybciej niż koszty utrzymania. W okresie 1950—1972 tzw. consumer price index (CPI) — wskaźnik cen oparty na cenach 400 pozycji wybranych tak, aby reprezentowały rozkład wydatków w budżecie przeciętnej rodziny (żywność, odzież, sprzęt domowy, usługi, czynsze, podatki itp.) wzrósł o 75%, cena samochodu Chevrolet, model standard, o 125%, ceny podręczników średnio o 105%. W tym samym okresie ceny przyrządów dydaktycznych (średnia z 15 wybranych pozycji) wytwarzanych przez firmę Central Scientific wzrosły o 174%, a ceny przyrządów wytwarzanych przez firmę Sargent-Welch (średnia z 20 przyrządów) o 200%. Ze względu na szybko zmieniające się wymagania co do przyrządów badawczych ich

ceny porównywano jedynie z okresu ostatnich 10 lat. Oto tabelka wzrostu cen w latach 1961—1973:

	średni wzrost %
CPI	39
Central Scientific (15 przedmiotów)	99
Sargent-Welch (20 przedmiotów)	122
General Radio (20 przedmiotów)	90
Hewlett-Packard (20 przedmiotów)	62
Tektronix (12 przedmiotów)	79

Jak widać, inflacja silniej odbija się na cenach przyrządów dydaktycznych niż badawczych. Wynika to w dużej mierze z tego, że pokazy stają się coraz bardziej wymyślne. Tak np. gdy dawniej zasady dynamiki demonstrowało się przy pomocy bloczków, wózków i sznurków, teraz stosuje się skomplikowane urządzenia z pneumatycznym zawieszeniem, fotokomórkami, oświetleniem stroboskopowym. Wyprzedzający inflację wzrost cen aparatury fizycznej odbija się w trudnościach budżetowych wydziałów fizyki.

#### F. Trendelenburg (1896—1973)

Dnia 9 listopada 1973 r. zmarł w Erlangen prof. Ferdinand Trendelenburg, znany fizyk zach.-niemiecki.

Urodzony w 1896 r. w Lipsku, studiował fizykę na uniwersytetach w Berlinie, Tybindze i Getyndze. Od 1922 r. pracował w laboratorium badawczym firmy Siemens & Halske, gdzie prowadził badania głównie z dziedziny akustyki i elektroakustyki. W latach trzydziestych zajmował się także zjawiskiem ugięcia elektronów. Był profesorem uniwersytetu we Freiburgu i politechniki w Monachium, oraz dyrektorem laboratorium Siemens w Erlangen. Był wiceprezydentem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP).

#### Polskie Towarzystwo Fizyczne Zarząd Główny

W dniu 30 stycznia 1974 odbyło się zebranie Prezydium Zarządu Głównego Polskiego Towarzystwa Fizycznego pod przewodnictwem Prezesa Towarzystwa prof. Z. Wilhelmiego. Na zebraniu tym Zarząd wybrany w dniu 21 stycznia 1974 przez Nadzwyczajne Walne Zebranie PTF ukonstytuował się jak następuje:

Wiceprezisi:  
prof. R. S. Ingarden (Toruń)  
prof. B. Karczewski (Warszawa)  
Sekretarz Generalny:  
doc. P. Decowski (Warszawa)

Skarbnik:  
doc. K. Rosiński (Warszawa)

Członkowie:  
doc. W. Giriat (Warszawa)  
doc. M. Frąckowiak (Poznań)  
prof. A. Strzałkowski (Kraków)  
prof. J. Kołodziejczak (Warszawa).

Prezes Towarzystwa przedstawił Zarządowi program działalności, która obejmować ma następujące zagadnienia: rozwijanie i popieranie działalności naukowej, udział fizyków w przemyśle, kształcenie fizyków, kontakty zagraniczne, popularyzacja fizyki, wydawnictwa PTF, finanse i sekretariat PTF.

W zakresie rozwijania i popierania działalności naukowej należałoby rozwijać współpracę z resortem szkolnictwa i Komitetem Fizyki PAN, kładąc szczególny nacisk na szybszy rozwój naukowy najmłodszych, najmniej zaawansowanych ośrodków naukowych w kraju. Służby do tego celu mogą „szkoły letnie”, poświęcone różnym gałęziom fizyki, konferencje i seminaria naukowe iniejowane przez PTF, a organizowane wspólnie z instytucjami naukowymi. Należy również pomagać w nawiązaniu kontaktów naukowych krajowych i zagranicznych i w uzyskiwaniu stypendiów dla uzdolnionych młodych naukowców.

Program przedstawiony przez Prezesa zaleca przyspieszenie procesu wkraczania fizyków do przemysłu. Towarzystwo po-

winno stać się centrum informacji dla gospodarki narodowej w sprawach, w których rozwiązaniu mogą być pomocni fizycy. Należałoby stworzyć „komisje branżowe”, w skład których wchodziłyby instytucje i fizycy reprezentujący poszczególne dziedziny fizyki. Dla nawiązania bliższej współpracy należałoby zwerbować na członków wspierających PTF instytucje mające bezpośredni kontakt z przemysłem.

Szerokie pole działania ma PTF w zakresie kształcenia fizyków. Ważną sprawą jest podwyższanie poziomu zawodowego nauczycieli fizyki i poprawienie sprawności procesu dydaktycznego. Można by w tym celu organizować „szkoły letnie” wspólne dla nauczycieli szkół średnich i nauczycieli akademickich. PTF winno udzielić pomocy przy opracowywaniu podręczników i nawiązać ściślejszy kontakt z Ministerstwem Oświaty i Wychowania.

PTF winno rozwijać i lepiej wykorzystywać kontakty naukowe fizyków polskich z zagranicą, przy czym szczególną uwagę należy zwrócić na nowe gałęzie fizyki. W szczególności ważne jest rozwijanie kontaktów z European Physical Society.

PTF winno w szerokim zakresie zajmować się sprawą upowszechniania wiedzy fizycznej, a przy popularyzacji sięgnąć szerzej do środków masowego przekazu.

W dniu 25 lutego 1974 r. odbyło się posiedzenie Prezydium Zarządu Głównego PTF, na którym prof. B. Karczewski przedstawił program współpracy Towarzystwa z Ministerstwem Oświaty i Wychowania w zakresie kształcenia fizyków, doc. M. Frąckowiak przedstawił program współpracy Towarzystwa z przemysłem, a doc. K. Rosiński zreferował sprawę budżetu PTF na najbliższy rok.

W wyniku rozmów przeprowadzonych przez prof. B. Karczewskiego z Ministerstwem Oświaty i Wychowania, PTF otrzyma do oceny projekty nowych programów nauczania fizyki w klasach VI—X, pomoże w doborze właściwych autorów podręczników dla nauczycieli i uczniów, zaopiniuje te podręczniki oraz przygotowuje projekt wzorcowego zestawu pomocy naukowych dla pracowni fizycznych w szkołach. Rozważana również była sprawa utworzenia Komitetu Polskiego Towarzystwa Fizycz-

nego do spraw modernizacji nauczania fizyki w klasach VI—X oraz sprawa objęcia przez PTF patronatu nad czasopismem „Fizyka w Szkole”.

Doc. M. Frąckowiak przedstawił wyniki przeprowadzonej w 20 instytucjach ankiety na temat czy istnieje i jak przebiega współpraca fizyki z przemysłem. Dalszym omawianiem tej sprawy Zarząd Główny zajmie się na następnym posiedzeniu.

Doc. K. Rosiński przedstawił preliminarz budżetowy, z którego wynika niedobór w wysokości około 100 000 zł. Zachodzi konieczność złożenia wniosku o dodatkową dotację państwową. Poruszano również sprawę ewentualnego podniesienia składek członkowskich.

Prezydium Zarządu Głównego PTF powołało Komisję Nagród Naukowych w składzie: prof. R. S. Ingarden, prof. J. Janik, prof. L. Sosnowski, prof. S. Szczeniowski i prof. Z. Szymański, oraz Komisję Nagród Dydaktycznych w składzie: dr J. Białek, mgr W. Dróżdź, prof. B. Karczewski, mgr A. Nowicka i doc. M. Sawicki.

#### Oddział Katowicki PTF

W dniu 28 stycznia 1974 odbyło się walne zebranie Oddziału Katowickiego PTF, na którym dokonano wyboru nowego Zarządu Oddziału:

przewodniczący — dr Marek Zralek, wiceprzewodniczący — mgr Piotr Jakubowski, skarbnik — mgr Marek Siemaszko, sekretarz — mgr Elżbieta Zipper, członkowie Zarządu — dr Zygmunt Borowski, mgr Franciszek Drobny, mgr Józef Greupner i mgr Zbigniew Ujma, kronikarz „Postępów Fizyki” — mgr Antoni Salamon.

W okresie od 22 listopada 1971 do 28 stycznia 1974 odbyło się 12 konwersatoriów naukowych, ponadto Oddział wspólnie z Instytutem Kształcenia Nauczycieli zorganizował cykl dziewięciu wykładów popularnych oraz prowadził zajęcia dla młodzieży szkół średnich w pracowniach Instytutu Fizyki Uniwersytetu Śląskiego.

Oddział liczy 97 członków.

**Sekcja Biofizyki Oddziału Warszawskiego PTF**

Dnia 9 stycznia 1974 r. odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze Sekcji Biofizyki Oddziału Warszawskiego PTF. Wybrany został nowy Zarząd Sekcji w składzie: W. Klonowski (przewodniczący), W. Bulski (skarbnik), M. Radwan-Kopecka (sekretarz), J. Lewandowski i B. Lesyng. Na

zebraniach Sekcji wygłoszono w r. 1973 pięć referatów. W lutym i marcu 1974 r. Sekcja urządziła cykl odczytów popularnych pod ogólnym tytułem „Biofizyka — od molekuly do Kosmosu”. Selekcja liczy 30 członków.

Seminaria Sekcji Biofizyki odbywają się w każdą drugą środę miesiąca o godz. 18<sup>30</sup> w PAN-Klubie, Pałac Staszica, III p.

## 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”.

Prenumeratory 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, Al. Pokoju 5, 31-548 Kraków w terminie do **10 dnia 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.

Exemplarze 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).

A subscription order stating the period of time, subscriber's name and address can be sent to any subscription agent or directly to the Foreign Trade Enterprise ARS POLONA-RUCH, 00-068 Warszawa, Krakowskie Przedmieście 7, P. O. Box 1001, Poland.

The account is to be made to ARS POLONA-RUCH, Bank Handlowy S. A., Traugutta 7, 00-067 Warszawa, Poland.

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**



## TREŚĆ

G. Cocconi — ISR w CERN-ie i oddziaływania silne przy wysokich energiach	223
W. Soszka — Emisja jonowo-elektronowa z realnej powierzchni metali . . .	243
M. A. Herman — Problemy fizyki i technologii złączowych laserów półprzewodnikowych . . . . .	255
S. Kończak, St. Kochowski — Kwantowe efekty wymiarowe w cienkich warstwach półmetali . . . . .	277
R. Wadas — Monopole magnetyczne . . . . .	289

## ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

D. Kunisz — XXIII Zjazd Fizyków Polskich . . . . .	295
M. Demiański — Nadzwyczajny Kongres Międzynarodowej Unii Astronomicznej	296
R. Gondko — I Zjazd Polskiego Towarzystwa Biofizycznego . . . . .	297
W. Byszewski — XI Międzynarodowa Konferencja „Zjawiska w gazach zjonizowanych” . . . . .	298

## RECENZJE

J. Blinowski, J. Trylski — Fizyka dla kandydatów na wyższe uczelnie (J. Massalski). . . . .	300
---	-----

## KRONIKA

## CONTENTS

G. Cocconi — The CERN Intersecting Storage Rings and Strong Interactions at High Energies. . . . .	223
W. Soszka — Ion-Electron Emission from a Metal Surface . . . . .	243
M. A. Herman — Current Problems in Physics and Technology of Semiconductor Injection Lasers . . . . .	255
S. Kończak, St. Kochowski — Quantum Size Effects in Thin Semimetal Films	277
R. Wadas — Magnetic Monopoles. . . . .	289

## MEETINGS AND CONFERENCES

## REVIEWS

## CHRONICLE