

---

PTF

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY  
UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY  
FIZYCZNEJ

TOM 34  
ZESZYT 6  
1983

---

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr EWA SKRZYPCZAK  
Prof. dr ADAM STRZAŁKOWSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr WŁODZIMIERZ ZYCH

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK  
Mgr WANDA KAMIŃSKA  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI  
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

oraz redaktorzy naczelnicy czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*  
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*  
Doc. dr MICHAŁ ŚWIĘCKI — *Delta*  
Prof. dr ROMAN INGARDEN — *Reports on Mathematical Physics*

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Prof. dr EUDOKIA OSTASZEWICZ (Białystok)  
Doc. dr MIKOŁAJ ROZWADOWSKI (Bydgoszcz)  
Dr RYSZARD HRABAŃSKI (Częstochowa)  
Prof. dr JÓZEF HELDT (Gdańsk)  
Dr ANDRZEJ SYCZ (Gliwice)  
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)  
Doc. dr WITOLD PRECHT (Koszalin)  
Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ (Kraków)  
Dr BARBARA GŁADYSZEWSKA (Lublin)  
Doc. dr STANISŁAW MICHAŁAK (Łódź)  
Dr DANUTA TOKAR (Opole)  
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)  
Prof. dr ROMAN WYKRZYKOWSKI (Rzeszów)  
Dr JERZY MAJSZCZYK (Szczecin)  
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)  
Doc. dr ŁUKASZ A. TURSKI (Warszawa)  
Prof. dr JAN MOZRZYMAS (Wrocław)

ADRES ZARZĄDU

00-681 WARSZAWA, ul. HOŻA 69

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

---

# P O S T Ę P Y   F I Z Y K I

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 34, ZESZYT 6

P A Ń S T W O W E   W Y D A W N I C T W O   N A U K O W E  
1983

## RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, czł. rzecz. PAN, Przemysław Zieliński

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Adam Sobiczewski  
*Członkowie Redakcji* — Magdalena Staszal, Barbara Wojtowicz

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

### Korespondenci Oddziałów PTF

mgr *Irena Lasocka* (Białystok)  
dr *Romualda Pfranger* (Częstochowa)  
dr *Stanisław Zachara* (Gdańsk)  
doc. dr *Józef Szpilecki* (Gliwice)  
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)  
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)  
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)  
prof. dr *Leszek Wojtczak* (Łódź)  
mgr *Wojciech Dindroff* (Opole)  
prof. dr *Andrzej Graja* (Poznań)  
mgr *Alina Lakner-Malowicz* (Szczecin)  
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)  
doc. dr *Aniela Wolska* (Warszawa)  
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

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

Nakład 1997 + 83 egz. Ark. wyd. 7,25. Ark. druk. 6,0 + 2 wkł. Papier druk. kl. V.  
Oddano do składania w lipcu 1983 r. Podpisano do druku w grudniu 1983 r.  
Druk ukończono w grudniu 1983 r. Zam. 370/83 Cena zł 60,—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, ul. Manifestu Lipcowego 13

*Marian A. Herman*

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Półprzewodnikowe supersieci heterozłączone

### Semiconductor Compositional Superlattices

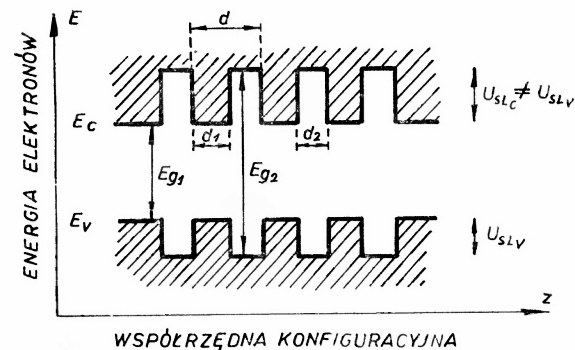
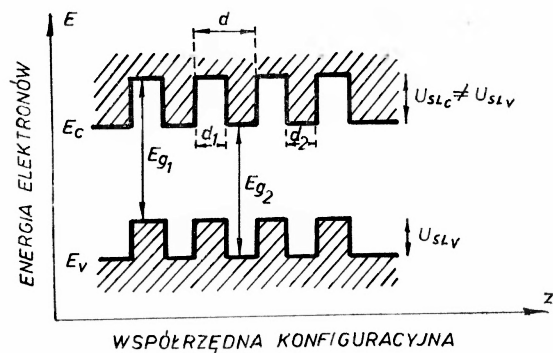
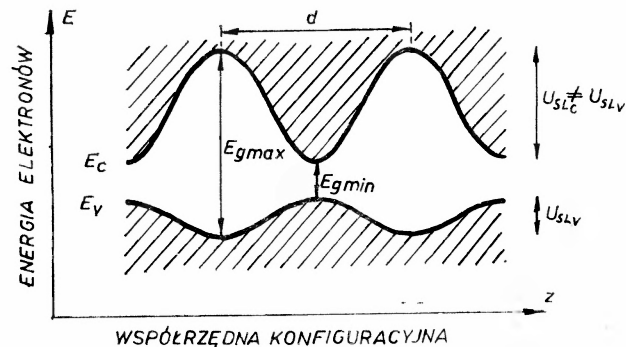
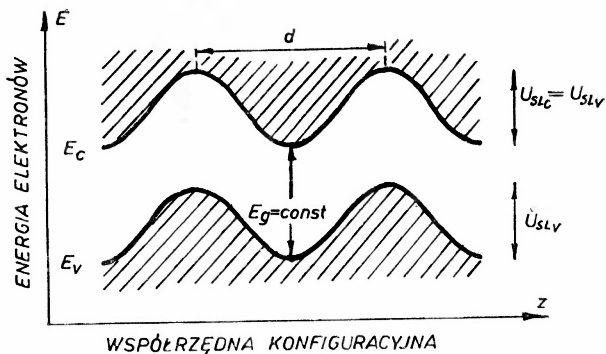
*Abstract:* The main physical properties of compositional superlattices of GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, InAs-GaSb, and AlSb-InAs-GaSb are reviewed. Special attention is paid to the most characteristic features of these periodic, monocrystalline, multilayer structures. Such interesting phenomena, like negative differential conductance in GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As superlattices, semiconductor-semimetal and semimetal-semiconductor transitions in InAs-GaSb superlattices, unusually enhanced electron mobilities in modulation doped GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As superlattices, or electrical field depending effects in AlSb-InAs-GaSb superlattices are described and explained taking account of the bandedge relationships at the interfaces of these superlattices. Methods frequently used for theoretical description of the physical properties of compositional superlattices are also briefly discussed.

### Wstęp

Supersiecią [1] nazywa się strukturę krystaliczną, najczęściej półprzewodnikową, w której na nośniki ładunku elektrycznego działa oprócz periodycznego w przestrzeni konfiguracyjnej pola elektrycznego atomów sieci krystalicznej o potencjale  $V_L$ , również pewne dodatkowe pole elektryczne, którego potencjał  $V_{SL}$  też jest periodyczny w przestrzeni konfiguracyjnej, lecz z okresem  $d$  znacznie przekraczającym okres zmian potencjału pola atomów sieciowych (tzn. stałą sieci krystalicznej  $a_0$ ).

Występowanie takiego dodatkowego potencjału, zwykle zmieniającego się tylko w funkcji jednej zmiennej [ $V_{SL} = V_{SL}(z)$ ], jest wynikiem zachodzących w danej strukturze krystalicznej zmian położenia (na osi energii elektronów) krawędzi pasm, walencyjnego i przewodnictwa. Istotne jest przy tym to, że zmiany te, a więc i związany z nimi potencjał  $V_{SL}$ , wpływają w znacznym stopniu na statyczne oraz dynamiczne właściwości układu elektronów znajdujących się w tej strukturze [2—5].

Najbardziej interesującą cechą struktur supersieciowych jest to, że dodatkowy potencjał periodyczny  $V_{SL}$  można wytworzyć w sposób sztuczny i z góry zaprogramowany. Wy różnić przy tym można dwa przypadki przestrzennych zmian potencjału  $V_{SL}$ . W pierwszym przypadku (supersieci kowariantne — rys. 1a) krawędzie pasm przewodnictwa i walencyjnego zmieniają swoje energie w przestrzeni konfiguracyjnej kryształu w zgodnych



a

b

Rys. 1. Krawędzie pasm energetycznych przewodnictwa  $E_c$  i walencyjnego  $E_v$  w różnych strukturach supersieciowych o okresie przestrzennym  $d$  potencjału  $V_{SL}$ ; a) supersieci kowariantne: domieszkowa (górna część rysunku), heterozłączowa (dolna część rysunku); b) supersieci kontrawariantne: deformacyjna (górna część rysunku), heterozłączowa (dolna część rysunku). Grubości warstw  $d_1$  i  $d_2$  w supersieciach heterozłączowych są stałe, ale nie muszą być równe sobie

fazach, w drugim przypadku (supersieci kontrawariantne — rys. 1b) fazy zmian energii krawędzi tych pasm są przeciwne [1—3].

Parametry potencjału  $V_{SL}$ , tzn. jego amplitudę, okres przestrzenny oraz charakter zmian w pasmach przewodnictwa i walencyjnym, można ustalać w szerokich granicach w zależności od tego w jakich kryształach zostają wytworzone struktury supersieciowe. Precyzja, jaką osiąga się przy tym, jest już obecnie tak duża, że sięga ona skali wymiarów odległości pojedynczych płaszczyzn atomowych kryształu. Jest to wynikiem ogromnego rozwoju metod krystalizacji cienkich warstw półprzewodnikowych, jaki dokonał się w ostatnich kilkunastu latach [6—9]. Aktualnie można więc uważać kryształ z supersiecią za materiał o sterowanej strukturze pasmowej, której parametry mogą mieć nawet takie właściwości jakie w przyrodzie w naturalnych kryształach w ogóle nie występują.

## 2. Rodzaje supersieci

Struktury supersieci mogą być tworzone w różny sposób. Koniecznym warunkiem, jaki jednak musi być spełniony w każdej supersieci w tym celu, aby nośniki ładunku „czuły” działanie periodycznego potencjału supersieci  $V_{SL}$ , jest zachowanie nierówności

$$l \gg d, \quad (1)$$

gdzie  $l$  jest długością średniej drogi swobodnej nośnika w kryształach, zaś  $d$  jest okresem przestrzennym potencjału  $V_{SL}$  wytworzonego w tym kryształach.

Tworząc supersieć można np. stosować silne pole ultradźwiękowe powodujące powstanie w kryształach ciśnieniowej fali stojącej, a w wyniku tego, silnej periodycznej deformacji kryształu (supersieci deformacyjne) [10], można krystalizować epitaksjalną strukturę wielowarstwową, w której na przemian występujące warstwy są utworzone z różnych materiałów półprzewodnikowych o różnych szerokościach przerwy energetycznej (supersieci heterozłączowe) [11—12], można też zmieniać w sposób periodyczny typ domieszki wprowadzonej do kryształu półprzewodnikowego (supersieci domieszkowe) [5], tworząc przez to na przykład periodycznie występujące obszary przewodnictwa typu  $n$ , typu  $i$  (półprzewodnik samoistny), typu  $p$  oraz typu  $i$  (supersieć „nipi”) [13]. Każdy z wymienionych rodzajów supersieci ma swoją specyfikę technologiczną i w każdym z nich zjawiska fizyczne przebiegają w inny, charakterystyczny dla danego rodzaju supersieci sposób.

W supersieciach deformacyjnych, na przykład, które mają tę zaletę, że można je wytwarzać w dowolnym kryształach, niezależnie od jego właściwości elektrycznych, niezwykle trudno jest spełnić warunek (1) dla fal akustycznych o dostatecznie dużych mocach. Poza tym, wprowadzenie do kryształu deformacji sieciowych związane jest z dużą fluktuacją przestrzenną dodatkowego potencjału  $V_{SL}$ . Deformacje te narażają też kryształ na szybkie zniszczenie mechaniczne.

W supersieciach „nipi”, które można realizować tylko w kryształach półprzewodnikowych, profil potencjału  $V_{SL}$  jest ustalony przez rozkład przestrzenny zjonizowanych domieszek akceptorowych i donorowych w kryształach. Średni odstęp pomiędzy tymi domieszkami jest jednak nawet przy bardzo silnym domieszkowaniu porównywalny z okresem przestrzennym potencjału  $V_{SL}$  (przy koncentracjach zjonizowanych akceptorów

i donorów rzędu  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$  oraz przy okresie supersieci  $d = 100 \text{ \AA}$  w warstwach półprzewodnikowych o danym typie przewodnictwa występuje średnio jedna warstwa atomowa domieszek). To powoduje z jednej strony silne fluktuacje przestrzenne potencjału  $V_{SL}$ , z drugiej zaś strony stwarza to konieczność maksymalnego zwiększenia okresu  $d$  (do 500 a nawet i do 5000  $\text{\AA}$ ), co jednak osłabia nierówność (1).

W supersieciach heterozłączowych, okresowość potencjału  $V_{SL}$  jest związana ze skokową zmianą szerokości przerwy energetycznej  $E_g$  kryształów półprzewodnikowych tworzących strukturę supersieciową. Daje to możliwość bardzo znacznego zmniejszenia (nawet do 30  $\text{\AA}$ ) okresu  $d$  potencjału  $V_{SL}$  supersieci bez wywoływania znaczniejszych fluktuacji przestrzennych tego potencjału. Ma to też drugą zaletę, polegającą na łatwości zmieniania amplitudy wytworzonego w kryształach potencjału  $V_{SL}$ . Amplitudę tę określa bowiem różnica i położenie przerw energetycznych półprzewodników tworzących supersieć. Odpowiedni więc wybór półprzewodników pozwala uzyskać żadaną amplitudę potencjału  $V_{SL}$ .

Położenie na bezwzględnej skali energii elektronowych przerwy energetycznej występującej pomiędzy pasmami walencyjnym i przewodnictwa określone jest zwykle przez podanie odległości pomiędzy energią krawędzi pasma przewodnictwa oraz energią tak zwanego poziomu próżni. Energia poziomu próżni, która wyznacza początek tej skali, to energia jaką ma elektron swobodny tuż po wyjściu z kryształu do próżni. Odległość krawędzi pasma przewodnictwa od poziomu próżni nosi nazwę powinowactwa elektronowego półprzewodnika. Położenie więc przerwy energetycznej danego półprzewodnika na skali energii elektronowych jest określone przez jego powinowactwo elektronowe.

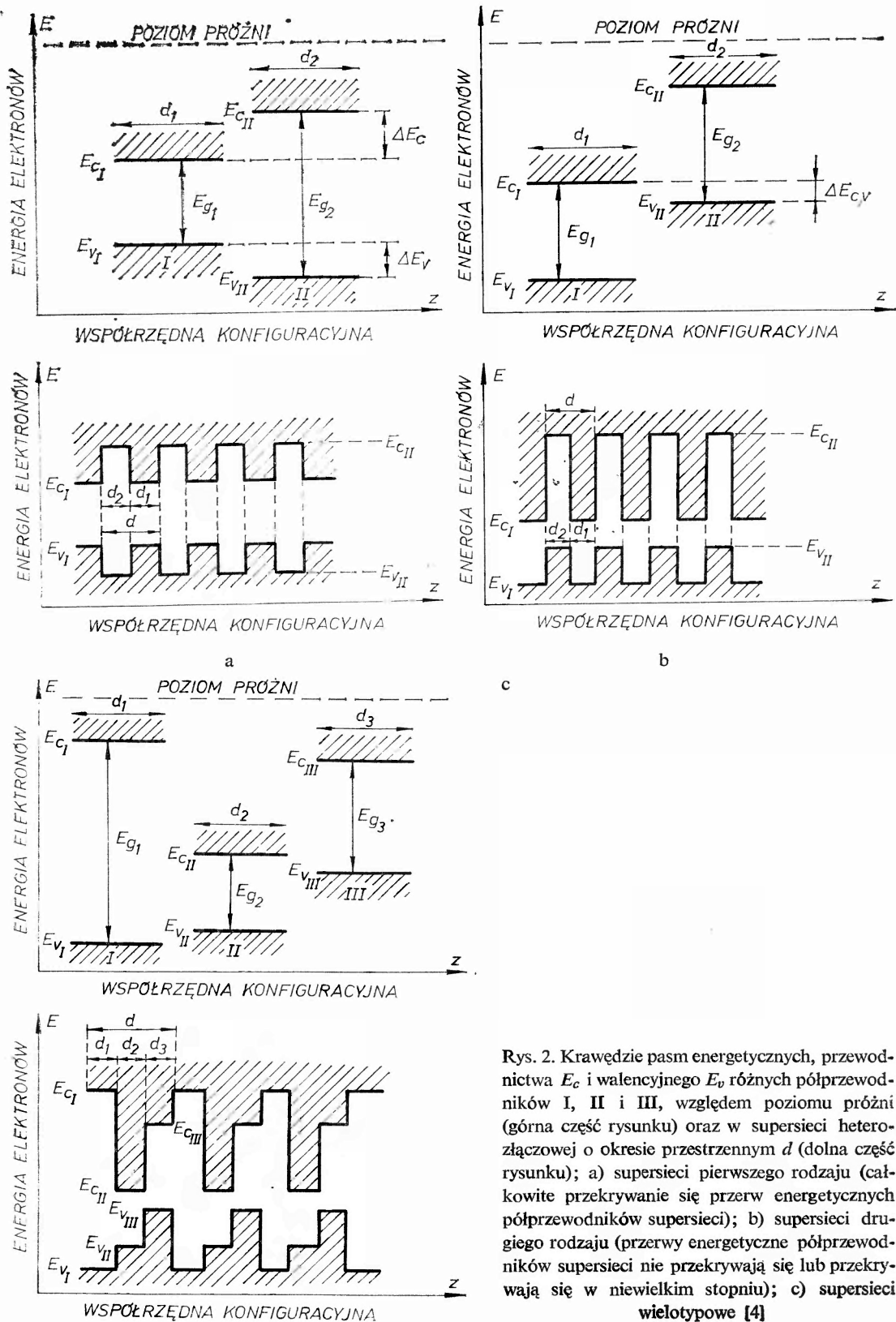
Analizując wartości powinowactwa elektronowego różnych związków półprzewodnikowych z grupy III-V [14] można wyobrazić sobie co najmniej trzy rodzaje supersieci heterozłączowych. Supersieci heterozłączowe pierwszego rodzaju (rys. 2a) będą wykonane z półprzewodników, których przerwy energetyczne przekrywają się całkowicie. Można tu przewidywać, że ewentualne oddziaływania, jakie wystąpią pomiędzy nośnikami poszczególnych warstw supersieci będą zachodzić jedynie pomiędzy pasmami zgodnymi. Oznacza to, że elektrony przewodnictwa jednego półprzewodnika będą oddziaływały z elektronami przewodnictwa drugiego półprzewodnika. Analogicznie dziury pasma walencyjnego jednego półprzewodnika będą oddziaływały z dziurami pasma walencyjnego drugiego półprzewodnika.

Supersieci heterozłączowe drugiego rodzaju (rys. 2b) będą wykonane z półprzewodników, których przerwy energetyczne znajdują się blisko siebie, ale się nie przekrywają, lub przekrywają się jedynie w niewielkim stopniu. W takich supersieciach można oczekiwać oddziaływania nośników różnych półprzewodników, które należą do różnych pasm. Oznacza to, że elektrony przewodnictwa jednego półprzewodnika będą oddziaływały z dziurami pasma walencyjnego półprzewodnika drugiego.

Trzecim rodzajem supersieci (rys. 2c) można nazwać struktury wielowarstwowe utworzone z co najmniej trzech różnych półprzewodników. Można się spodziewać, że oddziaływania pomiędzy nośnikami w takich supersieciach wielotypowych będą miały bardziej zróżnicowany i bardziej skomplikowany charakter.

Przedmiotem rozważań w niniejszym artykule będą jedynie supersieci heterozłączowe. W nich bowiem można sterować zjawiskami elektronowymi charakterystycznymi dla





Rys. 2. Krawędzie pasm energetycznych, przewodnictwa  $E_c$  i walencyjnego  $E_v$  różnych półprzewodników I, II i III, względem poziomu próżni (górną część rysunku) oraz w supersieci heterozłączkowej o okresie przestrzennym  $d$  (dolna część rysunku); a) supersieci pierwszego rodzaju (całkowite przekrywanie się przerw energetycznych półprzewodników supersieci); b) supersieci drugiego rodzaju (przerwy energetyczne półprzewodników supersieci nie przekrywają się lub przekrywają się w niewielkim stopniu); c) supersieci wielotypowe [4]

supersieci z największą osiągalną obecnie precyzją. Daje to zatem najlepszą możliwość uzyskiwania danych doświadczalnych niezbędnych dla weryfikacji przewidywań teoretycznych.

### 3. Supersieci heterozłączowe pierwszego rodzaju

Jak już wiadomo, supersieć heterozłączową pierwszego rodzaju tworzy układ cienkich warstw dwóch półprzewodników występujących na przemian w jednym monokryształ, których skład chemiczny i podstawowe parametry fizyczne są różne, ale tak dobrane by przerwy energetyczne tych półprzewodników przekrywały się ze sobą całkowicie.

Niezbędnym warunkiem otrzymania dobrej jakości krystalicznej takiej struktury wielowarstwowej jest zgodność struktury krystalograficznej oraz dobre dopasowanie stałych sieci obu półprzewodników do siebie. Zwykle przyjmuje się, że maksymalna względna różnica stałych sieci  $\Delta a_0/a_0$  nie powinna przekraczać kilku procent.

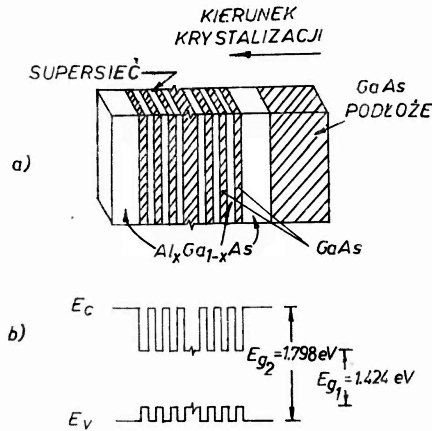
Najlepszym, do tej pory znanym, układem materiałowym dla supersieci pierwszego rodzaju jest układ  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . W układzie tym różnica stałych sieci, dla najmniej korzystnego przypadku  $x = 1$ , wynosi zaledwie 0,13% [15]. Materiały te mają identyczną strukturę krystalograficzną — jest to struktura blendy cynkowej, zaś dla układów związku trójskładnikowego określonych wartościami  $x \leq 0,45$ , są one oba półprzewodnikami o prostej przerwie energetycznej. Ekstrema bezwzględne krawędzi głównych pasm energetycznych (walencyjnego i przewodnictwa) występują w punkcie  $\Gamma$  strefy Brillouina (dla  $k = 0$ ). Szerokość przerwy energetycznej  $E_{g2}$  związku trójskładnikowego jest większa od szerokości przerwy  $E_{g1}$  związku dwuskładnikowego, przy czym dla  $T = 297 \text{ K}$  i  $0 \leq x \leq 0,45$   $E_{g2} = (E_{g1} + 1,247x) \text{ eV}$ , zaś  $E_{g1} = 1,424 \text{ eV}$ . Powinowactwa elektronowe tych związków wynoszą odpowiednio  $\sigma_{\text{GaAs}} = 4,05 \text{ eV}$  oraz  $\sigma_{\text{Al}_{0,45}\text{Ga}_{0,55}\text{As}} = 2,36 \text{ eV}$ . Porównanie szerokości przerw energetycznych i powinowactw elektronowych pozwala wnioskować, że supersieci heterozłączowe  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  są zawsze supersieciami kontrawariantnymi.

W heterozłączach  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  występują ostre skoki krawędzi pasm o wartościach  $\Delta E_c = (0,85 \pm 0,03)\Delta E_g$  dla pasma przewodnictwa i  $\Delta E_v = (0,15 \pm 0,03)\Delta E_g$  dla pasma walencyjnego [16].

Konfiguracja przestrzenna warstw, oraz przebieg krawędzi głównych pasm energetycznych w supersieci  $\text{GaAs-Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$  pokazane są na rys. 3 [17]. Aby nie komplikować zbyt mocno tego rysunku, pominięto niewielkie zagięcia krawędzi pasm występujące zawsze w heterozłączach półprzewodnikowych w wyniku występowania w nich cienkiej warstwy ładunku przestrzennego (warstwa zaporowa) [14].

Zwykle wyróżnia się dwa przypadki szczególne. W pierwszym, warstwy półprzewodnika o węższej przerwie energetycznej (GaAs) są oddzielone od siebie tak grubymi warstwami półprzewodnika o szerszej przerwie energetycznej ( $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ), że nośniki ładunku znajdujące się w dowolnej warstwie półprzewodnika wąskoprzerwowego nie mogą przenikać (np. przez tunelowanie) poprzez otaczające warstwy półprzewodnika szerokoprzerwowego do sąsiednich warstw wąskoprzerwowych. W takiej strukturze wielowarstwowej nośniki ładunku są silnie zlokalizowane. Znajdują się one w odizolowanych od siebie jednowymiarowych kwantowych studniach potencjału, którymi są warstwy półprzewod-

nika wąskoprzewowego. Nośniki ładunku znajdujące się w różnych studniach potencjału nie mogą tu oddziaływać ze sobą. Strukturę wielowarstwową tego typu nazywa się często strukturą z wieloma studniami potencjału (*multiple-quantum-well structure*) i nie jest ona właściwie typową dla supersieci, choć również wykazuje szereg ciekawych właściwości, z których występowanie kwantowych efektów wymiarowych, podział głównych pasm energetycznych na podpasma oraz dwuwymiarowy charakter gazu elektronowego należą do najważniejszych [17—19].



Rys. 3. Schematyczna ilustracja konfiguracji geometrycznej a) oraz przebiegu krawędzi głównych pasm energetycznych b), supersieci heterozłączowej GaAs-Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As [17]

W drugim przypadku, rozdzielające warstwy półprzewodnika szerokoprzewowego mają niewielkie grubości, tak że możliwe jest tunelowanie nośników ładunku poprzez barierę potencjału, z jednej warstwy półprzewodnika wąskoprzewowego do najbliższych położonych innych warstw tego półprzewodnika. W takiej strukturze studnie potencjału można uważać za sprzężone ze sobą, a zjawiska zachodzące w tej strukturze są wywołane przez oddziaływanie lub transport nośników w całej supersieci [20]. Przedmiotem rozważań w tym artykule będą tylko takie wielowarstwowe struktury heterozłączowe, które można uważać za typowe supersieci to znaczy, w których warstwy barierowe nie są zbyt grube.

### 3.1. Pasma energetyczne w supersieciach GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As

Teoria struktury energetycznej supersieci heterozłączowych może być tworzona w różny sposób [21]. Dwa następujące sposoby można jednak uznać za podstawowe. Wychodzą one bowiem z różnych przedstawień modelowych i charakteryzują się krańcowo różnym stopniem trudności matematycznych, rachunkowych.

Pierwszy sposób, zwany nieraz podejściem mikroskopowym [22], opiera się na modelu trójwymiarowym, w którym atomy znajdujące się w dwóch sąsiadujących ze sobą różnych warstwach półprzewodnikowych uważa się za atomy jednej odpowiednio zwiększonej komórki elementarnej sieci krystalicznej supersieci [23—24]. Dla tej rozszerzonej komórki

elementarnej określa się, w oparciu o doświadczalne dane dotyczące symetrii krystalograficznej obu półprzewodników, odpowiedni, samouzgodniony potencjał elektrycznego pola krystalicznego działającego na elektrony supersieci, oraz dobiera się odpowiednią postać matematyczną funkcji falowych określających stany tych elektronów. Rozwiązując następnie równanie Schrödingera, z tym dobranym samouzgodnionym potencjałem pola krystalicznego supersieci, wyznacza się w sposób przybliżony strukturę dozwolonych pasm energetycznych elektronów tej supersieci [25—26]. Stosuje się przy tym zwykle jedno z następujących dwóch przybliżeń:

— przybliżenie elektronów prawie swobodnych, w którym funkcję falową przedstawia się w postaci szeregu ortogonalizowanych (w stosunku do orbitali zapełnionego rdzenia atomowego) fal płaskich elektronów walencyjnych, zaś potencjał jest tak zwanym pseudopotencjałem, utworzonym w odpowiedni sposób z potencjałów atomowych komórki elementarnej supersieci [26—27],

— przybliżenie elektronów silnie związanych, w którym funkcja falowa jest liniową kombinacją orbitali atomowych (metoda LCAO), zaś potencjał jest superpozycją potencjałów atomowych tworzonych przez atomy komórki elementarnej supersieci [26—28].

Sposób wychodzący z atomowej budowy supersieci charakteryzuje się wprawdzie dużym stopniem ogólności, lecz ma on tę wadę, że jest bardzo skomplikowany rachunkowo. Nadaje się on do praktycznych obliczeń jedynie w przypadku supersieci o stosunkowo cienkich warstwach, dla których w zwiększonej komórce elementarnej kryształu występuje nie więcej niż kilka lub kilkanaście warstw atomowych.

Pewną modyfikację podejścia mikroskopowego, znacznie upraszczającą niezbędny aparat rachunkowy, zaproponowano w pracy [29]. Metoda obliczeń stosowana w tej pracy oparta jest na sformułowanej w języku funkcji Greena teorii rozpraszania nośników na heterozłączach ograniczających poszczególne warstwy supersieci. Heterozłącza te uważa się przy tym za zlokalizowane zaburzenia idealnych sieci krystalicznych obu półprzewodników tworzących supersieć [30—31]. Uproszczenia rachunkowe wprowadzone przez zaproponowaną metodę są tak duże, że stało się możliwe analizowanie przy podejściu mikroskopowym struktury energetycznej supersieci  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ , których warstwy mogą mieć grubość dowolną.

Drugi sposób stosowany w teorii struktury energetycznej supersieci heterozłączowych, podejście jednowymiarowe, oparty jest na przybliżeniu masy efektywnej [32—33].

Rozważmy równanie Schrödingera [34] dla elektronów supersieci, których stan opisuje funkcja falowa  $\psi(\mathbf{r})$ , energia zaś potencjalna  $U(\mathbf{r}) = e \cdot V(\mathbf{r})$  określona jest przez sumę potencjałów  $V_L(\mathbf{r})$  pola wytworzonego przez atomy sieci krystalicznej oraz  $V_{SL}(\mathbf{r})$  wytworzonego przez przestrzenne zmiany krawędzi pasma przewodnictwa warstw supersieci. Równanie to, które ma postać

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + U_L(\mathbf{r}) + U_{SL}(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}) \quad (2)$$

nie może być rozwiązane, o ile nie będzie znany potencjał  $V_L(\mathbf{r})$  pola krystalicznego. Dokładne określenie jednak tego potencjału jest, jak już wspomniano, zadaniem bardzo trudnym.

Jeżeli jednak potencjał ten jest funkcją okresową o symetrii sieci krystalicznej, to za-

miast rozwiązywać równanie (2) w celu wyznaczenia stanów elektronowych w supersieci (jak to ma miejsce w podejściu mikroskopowym) można rozwiązać równanie

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + U_{SL}(\mathbf{r}) \right] \psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r}) \quad (3)$$

w którym nie występuje już nieznaną potencjał  $V_L(\mathbf{r})$ , lecz w którym masa elektronu swobodnego  $m_0$  została zastąpiona jego masą efektywną  $m^*$ . Masa efektywna elektronu w kryształach jest zwykle mniejsza od masy  $m_0$ . W ogólnym przypadku jest ona wielkością tensorową.

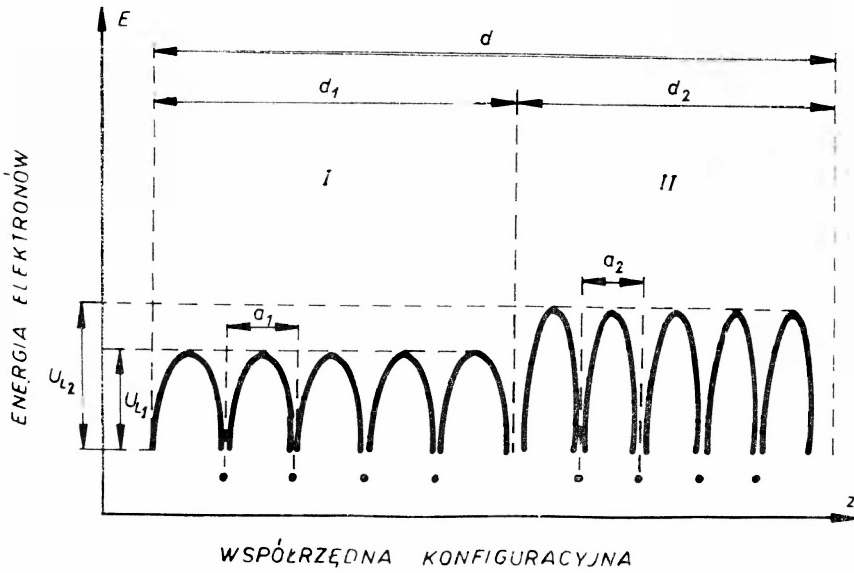
Zaletą metody masy efektywnej jest to, że zamiast nieznanego potencjału  $V_L(\mathbf{r})$  posługujemy się wielkością, którą można wyznaczyć doświadczalnie. Wadą tej metody jest natomiast jej ograniczona stosowalność. Ma ona bowiem sens tylko dla stanów energetycznych znajdujących się w otoczeniu ekstremów pasm energetycznych nośników (chodzi tu o ekstrema funkcji  $E = E(\mathbf{k})$ , gdzie  $\mathbf{k}$  jest wektorem falowym, zaś  $E$  — energią elektronu w kryształach).

W metodzie masy efektywnej charakterystyczną rzeczą jest to, że każde pasmo półprzewodnika jest rozważane osobno. Każdy więc rodzaj nośników (elektrony lub dziury) spełnia swoje własne równanie Schrödingera o postaci (3), z odpowiednim potencjałem  $V_{SL}$  i odpowiednią masą efektywną  $m^*$ .

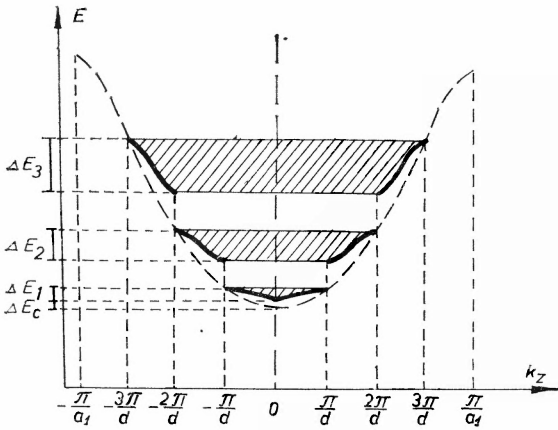
Pierwsze obliczenia struktury energetycznej supersieci heterozłączowych pierwszego rodzaju wykonano właśnie w przybliżeniu masy efektywnej [11, 17, 18, 35, 36]. Zakładano przy tym, że w całej supersieci masa efektywna danego rodzaju nośników jest stała. Jej wartość określano jako odpowiednią średnią z mas efektywnych tych nośników w poszczególnych makroskopowych kryształach półprzewodników tworzących warstwy supersieci. Potencjał  $V_{SL}$  przyjmowano w postaci fali prostokątnej, jak w modelu Kroniga-Penneya [37—39], a przy wyznaczaniu stanów energetycznych elektronów w supersieci stosowano metodę „zszywania” funkcji falowych i ich pochodnych [34] na granicach rozdziału warstw supersieci.

Obliczenia te pokazały, że w supersieciach heterozłączowych strefy Brillouina kryształów makroskopowych [26, 32, 40], tworzących warstwy supersieci, dzielą się na szereg miniref Brillouina, oraz że w wyniku tego również główne pasma energetyczne (walencyjne i przewodnictwa) dzielą się na szereg podpasem energetycznych (rys. 4). Stwierdzono przy tym, że podpasma te podlegają tak zwanemu kwantowemu efektowi wymiarowemu, co oznacza, że ich położenia i szerokości na osi energii elektronowych zależą od grubości warstw supersieci (od szerokości studni i barier potencjału) [17]. Wartość przerwy energetycznej  $E_{gSL}$  supersieci, która jest zdefiniowana jako odległość pomiędzy najbliższymi sobie krawędziami pierwszych podpasem energetycznych elektronów  $\Delta E_1$  i dziur  $\Delta H_1$  różni się w związku z tym od wartości przerw energetycznych półprzewodników tworzących warstwy supersieci (rys. 4c).

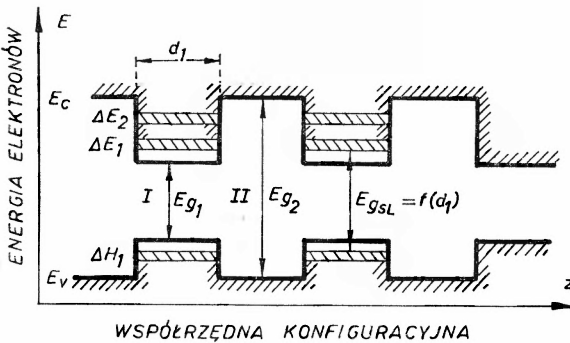
Dokładniejsze badania doświadczalne dotyczące właściwości optycznych [16, 41, 42] i elektrycznych [20, 36, 43] supersieci GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As dowiodły, że przyjmując założenie o stałości masy efektywnej nośników w całej supersieci popełnia się dość znaczny błąd w wyznaczeniu położenia podpasem energetycznych (a więc i w wyznaczeniu szerokości przerwy energetycznej  $E_{gSL}$ ) supersieci. Obliczenia teoretyczne, wykonane metodą



a



b



c

Rys. 4 a) Wykres zależności  $U_L = U_L(z)$ , energii potencjalnej pola krystalicznego wytworzonego przez atomy sieci krystalicznej (czarne kropki) w sąsiadujących ze sobą warstwach o grubości  $d_1$  i  $d_2$  półprzewodników I i II supersieci heterozłączowej o okresie  $d$ ; b) zależność energii elektronów  $E$  od wartości wektora falowego  $k_z$  w kierunku osi supersieci dla pasma przewodnictwa półprzewodnika I, o węższej przerwie energetycznej (linia przerywana). Pasma to dzieli się w supersieci o okresie  $d$ , na szereg podpasm  $\Delta E_i$  (linie ciągłe). Krawędź najniższego podpasma  $\Delta E_1$  jest przesunięta o  $\Delta E_c$  w górę skali energii. Przesunięcie to zależy od grubości  $d_1$  warstwy półprzewodnika I (kwantowy efekt wymiarowy); c) krawędzie  $E_c$  i  $E_v$  głównych pasm energetycznych supersieci, heterozłączowej pierwszego rodzaju, z zaznaczonymi podpasmami energetycznymi elektronów i dziur. Szerokość przerwy energetycznej supersieci  $E_{gSL}$  jest zdefiniowana jako odległość między najbliższymi sobie krawędziami pierwszych podpasm energetycznych elektronów  $\Delta E_1$  i dziur  $\Delta H_1$  w studniach potencjału supersieci

Kroniga-Penneya przy uwzględnieniu różnych mas efektywnych w różnych półprzewodnikach supersieci, wykazały, że błąd ten może sięgać wartości 36% [44]. Niedostatek ten usunięto przez opracowanie, również w przybliżeniu masy efektywnej, ogólniejszej teorii struktury pasmowej supersieci GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, w której uwzględniono zarówno fakt, że w różnych półprzewodnikach tworzących supersieć nośniki mają różne masy efektywne, jak i fakt, że pasma energetyczne tych półprzewodników mogą być nieparaboliczne i wielodolinowe [45].

### 3.2. Transport elektronowy w supersieciach GaAs-Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As

Silna anizotropia energetycznej struktury pasmowej, to znaczy rozszczepienie głównych pasm energetycznych na podpasma dla nośników ładunku poruszających się wzdłuż osi *z* (oś supersieci), z jednoczesnym zachowaniem struktury pasmowej kryształów makroskopowych dla ruchu nośników w płaszczyźnie *xy*, prowadzi do szeregu charakterystycznych zjawisk dotyczących transportu elektronowego w supersieciach heterozłączowych [5]. Do zjawisk tych należą między innymi:

— wystąpienie ujemnej różniczkowej przewodności elektrycznej w zewnętrznych stałych polach elektrycznych skierowanych wzdłuż osi supersieci (ujemne nachylenie charakterystyki prądowo-napięciowej, związane z tunelowaniem nośników przez warstwy barierowe Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As) [20, 43];

— oscylacje Blocha [5, 11], to znaczy oscylacje o częstości rzędu 10<sup>11</sup> Hz, jakie wykonują wzdłuż osi supersieci elektrony odbijając się od krawędzi podpasem energetycznych, gdy prawdopodobieństwo tunelowania z jednego podpasma do drugiego podpasma staje się znikomo małe w zewnętrznym stałym polu elektrycznym działającym na supersieć — zjawiska nieliniowe występujące w supersieci gdy znajdzie się ona w zewnętrznym polu elektromagnetycznym o wielkiej częstości [1, 46, 47].

Każde z wymienionych zjawisk ma swoją własną teorię i dla każdego z nich istnieją już liczne dane doświadczalne [1, 3, 19]. Ponieważ jednak zjawiska związane z tunelowaniem nośników przez warstwy barierowe wydają się najbardziej typowe dla struktur supersieciowych, tylko one będą szerzej opisane w tym miejscu.

Transport elektronowy w supersieci GaAs-Al<sub>0,5</sub>Ga<sub>0,5</sub>As o okresie  $d = 85 \text{ \AA}$ , złożonej z pięćdziesięciu studni potencjału (warstwy GaAs), z których każda miała grubość 45 Å, badano w pracy [20].

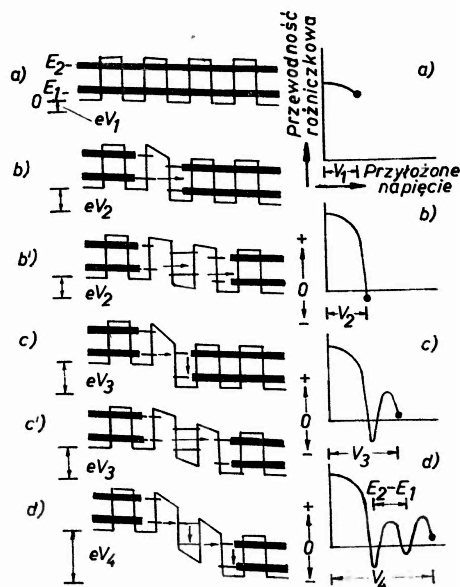
Strukturę podpasem energetycznych określano w przybliżeniu masy efektywnej, przy czym założono, że w całej supersieci masa efektywna nośników jest stała i wynosi  $m = 0,1 m_0$ . Obliczenia prowadzono metodą Kroniga-Penneya, wyznaczając położenie i szerokość podpasem elektronowych z zależności [48]

$$-1 \leq \cos \frac{d_1(2m^*E)^{1/2}}{\hbar} \cosh \frac{d_2[2m^*(V_{SL}-E)]^{1/2}}{\hbar} + \left( \frac{V_{SL}}{2E} - 1 \right) \left( \frac{V_{SL}}{E} - 1 \right)^{-1/2} \sin \frac{d_1(2m^*E)^{1/2}}{\hbar} \sinh \frac{d_2[2m^*(V_{SL}-E)]^{1/2}}{\hbar} \leq 1, \quad (4)$$

gdzie  $d_1$  i  $d_2$  są odpowiednio grubościami warstw GaAs i Al<sub>0,5</sub>Ga<sub>0,5</sub>As, zaś  $V_{SL}$  jest głębokością studni potencjału wynoszącą w tej supersieci 0,45 eV. Wynika z tego, że dolna

krawędź  $E_1$  pierwszego podpasma znajduje się w odległości 0,1 eV od krawędzi pasma przewodnictwa w GaAs (od dna studni potencjału), oraz że odległość pomiędzy najbliższymi sobie krawędziami podpasm energetycznych pierwszego  $E_1$  i drugiego  $E_2$  wynosi 0,23 eV.

Pomiary charakterystyk prądowo-napięciowych opisanej supersieci wykonano w różnych temperaturach (65 K, 125 K, 210 K oraz 300 K), wyznaczając z nich różniczkową przewodność elektryczną tej supersieci w funkcji napięcia  $V$ .



Rys. 5. Krawędź pasma przewodnictwa  $E_c$  oraz podpasma energetyczne  $E_1$  i  $E_2$  w supersieci GaAs-Al<sub>0,5</sub>Ga<sub>0,5</sub>As, przedstawione schematycznie dla różnych napięć zewnętrznych  $V_i$  przyłożonych wzdłuż osi supersieci (lewa strona) oraz odpowiadająca temu zależność przewodności różniczkowej supersieci od napięcia  $V_i$  (prawa strona). Na wykresie krawędzi pasma  $E_c$  widoczny jest mechanizm powstawania wąskiej domeny silnego pola elektrycznego w supersieci [20]

Przewodność różniczkowa w temperaturze pokojowej jest dodatnia i nie wykazuje struktury subtelnej. Przy obniżaniu temperatury, począwszy od 210 K, zaczynają się jednak pojawiać oscylacje, które stają się bardzo wyraźne gdy temperatura dalej maleje.

Z drugiej jednak strony zarówno wartość przewodności w pobliżu napięcia zerowego, jak i wartość napięcia, przy której pojawiają się oscylacje przewodności, stosunkowo mało zależą od temperatury.

Obserwowane charakterystyki zinterpretowano w tej pracy, posługując się mechanizmem tunelowania rezonansowego [49]. Obraz tego procesu przedstawiono na rys. 5.

Przy małych napięciach zewnętrznych równoznacznych ze słabymi natężeniami pola elektrycznego w supersieci ( $V < V_1$  na rys. 5a) transport elektronowy (przepływ prądu) jest wynikiem słabego przewodnictwa pasmowego, realizowanego w pasmie przewodnictwa supersieci. Ruchliwość elektronów wzdłuż osi supersieci, obliczona na podstawie zmierzonej przewodności wynosi przy tych napięciach około 50 cm<sup>2</sup>/Vs. Przy wzroście



napięcia powyżej wartości  $V_1$  przewodność różniczkowa gwałtownie maleje, zmieniając przy wartości napięcia równej  $V_2$  swój znak (rys. 5b). Spadek napięcia przypadający na jedną studnię potencjału supersieci wynosi około 8 meV, co odpowiada natężeniu pola elektrycznego w supersieci rzędu  $10^4$  V/cm. Gdy napięcie przekroczy wartość  $V_2$ , w części supersieci, prawdopodobnie w wyniku nieuniknionych niejednorodności strukturalnych, lub w wyniku przypadkowych fluktuacji pola, przewodnictwo pasmowe zanika. Tworzy się tam spontanicznie domena silnego pola elektrycznego, która rozciąga się w obszarze jednej (rys. 5b) lub dwóch (rys. 5b') warstw barierowych supersieci i która przejmuje na siebie przeważającą część całego spadku potencjału elektrycznego  $V$  występującego na supersieci. Ten fakt nie zmienia jednak charakteru pasmowego przewodnictwa elektronowego w pozostałej części supersieci. Oznacza to, że o przewodnictwie elektronowym w supersieci zaczyna decydować proces tunelowania przez domenę silnego pola elektrycznego, analogiczny do tunelowania rezonansowego poprzez jedną lub dwie bariery w sprzężonych ze sobą studniach potencjału [36, 43]. Prąd tunelowania poprzez domenę będzie rósł przy spełnianiu energetycznego warunku dopasowania polegającego na tym, że napięcie na domenie będzie odpowiadało różnicy energii ( $E_2 - E_1$ ) podpasem w studni potencjału przylegającej do tej domeny (rys. 5c i c'). Przy dalszym wzroście napięcia  $V$  obszar rozciągłości przestrzennej domeny połowej rozszerzy się na sąsiednie bariery potencjału supersieci, przez co warunki dopasowania energetycznego będą spełnione dla obu barier leżących w obszarze jednej domeny połowej (rys. 5d).

Ten nieciągły charakter procesu rozprzestrzeniania się domeny połowej odzwierciedla się na krzywej przedstawiającej zależność różniczkowej przewodności supersieci od napięcia zewnętrznego  $V$  (prawa część rys. 5). Obserwowany okres napięciowy zmian przewodności różniczkowej, który dla opisywanego przypadku supersieci wynosił (0,21—0,24) V, daje wartość eksperymentalną różnicy energii ( $E_2 - E_1$ ) podpasem energetycznych występujących w warstwach GaAs supersieci. Zgodność wyników doświadczalnych z przewidywaniami teoretycznymi jest tu zupełnie dobra.

Na zakończenie tych rozważań należy jeszcze zauważyć, że obserwowana w supersieciach ujemność przewodności różniczkowej nie może być związana z efektem Gunna [50], jak by to można było przypuszczać na podstawie przyjętego mechanizmu rozprzestrzeniającej się domeny silnego pola elektrycznego. Napięcie progowe występowania ujemnej przewodności różniczkowej (0,4—0,8) V, ruchliwość elektronów przewodnictwa ( $50 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ) oraz średnia droga swobodna elektronów (kilkaset Å) właściwe badanym supersieciom są absolutnie za małe, aby móc wzbudzić charakterystyczny dla efektu Gunna proces mieszania się elektronów pochodzących z różnych minimów pasma przewodnictwa w GaAs.

Perfekcja technologiczna jaką osiągnięto przy krystalizowaniu supersieci GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [9], dobra znajomość parametrów fizycznych obu związków półprzewodnikowych tworzących te supersieci [15], oraz dość duża różnorodność możliwych zastosowań praktycznych [5], spowodowały, że supersieci te stały się w ostatnim czasie przedmiotem bardzo licznych i różnorodnych badań fizycznych, o których nie sposób pisać w szczególach w jednym krótkim artykule. Wymienić jednak warto główne kierunki prowadzonych badań. I tak w pracy [51] badano zjawisko fotoprzewodnictwa, w pracy [52] badano supersieci o ekstremalnych, krótkich okresach przestrzennych (supersieci

monowarstwowe), zaś w pracach [42, 53, 54] zaobserwowano rezonansowe rozpraszanie Ramana oraz kwantyzację magnetyczną (rezonans cyklotronowy i oscylacje Szubnikowa-de Haasa).

#### 4. Supersieci drugiego rodzaju

Gdy przerwy energetyczne półprzewodników tworzących supersieć nie przekrywają się (ale leżą w pobliżu siebie), lub przekrywają się jedynie w niewielkim stopniu, to mamy do czynienia z supersiecią drugiego rodzaju (rys. 2b). Przykładem takiej supersieci może być supersieć InAs-GaSb [55], która charakteryzuje się tym, że krawędź pasma przewodnictwa InAs znajduje się o około 150 meV [21, 56] poniżej krawędzi pasma walencyjnego GaSb.

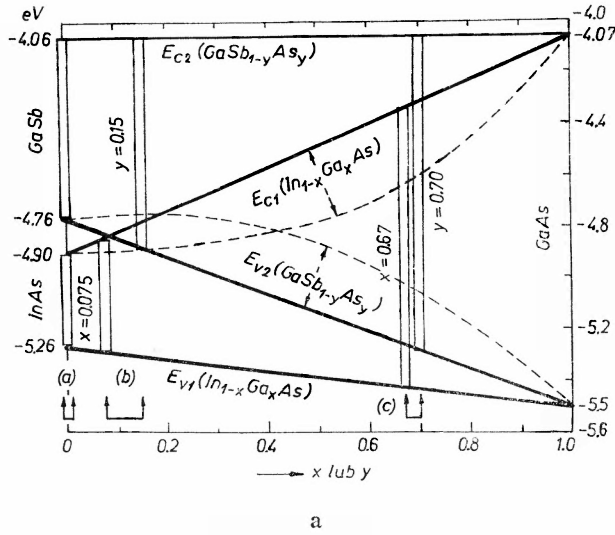
Półprzewodniki tworzące tę supersieć mają strukturę krystaliczną blendy cynkowej, szerokość przerwy energetycznej i stała sieci krystalicznej są odpowiednio równe  $E_{g_{\text{InAs}}} = 0,36$  eV,  $E_{g_{\text{GaSb}}} = 0,70$  eV,  $a_{0_{\text{InAs}}} = 6,058$  Å oraz  $a_{0_{\text{GaSb}}} = 6,094$  Å, zaś powinowactwo elektronowe wynosi  $\delta_{\text{InAs}} = 4,90$  eV oraz  $\delta_{\text{GaSb}} = 4,06$  eV. Parametry te można zmieniać, tworząc dla każdego z tych związków binarnych roztwory stałe z GaAs, co daje dwa związki trójskładnikowe  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  oraz  $\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$ . Para materiałowa utworzona ze związków trójskładnikowych nadaje się lepiej do struktury supersieciowej, gdyż przy odpowiednich składach tych związków można osiągnąć całkowite dopasowanie do siebie ich stałych sieci krystalicznej. Dopasowanie to otrzymuje się dla składów chemicznych  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$  i  $\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$  określonych zależnością [55]

$$y = 0,918x + 0,082. \quad (5)$$

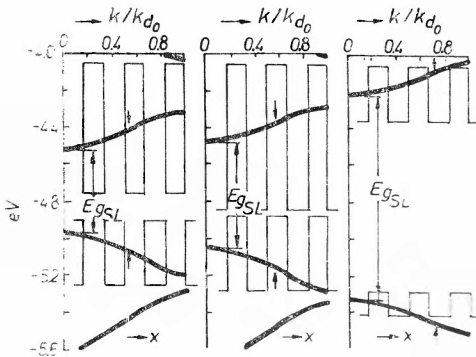
Zmiany energii krawędzi pasm zachodzące przy zmianach składu chemicznego tych związków przedstawiono na rys. 6a. Kreską przerywaną przedstawiono te zależności przy uwzględnieniu tak zwanego efektu „bowingu” (wygięcia krzywej) występującego zarówno w  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  [57] jak i w  $\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$  [58, 59]. Zaznaczone pary o składach  $x = 0,075$ ,  $y = 0,15$  oraz  $x = 0,67$ ,  $y = 0,70$  spełniają warunek (5) co oznacza, że mają dopasowane do siebie stałe sieci krystalicznej (rys. 6b).

Supersieci drugiego rodzaju mają też inną, ważną cechę odróżniającą je od supersiatek  $\text{GaAs-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Cecha ta polega na tym, że zmieniają one, w następstwie występowania kwantowych efektów wymiarowych w pasmach walencyjnym i przewodnictwa, charakter swego przewodnictwa elektrycznego z półprzewodnikowego na półmetaliczny. W miarę jak grubość warstw InAs (lub  $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{As}$ ) w supersieci wzrasta, przerwa energetyczna  $E_{g_{\text{SL}}}$  supersieci maleje, zmieniając swą wartość od 0,4 eV do  $-0,07$  eV (rys. 6 i 7).

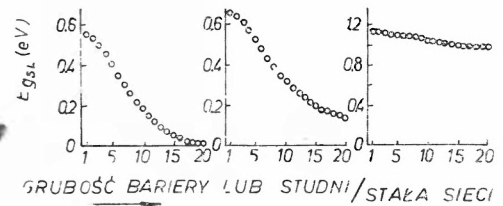
W stanie półmetalicznym supersieci, krawędź dolna  $E_1$  najniższego podpasma elektronowego leży poniżej krawędzi górnej  $H_1$  najwyższego podpasma dziur ciężkich ( $E_{g_{\text{SL}}} = -0,07$  eV). W związku z taką lokalizacją podpasem na skali energii elektronowych, elektrony z podpasma walencyjnego w GaSb przechodzą do podpasma przewodnictwa w InAs pozostawiając jednocześnie po sobie w GaSb dziury, w ilości równej ilości elektronów, które przeszły do InAs. Wzrasta przez to koncepcja nośników większościowych



a



b

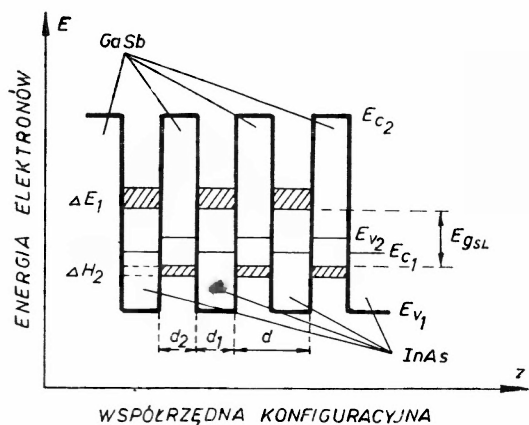


c

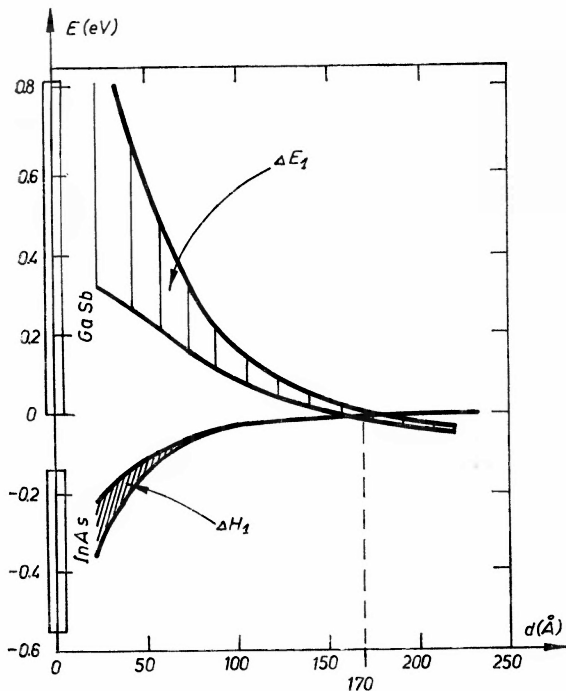
Rys. 6 a). Zmiany energii krawędzi pasm przewodnictwa i walencyjnego ze składem  $x$  i  $y$  w związkach trójskładnikowych  $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$  oraz  $\text{GaSb}_{1-y}\text{As}_y$ . Skala energii odniesiona jest do poziomu próżni. Pary (a), (b) i (c), wskazane strzałkami, mają dopasowane stałe sieci krystalicznej. Krzywe przerywane wykreślone są przy uwzględnieniu efektu *bowing* [55]; b) prawo dyspersji  $E$ - $k$  dla trzech supersieci wykonanych z par materiałowych (a), (b), (c), wykreślone w funkcji zredukowanego wektora falowego  $k/k_{d_0}$ , gdzie  $k_{d_0} = \pi/d_0$ , na tle profilu krawędzi głównych pasm energetycznych materiałów, z których wykonano supersieć [55]. Strzałki wskazują punkty przegięcia krzywych  $E$ - $k$ ; c) szerokości przerw energetycznych  $E_{\text{gSL}}$  w supersieciach (a), (b), (c) w funkcji grubości warstw, wyrażonych w jednostkach stałej sieci krystalicznej materiałów [55]

w obu materiałach supersieci. Jednocześnie zmienia się również charakterystyka prądowo-napięciowa supersieci. Przestaje ona być charakterystyką typową dla półprzewodników (nie liniową, prostującą), a staje się charakterystyką o przebiegu typowym dla metali (liniową, ohmową).

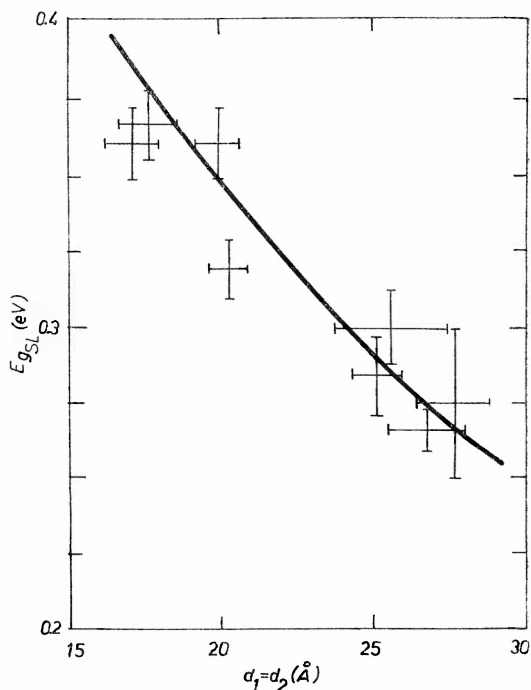
Efekt przejścia supersieci  $\text{InAs}$ - $\text{GaSb}$  ze stanu półprzewodnikowego do stanu półmetalicznego został przewidziany teoretycznie w pracy [60] a potwierdzony doświadczal-



a



c



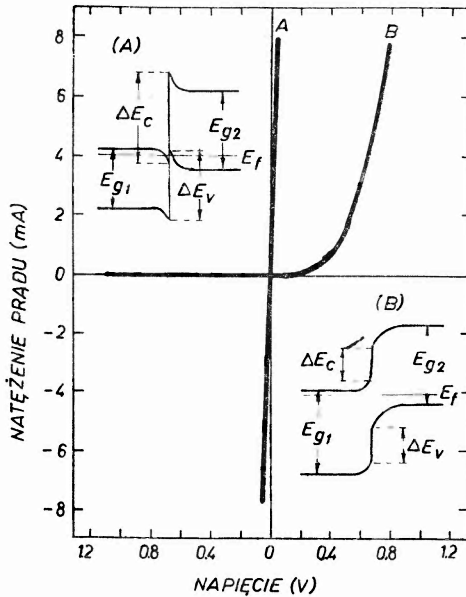
b

Rys. 7 a). Schematyczny wykres krawędzi głównych pasm  $E_{c1,2}$  i  $E_{v1,2}$  oraz podpasem energetycznych  $\Delta E_1$  elektronów i  $\Delta H_1$  ciężkich dziur w supersieci InAs-GaSb w stanie półprzewodnikowym ( $d_1 = d_2 < 85 \text{ \AA}$ ) [4]; b) porównanie wyznaczonej na podstawie pomiarów absorpcyjnych [56] zależności szerokości przerwy energetycznej  $E_{gSL}$  supersieci InAs-GaSb od grubości warstw tej supersieci, z obliczeniami teoretycznymi (linia ciągła) [55]; c) energie podpasem energetycznych  $\Delta E_1$  i  $\Delta H_1$  w supersieci InAs-GaSb, w funkcji okresu supersieci  $d = d_1 + d_2 = 2d_1 = 2d_2$ . Przecięcie się podpasem występuje przy grubości  $d = 170 \text{ \AA}$ , wskazuje ono na przejście supersieci w stan półmetaliczny [4]

nie w pracach [61–63], chociaż charakterystyki prądowo-napięciowe liniowe (ohmowe) obserwowano już wcześniej w heterozłączach  $n\text{-In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/p\text{-GaSb}_{1-y}\text{As}_y$  o odpowiednio dobranym składzie (rys. 8) [64].

Supersieci drugiego rodzaju mogą też przechodzić ze stanu półmetalicznego do stanu półprzewodnikowego [65]. Dzieje się tak wtedy, gdy supersieć taka, na przykład supersieć InAs-GaSb znajdująca się w stanie półmetalicznym, zostanie umieszczona w stałym polu magnetycznym o indukcji  $B$ , równoległym do jej osi (prostopadłym do granic rozdziału

między półprzewodnikami supersieci). Pole to rozszczepia wówczas podpasma elektronowe i dziurowe supersieci na poziomy Landaua [40] o energiach  $(n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$ , gdzie  $n$  jest wskaźnikiem numerującym dany poziom, zaś  $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$  jest częstotliwością cyklotronową nośników. Ze wzrostem indukcji magnetycznej  $B$  poziomy elektronowe o dużych wartościach  $n$  przesuwały się w górę na skali energii — analogicznie poziomy Landaua dziury przesuwały się na tej skali w dół. W granicznym przypadku poziomy te przechodzą przez



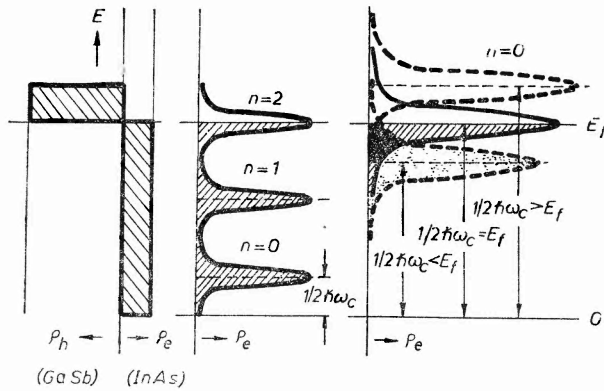
Rys. 8. Charakterystyki prądowo-napięciowe heterozłącza  $n\text{-In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}/p\text{-GaSb}_{1-y}\text{As}_y$  mierzone w temperaturach pokojowych dla dwóch składów: A ( $x = 0,16, y = 0,10$ ) i B ( $x = 0,62, y = 0,64$ ) oraz profil krawędzi  $E_v$  i  $E_c$  pasm energetycznych walencyjnego i przewodnictwa w tych heterozłączeniach [64]

poziom Fermiego (rys. 9), i wówczas następuje przepływ nośników ładunku w supersiatce. Elektrony z  $n$ -tego poziomu Landaua w InAs przepływają z powrotem do odpowiadających im poziomów dziurowych w GaSb, zaś dziury z GaSb przepływają z powrotem do InAs. Wynikiem tego jest odpowiednie zubożenie ładunkowe warstw InAs i GaSb supersieci, a więc przejście tej supersieci w stan półprzewodnikowy. Neutralność elektryczna układu pozostaje przy tym zachowana, gdyż gęstości stanów, związane z poziomami Landaua, są identyczne dla dziur i dla elektronów.

Mechanizm fizyczny przedstawionych zjawisk wynika ze struktury pasmowej supersieci drugiego rodzaju. Problem teoretyczny związany z wyznaczeniem podpasm energetycznych supersieci jest jednak teraz bardziej skomplikowany niż było to w przypadku supersieci pierwszego rodzaju [21]. Komplikacja wynika z charakterystycznej dla tych supersieci lokalizacji głównych pasm energetycznych na skali energii elektronowych. Jednak i w tym przypadku stosowane są obie opisane już w punkcie 3.1 metody obliczeń.

Podejście mikroskopowe, i to zarówno w przybliżeniu silnego wiązania [60, 66] jak i w przybliżeniu pseudopotencjałowym [67], stosowane jest do analizy supersieci o szcze-

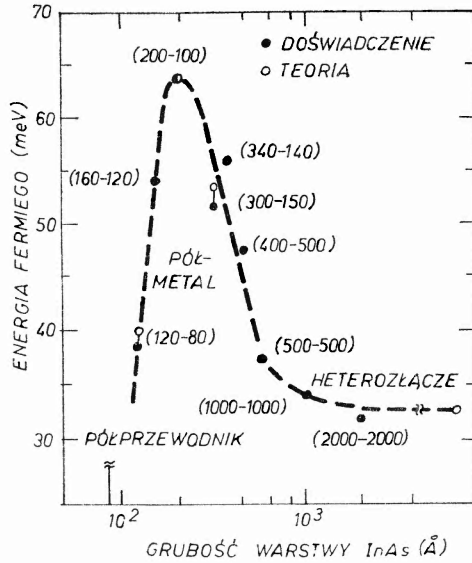
gólnie cienkich warstwach. Podejście oparte na przybliżeniu masy efektywnej [21, 55, 68, 69] stosowane jest w przypadku supersieci o grubszych warstwach, na przykład wtedy gdy występuje przejście do stanu półmetalicznego.



Rys. 9. Gęstości stanów w półmetalicznej supersieci InAs-GaSb: (lewa część) dla elektronów i dziur bez pola magnetycznego, (środek) dla elektronów w słabym polu magnetycznym, (prawa część) dla elektronów w przypadku granicznym, gdy najniższy poziom Landaua przechodzi przez poziom Fermiego [65]

Zwiększone w stosunku do GaAs i  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  trudności technologiczne związane z krystalizacją półprzewodników tworzących supersieć, powodują, że do dnia dzisiejszego opublikowano stosunkowo niewiele danych doświadczalnych dotyczących supersieci drugiego rodzaju. Oprócz prac, o jakich już wspomniano wyżej, warto jednak zwrócić uwagę na prace następujące:

- praca [70] dotyczy pomiaru oscylacji Szubnikowa-de Haasa [40] w supersieci InAs-GaSb, której warstwy były odpowiednio domieszkowane cyną i tellurem w celu zwiększenia w nich koncentracji nośników ładunku. Pokazano w niej dwuwymiarowy charakter gazu elektronowego znajdującego się w elektronowych podpasmach energetycznych tej supersieci, jak też wyznaczono masę efektywną elektronów w tych podpasmach,
- praca [71] dotyczy pomiaru masy efektywnej nośników w supersieci InAs-GaSb metodą rezonansu cyklotronowego w dalekiej podczerwieni. Pokazano w niej, że wartości masy efektywnej elektronów supersieci zmieniają się wraz z energią ze względu na silną nieparaboliczność pasm w InAs,
- praca [63] dotyczy pomiarów oscylacji Szubnikowa-de Haasa w supersieciach InAs-GaSb, w których grubości warstw zmieniano od zakresu supersieci półmetalicznych,  $d < 170 \text{ \AA}$ , do zakresu struktury wieloheterozłączonej,  $d > 1000 \text{ \AA}$ . Na podstawie tych pomiarów wyznaczono zależność energii Fermiego od grubości warstw InAs w tych supersieciach (rys. 10). Stwierdzono, że począwszy od grubości warstw odpowiadających supersieci półmetalicznej ( $d = 170 \text{ \AA}$ ) energia poziomu Fermiego rośnie wraz ze wzrostem grubości warstw InAs, osiągając wartość maksymalną dla grubości  $d_1 = 200 \text{ \AA}$  ( $d = 300 \text{ \AA}$ ). Dalszy wzrost grubości warstw InAs powoduje zmniejszenie się wartości energii Fermiego, co wskazuje na to, że supersieć stopniowo przechodzi w stan wielowarstwowej



Rys. 10. Zależność energii Fermiego supersieci InAs-GaSb od grubości warstw tej supersieci. W nawiasach podane są grubości (w Å) odpowiednio warstw InAs i GaSb [63]

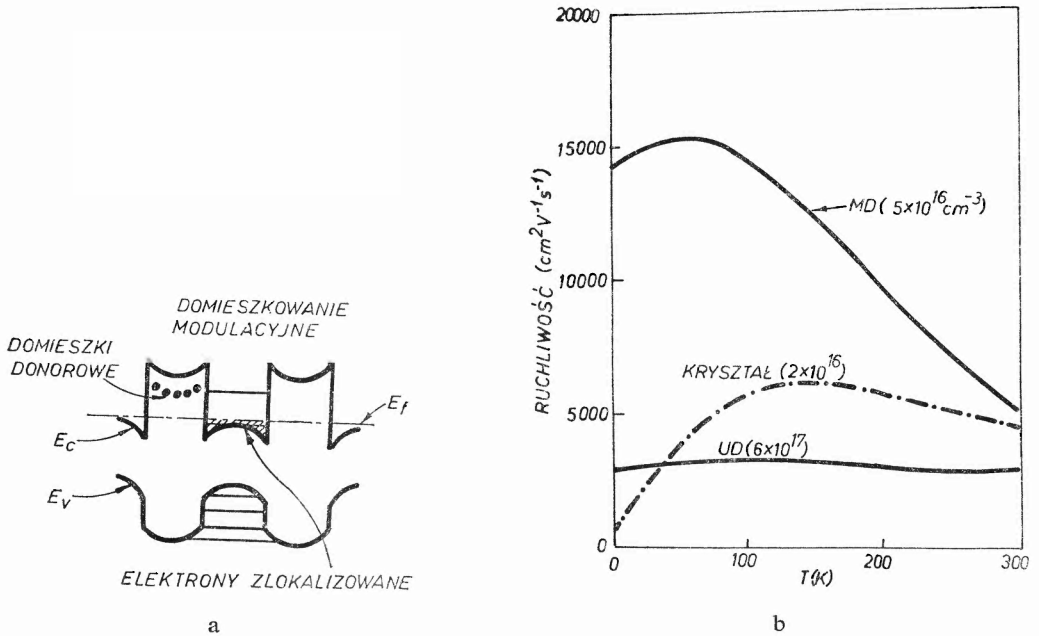
struktury heterozłączonej. Po osiągnięciu grubości  $d = 2000 \text{ \AA}$  wartość energii Fermiego nie zmienia się już ze zmianą grubości warstw, co oznacza, że półprzewodniki InAs i GaSb w warstwach struktury wieloheterozłączonej zachowują się jak kryształy makroskopowe.

### 5. Inne rodzaje supersieci heterozłączonej

Do tej pory opisane były jedynie takie supersieci heterozłączone, w których ze względu na stosunkowo niski poziom domieszkowania można było pomijać występujące w nich na heterozłączach zakrzywienie krawędzi  $E_c$  i  $E_v$  głównych pasm energetycznych. Supersieci takie nazywane są nieraz supersieciami z płaskimi krawędziami pasm energetycznych [21], w odróżnieniu od supersieci, w których występują znaczne zakrzywienia krawędzi pasm związane ze zubożeniami lub wzbogaceniami ładunkowymi poszczególnych warstw. Przykładem supersieci z zakrzywionymi krawędziami pasm jest tak zwana supersieć modulacyjnie domieszkowana GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  [72—76], w której jeden rodzaj warstw (zwykle półprzewodnika o szerszej przerwie energetycznej) jest silnie domieszkowany, a drugi rodzaj warstw (warstwy GaAs) jest w ogóle nie domieszkowany (rys. 11a).

Najważniejszą cechą supersieci modulacyjnie domieszkowanych jest to, że wszystkie swobodne nośniki, jakie występują w takiej supersieci, (są nimi jedynie elektrony ograniczone przestrzennie do objętości warstw niedomieszkowanych, o węższej przerwie energetycznej) są odseparowane od ich macierzystych domieszek donorowych (występujących tylko w warstwach o szerszej przerwie energetycznej). Dzieje się tak dlatego, gdyż na granicach rozdziału warstw supersieci występują duże gradienty koncentracji elektro-

nów. Elektrony te mogą swobodnie przedyfundować z warstw  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  do warstw GaAs, gdyż jest to energetycznie korzystne. Krawędź pasma przewodnictwa GaAs w supersieci leży bowiem poniżej poziomów donorowych w domieszkowanych warstwach  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . W ten sposób w warstwach wąskoprzerwowych, niedomieszkowanych,



Rys. 11 a). Profil pasm energetycznych w modularyjnie domieszkowanych supersieciach GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ . Czarne kropki przedstawiają zjonizowane donory w warstwach związku trójskładnikowego, zaś obszar zakreskowany, poziomy energetyczne obsadzone elektronami przewodnictwa; b) zależność ruchliwości elektronów od temperatury w kryształach makroskopowych GaAs (linia — · —) oraz w supersieciach GaAs- $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ : domieszkowanych równomiernie (oba rodzaje warstw są domieszkowane do tego samego poziomu koncentracji elektronów przewodnictwa) (linia UD) i modularyjnie domieszkowanych (linia MD) [72]

które stanowią studnię potencjału dla elektronów przewodnictwa, pojawia się duża koncentracja elektronów swobodnych. Ruchliwości tych elektronów są przy tym znacznie zwiększone (rys. 11b), gdyż w studniach potencjału (w warstwach niedomieszkowanych) nie ma takich centrów silnie rozpraszających poruszające się elektrony, jakimi w półprzewodnikach domieszkowanych są zjonizowane domieszki donorowe.

Domieszkowanie modularyjne jest, jak widać skutecznym sposobem powiększania ruchliwości nośników ładunku w supersieciach.

W strukturze supersieciowej domieszkowanej modularyjnie można jednak również wywołać odwrotny przepływ elektronów, to znaczy przepływ z niedomieszkowanych warstw GaAs do domieszkowanych warstw  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  zubożonych elektronowo [77]. Uzyskuje się to przez wzbudzenie znajdujących się w warstwach GaAs elektronów przewodnictwa przy pomocy silnego pola elektrycznego skierowanego równoległe do granic



rozdziłu warstw supersieci, do stanu tak zwanych elektronów gorących. Elektrony gorące obsadzając w GaAs poziomy energetyczne leżące wyżej od poziomów domieszkowych w  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  mogą następnie przejść w wyniku emisji termicznej do warstw  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ .

Ta możliwość sterowania ruchliwością nośników w supersieciach modulacyjnie domieszkowanych jest interesująca nie tylko z punktu widzenia poznawczego, ale przede wszystkim z punktu widzenia konstrukcji przyrządów półprzewodnikowych ekstremalnie szybkich, takich jakie są niezbędne do rozwoju elektroniki pikosekundowej.

Innym rodzajem supersieci heterozłączowych, obiecującym z punktu widzenia możliwości badawczych i praktycznych zastosowań, są tak zwane supersieci wielotypowe [78]. Są to supersieci złożone z różnych, na przemian występujących warstw trzech związków półprzewodnikowych AlSb — o przerwie energetycznej równej 1,6 eV, GaSb — o przerwie równej 0,70 eV oraz InAs — o przerwie równej 0,36 eV.

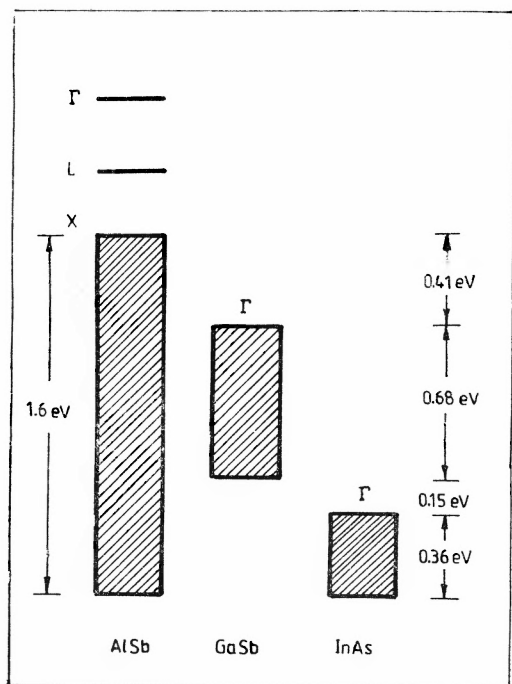
Stała sieci krystalicznej AlSb (6,136 Å) jest porównywalna ze stałymi sieci GaSb (6,095 Å) oraz InAs (6,058 Å) więc heterozłącza utworzone z tych materiałów mogą mieć dobrą jakość krystalograficzną. Oszacowane położenia krawędzi głównych pasm energetycznych AlSb [79—81] względem odpowiednich krawędzi pasm GaSb i InAs są pokazane na rys. 12a. Minimum pasma przewodnictwa AlSb znajduje się w punkcie  $X$  strefy Brillouina. Minima w punktach  $\Gamma$  i  $L$  leżą wyżej, co oznacza, że AlSb jest półprzewodnikiem o skośnej przerwie energetycznej. Ponieważ szerokość przerwy energetycznej AlSb jest tak duża, że znacznie przekracza obie przerwy energetyczne GaSb i InAs razem wzięte, to warstwy AlSb będą służyły w supersieciach politypowych jako bariery potencjałowe.

Można sobie wyobrazić przynajmniej trzy różne kombinacje warstw w tych supersieciach (rys. 12b). W każdej z nich elementem powtarzającym się okresowo w przestrzeni jest odpowiednia sekwencja warstw różnych półprzewodników tworzących określoną strukturę heterozłączową.

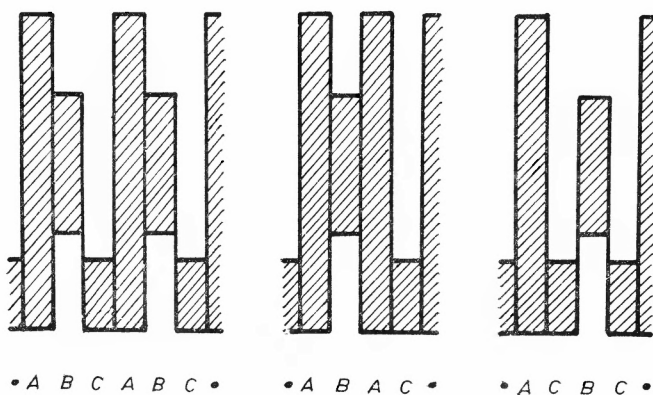
Rozważmy najpierw supersieć typu GaSb-AlSb-InAs, w której elementem powtarzającym się w przestrzeni jest struktura biheterozłączowa BAC. Na rys. 13a przedstawiony jest profil krawędzi pasm energetycznych tej struktury biheterozłączowej w trzech różnych warunkach polaryzacji elektrycznej. Przyjęto tu dla uproszczenia, że energia Fermiego w warstwach GaSb i InAs pokrywa się z krawędziami pasm, walencyjnego w GaSb i przewodnictwa w InAs, zaś AlSb jest półprzewodnikiem samoistnym. Potencjałem odniesienia dla napięcia polaryzującego jest potencjał warstwy InAs.

Jak wynika z tego rysunku, w strukturze występują obszary akumulacji nośników ładunku związane z zakrzywieniem krawędzi pasm w heterozłączach. Liczba nośników  $N_s$  w tych obszarach może być jednak modulowana zewnętrznym napięciem przyłożonym do heterostruktury. Heterostruktura taka może więc spełniać funkcję przyrządu opartego na wykorzystaniu zjawiska polowego. Jeżeli z drugiej strony grubość warstwy barierowej AlSb będzie dostatecznie mała, tak że w strukturze będą mogły występować procesy tunelowania nośników, to można mówić o nowym typie diody tunelowej [49, 50]. Granicznym przypadkiem supersieci BAC przy nieskończonej cienkiej warstwie barierowej ( $d_3 = 0$ ) jest supersieć drugiego rodzaju GaSb-InAs.

Innym rodzajem supersieci wielotypowych może być supersieć, w której elementem powtarzającym się będzie struktura heterozłączowa typu ABCA (AlSb-GaSb-InAs-AlSb). Profil krawędzi pasm energetycznych takiej heterostruktury przedstawiony jest na rys. 13b.



a

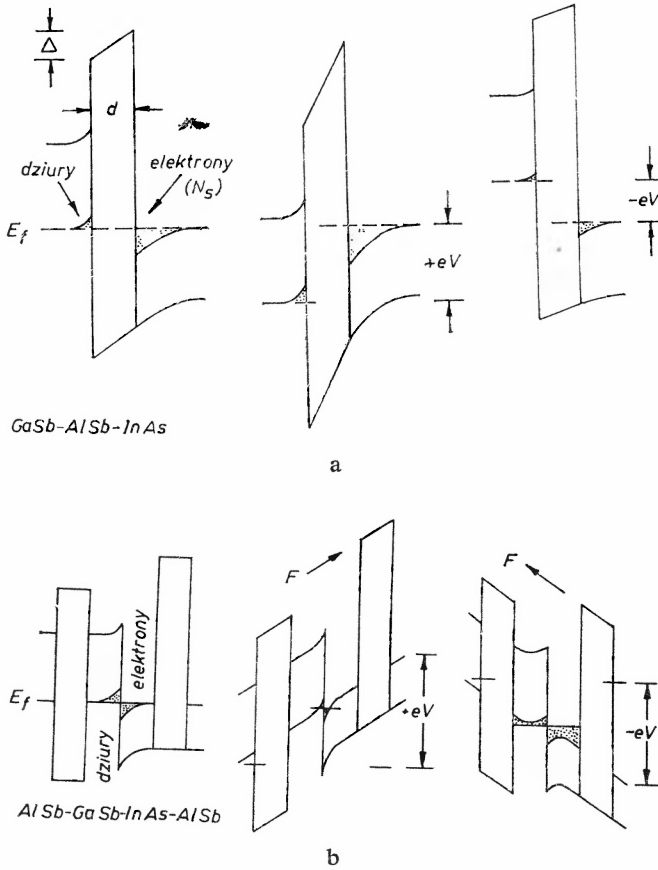


b

Rys. 12 a). Położenie przerw energetycznych oraz krawędzi głównych pasm energetycznych związków AlSb, GaSb i InAs tworzących supersieć wielotypową; b) różne, możliwe rozmieszczenia warstw w supersieciach wielotypowych AlSb-GaSb-InAs [78]. Oznaczenia literowe odpowiadają następującym warstwom: A-AlSb, B-GaSb, C-InAs

Strukturę tę można uważać za złącze półmetaliczne GaSb-InAs znajdujące się pomiędzy dwoma barierami potencjału AlSb.

Jak to widać z rysunku liczba nośników, jakie akumulują się w heterozłączu GaSb-InAs, jak też ich stany kwantowe, są funkcją przyłożonego zewnętrznego pola elektrycznego  $F$ ,



Rys. 13 a). Profile krawędzi pasm energetycznych struktury biheterozłączonej GaSb-AlSb-InAs oraz b) struktury wieloheterozłączonej AlSb-GaSb-InAs-AlSb, bez (część lewa), z ujemną (część środkowa) i z dodatnią (część prawa) polaryzacją elektryczną struktur [78]

polaryzującego elektrycznie heterostrukturę. Można więc rozpatrywać taką supersieć jako nowy rodzaj przyrządu z efektem polowym.

Podobne właściwości polowe powinna też wykazywać supersieć AlSb-InAs-GaSb-InAs-AlSb.

Szczegóły dotyczące teorii i parametrów doświadczalnych przyrządów działających w oparciu o opisane supersieci wielotypowe nie są do dzisiaj jeszcze zbadane. Należy się jednak spodziewać, że właśnie w kierunku badania i wykorzystania supersieci wielotypowych pójdzie w przyszłości rozwój supersieci heterozłączowych.

## 6. Zakończenie

Przedstawiony wyżej przegląd podstawowych właściwości supersieci heterozłączowych, chociaż bardzo krótki i dość ogólny, pozwala jednak wyciągnąć wniosek, że już obecnie, po dziesięciu latach badań, struktury te stanowią ciekawy z punktu widzenia

różnych zastosowań praktycznych element półprzewodnikowy. Znane są już podstawowe teoretyczne sposoby opisu zjawisk zachodzących w supersieciach [82] oraz kompletuje się nadal materiał doświadczalny dotyczący ich parametrów optycznych [83—86], charakterystyk elektrycznych [87] czy przewodnictwa cieplnego [88]. Bardzo ważnym i intensywnie rozwijanym kierunkiem badań są właściwości dwuwymiarowego gazu elektronowego, jaki istnieje w tych strukturach [19]. Dalszy jednak rozwój badań, oraz możliwości zastosowań supersieci heterozłączowych zależą od prac technologicznych [89—91], które są prowadzone w wielu laboratoriach i to z coraz większym nasileniem.

#### Literatura

- [1] A. J. Shik, *Fiz. Tekhn. Poluprovodn.* **8**, 1841 (1974).
- [2] G. A. Sai-Halasz, *Physics of Semiconductors* 1978, red. B. L. H. Wilson, Inst. Phys. Confer. Ser. **43**, (1979), str. 21.
- [3] F. Šrobar, *Czech. J. Phys.* **29 A**, 119 (1979).
- [4] L. L. Chang, L. Esaki, *Surf. Sci.* **98**, 70 (1980).
- [5] G. H. Döhler, *Phys. Scr.* **24**, 431 (1981).
- [6] J. M. Woodal, *J. Cryst. Growth* **12**, 32 (1972).
- [7] L. L. Chang, L. Esaki, W. E. Howard, R. Ludeke, *J. Vac. Sci. Technol.* **10**, 11 (1973).
- [8] P. M. Petroff, A. C. Gossard, W. Wiegmann, A. Savage, *J. Cryst. Growth* **44**, 5 (1978).
- [9] K. Ploog, [w:] *Crystals-Growth, Properties and Applications*, red. H. C. Freyhardt, Springer, Berlin 1980, str. 73—162.
- [10] L. V. Keldysh, *Fiz. Tverd. Tela* **4**, 2265 (1962).
- [11] L. Esaki, R. Tsu, *IBM J. Res. Dev.* **14**, 61 (1970).
- [12] L. Esaki, w *Proc. Int. Conf. Physics and Chemistry of Semiconductor Heterojunctions and Layer Structures*, t. 1, Akademiai Kiado, Budapest 1971, str. 13.
- [13] G. H. Döhler, *Phys. Status Solidi* (b), **52**, 533 (1972).
- [14] B. L. Sharma, R. K. Purohit, *Semiconductor Heterojunctions*, Pergamon Press, Oxford 1974.
- [15] H. C. Casey, Jr., M. B. Panish, *Heterostructure Lasers*, Academic Press, New York 1978.
- [16] R. Dingle, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1327 (1975).
- [17] R. Dingle, [w:] *Festkörperprobleme XV*, red. H. V. Queisser, Pergamon, Vieweg, New York 1975, str. 21—48.
- [18] R. Dingle, W. Wiegmann, C. H. Henry, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 827 (1974).
- [19] *Proc. IV Int. Conf. Electronic Properties of Two-Dimensional Systems* 1981; *Surf. Sci.* **113**, z. 1—3 (1982).
- [20] L. Esaki, L. L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 495 (1974).
- [21] S. R. White, L. J. Sham, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 879 (1981).
- [22] F. Herman, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 102 (1958).
- [23] E. Caruthers, P. J. Lin-Chung, *Phys. Rev. B*, **17**, 2705 (1978).
- [24] W. Andreoni, R. Car, *Phys. Rev. B*, **21**, 3334 (1980).
- [25] F. Basani, [w:] *Semiconductors and Semimetals*, t. 1, *Physics of III—V Compounds*, red. R. K. W. Willardson, A. C. Beer, Academic Press, New York 1966, str. 21.
- [26] A. E. O. Animalu, *Intermediate Quantum Theory of Crystalline Solids*, Prentice Hall, Englewood Cliffs 1977.
- [27] A. A. Kacnelson, L. I. Jastrebov, *Pseudopotentsyalnaya Teorya Kristalicheskikh Structur*, Izd. Moskovskovo Univ., Moskva 1981.
- [28] J. N. Schulmann, T. C. McGill, *Phys. Rev. B* **19**, 6341 (1979).
- [29] I. Ivanov, J. Pollmann, *Solid State Commun.* **32**, 869 (1979).

- [30] J. Pollmann, S. T. Pantelides, w *Physics of Semiconductors 1978*, red. B. L. H. Wilson, *Inst. Phys. Confer. Ser.* **43**, 199 (1979).
- [31] J. Pollmann, S. T. Pantelides, *Solid State Commun.* **30**, 621 (1979).
- [32] P. S. Kiriejew, *Fizyka półprzewodników*, PWN, Warszawa 1971, §19.
- [33] K. W. Szalimowa, *Fizika poluprovodnikov*, Energia, Moskwa 1976.
- [34] L. I. Schiff, *Mechanika kwantowa*, PWN, Warszawa 1977.
- [35] L. Esaki, L. L. Chang, W. E. Howard, V. L. Rideout, w *Proc. 11th Intern. Confer. Phys. Semiconductors*, PWN, Warszawa 1972, str. 431.
- [36] L. L. Chang, L. Esaki, R. Tsu, *Appl. Phys. Lett.* **24**, 593 (1974).
- [37] R. de L. Kronig, W. G. Penney, *Proc. R. Soc. A* **130**, 499 (1931).
- [38] B. R. Nag, *Theory of Electrical Transport in Semiconductors*, Pergamon Press, Oxford 1972.
- [39] K. H. Seeger, *Semiconductor Physics*, Springer, New York 1973.
- [40] N. W. Ashcroft, N. D. Mermin, *Solid State Physics*, Holt, Rinehart, Winston, New York 1976.
- [41] R. Tsu, A. Koma, L. Esaki, *J. Appl. Phys.* **46**, 842 (1975).
- [42] P. Manuel, G. A. Sai-Halasz, L. L. Chang, C. A. Chang, L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 1701 (1976).
- [43] R. Tsu, L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **22**, 562 (1973).
- [44] D. Mukherji, B. R. Nag, *Solid State Electron.* **18**, 1107 (1975).
- [45] D. Mukherji, B. R. Nag, *Phys. Rev. B* **12**, 4338 (1975).
- [46] A. A. Ignatov, Yu. A. Romanov, *Phys. Status Solidi (b)* **73**, 327 (1976).
- [47] A. A. Ignatov, V. I. Shashkin, *Phys. Status Solidi (b)* **110**, K117 (1982).
- [48] I. I. Goldman, W. D. Kriwczenkow, *Zadania z mechaniki kwantowej*, PWN, Warszawa 1960, str. 63.
- [49] L. Esaki, *Science*, **183**, 1149 (1974).
- [50] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, J. Wiley, New York 1969.
- [51] R. Tsu, L. L. Chang, G. A. Sai-Halasz, L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1509 (1975).
- [52] A. C. Gossard, P. M. Petroff, W. Wiegmann, R. Dingle, A. Savage, *Appl. Phys. Lett.* **29**, 323 (1976).
- [53] L. L. Chang, H. Sakaki, C. A. Chang, L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **38**, 1489 (1977).
- [54] R. Dingle, H. L. Störmer, A. L. Gossard, W. Wiegmann, *Surface Sci.* **98**, 90 (1980).
- [55] G. A. Sai-Halasz, R. Tsu, L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 651 (1977).
- [56] G. A. Sai-Halasz, L. L. Chang, J. M. Welter, C. A. Chang, L. Esaki, *Solid State Commun.* **27**, 935 (1978).
- [57] B. J. Baliga, R. Bhat, S. K. Ghandhi, *J. Appl. Phys.* **46**, 3941 (1975).
- [58] M. B. Thomas, W. M. Coderre, J. C. Woolley, *Phys. Status Solidi (a)* **2**, K141 (1970).
- [59] G. A. Antypas, L. W. James, *J. Appl. Phys.* **41**, 2165 (1970).
- [60] G. A. Sai-Halasz, L. Esaki, W. A. Harrison, *Phys. Rev. B* **18**, 2812 (1978).
- [61] L. L. Chang, N. Kawai, G. A. Sai-Halasz, R. Ludeke, L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **35**, 939 (1979).
- [62] Y. Guldner, J. P. Vieren, P. Voisin, M. Voos, L. L. Chang, L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1719 (1980).
- [63] L. L. Chang, N. J. Kawai, E. E. Mendez, C. A. Chang, L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 30 (1981).
- [64] H. Sakaki, L. L. Chang, R. Ludeke, C. A. Chang, G. A. Sai-Halasz, L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **31**, 211 (1977).
- [65] N. J. Kawai, L. L. Chang, G. A. Sai-Halasz, C. A. Chang, L. Esaki, *Appl. Phys. Lett.* **36**, 369 (1980).
- [66] A. Madhukar, N. V. Dandekar, R. N. Nucho, *J. Vac. Sci. Technol.* **16**, 1507 (1979).
- [67] J. Ihm, P. K. Lam, M. L. Cohen, *J. Vac. Sci. Technol.* **16**, 1512 (1979).
- [68] V. Milanović, D. Tjapkin, *Phys. Status Solidi (b)* **110**, 687 (1982).
- [69] G. Bastard, *Phys. Rev. B* **24**, 5693 (1981).
- [70] H. Sakaki, L. L. Chang, G. A. Sai-Halasz, C. A. Chang, L. Esaki, *Solid State Commun.* **26**, 589 (1978).
- [71] H. Bluysen, J. C. Mann, P. Wyder, L. L. Chang, L. Esaki, *Solid State Commun.* **31**, (1979).
- [72] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 665 (1978).
- [73] R. Dingle, H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Surf. Sci.* **98**, 90 (1980).
- [74] S. Hiyamizu, T. Mimura, T. Fujii, K. Nanbu, H. Hashimoto, *Jap. J. Appl. Phys.* **20**, L245 (1981).
- [75] H. L. Störmer, A. Pinczuk, A. C. Gossard, W. Wiegmann, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 691 (1981).
- [76] H. L. Störmer, A. C. Gossard, W. Wiegmann, K. Baldwin, *Appl. Phys. Lett.* **39**, 912 (1981).
- [77] M. Keever, H. Shichijo, K. Hess, S. Benerjee, L. Witkowski, H. Morkoç, B. G. Streetman, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 36 (1981).

- [78] L. Esaki, L. L. Chang, E. E. Mendez, *Jap. J. Appl. Phys.* **20**, L529 (1981).
- [79] T. E. Fischer, *Phys. Rev.* **139**, A1228 (1965).
- [80] N. N. Sirota, A. I. Lukomskii, *Fiz. Tekhn. Poluprovodn.* **7**, 140 (1973).
- [81] K. Y. Cheng, G. L. Pearson, R. S. Bauer, D. J. Chadi, *Bull. Am. Phys. Soc.* **21**, 365 (1976).
- [82] T. Ando, *J. Phys. Soc. Japan*, **50**, 2978 (1981).
- [83] T. Ishibashi, Y. Suzuki, H. Okamoto, *Jap. J. Appl. Phys.* **20**, L623 (1981).
- [84] P. Voisin, G. Bastard, C. E. T. Goncalves da Silva, M. Voos, L. L. Chang, L. Esaki, *Solid State Commun.* **39**, 79 (1981).
- [85] J. J. Coleman, P. D. Dapkus, D. R. Clarke, M. D. Camras, N. Holonyak Jr., *Appl. Phys. Lett.* **39**, 864 (1981).
- [86] Y. Guldner, J. P. Vieren, P. Voisin, M. Voos, L. L. Chang, L. Esaki, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1719 (1980).
- [87] H. Sakaki, L. L. Chang, L. Esaki, w: Physics of Semiconductors 1978, red. B. L. H. Wilson, *Inst. Phys. Confer. Ser.* **43**, (1979), str. 737.
- [88] S. Y. Ren, J. D. Dow, *Solid State Commun.* **41**, 211 (1982).
- [89] W. D. Laidig, N. Holonyak Jr., M. D. Camras, K. Hess, J. J. Coleman, P. D. Dapkus, J. Bardeen, *Appl. Phys. Lett.* **38**, 776 (1981).
- [90] S. V. Gaponov, B. M. Luskin, N. N. Salashchenko, *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **33**, 533 (1981).
- [91] F. Šrobar, *Crystal Res. Technol.* **16**, 1173 (1981).

Grażyna Kontrym-Sznajd

Instytut Niskich Temperatur  
i Badań Strukturalnych PAN  
Wrocław

## Badanie struktury elektronowej metali metodą anihilacji pozytonów

### Investigation of the Electronic Structure of Metals by Positron Annihilation

*Abstract:* A general description of the positron annihilation method of investigation of the electronic structure of metals is given. Recent progress in techniques of the Fermi surface (FS) and electronic momentum density  $\rho(\mathbf{p})$  determination by positron annihilation is presented. The possibility of applying mathematical methods used in medicine in transverse tomography to reconstruct  $\rho(\mathbf{p})$  on the basis of two-dimensional ACPAQ (angular correlation of positron annihilation quanta) experimental curves is discussed.

#### 1. Wstęp

W ciągu ostatnich 25 lat pozytony coraz intensywniej stosowane są jako czuły instrument badania materii skondensowanej. Swobodny pozyton to cząsteczka trwała, która nie ulega samorzutnemu rozpadowi, ale przy przechodzeniu przez materię pozyton oddziałuje z elektronem i para cząstek  $e^-e^+$  ulega anihilacji, w wyniku której otrzymujemy kwanty  $\gamma$ . Są to kwanty pola elektromagnetycznego, odpowiedzialnego za wzajemne oddziaływanie anihilującej pary  $e^-e^+$ .

W procesie anihilacji spełnione są podstawowe prawa zachowania: energii, ładunku oraz pędu. Zasada zachowania pędu prowadzi do tego, że w przypadku, kiedy w anihilacji nie bierze udziału dodatkowy układ fizyczny, muszą powstać co najmniej dwa kwanty  $\gamma$ . Ponieważ prawdopodobieństwo emisji  $n$  kwantów jest proporcjonalne do  $\alpha^n$

$$P \sim \alpha^n, \quad (1)$$

gdzie  $\alpha = \frac{1}{137}$  jest stałą subtelnej struktury, najbardziej prawdopodobna jest anihilacja dwukwantowa  $2\gamma$ . Jednak w pewnych przypadkach anihilacja  $2\gamma$  może być zabroniona przez regułę wyboru, która mówi, że w wyniku spotkania się dwóch antycząsteczek o spinie połówkowym mogą zaistnieć dwie sytuacje (ze względu na całkowity spin fotonu). Przy zderzeniu cząsteczek o spinach antyrównoległych (stan singletowy) w wyniku anihilacji otrzymujemy parzystą liczbę fotonów, a w przypadku spinów równoległych (stan trypletowy) — nieparzystą.

Do badania struktury elektronowej wykorzystuje się pomiary korelacji kątowej kwantów dwufotonowego rozpadu (KKKDR) [1—4], co stanowi temat niniejszego artykułu.

Wiadomo, że magnetyczne metody badania struktury elektronowej wymagają stosowania czystych próbek oraz niskich temperatur. Natomiast anihilacja pozytonów (AP) zachodzi w każdej sytuacji, tzn. możemy także badać nieuporządkowane stopy i inne dowolne materiały, a ponadto stosować dowolne temperatury, jak również inne warunki zewnętrzne. W związku z tym możemy badać zmiany struktury elektronowej — np. strukturę elektronową niklu zarówno w fazie ferromagnetycznej jak i paramagnetycznej, do której Ni przechodzi powyżej temperatury 361 °C. Ponadto, badając anihilację spolaryzowanych pozytonów w ferromagnetykach, możemy uzyskać informacje o spinowej polaryzacji elektronów walencyjnych. Zaletą tej metody jest również to, że pozytony, emitowane ze źródła (np.  $^{22}\text{Na}$ ) są wysokoenergetyczne, tak że wnikają do wnętrza próbki i nie obserwujemy zakłóceń związanych z powierzchnią badanego materiału. Poza tym, informacje zawarte w wysokoenergetycznych kwantach  $\gamma$  nie ulegają zniekształceniu przy przechodzeniu tych kwantów przez powierzchnię próbki do urządzenia rejestrującego je. Ważną zaletą tej metody jest również to, że w wyniku przeprowadzonego eksperymentu, uzyskujemy wszystkie przekroje powierzchni Fermiego (PF) w dowolnym kierunku, bądź też dowolne rozmiary liniowe tej powierzchni w zależności od rodzaju stosowanej aparatury.

W następnym rozdziale zilustrujemy to na prostych przykładach i w trakcie rozpartrywania rodzajów informacji uzyskiwanych z badania KKKDR, omówimy również wady tej metody, których, jak każda metoda badawcza, również i anihilacja pozytonów nie jest pozbawiona.

## 2. Korelacja kątowna kwantów dwufotonowego rozpadu KKKDR

Pozyton, emitowany ze źródła (stosowanymi źródłami pozytonów są  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{58}\text{Co}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ ), po przeniknięciu do wnętrza próbki ulega termalizacji, a następnie anihiluje z elektronem. Termalizacją nazywamy spowolnienie pozytonu, spowodowane zderzeniami z elektronami, aż do osiągnięcia równowagi termicznej z próbką. Jeżeli mamy do czynienia z anihilacją w próbce o charakterze metalicznym, to wówczas anihilujące antycząsteczki są swobodne, tzn. pozyton (atom wodoropodobny) nie tworzy się. W związku z tym, że temat tego artykułu dotyczy badania struktury elektronowej materiałów o charakterze metalicznym, zagadnienia tworzenia się pozytonu nie będziemy omawiać.

Tak więc, ze względu na termalizację pozytonu w metalu możemy przyjąć, że pozyton nie daje wkładu do pędu pary  $e^-e^+$  ulegającej anihilacji. Jeżeli pęd anihilującego elektronu jest równy zeru, to w wyniku anihilacji otrzymujemy dwa kwanty  $\gamma$  w przeciwnych kierunkach. Natomiast, jeżeli pęd elektronu jest różny od zera, to w wyniku anihilacji otrzymujemy dwa kwanty  $\gamma$  rozproszone względem siebie o kąty  $\theta$  i  $\varphi$  (rys. 1). W pierwszym kroku rozpatrzmy informacje związane z kątem  $\theta$ , będącym miarą składowej z-towej pędu  $p$  ( $xyz$  to układ współrzędnych związany z aparaturą), przy czym kierunek  $z$  jest ściśle związany z badanym monokryształem.

Ponieważ kąt  $\theta$  jest bardzo mały ( $0 \leq \theta \leq 30$  mrad) i można założyć, że  $\theta = \sin\theta$ , otrzymujemy

$$\theta = \frac{p_z}{m_0 c}, \quad (2)$$



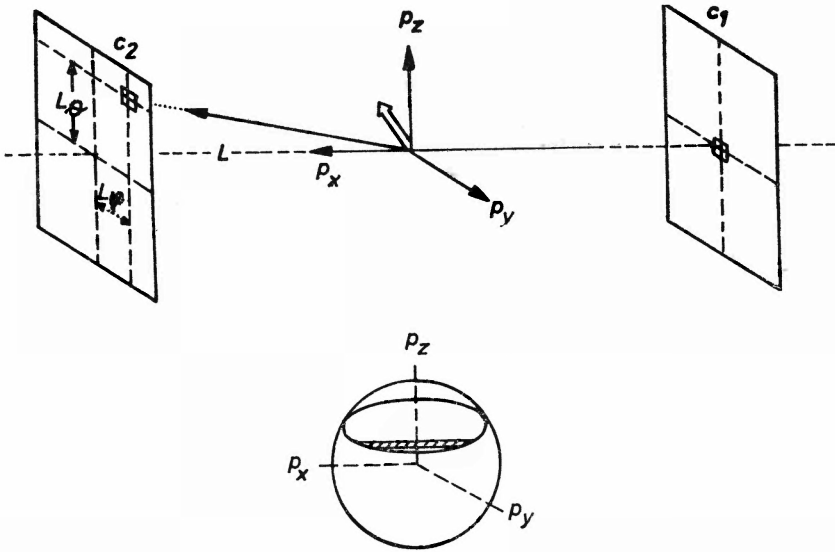
gdzie  $m_0$  — masa elektronu,  $c$  — prędkość światła. Kąty  $\theta$  i  $\varphi$  są na tyle małe, że minimalna odległość badanej próbki od licznika (odległość  $L$  na rys. 1), która pozwala określić te kąty, wynosi 3 m.

Pierwszy typ aparatury pomiarowej, tzw. aparatura o geometrii długich szczelin, rejestrowała liczbę kwantów anihilacyjnych  $N(\theta)$  dla danego kąta  $\theta$

$$N(\theta) = N(p_z) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varrho(\mathbf{p}) dp_x dp_y. \quad (3)$$

Otrzymana doświadczalnie krzywa (tzw. krzywa jednowymiarowa) odpowiada liczbie anihilujących elektronów o składowej pędu  $p_z$ , tzn. jest równa całce podwójnej z funkcji rozkładu gęstości stanów  $\varrho(\mathbf{p})$  w przestrzeni pędów.

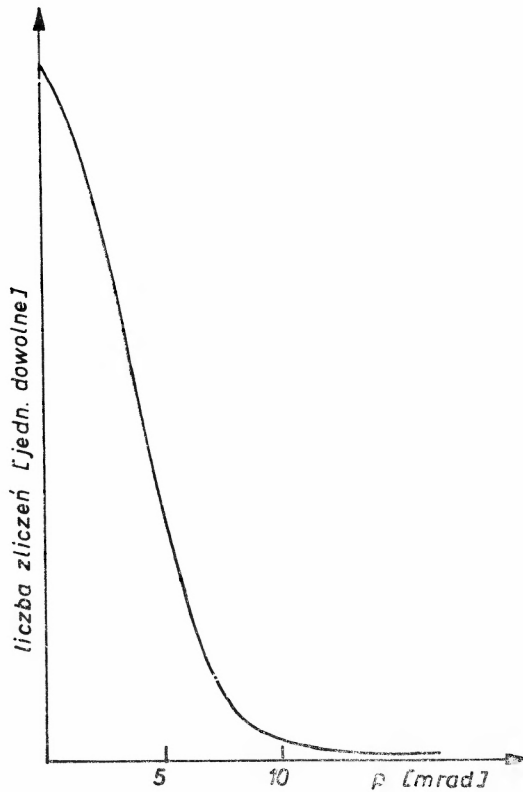
W tym miejscu należy wyjaśnić, w jaki sposób prostokątny układ aparaturowy  $xyz$  związany jest z kierunkiem  $p_z$ . Załóżmy, że badany monokryształ opisany jest indeksami



Rys. 1. Geometria pomiarowa korelacji kątowej kwantów dwufotonowego rozpadu. Strzałką podwójną zaznaczony jest pęd anihilującej pary  $e^-e^+$

$(hkl)$ . Próbkę umieszczamy w aparaturze pomiarowej w ten sposób, żeby płaszczyzna  $(hkl)$  była równoległa do płaszczyzn szczelin w ich zerowym położeniu ( $\theta = 0^\circ$ ). Wiadomo, że płaszczyźnie  $(hkl)$  w przestrzeni prostej odpowiada w przestrzeni odwrotnej (pędowej) kierunek  $[hkl]$ , który jest do niej prostopadły. W ten sposób kierunek  $p_z$  jest ściśle określony, a badając różne monokryształy możemy otrzymać różne krzywe  $N(p_z)$  w zależności od orientacji  $p_z$ .

Jakiego typu informacje zawarte są w krzywych  $N(p_z)$ ? Wiadomo, że pozyton to cząstka obdarzona ładunkiem dodatnim. W związku z tym, po przeniknięciu do metalu, pozyton będzie odpychany od dodatnich jonów atomowych i anihilacja będzie zachodzić w przestrzeni międzywęzłowej. Załóżmy na początek, że znajdujące się tam elektrony



Rys. 2. Jednowymiarowa krzywa doświadczalna  $N(p_z)$  korelacji kątowej dla UAsS ( $p_z \parallel [001]$ ) [5]

są zupełnie swobodne, tzn. są opisane falą płaską, co z kolei odpowiada sferycznej powierzchni Fermiego (PF). Ponieważ każdy punkt krzywej KKKDR  $N(p_z)$  zawiera informacje o liczbie elektronów ze składową pędu  $p_z$ ,  $N(p_z)$  ilustruje przekroje sferycznej PF w płaszczyznach prostopadłych do osi  $p_z$ . W takim najprostszy przybliżeniu krzywa doświadczalna będzie odwrotną parabolą

$$N_{p_z} = \begin{cases} \pi(p_F^2 - p_z^2) & \text{dla } p_z \leq p_F, \\ 0 & \text{dla } p_z > p_F, \end{cases}$$

gdzie  $p_F$  — pęd Fermiego.

Jeżeli PF będzie anizotropowa, to wówczas  $N(p_z)$  nie tylko nie będzie idealną parabolą, lecz również  $N(p_z)$  będzie różna od zera w obszarze pędów  $p_z > p_F$  (na rys. 2 przedstawiona jest jednowymiarowa krzywa doświadczalna [5]). Związane to jest z tym, że w przypadku metali rzeczywistych funkcja falowa elektronów „prawie-swobodnych” nie może być opisana falą płaską, lecz superpozycją fal płaskich

$$\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_l a_l(\mathbf{k}) e^{i(\mathbf{k} - l\mathbf{B})\mathbf{r}}, \quad (4)$$

gdzie  $l\mathbf{B}$  — wektor sieci odwrotnej. Innymi słowy, elektrony znajdują się z prawdopodobieństwem  $|a_0|^2$  wewnątrz PF i z prawdopodobieństwami  $|a_l|^2$  wewnątrz powierzchni

zlokalizowanych w węzłach sieci odwrotnej. Ponieważ anihilacja pozytonów dostarcza nam informacji o całości z gęstości elektronów  $\varrho(\mathbf{p})$

$$\varrho(\mathbf{p}) = |\Psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})|^2 = |a_0(\mathbf{k})|^2 \delta(\mathbf{p}-\mathbf{k}) + \sum_{\mathbf{l}} |a_l(\mathbf{k})|^2 \cdot \delta(\mathbf{p}-\mathbf{k}+\mathbf{lB}), \quad (5)$$

dane doświadczalne dotyczą nie tylko kolejnych przekrojów PF w danym kierunku  $p_z$ , lecz zawierają informacje o kwadratach modułu współczynników rozwinięcia funkcji falowej elektronów. W tym miejscu należy zwrócić uwagę na fakt, że w przypadku anihilacji otrzymujemy informacje odnośnie  $\varrho(\mathbf{p})$  w rozszerzonej przestrzeni odwrotnej.

Taka sytuacja, tzn. gdyby eksperyment dostarczał nam dokładnie takich danych, byłaby idealna. Niestety, pozytony anihilują również z elektronami zewnętrznych powłok dodatnich rdzeni atomowych, choć prawdopodobieństwo anihilacji z tymi elektronami jest znacznie mniejsze niż z elektronami prawie-swobodnymi przestrzeni międzywęzłowej. Im rdzeń atomowy jest większy, tzn. im mniejszy jest stopień lokalizacji elektronów rdzenia, tym prawdopodobieństwo ich udziału w anihilacji wzrasta.

Mówiąc o udziale tych elektronów w anihilacji posłużyliśmy się słowem „niestety”, ponieważ utrudnia on interpretację wyników eksperymentu. Jednakże, z drugiej strony, jest to dodatkowa informacja o stopniu lokalizacji elektronów, która jest również istotna. Należy tylko umiejętnie, przy interpretacji danych doświadczalnych, rozdzielić informacje dotyczące prawie-swobodnych elektronów i elektronów zewnętrznych powłok dodatnich rdzeni atomowych.

To co stanowi istotną wadę anihilacji pozytonów jako metody badania struktury elektronowej, to fakt, że pozyton jako cząstka obdarzona ładunkiem, oddziałuje z elektronami. Tym samym narzędzie, używane do pomiaru gęstości elektronów, samo zaburza tę gęstość i w rezultacie informacje otrzymane z doświadczenia nie dotyczą kwadratu modułu funkcji falowej elektronu, lecz funkcji falowej pary  $e^-e^+$  ulegającej anihilacji

$$\varrho(\mathbf{p}) \simeq |\Psi_{e^-e^+}(\mathbf{p})|^2.$$

Ponieważ pozyton przyciąga elektrony, obserwowana doświadczalnie gęstość  $\varrho(\mathbf{p})$  jest znacznie większa od rzeczywistej gęstości elektronów. Wielkością ilustrującą wzrost gęstości elektronów jest tzw. współczynnik wzmocnienia  $\gamma(\mathbf{p})$ , który można przedstawić w postaci ilorazu kwadratu modułu funkcji falowej oddziałującej pary  $e^-e^+$  i kwadratu modułu funkcji falowych nieoddziałujących antycząstek

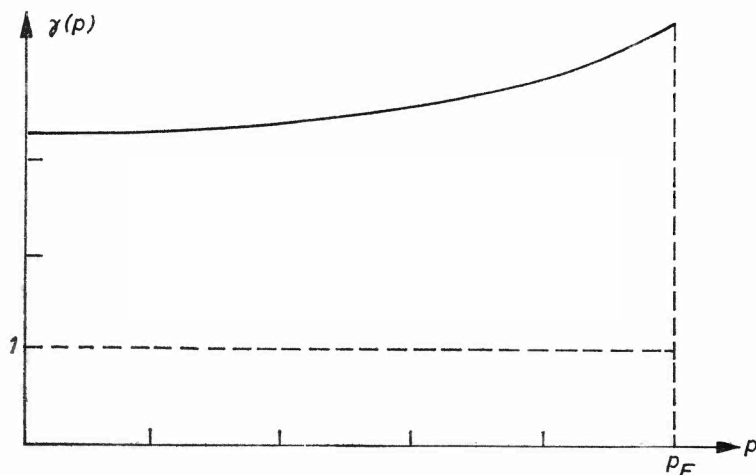
$$\gamma(\mathbf{p}) = \frac{|\Psi_{e^-e^+}(\mathbf{p})|^2}{|\Psi_{e^-}(\mathbf{p})|^2 \cdot |\Psi_{e^+}(0)|^2}. \quad (6)$$

Gdyby wielkość ta nie zależała od pędu, to wówczas nie byłoby żadnego problemu z interpretacją danych doświadczalnych. Jednakże już z zasady Pauliego wynika, że  $\gamma(\mathbf{p})$  będzie maksymalne dla elektronów na PF.

Najprostsza teoria oddziaływania pozytonu z elektronami (teoria Kahany dla gazu elektronowego [6]) daje następującą zależność  $\gamma(\mathbf{p})$  od pędu (rys. 3):

$$\gamma(p) = a + b \left( \frac{p}{P_F} \right)^2 + c \left( \frac{p}{P_F} \right)^4, \quad (7)$$

gdzie  $a$ ,  $b$ ,  $c$  — stałe, związane z gęstością gazu elektronowego. Kahana liczy całkowite prawdopodobieństwo anihilacji i porównuje je z doświadczalnymi czasami życia pozytonu w metalach o różnych gęstościach. Zgodność jakościowa dla małych gęstości jest dobra, czego nie można powiedzieć o zgodności ilościowej. Wzrost rozbieżności teorii i doświadczenia w miarę wzrostu gęstości metalu wskazuje na to, że istotne znaczenie może mieć korelacja  $e^- - e^-$ , anihilacja z elektronami rdzenia oraz oddziaływanie z siecią. Szersze



Rys. 3. Zależność współczynnika wzmocnienia  $\gamma(p)$  od pędu: — teoria Kahany [6]; - - - - - rozkład Fermiego-Diraca

omówienie tego zagadnienia oraz istniejących teorii oddziaływania pozytonu z elektronami metalu znajduje się m. in. w pracach [7, 8].

Tak więc, jeżeli poza kształtem PF chcemy z doświadczenia uzyskać informacje o funkcji falowej elektronów, należy przy interpretacji wyników eksperymentalnych uwzględnić oddziaływanie pozytonu z elektronami.

W tym miejscu należy podkreślić, że pozyton nie zmienia pędu elektronu, a tym samym i kształtu PF.

Dokładność, z jaką możemy z wyników doświadczalnych KKKDR określić pęd Fermiego  $p_F$  zależy od kątowej zdolności rozdzielczej aparatury. Niewątpliwie dokładność ta jest mniejsza od dokładności, jaką uzyskujemy np. z efektu dHvA (de Haasa — van Alphen), ale dla odpowiednio wąskich szczelin rozróżniających kwanty  $\gamma$  rozproszone pod odpowiednim kątem  $\theta$  oraz wystarczająco dużej wzajemnej odległości liczników rejestrujących powstałe kwanty, może być ona bardzo wysoka. Przykładowo:  $p_F$  dla aluminium, otrzymane z jednowymiarowych krzywych  $N(p_z)$  wynoszą odpowiednio [9]:  $p_F[100] = 6.785 \pm 0.008$  mrad;  $p_F[111] = 6.796 \pm 0.012$  mrad;  $p_F[110] = 6.855 \pm 0.019$  mrad, gdzie zgodnie ze wzorem (2) 1 mrad jest jednostką pędu w układzie jednostek  $10^{-3} m_0 c = 1$ . Na tym zakończymy ogólne omawianie anihilacji pozytonu w metalach i informacji zawartych w kwantach anihilacyjnych  $2\gamma$ . W następnym rozdziale przedstawimy nowy typ eksperymentu KKKDR, tzn. urządzenie do pomiaru dwuwymiarowych korelacji, prezentując wyniki doświadczalne uzyskane przy pomocy tej aparatury.

### 3. Pomiary dwuwymiarowych korelacji kątowych kwantów dwufotonowego rozpadu

W przypadku omawianego w poprzednim rozdziale doświadczenia, rozdzielenie informacji o liczbie kwantów anihilacyjnych rozproszonych wzajemnie pod kątem  $\theta$ , rozwiązane zostało za pomocą zastosowania aparatury o geometrii długich szczelin. Jeden z liczników rejestrujących kwanty  $\gamma$  był nieruchomy, natomiast drugi z liczników zmieniał położenie, co pozwalało mierzyć liczbę koincydencji dla różnych kątów  $\theta$ . Zastosowanie takiej geometrii pomiarowej nie pozwalało na rozróżnienie kąta rozproszenia  $\varphi$ , będącego miarą składowej  $x$ -owej pędu  $p$  (rys. 1). W celu zmierzenia dwóch kątów  $\theta$  i  $\varphi$  należy dysponować aparaturą o geometrii szczelin punktowych. Ponieważ kąty  $\theta$  i  $\varphi$  są bardzo małe (od  $0^\circ$  do  $1.5^\circ$ ), jest to skomplikowany problem techniczny. Dlatego też, do chwili obecnej, jedynie trzy ośrodki na świecie dysponują taką aparaturą. Pierwsza z nich została skonstruowana przez Berkę i współpracowników w Uniwersytecie Brandeis (USA) [10]. Warto zaznaczyć, że w budowie tej aparatury brał udział współpracownik Berki Jan Mader, absolwent Uniwersytetu Wrocławskiego. W ośrodku tym zastosowano dwa ruchome zespoły detektorów (każdy początkowo po 11, a następnie po 32 NaI detektorów) w odległości  $L = 10$  m ( $L$  — odległość próbki od licznika — rys. 1), rejestrujących jednocześnie  $32 \times 32$  koincydencji [2]. Inne ośrodki dysponujące tego typu aparaturą pomiarową znajdują się w Genewie [11] oraz w Norwich (Anglia) [12]. W ośrodku w Genewie po raz pierwszy zastosowano, udoskonalone przez Jeavonsa, komory siatkowe do detekcji promieni  $\gamma$ . Pomieszczenie o długości 42 m, w którym znajduje się aparatura pomiarowa w Norwich, pozwala na osiągnięcie odległości  $L$  do 20 m, co z kolei prowadzi do wysokiej zdolności rozdzielczej tej aparatury.

W przypadku pomiaru dwóch kątów rozproszenia kwantów anihilacyjnych  $\gamma(\theta$  i  $\varphi)$  otrzymujemy liczby elektronów o składowych pędu  $p_z$  i  $p_x$

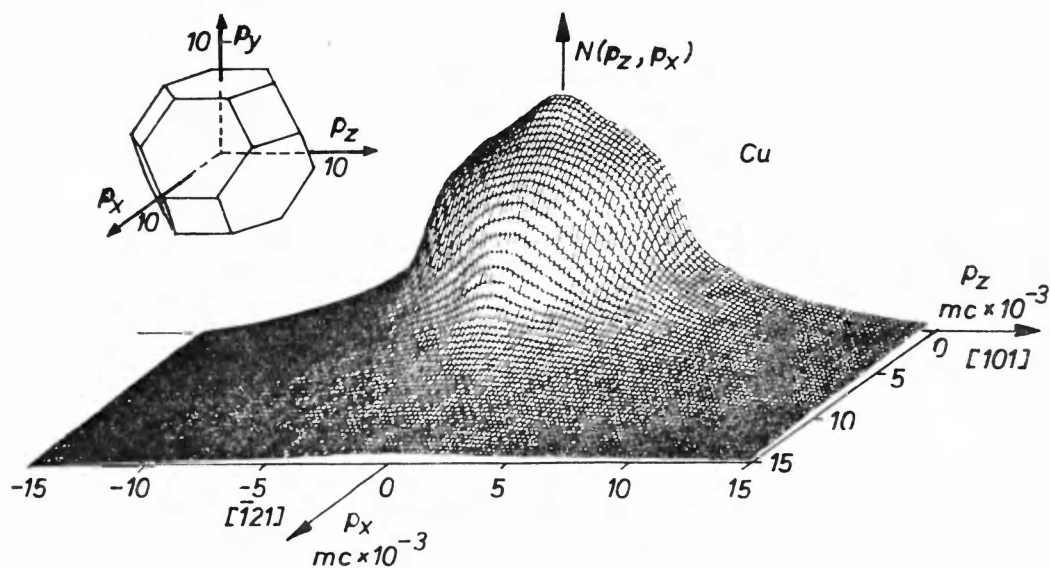
$$N(p_z, p_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \varrho(\mathbf{p}) dp_y, \quad (8)$$

tzw. krzywą dwuwymiarową, która oczywiście zawiera znacznie więcej informacji fizycznych. Jeden punkt krzywej jednowymiarowej  $N(p_z)$ , będący sumą  $\varrho(\mathbf{p})$  na płaszczyźnie prostopadłej do kierunku  $p_z$ , rozrasta się w przypadku krzywej dwuwymiarowej  $N(p_z, p_x)$  do pojedynczej krzywej, ilustrującej sumę  $\varrho(\mathbf{p})$  wzdłuż linii prostopadłych do kierunku  $p_x$  (rys. 1).

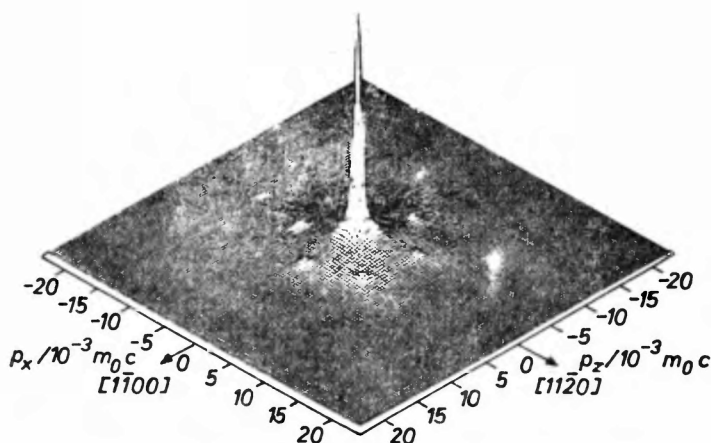
Na rysunku 4 przedstawione są wyniki doświadczalne otrzymane przez Berkę i współpracowników przy badaniu miedzi [13]. Eksperyment był przeprowadzony w ten sposób, że kierunek całkowania  $p_y$  był równoległy do kierunku [111]. Szyjka, najbardziej charakterystyczny element powierzchni Fermiego (PF) miedzi, jest wyraźnie widoczna i na podstawie otrzymanych danych można było określić jej liniowe wymiary.

Na rysunkach 5—7 przedstawione są rezultaty otrzymane przez Westa i współpracowników [11, 14] oraz Manuela [15], które prezentujemy w celu zilustrowania, jakiego typu informacji może dostarczyć nam badanie KKKDR — oczywiście, możliwości przeprowadzenia różnego typu badań przy zastosowaniu tej metody jest znacznie więcej.

Na rys. 5 przedstawiona jest krzywa doświadczalna  $N(p_z, p_x)$  dla lodu. Lód posiada strukturę heksagonalną gęstego upakowania, a kierunkiem całkowania w przypadku



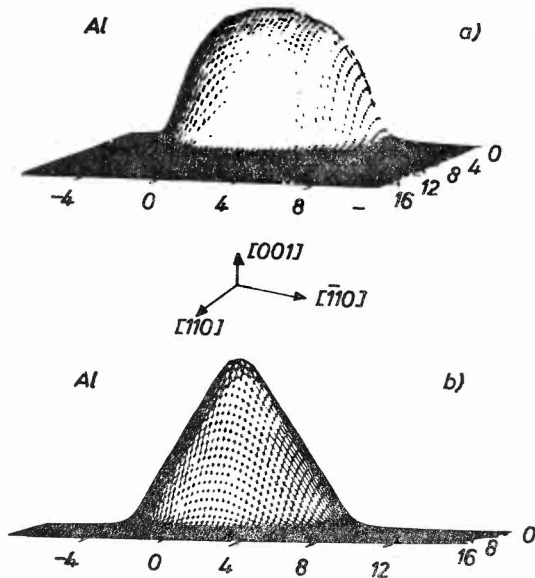
Rys. 4. Dwuwymiarowa krzywa doświadczalna  $N(p_z, p_x)$  korelacji kątowej dla miedzi [13]



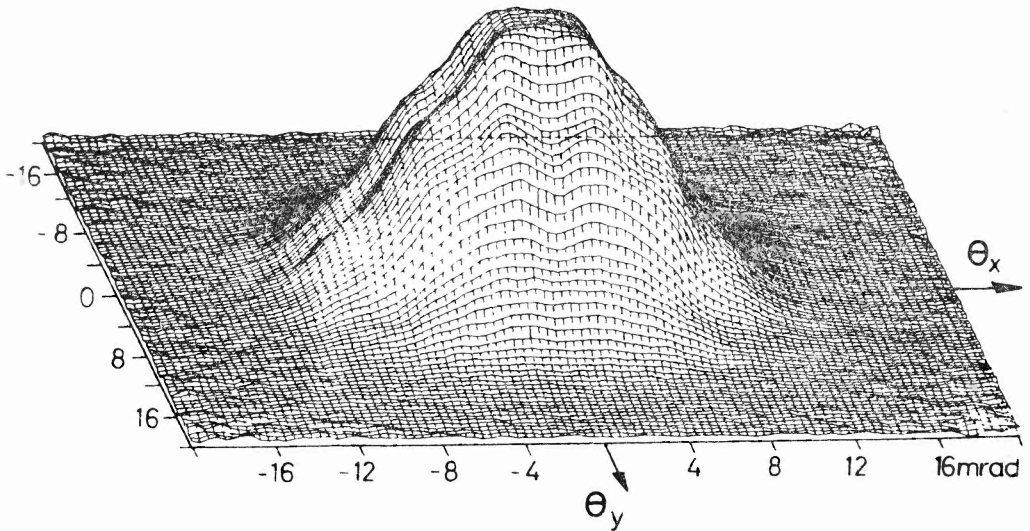
Rys. 5. Dwuwymiarowa krzywa doświadczalna  $N(p_z, p_x)$  korelacji kątowej dla lodu [11]

tego eksperymentu ( $p_y$ ) był kierunek [0001]. Otrzymana krzywa w niczym nie przypomina krzywych otrzymywanych w przypadku badania metali, ponieważ w przypadku lodu otrzymujemy kwadrat modułu funkcji falowej parapozytu. Jak już wspomnieliśmy we wstępie, pozyton (atom wodoropodobny  $e^-e^+$ ) nie tworzy się w metalach i w związku z tym nie był przez nas omawiany. Wyniki otrzymane dla lodu prezentujemy dlatego, iż w tym przypadku wyraźnie widać, że anihilacja pozytonów dostarcza nam danych o funkcji falowej w rozszerzonej przestrzeni odwrotnej — wyraźnie widoczny jest centralny oraz 6 satelitarnych pików w węzłach sieci odwrotnej, odpowiadających anihilacjom *Umklapp*.

Przykład badania aluminium (rys. 6) demonstruje, że anihilacja pozytonów może być również wykorzystana do badania defektów. Ponieważ pozyton jest pułapkowany



Rys. 6. Dwuwymiarowa krzywa doświadczalna  $N(p_z, p_x)$  korelacji kątowej dla: a) czystego aluminium, b) zdefektowanego Al (z pustkami) [14]



Rys. 7. Dwuwymiarowa krzywa doświadczalna  $N(p_z, p_x)$  dla niobu [15]

w defektach odznaczających się małą gęstością elektronów, anihilacja pozytonów jest metodą niezwykle czułą na defekty i od 1972 r. zagadnieniu temu poświęca się coraz więcej uwagi. Górna część rys. 6 przedstawia krzywą dwuwymiarową  $N(p_z, p_x)$  dla czystego Al, dolna to wyniki dla zdefektowanego Al — w tym przypadku z pustkami (void), powstałymi po napromieniowaniu próbki neutronami [14].

Rys. 7 przedstawia wyniki doświadczalne otrzymane dla niobu [15]. Anizotropia powierzchni Fermiego jest wyraźnie widoczna — szczególnie w obszarze małych pędów.

#### 4. Metody interpretacji wyników doświadczalnych KKKDR

Istnieją dwie drogi interpretacji danych doświadczalnych. Pierwsza z nich, to teoretyczne obliczenie krzywych anihilacji na podstawie teoretycznych obliczeń struktury elektronowej danego metalu z uwzględnieniem funkcji falowej pozytonu oraz współczynnika wzmocnienia związanego z oddziaływaniem anihilujących antycząsteczek [16]. Druga metoda, to rekonstrukcja funkcji gęstości stanów  $\varrho(\mathbf{p})$  na podstawie wyników doświadczalnych, które jak wiemy, mogą być dwojakiego rodzaju: krzywa jednowymiarowa  $N(p_z)$  bądź krzywa dwuwymiarowa  $N(p_z, p_x)$ .

Rekonstrukcja  $\varrho(\mathbf{p})$  na podstawie doświadczalnych krzywych jednowymiarowych  $N(p_z)$  została zaproponowana przez Mijnaarenda [17] i wielokrotnie była stosowana przez autora tej metody jak i innych (wyczerpujące informacje na ten temat znajdują się w prasy przeglądowej Mijnaarenda [4]). Ponieważ tematem naszych rozważań są w głównej mierze korelacje dwuwymiarowe, przejdziemy do rekonstrukcji  $\varrho(\mathbf{p})$  na podstawie krzywych  $N(p_z, p_x)$ . W tym przypadku można wykorzystać metody matematyczne stosowane w medycynie w poprzecznej tomografii [18]. Wydaje nam się, że zamiast podawania szczegółów matematycznych stosowanych metod, ciekawsze będzie omówienie ścisłego związku pomiędzy dwuwymiarową krzywą korelacji kątowej a informacjami uzyskiwanymi w badaniach tomograficznych.

Na rys. 8 jest przedstawiony schematycznie obiekt O poddany badaniom tomograficznym (np. głowa, brzuch czy też inna część ciała).

Z jednej strony obiektu O umieszcza się lampę promieniowania X, a z drugiej strony kasetę z filmem (płaszczyzna  $P$ ). Po otrzymaniu zdjęcia, każdemu punktowi na kliszy możemy przypisać pewną liczbę  $N$

$$N = \ln \left( \frac{I_0}{I} \right), \quad (9)$$

gdzie  $I_0$  — natężenie promieniowania padającego na obiekt,  $I$  — natężenie promieniowania po przejściu przez obiekt wzdłuż pewnej linii  $L$ . Liczba ta jest z kolei równa

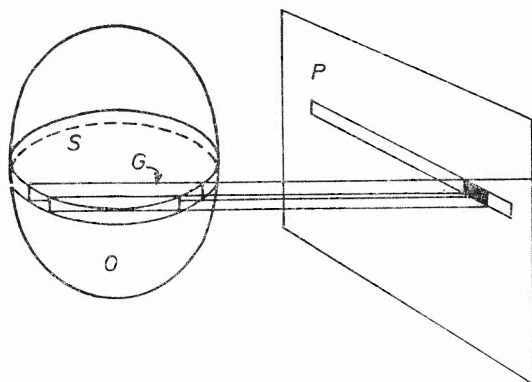
$$N = \int_L g(\mathbf{r}) dL, \quad (10)$$

gdzie  $g(\mathbf{r})$  jest współczynnikiem absorpcji, zależnym od rodzaju komórki w danym punkcie  $\mathbf{r}$ . Na kliszy  $P$  obieramy linię  $W$ . Linia ta zawiera informacje o współczynnikach absorpcji  $g(\mathbf{r})$  na płaszczyźnie  $S$  badanego obiektu O. Żadna z innych linii  $W'$ , równoległych do do linii  $W$ , nie zawiera danych o płaszczyźnie  $S$ , co oznacza, że funkcję  $g(\mathbf{r})$  będziemy rekonstruować w oparciu o dane doświadczalne dla każdej z płaszczyzn  $S'$  obiektu O oddzielnie. Następnie obracamy lampę promieniowania X oraz kasetę z filmem w przeciwnych kierunkach. Otrzymujemy nowe zdjęcie, na którym na linii  $W_1$  mamy nowe dane badanego obiektu. Postępując tak dalej, robiąc wiele zdjęć, otrzymujemy w rezultacie dowolną (w zależności od kąta obrotu lampy promieni X) liczbę krzywych

$$N_i = \int_{L_i} g(\mathbf{r}) dL_i, \quad (11)$$



Reasumując: prześwietlając obiekt  $O$  pod różnymi kątami, otrzymujemy zespół zdjęć  $P_i$ . Dzielimy obiekt  $O$  na pewną liczbę płaszczyzn  $S$  prostopadłych do kliszy  $P$  — liczba płaszczyzn, jakie jesteśmy w stanie wyodrębnić, zależy od dokładności, z jaką potrafimy opisać punkt na kliszy (zaciemniony obszar na rys. 8). Po przypisaniu każdej płaszczyźnie  $S_i$  zespołu krzywych  $N_i$ , przystępujemy do rekonstrukcji funkcji  $g(\mathbf{r})$  na każdej z płaszczyzn oddzielnie.



Rys. 8. Rzut gęstości  $g(\mathbf{r})$  obiektu  $O$  na płaszczyznę  $P$

Podobnie, w przypadku badania dwuwymiarowych KKKDR, doświadczenie dostarcza nam informacji o całej gęstości  $\rho(\mathbf{p})$  wzdłuż pewnego kierunku  $p_y$ . Zmieniając kierunek  $p_y$ , tzn. obracając badany monokryształ, bądź też badając różne monokryształy (przy czym kierunek  $p_z$  nie ulega zmianie), otrzymujemy cały zespół dwuwymiarowych krzywych  $N_i$  — analogicznie jak w tomografii.

Metod matematycznych, stosowanych w tomografii do rekonstrukcji funkcji  $g(\mathbf{r})$ , jest bardzo wiele. Większość z nich polega na wyliczaniu transformat Fouriera — omówienie tych metod znajduje się w pracy [18]. Innego rodzaju jest metoda Cormacka [19], która polega na rozwinięciu eksperymentalnych krzywych w szereg Fouriera, a następnie na rozwinięciu radialnej części szeregu Fouriera na układ pewnych funkcji ortonormalnych. W rezultacie prowadzi to do wyrażenia  $g(\mathbf{r})$  w postaci szeregu innych znanych funkcji ortonormalnych.

W przypadku badań struktury elektronowej, problem określenia funkcji  $\rho(\mathbf{p})$  znacznie się upraszcza, ponieważ każdy z badanych kryształów posiada konkretną symetrię. Istnienie symetrii w sposób zasadniczy redukuje liczbę eksperymentalnych krzywych  $N_i$ , którymi powinniśmy dysponować w celu poprawnej rekonstrukcji funkcji  $\rho(\mathbf{r})$ .

## 5. Zakończenie

Metoda anihilacji, jako metoda badania struktury elektronowej, jest metodą stosunkowo młodą. Teoria zachowania się pozytonu w metalach rzeczywistych jest słabo rozwinięta — istniejące teorie dotyczą raczej gazu elektronowego, a metal rzeczywisty traktują w grubym przybliżeniu. To oczywiście w znacznym stopniu komplikuje interpretację danych doświadczalnych, jeżeli interpretacja ta idzie w kierunku

porównania krzywych teoretycznych z doświadczalnymi. Rekonstrukcja funkcji  $\varrho(\mathbf{p})$  na podstawie krzywych jednowymiarowych  $N(p_z)$  (zgodnie z metodą Mijnarendsa) jest utrudniona ze względu na dane doświadczalne, w których informacja fizyczna jest głęboko uwikłana. Utrudnienie to związane jest z tym, że skoro jeden punkt na jednowymiarowej krzywej doświadczalnej  $N(p_z)$  zawiera informacje o sumie  $\varrho(\mathbf{p})$  na pewnej płaszczyźnie, to w celu poprawnej rekonstrukcji funkcji  $\varrho(\mathbf{p})$  należałoby dysponować bardzo dużą liczbą krzywych jednowymiarowych — zbadać wiele monokryształów. Tymczasem możliwości przeprowadzenia takiego eksperymentu są ograniczone, a ponadto skończona zdolność rozdzielcza aparatury nie pozwoli rozróżnić krzywych  $N(p_z)$  i  $N(p'_z)$ , jeżeli kierunki krystalograficzne  $p_z$  i  $p'_z$  niewiele się różnią. Natomiast metoda Mijnarendsa, wprowadzająca pewien matematyczny opis krzywych  $N(p_z)$ , żąda w przypadku anizotropowego  $\varrho(\mathbf{p})$  różnych krzywych  $N(p_z)$  i  $N(p'_z)$ , co prowadzi do sprzeczności. Jednakże nowy typ aparatury, pozwalającej mierzyć krzywe dwuwymiarowe  $N(p_z, p_x)$ , oraz możliwość rekonstrukcji  $\varrho(\mathbf{p})$  w oparciu o dane doświadczalne — tak jak w przypadku tomografii, stwarza dla tej metody nowe perspektywy. Tym bardziej, że jak zostało to zaznaczone we wstępie, metodą anihilacji pozytonów możemy badać dowolne materiały (np. stopy nieuporządkowane), jak również przeprowadzać eksperyment w dowolnych warunkach zewnętrznych. W wielu z tych przypadków stosowane powszechnie metody badania struktury elektronowej (tzw. magnetyczne metody badania powierzchni Fermiego, jak np. efekt de Haasa-von Alphen, efekt galwanomagnetyczny, czy różnego rodzaju rezonanse) są bezużyteczne.

W zakończeniu chcielibyśmy zwrócić uwagę na krzywą zilustrowaną na rys. 2, prezentującą mały wycinek badań prowadzonych na Uniwersytecie Wrocławskim pod kierunkiem prof. B. Rozenfelda. Badanie związków uranu typu  $UX_2$  i  $UAsY$  ( $X$  — pierwiastki V grupy;  $Y$  — pierwiastki VI grupy) metodą anihilacji pozytonów pozwoliło zaproponować ogólny kształt powierzchni Fermiego badanych związków (były to pierwsze informacje doświadczalne na temat PF tych związków) oraz potwierdziło lokalizację elektronów  $5f^2$ , wynikającą z innych badań.

#### Literatura

- [1] R. N. West, *Adv. Phys.* **22**, 263 (1973).
- [2] S. Berko, *Proc. 5th Int. Conf. Positron Annihilation*, red. R. R. Hasiguti i K. Fuiwara, Aoba Aramuki, Sendai (Japonia) 1980, str. 65.
- [3] *Positron Annihilation*, red. A. T. Stewart i L. O. Roelling, Academic Press, New York 1967.
- [4] *Positrons in Solids*, red. P. Hautojärvi, Springer-Verlag, Berlin 1979.
- [5] E. Dębowska, B. Rozenfeld, *Phys. Status Solidi b* **101**, 403 (1980).
- [6] S. Kahana, *Phys. Rev.* **129**, 1622 (1963).
- [7] H. Stachowiak, *Proc. Nat. Symp. Positron Annihilation*, Delhi 1979, str. 32.
- [8] E. Boroński, Z. Szotek, H. Stachowiak, *Phys. Rev.* **B23**, 1785 (1981).
- [9] R. J. Douglas, A. T. Stewart, *Proc. 4th Int. Conf. Positron Annihilation*, Helsingør (Dania) 1976, praca B14.
- [10] S. Berko, J. J. Mader, *Appl. Phys.* **5**, 287 (1975).
- [11] R. N. West, J. Mayers, P. A. Walters, *J. Phys.* **E14**, 478 (1981).

- [12] A. A. Manuel, S. Samoilov, Ø. Fisher, M. Peter, *Helv. Phys. Acta* **52**, 255 (1979).
- [13] S. Berko, M. Haghgooie, J. J. Mader, *Phys. Lett.* **63A**, 335 (1977).
- [14] J. Mayers, J. D. McGervey, P. A. Walters, R. N. West, *Proc. 5th Int. Conf. Positron Annihilation*, red. R. R. Hasiguti i K. Fuiwara, Aoba Aramuki, Sendai (Japonia) 1980, str. 417.
- [15] A. A. Manuel, *Int. Scholl Phys. "Enrico Fermi" (LXXXIII kurs Positron in Solids)*, preprint, Université de Genève 1981.
- [16] Z. Pawłowska, *Phys. Status Solidi b* **97**, 197 (1980).
- [17] P. E. Mijnarends, *Phys. Rev.* **160**, 512 (1967).
- [18] A. M. Cormack, *Phys. Med. Biol.* **18**, 195 (1973).
- [19] A. M. Cormack, *J. Appl. Phys.* **35**, 2908 (1964).

*Kai Siegbahn*

Instytut Fizyki  
 Uniwersytet Uppsalski  
 Uppsala, Szwecja

## Spektroskopia elektronowa atomów, molekuł i ciała stałego \*

Electron Spectroscopy for Atoms, Molecules and Condensed Matter

*Nobel Lecture, Stockholm, December 8, 1981*

W przedstawionej przeze mnie w 1944 r. pracy doktorskiej [1] opisałem swoje badania zjawisk rozpadu  $\beta$  i konwersji wewnętrznej. W doświadczeniach posługiwałem się dwiema metodami ogniskowania elektronów. Jedna z nich polegała na półkolistym ogniskowaniu elektronów w jednorodnym polu magnetycznym, druga natomiast na ogniskowaniu elektronów za pomocą dużej soczewki magnetycznej. Pierwsza metoda dawała dobrą zdolność rozdzielczą oraz niskie natężenie a druga odwrotnie. Szukałem więc możliwości połączenia tych dwóch pożądaných własności w jednym przyrządzie. Pomysł polegał na takim kształtowaniu jednorodnego uprzednio pola magnetycznego, by ogniskowanie zachodziło w dwóch kierunkach, a nie w jednym jak w przypadku ogniskowania półkolistego. Było wiadomo, że w betatronach elektrony oscylują w kierunkach radialnym i osiowym. Porównując okresy obu tych drgań Nils Svartholm i ja otrzymaliśmy [2, 3] prosty warunek na kształt takiego pola magnetycznego, które dawałoby rzeczywisty elektronowy obraz optyczny. Sformułowaliśmy tym samym zasadę ogniskowania w dwóch kierunkach zwaną też zasadą ogniskowania podwójnego. Okazało się, że pole magnetyczne powinno

maleć wzdłuż promienia jak  $\frac{1}{\sqrt{R}}$ , a ogniskowanie podwójne ma miejsce wtedy, gdy elektrony

zакreślą łuk oparty na kącie  $\pi \cdot \sqrt{2} \approx 255^\circ$ . Zaprojektowano prosty magnes w kształcie grzyba, którego bieguny wykonano tak, by spełniony był warunek ogniskowania. Między biegunami magnesu umieszczono siatkę, na której osadzono ThB. Wstawiono też pod odpowiednim kątem płytkę fotograficzną a prąd magnesu nastawiono tak, by ogniskował na płytce silną linię F ThB. Już pierwsze doświadczenie dało zadowalające wyniki: cała siatka była ostro odwzorowana na płytce. Opracowano bardziej szczegółową teorię nowej zasady ogniskowania oraz zaplanowano i skonstruowano nowy aparat o promieniu krzywizny  $R = 50$  cm [4]. Z uwagi na zmniejszanie się pola magnetycznego wzdłuż promienia osiągnięto dyspersję dwukrotnie większą od dyspersji układu z polem jednorodnym.

\* Wykład noblowski, wygłoszony 8 grudnia 1981 r. w Sztokholmie, został przetłumaczony za zgodą Autera i Fundacji Nobla [Translated with permission, Copyright © 1981 by the Nobel Foundation] (przyp. Red.).

Zaobserwowano również brak strat natężenia przy zwiększaniu promienia krzywizny spektrometru z uwagi na to, że wszystkie elektrony, zawarte we względnie małych kątach bryłowych, powracały do płaszczyzny symetrii pola w punkcie ogniskowania. Można było więc projektować takie spektrometry  $\beta$  i konwersji wewnętrznej, które charakteryzowałyby się dużą dyspersją, dobrym natężeniem i podwyższoną zdolnością rozdzielczą. Podwójne ogniskowanie magnetyczne było również wygodne ze względu na obecność w rozpadzie promieniotwórczym elektronów o wysokiej energii (50 keV–2 MeV), jak i też z uwagi na łatwość kształtowania pola poprzez odpowiednie profilowanie biegunów magnesu. Zarówno w moim jak i w innych laboratoriach fizyki jądrowej spektrometry z podwójnym ogniskowaniem zaczęły być często stosowane do badań wymagających wysokiej zdolności rozdzielczej [5]. R. Hofstadter wykorzystał [6] później ten typ ogniskowania w swoich znanych badaniach rozpraszania elektronów wysokoenergetycznych na jądrach i nukleonach.

W późnych latach czterdziestych, pięćdziesiątych i wczesnych sześćdziesiątych zajmowałem się spektroskopią jądrową. To był szczególnie interesujący okres w fizyce jądrowej. Opracowano wtedy powłokowy model jądra uzupełniony własnościami kolektywnymi. Postęp osiągnięty w teorii wynikał w dużym stopniu z danych doświadczalnych o rozpadach jądrowych. Opracowano wiele schematów rozpadu jąder, określono spiny i parzystości różnych poziomów jądrowych oraz natężenia i charaktery multipolowości przejść między tymi poziomami. Odkrycie niezachowania parzystości spowodowało również dodatkowy wzrost ogólnego zainteresowania fizyką jądrową. Badano poza tym mechanizmy oddziaływania w rozpadzie  $\beta$ , czemu dały początek jeszcze prace teoretyczne Fermiego. Z uwagi na powyższe fakty większość moich badań i badań moich uczniów była poświęcona spektroskopii jądrowej rozpadu promieniotwórczego [7–23]. W 1955 r. wydałem tom *Beta and Gamma Ray Spectroscopy* [24], a w roku 1965 r. podsumowałem swoją działalność w dziedzinie spektroskopii jądrowej publikując książkę *Alpha, Beta and Gamma Ray Spectroscopy* [25]. W tym opracowaniu spektroskopii jądrowej byłem w stanie zebrać znaczną liczbę 72 współautorów. Wszyscy oni byli autorytetami, a w wielu przypadkach pionierami w swoich dziedzinach badań. Moja własna aktywność naukowa w tym czasie była nastawiona prawie całkowicie na nową działalność, która jest przedmiotem niniejszego artykułu. Interesowałem się ciągle jeszcze fizyką jądrową będąc redaktorem czasopisma *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research (NIM)* od chwili jego powstania w 1957 r.

Powróćmy teraz do roku 1950, kiedy to moi współpracownicy wraz ze mną już od pewnego czasu pracowali w dziedzinie spektroskopii wysokorozdzielczej. Wykorzystywaliśmy nasz nowy spektrometr z ogniskowaniem podwójnym i dużą dyspersją. Prowadziliśmy też pomiary za pomocą spektrometru o wysokiej transmisji z soczewką magnetyczną oraz za pomocą technik koincydencyjnych. Często moje doświadczenia były przerywane ze względu na brak preparatów promieniotwórczych przygotowywanych w nieregularnie pracującym cyklotronie. Przyszło mi wtedy na myśl, żeby spróbować symulacji promieniowania za pomocą substytutu, nad którym można by panować łatwiej niż nad cyklotronem. Odkryłem, że bardzo wygodnym sposobem dokładnego badania promieniowania gamma ze źródeł promieniotwórczych jest pokrycie takiego źródła konwerterem promieniowania gamma — elektrony, tzn. cienką folią ołowianą. Powstające w niej foto-

elektrony rejestrowane były następnie w spektrometrze. Mój następny pomysł polegał na tym, by zamiast układu źródło promieniowania — konwertyor zastosować lampę rentgenowską do wyrzucania fotoelektronów z różnych materiałów. Można było wtedy wyznaczyć energie wiązania elektronów dowolnych materiałów z możliwie największą dokładnością. W moich pracach z fizyki jądrowej takie energie wiązania musiałem dodawać do energii konwersji wewnętrznej w celu otrzymania wartości energii przejścia jądrowego. Po przestudiowaniu wszystkiego, co było poprzednio zrobione w dziedzinie spektroskopii fotoelektronów [26, 27] miałem niejasne przecucie, że mógłbym na tym polu zrobić interesujący i możliwie duży krok naprzód. Pomocne mogłyby się tu okazać zarówno nasze wysokorozdzielcze spektrometry elektronów jak i moje doświadczenie ze spektroskopii jądrowej. Wcześniejsze badania potwierdziły, że elektrony w atomach są zgrupowane w powłokach. Umiano też w przybliżony sposób wyznaczyć energie wiązań elektronów. Pomiar polegał na określeniu położenia wysokoenergetycznego zbrocza rozkładu gęstości elektronów zarejestrowanych na płytkach fotograficznych. Jednakże rozkłady te nie miały żadnej struktury i w konsekwencji nie odzwierciedlały własności atomowych. Stąd też ogólna ilość informacji oraz dokładność wyznaczenia energii wiązania była mniejsza od odpowiednich danych rentgenowskiej spektroskopii emisyjnej i absorpcyjnej. Doszedłem więc do wniosku, że spektroskopia elektronowa atomów i ciał stałych nie stanie się konkurencyjna w stosunku do emisyjnej i absorpcyjnej spektroskopii rentgenowskiej, dopóki nie zdołam uzyskać takiej zdolności rozdzielczej, by móc rejestrować dobrze zdefiniowane linie elektronowe o szerokościach równych lub zbliżonych do szerokości poziomów atomowych.

Dużo myślałem nad tymi zagadnieniami. Zacząłem robić plany nowego urządzenia spełniającego najwyższe wymagania dotyczące rozdzielczości w interesującym mnie zakresie niskich energii elektronów. Energie te były dziesięć do stu razy mniejsze od energii elektronów występujących w rozpadach promieniotwórczych. Przypominam sobie, że w początkach 1950 r. poświęciłem kilka dni na próby możliwie pełnego oszacowania natężenia linii fotoelektronowych. Zaprojektowałem [28—30] spektrometr z podwójnym ogniskowaniem, pozbawiony części wykonanych z żelaza, o promieniu  $\varrho = 30$  cm. Założyłem, że dokładność pomiaru prądu powinna być lepsza niż 0.01%. Spektrometr miał być otoczony wielkim, trzyczęściowym układem cewek Helmholtza eliminującym pole magnetyczne Ziemi w całym obszarze spektrometru z dokładnością lepszą niż 0.1%. Przy zastosowaniu lampy rentgenowskiej i promieniowania  $K_{\alpha}$  o energii około 5 keV pozwoliłoby to na pomiar energii fotoelektronów z dokładnością do ułamka elektronowolta. Taka dokładność wystarczałaby w fizyce atomowej. Miałem również nadzieję, że umożliwi ona zaobserwowanie zjawisk interesujących z punktu widzenia chemii. Moje pomysły dotyczące tego ostatniego zagadnienia były jednak w tym czasie dość mgliste i koncentrowały się na przesunięciach poziomów atomowych w stopach, itp. Szacowanie natężenia linii fotoelektronów rozpocząłem od przyjęcia określonej wartości mA·s dla lampy rentgenowskiej. Następnie, w oparciu o istniejące dane, obliczyłem natężenie fotonów rentgenowskich linii  $K_{\alpha}$ . Wprowadziłem do rachunku odpowiednie zależności od kątów bryłowych zarówno dla lampy rentgenowskiej jak i spektrometru fotoelektronów. Zrobiłem w końcu kilka założeń o efektywnych przekrojach czynnych na produkcję fotoelektronów z warstw leżących bezpośrednio przy powierzchni ciała stałego. Straty

energii nie powinny być wtedy duże i dlatego moja spektroskopia powinna była opierać się na badaniu właśnie takich fotoelektronów. Ten ostatni krok moich rozważań był oczywiście w pewien sposób interesujący w świetle późniejszego rozszerzenia spektroskopii elektronów na spektroskopię **powierzchni**. Sądziłem wtedy, że głębokość, którą teraz nazywamy „głębokością ucieczki” elektronów powinna być mniejsza od długości fali światła a większa niż kilka warstw atomowych. Dlatego też użyłem w moich obliczeniach wartości 100 Å. To nie było złe założenie. Późniejsze badania wykazały bowiem nieco niższą wartość dla metali i równą 100 Å dla organicznych struktur wielowarstwowych. Obliczone w końcu natężenie linii fotoelektronów rejestrowanych za pomocą licznika Geigera-Müllera umieszczonego w płaszczyźnie ogniskowania spektrometru z ogniskowaniem podwójnym było równe kilku tysiącom elektronów na minutę. Miałem później wiele satysfakcji, gdy okazało się, że obliczenia dobrze odpowiadały rzeczywistości. Minęło jednak kilka lat, zanim się o tym przekonałem.

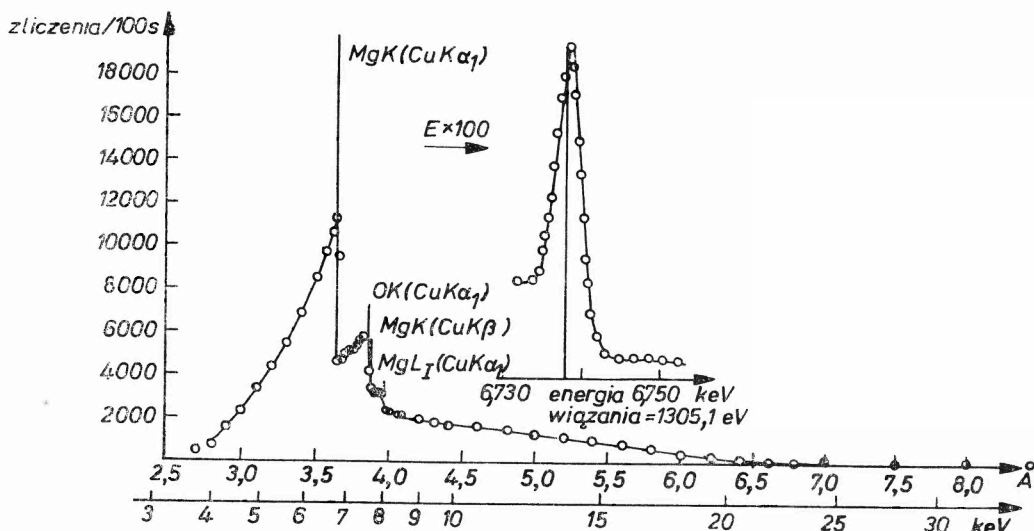
Zaprojektowany spektrometr był, jak na owe czasy, urządzeniem skomplikowanym. Jednakże jego zdolność rozdzielcza była na tyle wysoka, że można było mierzyć szerokości własne linii konwersji wewnętrznej [24]. Takie pomiary wykonano w 1954 r. W 1956 r. opublikowałem [31] razem z moim współpracownikiem, Kayem Edvarsonem, pracę pod tytułem  *$\beta$ -ray Spectroscopy in the Precision Range of  $1:10^5$*  dotyczącą pierwszej fazy realizowanego projektu. W następnej fazie musiałem przezwyciężyć wiele trudności związanych z niskoenergetycznymi elektronami wzbudzonymi promieniowaniem rentgenowskim oraz z rejestracją tych elektronów za pomocą licznika Geigera-Müllera. Licznik miał bowiem bardzo cienkie okienko, przez które dyfundował nieustannie gaz, co należało kompensować za pomocą automatycznego urządzenia dozowania gazu. Nie rozwiązałem natomiast problemu właściwego przygotowania powierzchni badanych ciał stałych.

Po paru dalszych testach spektrometru wykonanych podczas badania wpływu skończonego rozmiaru jąder na linie konwersji [32, 33] przeszedłem w końcu, razem z dwojgiem moich nowych współpracowników, Carlem Nordlingiem i Evelyną Sokolowską, do fizyki atomowej. Wkrótce zarejestrowaliśmy nasze pierwsze widmo fotoelektronowe [34, 35] o bardzo ostrych liniach i o oczekiwanym natężeniu. Linie te miały bez wątpienia wszystkie cechy, które postawiłem sobie za cel. Były symetryczne, dobrze określone i miały szerokości, które można było niezależnie oszacować z szerokości użytej linii promieniowania rentgenowskiego oraz szerokości poziomu atomowego badanego pierwiastka, dodając oczywiście pewne rozmycie wynikające z określonej zdolności rozdzielczej spektrometru. Na rysunku 1 pokazano jedno z pierwszych widm fotoelektronowych MgO. Położenie maksimum linii elektronowej może być ustalone z dużą dokładnością. Można więc było z zaufaniem oczekiwać na dalszy rozwój spektroskopii elektronowej atomów.

Rysunek 2 przedstawia drogę, jaką przebyliśmy od czasu wykonania przez Robinsona [36] w 1925 r. pomiarów natężenia fotoelektronów folii złota, do chwili wprowadzenia liniowej spektroskopii elektronów w 1957 r. Linia przerywana naniesiona na widmo Robinsona odpowiada położeniu zarejestrowanego przez nas dubletu spinowego  $N_{VI}N_{VII}$  pokazanego po prawej stronie rysunku. Odległość między dwiema dobrze rozdzielonymi liniami naszego widma odpowiada odległości 0.1 mm na widmie Robinsona. Niżej przedstawiono fotoelektronowe widmo złota, które zmierzaliśmy w późniejszym okresie. Zakres energii widma odpowiadający czarnemu paskowi na skali Robinsona został powiększo-

ny do rozmiarów określonych długością paska szarego. Na rysunku pokazano też w ramach dalsze powiększenie dubletu  $N_{VI}N_{VII}$  w widmie fotoelektronowym złota. Odległość między liniami dubletu odpowiada 600-krotnemu powiększeniu skali Robinsona.

Porównanie widma środkowego z widmem dolnym na rys. 2 świadczy o dużej czułości spektroskopii elektronowej na stan powierzchni badanego materiału. Różnice w przebiegu obu widm zostały spowodowane lekkim dotknięciem palca powierzchni próbki. W początkowym okresie rozwoju spektroskopii elektronowej tak wielka zależność widm od stanu

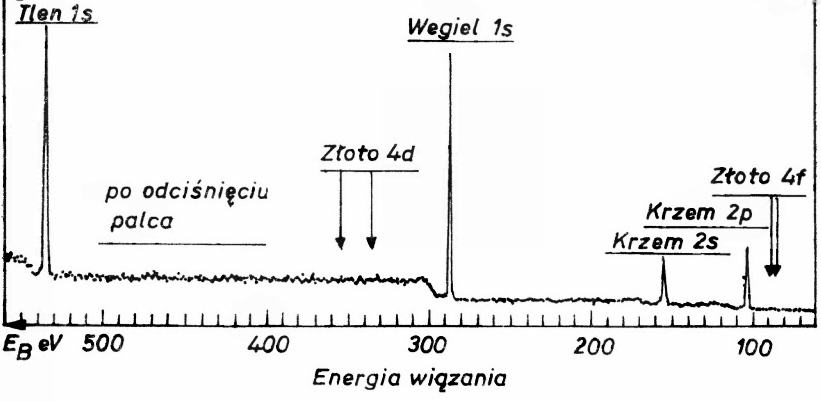
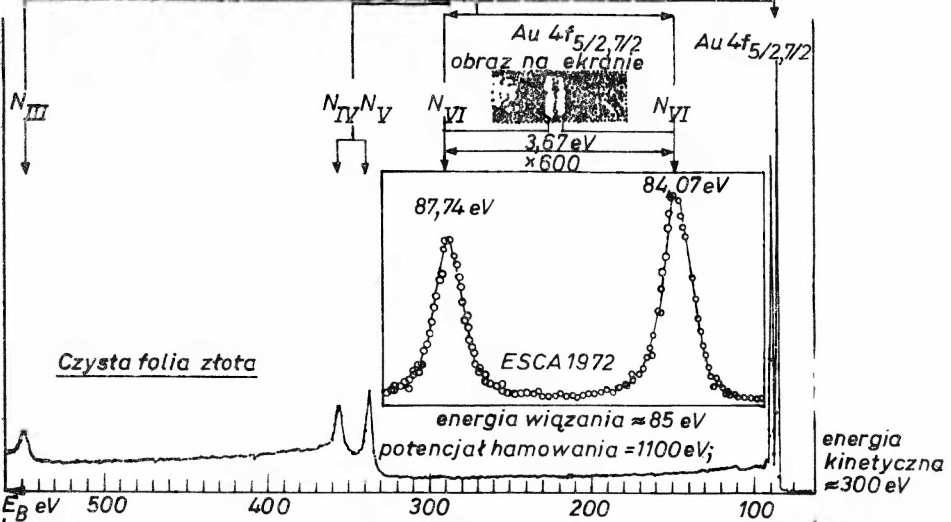
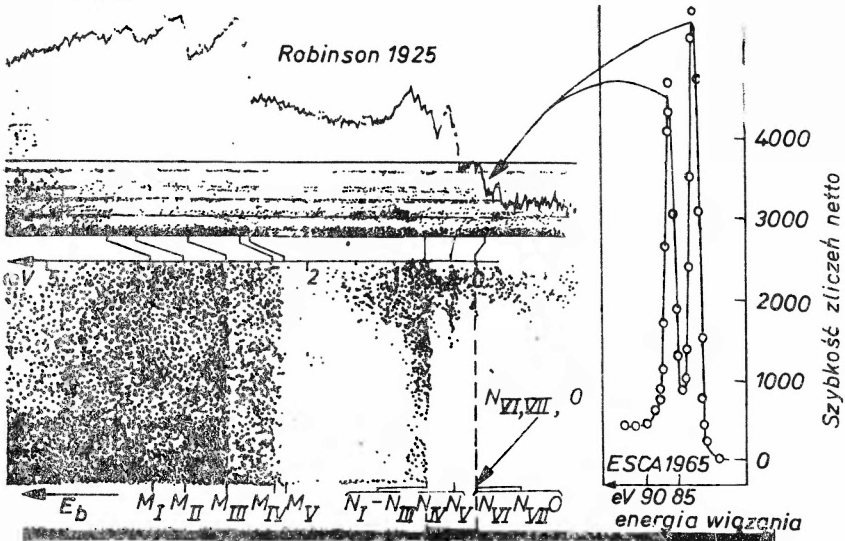


Rys. 1. Widmo elektronowe tlenku magnezu wzbudzone promieniowaniem rentgenowskim miedzi. Położenia energetyczne krawędzi odpowiadają energiom określonych poziomów atomowych magnezu i tlenu. Z każdej krawędzi można oddzielić bardzo ostrą linię elektronową. Przykład takiej linii pokazany jest w prawej części rysunku. Skala energetyczna tej linii rozciągnięta jest stukrotnie w celu unaocznienia skończonej szerokości półkowej

powierzchni sprawiała wiele kłopotów. Później jednak cecha ta okazała się istotna w rozwoju spektroskopii elektronowej powierzchni.

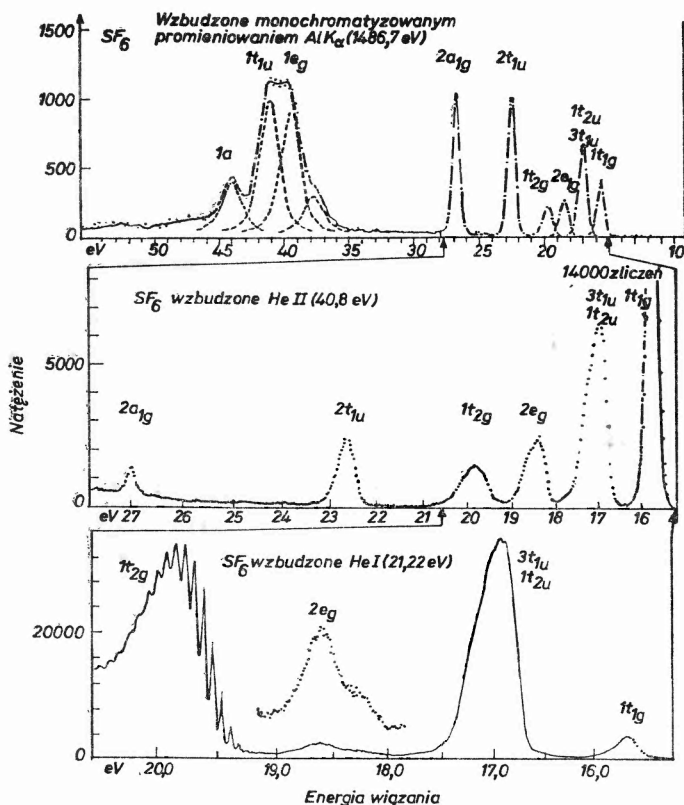
W r. 1957 opublikowaliśmy kilka prac [34, 35, 37], w których opisywaliśmy nasze pierwsze wyniki i wskazaliśmy na duże możliwości zastosowanej metody. Uzyskaliśmy również pierwsze potwierdzenie doświadczalne istnienia przesunięć chemicznych w metalach i ich tlenkach [37—42]. Przesunięcia te zaobserwowaliśmy także w przypadku linii elektronów Augera. Byłem jednak zdania, że powinniśmy na początku udoskonalić naszą technikę pomiarową i możliwie szeroko zbadać zagadnienia czysto atomowe. Uzyskana tą drogą wiedza powinna w dalszej perspektywie pomóc w osiągnięciu postępu w badaniach molekularnych. Dlatego też wyznaczaliśmy systematycznie energie wiązania elektronów różnych atomów z dokładnością większą od tej, jaką osiągnięto w poprzednio stosowanych w tym celu metodach, a w szczególności w rentgenowskiej spektroskopii absorpcyjnej [40, 41, 43—61]. Byliśmy zdziwieni faktem, jak bardzo niedokładne okazały się wyznaczone uprzednio energie wiązania elektronów. Zestawiliśmy również tzw. „zmodyfikowane” diagramy Moseleya. Ponieważ martwiły





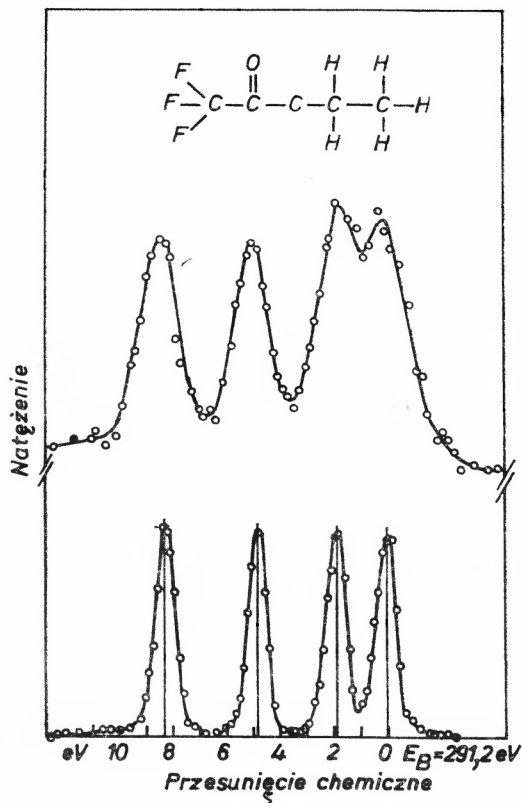
wyżej wspomnianych badań została przedstawiona w pracach doktorskich T. Bergmarka [189], L. Karlssona [190], R. Jadrny'ego [191] i Mattssona [192]. Spektroskopia elektronów Augera była dokładniej rozwinięta w naszych późniejszych publikacjach [128, 132, 193—196].

Źródła wzbudzenia były ograniczone przez pewien czas do dwóch zakresów energetycznych: miękkiego promieniowania rentgenowskiego i promieniowania nadfioletowego. Między tymi zakresami rozciągała się przerwa od około 50 eV (He II) do 1250 eV (Mg  $K_{\alpha}$ ). Na rysunku 14 pokazano widmo walencyjne  $SF_6$  wzbudzone przez He I, He II i Al  $K_{\alpha}$

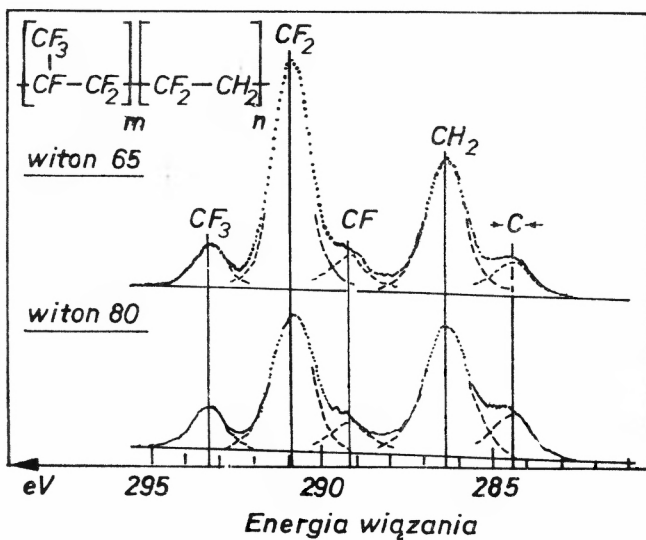


Rys. 14. Widmo fotoelektronów walencyjnych cząsteczki  $SF_6$  wzbudzone fotonami o różnych energiach (promieniowanie Al  $K_{\alpha}$ , He II i He I). Jest to ilustracja komplementarności różnych źródeł wzbudzenia. Widmo wzbudzone promieniowaniem Al  $K_{\alpha}$  obejmuje cały obszar walencyjny (włącznie z zewnętrznymi orbitalami atomowymi), co nie jest możliwe przy użyciu fotonów o niższych energiach. Wyższa zdolność rozdzielcza widm wzbudzanych rezonansowymi liniami He pozwala na dokładniejsze badanie zewnętrznych pasm elektronowych. Należy zauważyć silne zmiany w natężeniach względnych pasm w funkcji energii fotonów wzbudzających. Zjawisko to może być pomocne przy identyfikacji widm [197, 198]

[197, 198]. Później wprowadzono pośrednie linie wzbudzającego promieniowania rentgenowskiego [199—205], takie jak linia  $M\zeta Y$  o energii 132 eV. Jednakże zasadniczym krokiem naprzód było zastosowanie w latach siedemdziesiątych promieniowania synchrotronowego o różnych energiach [np. 206—210], które częściowo wypełniło wspomnianą



Rys. 3. Przesunięcia chemiczne linii fotoelektronowej 1s węgla w trójfluoroocianie etylu. Górne widmo bez monochromatyzacji, dolne z monochromatyzacją promieniowania rentgenowskiego [84, 85]



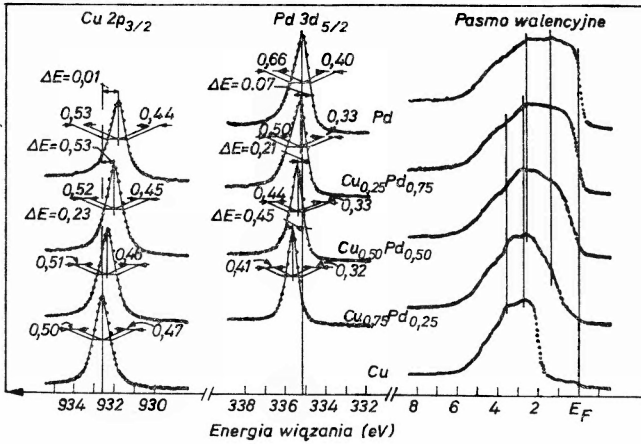
Rys. 4. Widmo fotoelektronowe polimerów witonu 65 i witonu 80

ściami własnymi energii Hartree-Focka odpowiednich orbitali. Nie bierze się wówczas pod uwagę, że po emisji elektronu pozostała struktura elektronowa relaksuje do nowego stanu dziury. Energia relaksacji nie jest w żadnym przypadku zaniedbywalna. Dokładne obliczenia energii wiązania powinny więc uwzględniać zarówno energie stanu podstawowego jak i energię stanu z dziurą, których różnica jest właśnie energią wiązania. Uwzględnienie efektów relatywistycznych jest istotne w przypadku jonizacji głębokich poziomów oraz dla ciężkich pierwiastków (I. Lindgren [91]). Opracowano nie tak dawno metody opisujące emisję fotoelektronu za pomocą operatora przejścia, poprawnie uwzględniające proces relaksacji [92—94]. Procedury obliczeniowe są uzupełniane przez różne modele oparte na rozważaniach z pierwszych zasad.

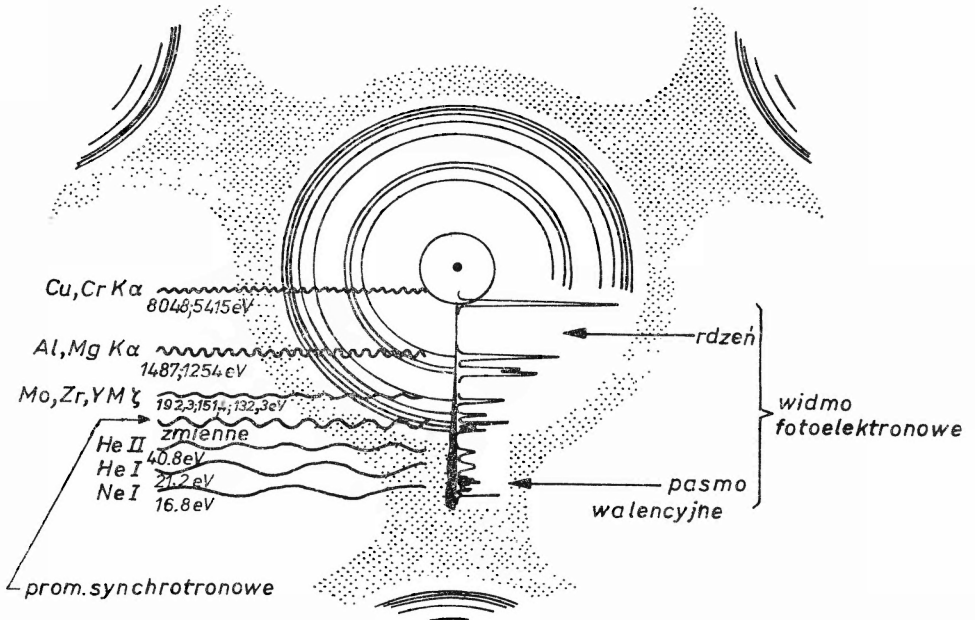
W przypadku przesunięć chemicznych w molekułach swobodnych wystarczająco dokładnie okazuje się rozważenie własności samego stanu podstawowego [95—106]. Wynika to z faktu, że energie relaksacji szeregu podobnych układów elektronowych zmieniają się bardzo nieznacznie. Zjawisko to można opisać dzieląc energię relaksacji na dwie części, z których pierwsza stanowi wkład związany z kontrakcją atomu w czasie jonizacji, a druga jest wkładem pochodzącym od „przepływu” ładunku z pozostałej części molekuly [107, 108]. Wkład atomowy, który jest prawie stały dla danego pierwiastka, stanowi dominującą część energii relaksacji. Część związana z „przepływem” zmienia się, ogólnie rzecz biorąc, niewiele dla molekuł swobodnych o podobnej strukturze, co w rezultacie prowadzi do stałych energii relaksacji. Istnieją jednak przypadki, gdy część związana z „przepływem” może zmieniać się dość znacznie. Przykładem jest molekula zaadsorbowana na powierzchni metalu. W takim układzie elektrony przewodnictwa metalu mają wkład do relaksacji dziury rdzenia atomowego. Może to powiększyć wartość energii relaksacji o kilka eV [109, 110]. Innym przykładem mogą być czyste metale i stopy, gdzie elektrony przewodnictwa są odpowiedzialne za ekranowanie dziury [111—116]. Zjawiska te są przedmiotem prac doktorskich. N. Mårtenssona [117] i R. Nyholma [118].

Z uwagi na ciekawe zastosowania w chemii możliwe dzięki zjawisku przesunięcia chemicznego oraz ze względu na fakt, że spektroskopia elektronowa, jak to już stwierdziliśmy, znalazła zastosowanie do analizy wszystkich pierwiastków układu okresowego, ułożyliśmy akronim ESCA (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis — spektroskopia elektronowa do analizy chemicznej). Można używać bardziej wyspecjalizowanych nazw, jeżeli zainteresowanie przesuwają się w kierunku badania pasma przewodnictwa metali lub stopów (rys. 5 [119]) czy też struktury elektronowej ciał stałych i molekuł swobodnych. Innym rozróżnieniem może być podział na widma elektronowe walencyjne i rdzeniowe (rys. 6). Dalszą podstawą do klasyfikacji jest różnego pochodzenia linii fotoelektronowych i elektronowych linii Augera, które, jak to już wspomniałem, występują przeważnie razem w spektroskopii ESCA. Zjawisko przesunięcia chemicznego linii elektronów Augera zostało zaobserwowane w  $\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_3$  wkrótce po podobnych obserwacjach dla linii fotoelektronowych [69]. Dalsze badania [111, 112, 120—133] wskazały na komplementarność obu rodzajów przesunięć. Zestawienie ich razem daje wgląd do mechanizmu relaksacji w procesie fotojonizacji. Na rys. 7 pokazano widma elektronów Augera metalicznego magnezu oraz magnezu, który był częściowo i całkowicie utleniony do  $\text{MgO}$  [86].

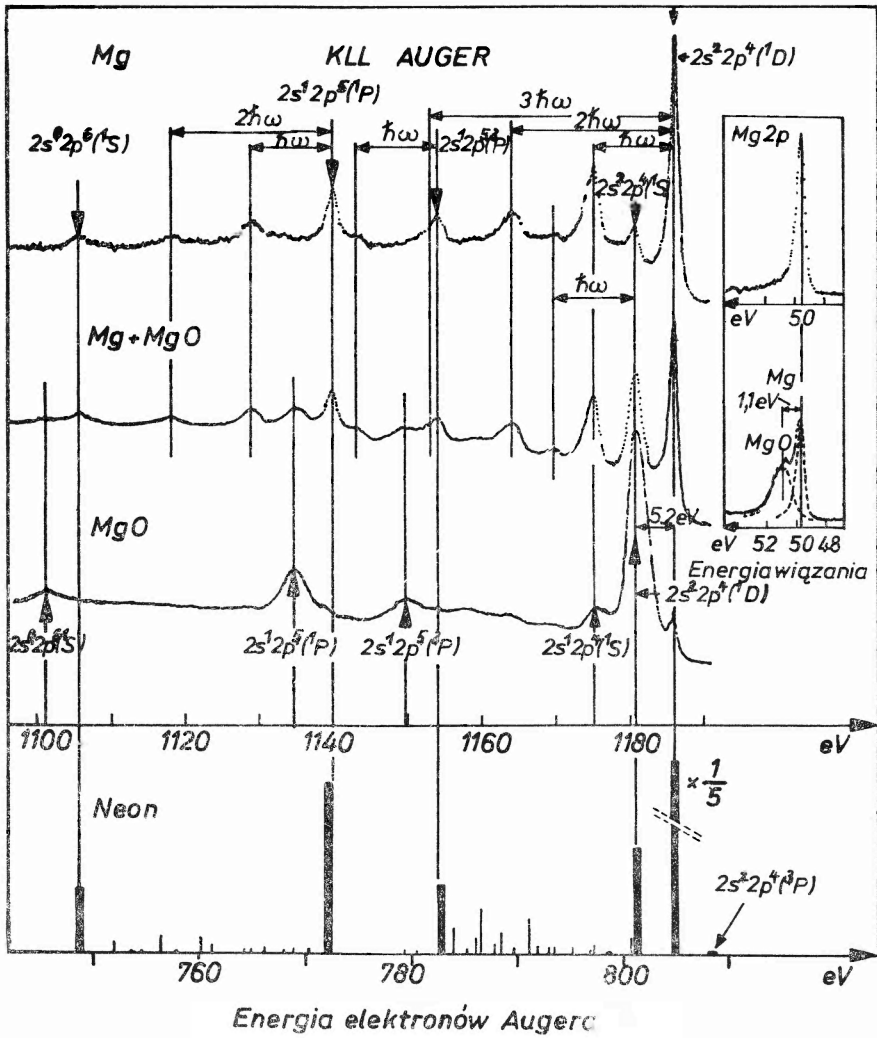
Obok linii elektronowego widma rdzenia oraz linii widma elektronów Augera pocho-



Rys. 5. Fotoelektronowe widma rdzenia i pasma walencyjnego kilku stopów  $\text{Cu}_x\text{Pd}_{1-x}$  (wzbudzone monochromatycznym promieniowaniem  $\text{Al } K_\alpha$ ) łącznie z czystymi składnikami. Energje wiązania rosną ze wzrostem zawartości miedzi. Asymetrielinii są spowodowane powstawaniem par elektron-dziura przy krawędzi Fermiego. Wielkość asymetrii związana jest z (lokalną) gęstością stanów na poziomie Fermiego. Linie Pd wydają się być bardziej symetryczne wraz ze wzrostem zawartości Cu (zmniejsza się lokalna gęstość stanów Pd)



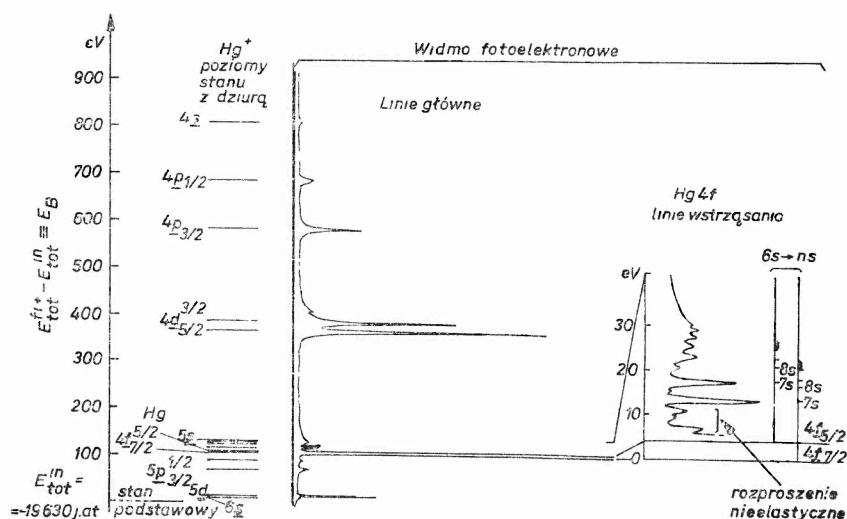
Rys. 6. Obszary energii wiązania dostępne za pomocą różnych źródeł fotonów wzbudzających. Pełne okręgi: zlokalizowane orbitale atomowe. Obszary zacienione: mniej lub bardziej zdelokalizowane orbitale molekularne



Rys. 7. Widma elektronów Augera Mg KLL otrzymane dla różnych stopni utlenienia magnezu. Widmo górne pochodzi z czystej powierzchni metalu, widmo dolne odpowiada metalowi utlenionemu (ze śladowymi ilościami metalu). Widmo środkowe przedstawia przypadek utlenienia częściowego. Można zaobserwować linie odpowiadające plazmonom objętościowym. Na samym dole rysunku podano, dla porównania, położenia linii elektronów Augera Ne KLL, zarejestrowanych przy użyciu wzbudzenia elektronowego

dzących od różnych powłok charakterystycznych dla każdego pierwiastka, widma elektronowe zawierają pewne dodatkowe informacje. Obserwuje się często linie satelitów położonych w pobliżu (ok. 10 eV) głównych linii rdzenia po stronie niskoenergetycznej. Linie te mają natężenie wynoszące do 10% natężenia linii głównej. Rysunek 8 [114] przedstawia widmo elektronowe par rtęci. Na rysunku pokazano również satelity linii  $N_{VI}N_{VII}$ . Silne satelity zostały po raz pierwszy zaobserwowane [68] w przypadku elektronowego widma KLL Augera potasu w niektórych jego związkach. Ustalono, że satelity towarzyszą często liniom rdzenia, a czasem mają natężenie porównywalne z linią główną, np. w para-

nitroanilinie [134—136], w związkach metali przejściowych [137—146] oraz w różnych molekułach zaadsorbowanych na powierzchniach [148, 149]. Ponieważ elektrony linii satelitów można uważać za emitowane ze stanów wzbudzonych, to satelity nazywa się liniami „wstrząsanymi”.

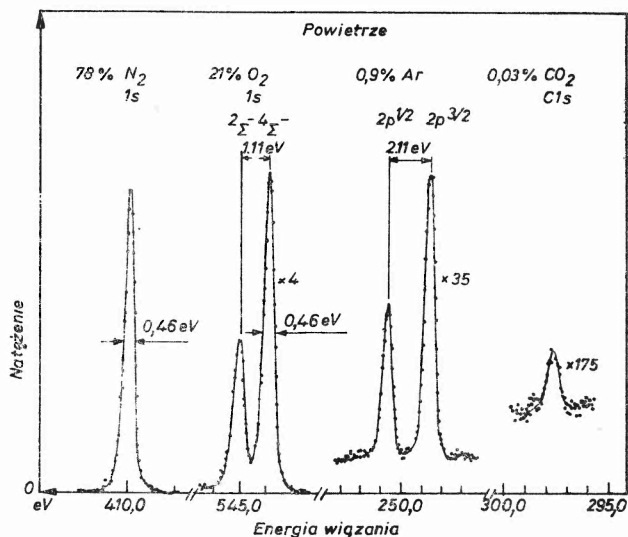


Rys. 8. Związek między układem poziomów stanu z dziurą i widmem fotoelektronowym rtęci. Rysunek uwidacznia fakt, że główne linie widma są związane ze stanami jonu, który (w obrazie jednoelektronowym) różni się od neutralnego stanu podstawowego brakiem jednego orbitala atomowego. Po prawej stronie rysunku pokazano rozciągnięty fragment widma leżący blisko linii 4f. Widać, że obserwowane dodatkowe linie satelitów (linie wstrząsania) spowodowane są wzbudzeniami ( $6s \rightarrow ns$ ) powyżej stanów podstawowych dziur 4f. Natężenia linii 4f obcięto w ten sposób, aby zmieściły się na skali rysunku [114, 260]

Molekuły typu  $O_2^+$  lub NO zawierają niesparowane elektrony i są z tego powodu paramagnetykami. Wiele klas materiałów stałych ma podobne własności. W takich przypadkach elektronowe widma rdzenia mają również podobne cechy nazywane rozszczepieniem spinowym, multipletowym i wymiennym. Po raz pierwszy zaobserwowaliśmy [150] to zjawisko w widmie tlenu po wprowadzeniu powietrza do spektrometru (rys. 9). Linia  $1s$   $O_2$  jest rozszczepiona na dwie składowe, przy stosunku natężeń 2:1. To rozszczepienie spinowe powstaje na skutek oddziaływania wymiennego między pozostałym elektronem  $1s$  a dwoma niesparowanymi elektronami orbitalu  $\Pi g 2p$ , odpowiedzialnymi za paramagnetyzm. Wynikowy spin może być równy albo  $\frac{1}{2}$  albo  $\frac{3}{2}$ . Jeżeli obliczyć odpowiednie elektrostatyczne energie wymiany, to okazuje się, że zgadzają się one dobrze z wartością 1,1 eV mierzonego rozszczepienia [151]. Poza tlenem i azotem, również argon i  $Co_2$  są widoczne w widmie elektronowym powietrza, mimo małej koncentracji tych gazów. Dane doświadczalne po opracowaniu statystycznym wskazują nawet na obecność neonu (0,001 %).

Innego rodzaju informacje są zawarte w widmach elektronów walencyjnych, tzn. dla energii wiązania od zera do, powiedzmy, 50 eV. Nasze pierwsze badania w tym zakresie energii dotyczyły kryształów jonowych, takich, jak halogenki metali alkalicznych [152].

Podczas badania (w 1970 roku) monokryształu NaCl odkryliśmy zjawisko **dyfrakcji ESCA** [153]. Mierzylśmy wtedy rozkład kątowy emitowanych elektronów Augera odpowiadających przejściu Na KLL ( $1D^2$ ) oraz rozkład kątowy fotoelektronów z poziomów  $1s$  Na,  $2s$  Na,  $2p_{3/2}$  Cl i  $3p$  Cl. Ostatni z tych poziomów jest najbardziej zewnętrznym orbitalem walencyjnym kryształu NaCl. Do wzbudzenia użyto linii Al  $K_{\alpha}$  i Mg  $K_{\alpha}$  promieniowania rentgenowskiego. Kryształ mógł być ustawiany, bez otwierania aparatury,



Rys. 9. Widmo fotoelektronowe powietrza. Linia  $1s$  tlenu jest rozszczepiona na dwie składowe, co spowodowane jest przez rozszczepienie „spinowe” lub „multipolowe”. Wzbudzenie zrealizowano za pomocą monochromatycznego promieniowania Al  $K_{\alpha}$  ( $\Delta h\nu = 0,2$  eV)

pod różnymi kątami względem kierunku emisji elektronów, który z kolei był wyznaczony przez układ szczelin spektrometru. Dla porównania zarejestrowano również rozkłady kątowe próbek polikrystalicznych. We wszystkich przypadkach otrzymano typowe obrazy dyfrakcyjne. Doświadczenie kontrolne na próbkach polikrystalicznych nie wykazało takich obrazów. Rysunek 10 pokazuje dwa z zarejestrowanych wtedy obrazów dyfrakcyjnych. Dalsze pomiary [154—158] innych monokryształów wykazały zgodność z powyższymi badaniami.

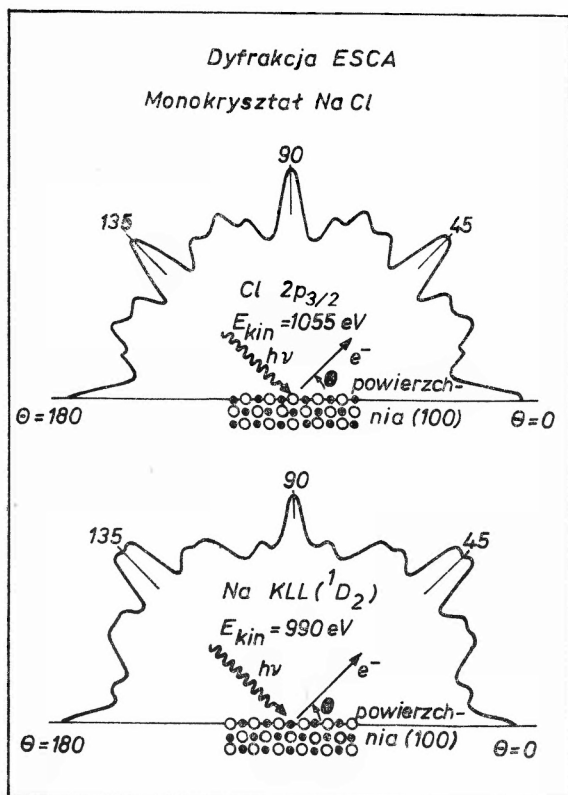
Dyfrakcja ESCA została później zastosowana do badań powierzchni dostarczając interesujących informacji o geometrii molekuł adsorbowanych na powierzchniach monokryształów [159—161]. Technika ta jest rozwijana i wydaje się być obiecująca w nauce o powierzchni.

W dyfrakcji promieni rentgenowskich mamy wchodzący foton i wychodzącą związaną z fotonem falę ugiętą. W dyfrakcji elektronów mamy wchodzącą falę elektronu i wychodzącą ugiętą falę elektronu. W dyfrakcji ESCA mamy natomiast wchodzący foton i wychodzącą falę elektronu o różnych energiach. To są trzy wyraźnie różne zjawiska wymagające w sposób oczywisty zarówno różnych aparatów rejestrujących jak i różnych metod teoretycznych. Dyfrakcja ESCA będzie rozwijana dalej z wykorzysta-



niem specjalnie w tym celu zbudowanej aparatury oraz silniejszych źródeł promieniowania rentgenowskiego oraz promieniowania synchrotronowego [161—164].

Badania gazów i par cieczy rozpoczęliśmy od opracowania techniki mrożenia [165] używanej do kondensacji gazów na płytce próbki. W ten sposób otrzymaliśmy widmo

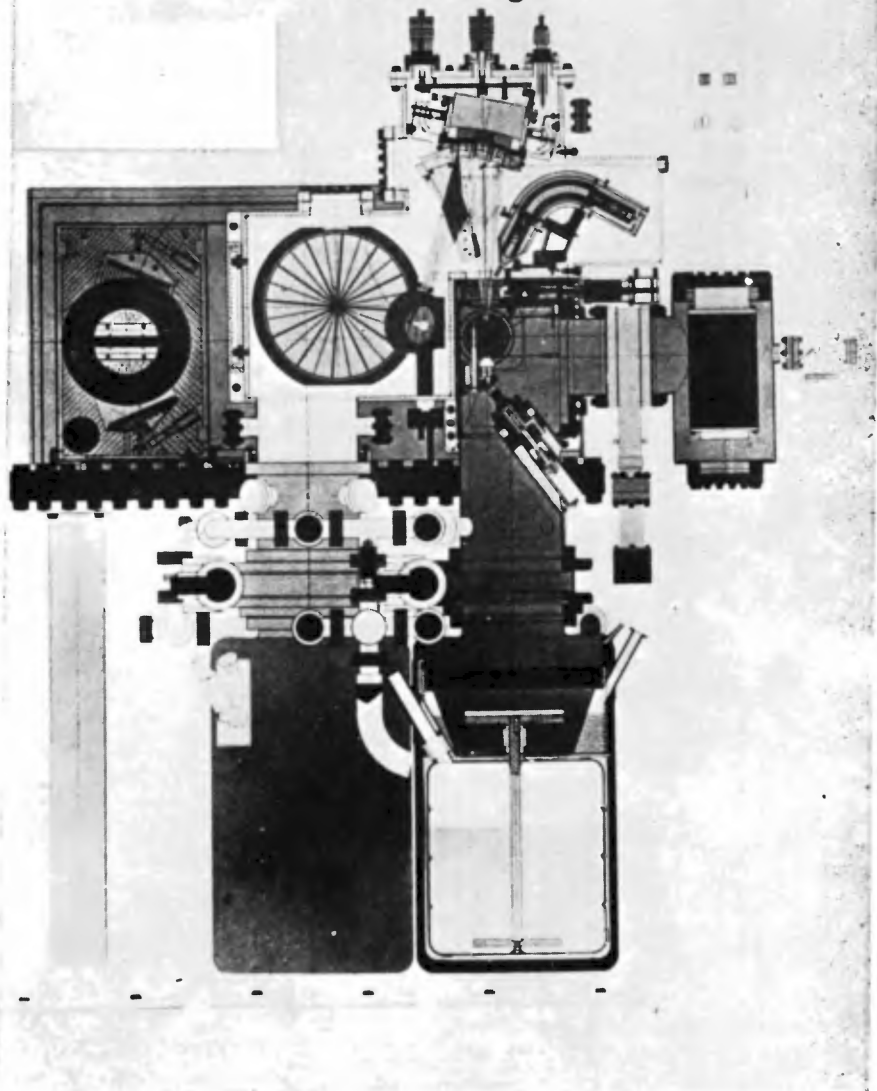


Rys. 10. Rozkłady kątowe fotoelektronów  $2p_{3/2}$  Cl (wzbudzenie Mg  $K_{\alpha}$ ) oraz elektronów Augera Na KLL  $1D_2$  monokryształu NaCl

walencyjne (widmo orbitali molekularnych) zestalonego benzenu [166]. Wkrótce potem przekonaaliśmy się, że można równie dobrze badać gazy wykorzystując pompowanie różnicowe. Jako pierwszy zbadaliśmy tą metodą aceton rejestrując dwie dobrze rozdzielone linie  $1s$  C o stosunku natężeń 1:2, z których pierwsza odpowiadała węglowi grupy karbonylowej a druga węglowi rodnika metylowego [167].

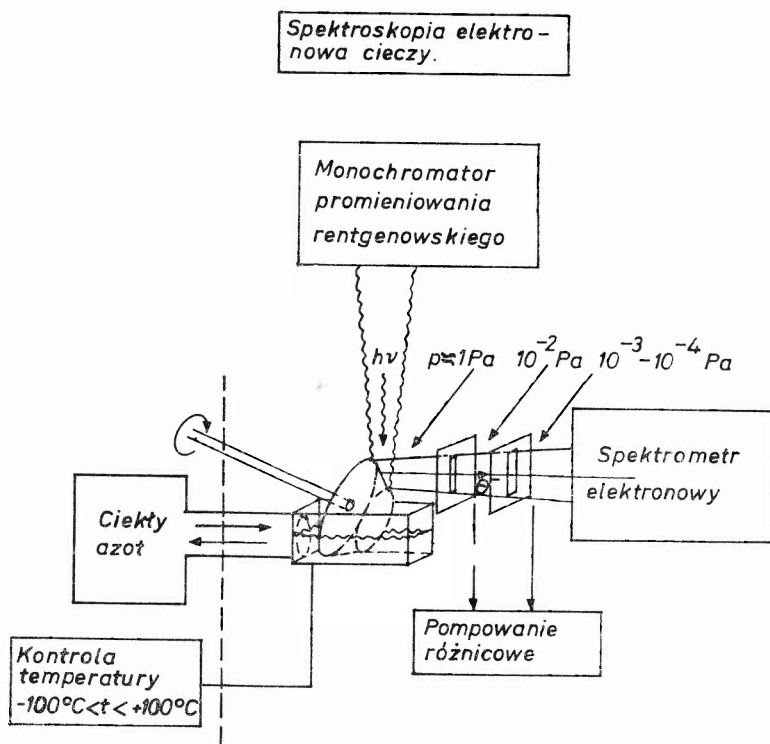
Ponieważ zarówno ciała stałe, ich powierzchnie, gazy, jak i pary cieczy nadawały się do badania metodami spektroskopii elektronowej, powstało pytanie, czy podobnych pomiarów nie można by przeprowadzić w przypadku cieczy. Okazało się to możliwe i rozwinęliśmy wiele metod badania cieczy [168—173]. Wcześniejsze z nich zostały opisane wraz z zastosowaniami w pracach doktorskich H. Siegbahna [174], L. Asplunda [175] i P. Kelfvego [176]. Ostatnio opracowano nową metodę (H. Siegbahn), której schemat

*Spektrometr fotoelektronów cząsteczek swobodnych  
i ciała stałego*



Rys. 16. Przekrój nowego spektrometru fotoelektronów do badania cząsteczek swobodnych i ciał stałych w ultrawysokiej próżni. Możliwe są cztery różne rodzaje wzbudzenia (monochromatyczne promieniowanie  $Al K_{\alpha}$ , monochromatyczne i spolaryzowane promieniowanie ultrafioletowe, źródło elektronów oraz monochromatyczne źródło elektronów)

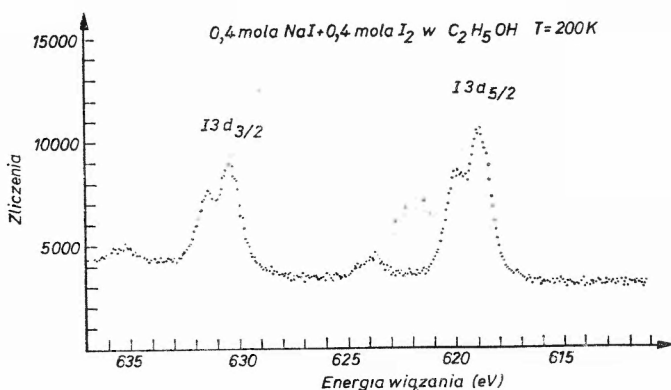
przedstawia rys. 11 [173]. Mały stożek obraca się w komorze próbki, do której wprowadzono badaną ciecz. Promieniowanie wzbudzające, tzn. promieniowanie rentgenowskie wchodzi przez szczelinę. Fotelektrony, wzbudzone w cieczy zwilżającej bez przerwy stożek, opuszczają komorę próbki przez układ szczelin, gdzie pompowanie różnicowe obniża ciśnienie gazu. Wprowadzono potem dodatkowo chłodzenie próbki, co spowodowało



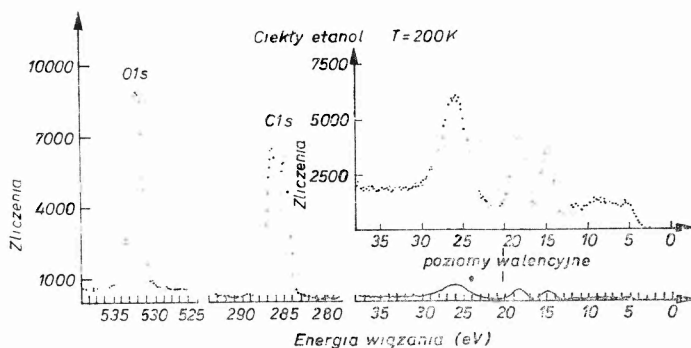
Rys. 11. Schemat blokowy układu z próbką w fazie ciekłej

wało wzrost liczby różnych cieczy nadających się do badań. Na rysunku 12 przedstawiono część otrzymanego ostatnio [173] widma etanolu z rozpuszczonym w nim jodem i jodkiem sodu. Widać dobrze rozdzielony dublet spin-orbita  $3d^{5/2}$  i  $3d^{3/2}$  jodu. Każda z tych linii elektronowych jest rozszczepiona chemicznie na dwie składowe o stosunku natężeń 1:2. Można to wytłumaczyć zakładając, że w roztworze powstał jon  $I_3^-$ . Położony w środku atom jodu ma największą energię wiązania. Obserwowany stosunek natężeń 1:2 otrzymamy przypisując dwa występujące w widmie satelity dwóm zewnętrznie położonym atomom jodu. Takie założenie zgodne jest z wynikami badań podobnych układów. Widmo elektronowe czystego etanolu pokazano na rysunku 13. Widać tu linię rdzenia  $1s$  tlenu, chemicznie rozszczepioną linię  $1s$  węgla oraz widmo elektronów walencyjnych. Badania cieczy rozwijają się obecnie bardzo intensywnie.

Widma walencyjne molekuł swobodnych charakteryzowały się bardzo dobrą zdolnością rozdzielczą, gdy używano do ich wzbudzenia światła ultrafioletowego, a w szczegól-



Rys. 12. Widmo  $3d$  jodu w roztworze  $\text{NaI}$  (0,4 mola) +  $\text{I}_2$  (0,4 mola) w etanolu otrzymane przy  $T = 200 \text{ K}$ . Rozszczepienie każdej ze składowych spin-orbita jest spowodowane jonizacją atomu centralnego (maksimum niższe) i atomów zewnętrznych (maksimum wyższe) jonu  $\text{I}_3^-$ . Dodatkowe maksima leżące po stronie wysokoenergetycznej każdej składowej spin-orbita pochodzą od efektów wstrząsania



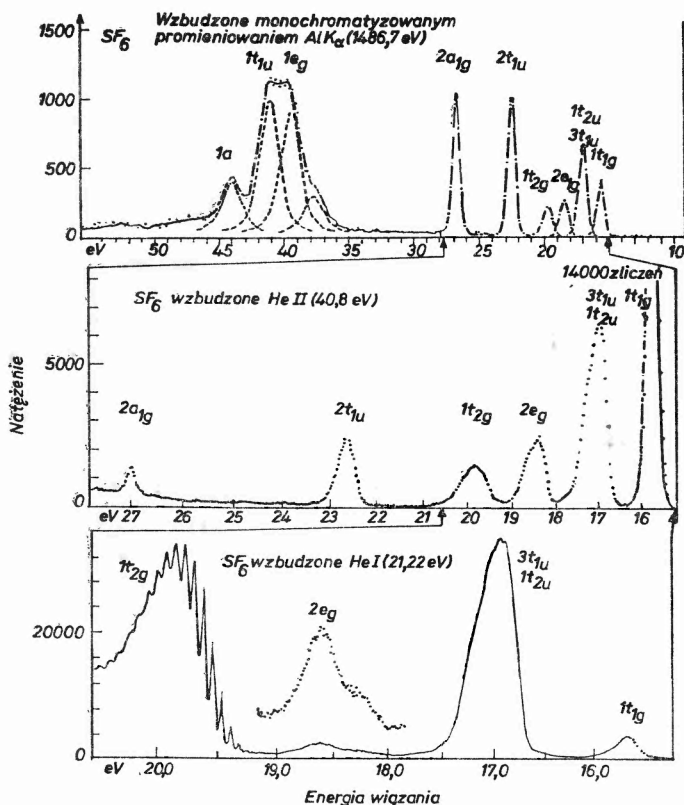
Rys. 13. Widmo fotoelektronów ciekłego etanolu otrzymane w temperaturze 200 K

ności promieniowania rezonansowego He o energii 21 eV. Prace rozwojowe w tym kierunku prowadził D. W. Turner [177—182] i W. C. Price [183, 184] oraz ich współpracownicy w Anglii. Badania pasma przewodnictwa metali w ultrawysokiej próżni zapoczątkował w USA W. E. Spicer wraz ze współpracownikami [185—188].

W moim laboratorium we wczesnych latach sześćdziesiątych skonstruowano duży spektrometr z ogniskowaniem elektrostatycznym, służący do wzbudzania widm elektronowych w gazach za pomocą promieniowania z dalekiego nadfioletu oraz za pomocą elektronów. Otrzymano wtedy elektronowe widma walencyjne o dużej rozdzielczości. Poza tym zmierzono widma Augera i widma autojonizacji gazów rozrzedzonych oraz widma molekuł organicznych. Pomiaru były prowadzone z rozdzielczością, która pozwoliła na ujawnienie struktury oscylacyjnej w ostatnim z wymienionych rodzajów widm. Badania rozkładów kątowych były zapoczątkowane przez zastosowanie promieniowania spolaryzowanego. Było ono wytworzone przez polaryzatory dalekiego nadfioletu. Techniki produkcji tych polaryzatorów rozwinięto również w moim laboratorium. Większość

wyżej wspomnianych badań została przedstawiona w pracach doktorskich T. Bergmarka [189], L. Karlssona [190], R. Jadrny'ego [191] i Mattssona [192]. Spektroskopia elektronów Augera była dokładniej rozwinięta w naszych późniejszych publikacjach [128, 132, 193—196].

Źródła wzbudzenia były ograniczone przez pewien czas do dwóch zakresów energetycznych: miękkiego promieniowania rentgenowskiego i promieniowania nadfioletowego. Między tymi zakresami rozciągała się przerwa od około 50 eV (He II) do 1250 eV (Mg  $K_{\alpha}$ ). Na rysunku 14 pokazano widmo walencyjne  $SF_6$  wzbudzone przez He I, He II i Al  $K_{\alpha}$



Rys. 14. Widmo fotoelektronów walencyjnych cząsteczki  $SF_6$  wzbudzone fotonami o różnych energiach (promieniowanie Al  $K_{\alpha}$ , He II i He I). Jest to ilustracja komplementarności różnych źródeł wzbudzenia. Widmo wzbudzone promieniowaniem Al  $K_{\alpha}$  obejmuje cały obszar walencyjny (włącznie z zewnętrznymi orbitalami atomowymi), co nie jest możliwe przy użyciu fotonów o niższych energiach. Wyższa zdolność rozdzielcza widm wzbudzanych rezonansowymi liniami He pozwala na dokładniejsze badanie zewnętrznych pasm elektronowych. Należy zauważyć silne zmiany w natężeniach względnych pasm w funkcji energii fotonów wzbudzających. Zjawisko to może być pomocne przy identyfikacji widm [197, 198]

[197, 198]. Później wprowadzono pośrednie linie wzbudzającego promieniowania rentgenowskiego [199—205], takie jak linia  $M\zeta Y$  o energii 132 eV. Jednakże zasadniczym krokiem naprzód było zastosowanie w latach siedemdziesiątych promieniowania synchrotronowego o różnych energiach [np. 206—210], które częściowo wypełniło wspomnianą

wyżej przerwę. Stąd też używane poprzednio ściśle odróżnienie między widmami elektro-  
nowymi pobudzonymi promieniowaniem rentgenowskim i nadfioletowym trudno jest  
kontynuować, dopóki się nie poda więcej szczegółów dotyczących wzbudzenia widm.  
Dla większości badaczy nie jest to wcale trywialne. Wydaje się jednak, że można zrobić  
doskonałą pracę wykorzystując jedną lub drugą technikę wzbudzania lub ich kombi-  
nację.

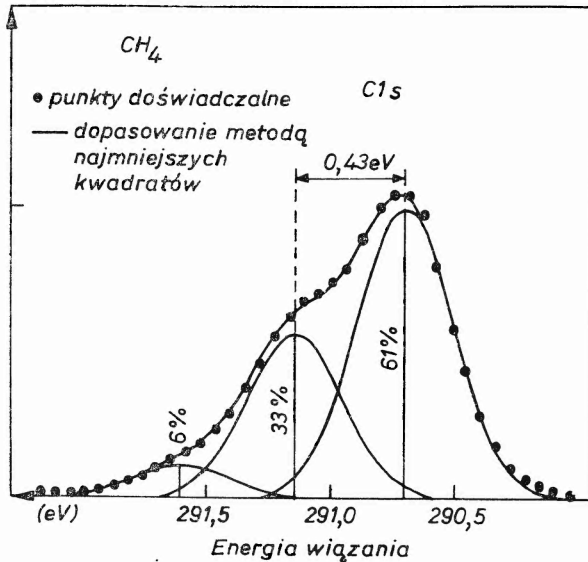
W 1967 roku mieliśmy poza sobą zbadanie większości podstawowych własności spektro-  
skopii elektronów, konstrukcję kilku nowych spektrometrów (włączając w to spektro-  
metr z elektrostatycznym ogniskowaniem podwójnym), opracowanie nowych źródeł  
promieniowania zarówno w obszarze nadfioletu jak i w obszarze miękkiego promienio-  
wania rentgenowskiego, badania teoretyczne procesu relaksacji elektronów podczas  
jonizacji oraz zastosowanie spektroskopii w różnych dziedzinach. Dlatego też zdecydo-  
waliśmy się przedstawić tę nową spektroskopię w sposób bardziej spójny i kompletny,  
niż to robiliśmy do tej pory. Pod koniec 1967 ukazała się nasza książka *ESCA — Atomic,  
Molecular and Solid State Structure Studied by Means of Electron Spectroscopy* [211].  
Dwa lata później opublikowaliśmy następną książkę [212], tym razem pod tytułem *ESCA,  
Applied to Free Molecules*. W tym czasie wiele firm zaczęło opracowywać konstrukcje  
komercyjnych spektrometrów ESCA. Brałem udział w jednym z takich opracowań w firmie  
Hewlett-Packard z Palo Alto podczas mego urlopu w 1968 r. Okres ten spędziłem w  
Lawrence Berkeley Laboratory, z którym mieliśmy długą współpracę zarówno w dziedzinie  
spektroskopii jądrowej jak i później w spektroskopii ESCA. Spektrometr firmy Hewlett-  
Packard [213] zaprojektowano, tak by zawierał monochromator promieniowania Al  $K_{\alpha}$   
składający się z trzech kryształów kwarcu wygiętych sferycznie oraz z opóźniającego  
układu soczewek elektrostatycznych dopasowujących dyspersję tych kryształów do spektro-  
metru elektronów.

Monochromator ze sferycznie wygiętym kryształem kwarcu, mający własność podwój-  
nego ogniskowania, został wynaleziony w moim laboratorium w 1958 roku [214] w zwią-  
zku z zupełnie czymś innym, mianowicie z myślą o zastosowaniu w badaniach niskokąt-  
owego rozpraszania promieniowania rentgenowskiego na lateksie i innych cząstkach in-  
teresujących biologów [215]. Połączenie podwójnego ogniskowania w monochromatorze  
promieniowania rentgenowskiego i w analizatorze elektronów było istotnym krokiem  
w dalszym rozwoju spektroskopii ESCA. Innym ważnym krokiem było wprowadzenie  
szybko wirujących anod chłodzonych wodą (U. Gelius), układów wielodetektorowych  
za pomocą channelotronów oraz komputeryzacji całego spektrometru (E. Basilier).

W 1972 r. mój współpracownik Ulrik Gelius zbudował wraz ze mną nowy spektro-  
metr [85, 216] zawierający wszystkie wyżej wymienione elementy i przeznaczony do ba-  
dania gazów. Ze względu na podwyższoną zdolność rozdzielczą przyrządu było możliwe  
zaobserwowanie nowych struktur. Jedną z nich była subtelna struktura oscylacyjna widma  
rdzenia atomowego [82, 217]. Na rys. 15 pokazano kształt linii 1 s węgla w  $\text{CH}_4$ . Okazało  
się, że linia ta może być podzielona na trzy składowe pojawiające się na skutek symetry-  
cznych oscylacji wywołanych fotojonizacją poziomu 1s atomu węgla. Gdy fotoelektron  
opuszcza molekułę metanu, zmniejsza się ona o 0.05 Å. W związku z tym minimum nowej  
krzywej potencjału jonu przesuwają się o pewną wartość, a występujące przejście Francka-  
Condon'a spowoduje wzmocnienie obserwowanej oscylacyjnej struktury subtelnej. Wzmoc-

nienie to określone jest za pomocą współczynników Francka-Condon. Opisane zjawisko może być skorelowane z innym odkryciem, dokonany w tym samym czasie w naszym laboratorium, a dotyczącym subtelnej struktury oscylacyjnej linii miękkiego promieniowania rentgenowskiego [218—233]. Odkrycia te opisane są w pracach doktorskich L. O. Wermego [234], J. Nordgrena [235] i H. Ågrena [236]. Powyższe wyniki zebrane razem wskazują na to, że podczas emisji promieniowania rentgenowskiego molekuly oscylują zarówno w stanie początkowym jak i końcowym.

Wspomniany powyżej spektrometr o wysokiej zdolności rozdzielczej zaprojektowany wspólnie z U. Geliusem był aparatem prototypowym należącym do nowej generacji spektro-



Rys. 15. Struktura vibracyjna linii rdzenia  $1s$  C w  $\text{CH}_4$ . Struktura linii może być jakościowo wyjaśniona kontrakcją cząsteczki podczas emisji elektronu rdzenia [217]

metrów, które konstruowano w zbudowanym ostatnio laboratorium spektroskopii elektronowej w Uppsali [237]. Budowa tych spektrometrów została właśnie ukończona. Stanowią one szóstą, licząc od 1954 r., generację spektrometrów w moim laboratorium. Dwa z nowo zbudowanych spektrometrów zostały zaprojektowane do badań molekularnych a trzeci do badań powierzchni. Sferyczny analizator elektrostatyczny ( $R = 36$  cm) jest wyposażony w układ soczewek elektrostatycznych według B. Wannberga [238]. Możliwe są następujące rodzaje wzbudzeń: monochromatyczne promieniowanie  $\text{AlK}_\alpha$  ( $\Delta h\nu = 0,2$  eV) przy energii 1486,6 eV; źródło światła nadfioletowego z siatką dyfrakcyjną dające wybrane linie o energii od 10 eV do około 50 eV; monochromator elektronów o zmiennej energii z jednorodnością energetyczną 10 meV i dodatkowym działaniem elektronowym o zmiennej energii do wzbudzania elektronów Augera (rys. 16). Polaryzator światła nadfioletowego dla różnych długości fali może być także wykorzystany w badaniach rozkładów kątowych.

To, co zostało powyżej krótko przedstawione, dotyczy prac wykonanych w moim laboratorium nad rozwojem spektroskopii elektronów. W latach siedemdziesiątych na-

pisano wiele prac przeglądowych i książek o spektroskopii elektronowej. Dla uzyskania pełnego obrazu czytelnik powinien zapoznać się z tymi źródłami [239—258]. W moim laboratorium Hans Siegbahn i Leif Karlsson napisali ostatnio dwie książki [259, 260], które przedstawiają rozwój spektroskopii elektronowej po 1970 r. i omawiają wiele z jej współczesnych aspektów doświadczalnych i teoretycznych.

Tłumaczył  
Włodzimierz Zahorowski

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

### Literatura

- [1] K. Siegbahn, "Studies in  $\beta$ -Spectroscopy" (praca doktorska), *Ark. f. Mat. Astr., Fys.* 30A, 1 (1944)
- [2] K. Siegbahn, N. Svartholm, *Nature* 157, 872 (1946).
- [3] N. Svartholm, K. Siegbahn, *Ark. f. Mat. Astr., Fys.* 33A, 21 (1946).
- [4] A. Hedgran, K. Siegbahn, N. Svartholm, *Proc. Phys. Soc.* A63, 960 (1950)
- [5] K. Siegbahn, w: *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, poz. [25], str. 79.
- [6] R. Hofstadter, *Les Prix Nobel*, 1961.
- [7] G. Lindström, "Nuclear Resonance Absorption Applied to Precise Measurements of Nuclear Magnetic Moments and the Establishment of an Absolute Energy Scale in  $\beta$ -Spectroscopy" (praca doktorska), *Ark. Fys.* 4, 1 (1951).
- [8] A. Hedgran, *Precision Measurements of Nuclear Gamma-Radiation by Techniques of Beta-Spectroscopy* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1952.
- [9] I. Bergström, "The Isomers of Krypton and Xenon; An Investigation with Electromagnetically Separated Radioactive Isotopes" (praca doktorska), *Ark. Fys.* 5, 191 (1952).
- [10] S. Thulin, *Studies in Nuclear Spectroscopy with Electromagnetically Separated Gaseous Isotopes* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1954.
- [11] T. R. Gerholm, *Coincidence Spectroscopy; Studies of Nuclear Magnetic Dipole Transition Probabilities and of Positron Annihilation Lifetimes. Design and Construction of an Electron-Electron Coincidence Spectrometer and Its Application to the Investigation of Some Complex Nuclear Disintegrations* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1956.
- [12] T. Lindqvist, *Angular Correlation Measurements; Studies of Relative Transition Probabilities of Gamma Radiation and of Internal Compton Effect. Experiments of Nuclear g-Factors* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1957.
- [13] G. Bäckström, *Levels and Transitions of Atomic Nuclei; Experiments and Experimental Methods* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1960.
- [14] B.-G. Pettersson, *Experimental Studies of Electron-Gamma Directional Correlations* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1961.
- [15] E. Karlsson, "Studies of Excitation Modes of Atomic Nuclei by Means of Magnetic Moment Determinations and General Decay Investigations" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* 11, 1962.
- [16] J. E. Thun, "Studies of Nuclear Properties of Decay Modes of Radioactive Nuclei; Directional Correlation and Coincidence Investigations" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* 15, 1962.
- [17] J. Lindskog, "Studies of Nuclear Properties by Coincidence Spectrometer Methods; Decay Schemes and Transition Probabilities" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* 22, 1963.
- [18] E. Matthias, *Experimental and Theoretical Investigations of Perturbed Angular Correlations* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1963.
- [19] W. Schneider, *Applications of Digital Computer Techniques to Theoretical Investigations and the*



- Analysis of Experimental Data in Nuclear Spectroscopy* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1963.
- [20] O. Bergman, "Experimental Studies of Nuclear States and Transitions" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **41**, 1964.
- [21] T. Sundström, "Electromagnetic Transitions in Atomic Nuclei; Experimental Studies of Transition Probabilities and Decay Schemes" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **47**, 1964.
- [22] P. Kleinheinz, *Studies of Internal Conversion Transitions in the Decay of Excited Nuclear States* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1965.
- [23] A. Bäcklin, "Nuclear Levels Excited in Neutron Capture Reactions and Radioactive Decays" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **96**, 1967.
- [24] K. Siegbahn (red.), *Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam 1955.
- [25] K. Siegbahn (red.), *Alpha-, Beta- and Gamma Ray Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam 1956.
- [26] J. G. Jenkin, R. C. G. Leckey and J. Liesegang, *J. Electron Spectrosc.* **12**, 1 (1977).
- [27] T. A. Carlson (red.), *X-ray Photoelectron Spectroscopy*, Benchmark Papers in Phys. Chem. and Chem. Phys., t. 2, Dowden, Hutchinson and Ross (1978).
- [28] K. Siegbahn, *Conf. of the Swedish Nat. Committee for Physics*, Stockholm 1952.
- [29] K. Siegbahn, *Conf. of the Swedish Nat. Committee for Physics*, Stockholm 1953.
- [30] K. Siegbahn, *Introductory Talk at the Int. Conf. on Beta and Gamma Radioactivity*, Amsterdam, 1952; *Physica* **18**, 1043 (1952).
- [31] K. Siegbahn, K. Edvarson, *Nucl. Phys.* **1**, 137 (1956).
- [32] E. Sokolowski, K. Edvarson, K. Siegbahn, *Nucl. Phys.* **1**, 160 (1956).
- [33] C. Nordling, K. Siegbahn, E. Sokolowski, A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **1**, 326 (1956).
- [34] C. Nordling, E. Sokolowski, K. Siegbahn, *Phys. Rev.* **105**, 1676 (1957).
- [35] E. Sokolowski, C. Nordling, K. Siegbahn, *Ark. Fys.* **12**, 301 (1957).
- [36] H. Robinson, *Philos. Mag.* **50**, 241 (1925).
- [37] K. Siegbahn, C. Nordling, E. Sokolowski, *Proc. Rehovoth Conf. Nucl. Structure*, North-Holland, Amsterdam, 1957, str. 291.
- [38] E. Sokolowski, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Rev.* **110**, 776 (1958).
- [39] C. Nordling, E. Sokolowski, K. Siegbahn, *Ark. Fys.* **13**, 282 (1958).
- [40] E. Sokolowski, C. Nordling, K. Siegbahn, *Ark. Fys.* **13**, 288 (1958).
- [41] C. Nordling, E. Sokolowski, K. Siegbahn, *Ark. Fys.* **13**, 483 (1958).
- [42] E. Sokolowski, C. Nordling, *Ark. Fys.* **14**, 557 (1959).
- [43] E. Sokolowski, *Ark. Fys.* **15**, 1 (1959).
- [44] C. Nordling, *Ark. Fys.* **15**, 241 (1959).
- [45] C. Nordling, *Ark. Fys.* **15**, 397 (1959).
- [46] C. Nordling, S. Hagström, *Ark. Fys.* **15**, 431 (1959).
- [47] P. Bergvall, S. Hagström, *Ark. Fys.* **16**, 485 (1960).
- [48] C. Nordling, S. Hagström, *Ark. Fys.* **16**, 515 (1960).
- [49] P. Bergvall, S. Hagström, *Ark. Fys.* **17**, 61 (1960).
- [50] P. Bergvall, O. Hörnfeldt, C. Nordling, *Ark. Fys.* **17**, 113 (1960).
- [51] C. Nordling, S. Hagström, K. Siegbahn, *Ark. Fys.* **22**, 428 (1962).
- [52] A. Fahlman, O. Hörnfeldt, C. Nordling, *Ark. Fys.* **23**, 75 (1962).
- [53] S. Hagström, O. Hörnfeldt, C. Nordling, K. Siegbahn, *Ark. Fys.* **23**, 145 (1962).
- [54] S. Hagström, C. Nordling, K. Siegbahn, *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, Appendix 2, red. K. Siegbahn, North-Holland, Amsterdam 1965.
- [55] S. Hagström, S.-E. Karlsson, *Ark. Fys.* **26**, 252 (1964).
- [56] S. Hagström, S.-E. Karlsson, *Ark. Fys.* **26**, 451 (1964).
- [57] A. Fahlman, S. Hagström, *Ark. Fys.* **27**, 69 (1964).
- [58] I. Andersson, S. Hagström, *Ark. Fys.* **27**, 161 (1964).
- [59] C. Nordling, S. Hagström, *Z. Phys.* **178**, 418 (1964).
- [60] A. Fahlman, K. Hamrin, R. Nordberg, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 127 (1965).
- [61] A. Fahlman, K. Hamrin, R. Nordberg, C. Nordling, K. Siegbahn, L. W. Holm, *Phys. Lett.* **19**, 643 (1966).

- [62] O. Hörnfeldt, A. Fahlman, *Ark. Fys.* **22**, 412 (1962).
- [63] O. Hörnfeldt, A. Fahlman, C. Nordling, *Ark. Fys.* **23**, 155 (1962).
- [64] O. Hörnfeldt, *Ark. Fys.* **23**, 235 (1962).
- [65] S. Hagström, *Z. Phys.* **178**, 82 (1964).
- [66] A. Fahlman, C. Nordling, *Ark. Fys.* **26**, 248 (1964).
- [67] A. Fahlman, R. Nordberg, C. Nordling, K. Siegbahn, *Z. Physik* **192**, 476 (1966).
- [68] A. Fahlman, K. Hamrin, G. Axelson, C. Nordling, K. Siegbahn, *Z. Physik* **192**, 484 (1966).
- [69] A. Fahlman, K. Hamrin, R. Nordberg, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Lett.* **20**, 159 (1966).
- [70] E. Sokolowski, *Investigations of Inner Electron Shells by Spectroscopic Studies of Photo- and Auger Electrons* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1959.
- [71] C. Nordling, *Experimental Studies of Electron Binding Energies and Auger Spectra* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1959.
- [72] P. Bergvall, *Investigations of Atomic and Nuclear Energy Levels by Crystal Diffraction and Photo Electron Spectroscopy* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1960.
- [73] O. Hörnfeldt, *Studies of Atomic Level Energies and Auger Spectra* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1962.
- [74] S. Hagström, *Studies of Some Atomic Properties by Electron Spectroscopy* (praca doktorska), Almqvist and Wiksell, Uppsala 1964.
- [75] A. Fahlman, "Electron Spectroscopy of Atoms and Molecules" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **73**, 1966.
- [76] S. Hagström, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Lett.* **9**, 235 (1964).
- [77] S.-E. Karlsson, "Precision Electron Spectroscopy for Studies of Nuclear and Atomic Energy Levels" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **99**, 1967.
- [78] R. Nordberg, "ESCA Studies of Atoms and Molecules" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **118**, 1968.
- [79] K. Hamrin, "ESCA Applied to Solids and Gases" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **151**, 1970.
- [80] J. Hedman, "ESCA Studies of Electron Levels and Bands in Atoms, Molecules and Solids" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **196**, 1972.
- [81] G. Johansson, "Chemical Bonding and Electronic Structure of Molecules and Solids Studied by ESCA" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **205**, 1972.
- [82] U. Gelius, "Molecular Spectroscopy by Means of ESCA; Experimental and Theoretical Studies" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **242**, 1973.
- [83] B. Lindberg, "Some Aspects of the Sulphur-Oxygen Bond in Organic Sulphur Groups" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **173**, 1970.
- [84] ESCA I, [211], str. 21.
- [85] U. Gelius, E. Basilier, S. Svensson, T. Bergmark, K. Siegbahn, *J. Electron Spectrosc.* **2**, 405 (1974).
- [86] K. Siegbahn, *ibid.* **5**, 3 (1974).
- [87] D. T. Clark, A. Dilks, S. Shuttleworth, H. R. Thomas, *ibid.*, **14**, 247 (1978).
- [88] D. T. Clark, A. Dilks, *J. Polym. Sci.* **16**, 911 (1978).
- [89] D. T. Clark, *Phys. Scr.* **16**, 307 (1977).
- [90] D. T. Clark, *Handbook of X-ray and UV Photoelectron Spectroscopy*, red. D. Briggs, Heyden 1977, str. 211.
- [91] ESCA I [211], sect III-9, str. 63.
- [92] O. Goscinski, G. Howat, T. Aberg, *J. Phys.* **B8**, 11 (1975).
- [93] B. Pickup, O. Goscinski, *Mol. Phys.* **26**, 1013 (1973).
- [94] O. Goscinski, M. Hehenberger, B. Ross, P. Siegbahn, *Chem. Phys. Lett.* **33**, 427 (1975).
- [95] ESCA II, [212] Sect. 5, 4.
- [96] U. Gelius, P.-F. Heden, J. Hedman, B. J. Lindberg, R. Manne, R. Nordberg, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Scr.* **2**, 70 (1970).
- [97] B. J. Lindberg, K. Hamrin, G. Johansson, U. Gelius, A. Fahlman, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Scr.* **1**, 286 (1970).

- [98] D. A. Allison, G. Johansson, C. J. Allan, U. Gelius, H. Siegbahn, J. Allison, K. Siegbahn, *J. Electron Spectrosc.* **1**, 269 (1972/73).
- [99] D. A. Shirley, *Adv. Chem.* **23**, 85 (1973).
- [100] D. T. Clark, *Electron Emission Spectroscopy*, red. Dekayser et al., D. Reidel Publ. Co. (1973).
- [101] D. W. Davis, M. S. Banna, D. A. Shirley, *J. Chem. Phys.* **60**, 237 (1974).
- [102] J. F. Wyatt, I. H. Hillier, V. R. Saunders, J. A. Connor, M. Barber, *J. Chem. Phys.* **54**, 5311 (1971).
- [103] W. L. Jolly, W. B. Perry, *Inorg. Chem.* **13**, 2686 (1974).
- [104] W. L. Jolly, W. B. Perry, *J. Amer. Chem. Soc.* **95**, 5442 (1974).
- [105] J. C. Carver, R. C. Gray, D. M. Hercules, *J. Amer. Chem. Soc.* **96**, 6851 (1974).
- [106] W. B. Perry, W. L. Jolly, *Inorg. Chem.* **13**, 1211 (1974).
- [107] U. Gelius, G. Johansson, H. Siegbahn, C. J. Allan, D. A. Allison, J. Allison, K. Siegbahn, *J. Electron Spectrosc.* **1**, 285 (1972/73).
- [108] H. Siegbahn, R. Medeiros, O. Goscinski, *ibid.* **8**, 149 (1976).
- [109] P. S. Bagus, K. Hermann, *Solid State Commun.* **20**, 5 (1976).
- [110] D. E. Ellis, E. J. Baerends, H. Adachi, F. W. Averill, *Surf. Sci.* **64**, 649 (1977).
- [111] L. Ley, S. P. Kowalczyk, F. R. McFeely, R. A. Pollak, D. A. Shirley, *Phys. Rev.* **B8**, 2392 (1973).
- [112] S. P. Kowalczyk, R. A. Pollak, F. R. McFeely, L. Ley, D. A. Shirley, *ibid.* **B8**, 2387 (1973).
- [113] D. A. Shirley, R. L. Martin, S. P. Kowalczyk, F. R. McFeely, L. Ley, *Phys. Rev.* **B15**, 544 (1977).
- [114] S. Svensson, N. Martensson, E. Basilier, P. A. Malmquist, U. Gelius, K. Siegbahn, *J. Electron Spectrosc.* **9**, 51 (1976).
- [115] J. S. Jen, T. D. Thomas, *Phys. Rev.* **B13**, 5284 (1976).
- [116] B. Johansson, N. Martensson, *ibid.* **B21**, 4427 (1980).
- [117] N. Martensson, "Atomic, Molecular and Solid State Effects in Photoelectron Spectroscopy" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **579**, 1980.
- [118] R. Nyholm, "Electronic Structure and Photoionization Studied by Electron Spectroscopy" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **581**, 1980.
- [119] N. Martensson, R. Nyholm, H. Calen, J. Hedman, B. Johansson, Uppsala University, Institute of Physics Report, UIIP-1008 (July 1980).
- [120] S. P. Kowalczyk, R. A. Pollak, F. R. McFeely, D. A. Shirley, *Phys. Rev.* **B8**, 3583 (1973).
- [121] S. P. Kowalczyk, L. Ley, F. R. McFeely, R. A. Pollak, D. A. Shirley, *Phys. Rev.* **B9**, 381 (1974).
- [122] C. D. Wagner, P. Biloen, *Surf. Sci.* **35**, 82 (1973).
- [123] J. A. D. Matthew, *Surf. Sci.* **40**, 451 (1973).
- [124] J. Utraiainen, M. Linkohao, T. Aberg [w:] *Proc Int. Symp. X-ray Sp. and El. Str. of Mat.* **1**, 382 (1973).
- [125] L. Asplund, P. Kelfve, H. Siegbahn, O. Goscinski, H. Fellner-Feldegg, K. Hamrin, B. Blomster, K. Siegbahn, *Chem. Phys. Lett.* **40**, 353 (1976).
- [126] O. Keski-Rahkonen, M. O. Krause, *J. Electron Spectrosc.* **9**, 371 (1976).
- [127] H. Siegbahn, O. Goscinski, *Phys. Scr.* **13**, 225 (1976).
- [128] L. Asplund, P. Kelfve, B. Blomster, H. Siegbahn, K. Siegbahn, R. L. Lozes, U. I. Wahlgren, *Phys. Scr.* **16**, 273 (1977).
- [129] K. S. Kim, S. W. Gaarenstroom, N. Winograd, *Chem. Phys. Lett.* **41**, 503 (1976).
- [130] C. D. Wagner, *Far. Disc. Chem. Soc.* **60**, 291 (1975).
- [131] C. D. Wagner [w:] *Handbook of X-ray and Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy*, red. D. Briggs, Chapt. 7, Heyden 1977.
- [132] P. Kelfve, B. Blomster, H. Siegbahn, K. Siegbahn, E. Sanhueza, O. Goscinski, *Phys. Scr.* **21**, 75 (1980).
- [133] T. D. Thomas, *J. Electron Spectrosc.* **20**, 117 (1980).
- [134] ESCA I [211], str. 118.
- [135] S. Pignataro, G. Distefano, *J. Electron Spectrosc.* **2**, 171 (1973), *Z. Naturforsch.* **30a**, 815 (1975).
- [136] U. Gelius et al. (będzie opublikowane).
- [137] L. Yin, I. Adler, T. Tsang, L. J. Mantienzo, S. O. Grim, *Chem. Phys. Lett.* **24**, 81 (1974).

- [138] S. Pignataro, A. Foffani, G. Distefano, *Chem. Phys. Lett.* **20**, 350 (1973).
- [139] L. Y. Johansson, R. Larsson, L. Blomquist, C. Cederström, S. Grapengiesser, U. Helgeson, L. C. Moberg, M. Sundbom, *Chem. Phys. Lett.* **24**, 508 (1974).
- [140] M. Barber, J. A. Connor, I. H. Hillier, *Chem. Phys. Lett.* **9**, 570 (1971).
- [141] S. Hüfner, G. K. Wertheim, *Phys. Rev.* **B7**, 5086 (1973).
- [142] A. Rosencwaig, G. K. Wertheim, H. J. Guggenheim, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 479 (1971).
- [143] A. Rosencwaig, G. K. Wertheim, *J. Electron Spectrosc.* **1**, 493 (1973).
- [144] D. C. Frost, C. A. McDowell, I. S. Woolsey, *Chem. Phys. Lett.* **17**, 320 (1972).
- [145] K. S. Kim, *Chem. Phys. Lett.* **26**, 234 (1974).
- [146] T. A. Carlson, J. C. Carver, L. J. Saethre, F. G. Santibanez, G. A. Vernon, *J. Electron Spectrosc.* **5**, 247 (1974).
- [147] J. C. Fuggle, E. Umbach, D. Menzel, K. Wandelt, C. R. Brundle, *Solid State Commun.* **27**, 65 (1978).
- [148] N. D. Lang, A. R. Williams, *Phys. Rev.* **B16**, 2408 (1977).
- [149] K. Schönhammer, O. Gunnarsson, *Solid State Commun.* **23**, 691 (1978); **26**, 399 (1978); *Z. Phys.* **B30**, 297 (1978).
- [150] J. Hedman, P. F. Heden, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Lett.* **A29**, 178 (1969).
- [151] ESCA II [212], sect. 5. 1, str. 56.
- [152] ESCA I, [211], sect. IV, str. 72.
- [153] K. Siegbahn, U. Gelius, H. Siegbahn, E. Olsson, *Phys. Lett.* **32A**, 221 (1970); *Phys. Scr.* **1**, 272 (1970).
- [154] C. S. Fadley, S. A. L. Bergström, *Phys. Lett.* **35A**, 375 (1971).
- [155] R. J. Baird, C. S. Fadley, L. F. Wagner, *Phys. Rev.* **B15**, 666 (1977).
- [156] D. M. Zehner, J. R. Noonan, L. H. Jenkins, *Phys. Lett.* **62A**, 267 (1977).
- [157] D. Briggs, R. A. Marrow, R. M. Lambert, *Solid State Commun.* **25**, 40 (1978).
- [158] N. E. Erickson, *Phys. Scr.* **16**, 462 (1977).
- [159] S. Kono, S. M. Goldberg, N. F. T. Hall, C. S. Fadley, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1831 (1978).
- [160] L.-G. Petersson, S. Kono, N. F. T. Hall, C. S. Fadley, J. B. Pendry, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 1545, (1979).
- [161] D. P. Woodruff, D. Norman, B. W. Holland, N. V. Smith, H. H. Farrel, M. M. Traum, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1130 (1978).
- [162] S. D. Kevan, D. H. Rosenblatt, D. R. Denley, B.-C. Lee, D. A. Shirley, *Phys. Rev.* **B20**, 4133 (1979); *Phys. Rev. Lett.* **41**, 1565 (1978).
- [163] I. T. McGovern, W. Eberhardt, E. W. Plummer, *Sol. State Commun.* **32**, 963 (1979).
- [164] C. Guillot, Y. Jugnet, Y. Lasailly, J. Lecante, D. Spanjaard, T. M. Duc (informacja prywatna).
- [165] T. Bergmark, N. Magnusson, K. Siegbahn, *Ark. Fys.* **37**, 355 (1968).
- [166] ESCA I, [211], str. 20.
- [167] ESCA I, [211], str. 21.
- [168] H. Siegbahn, K. Siegbahn, *J. Electron Spectrosc.* **2**, 319 (1973).
- [169] H. Siegbahn, L. Asplund, P. Kelfve, K. Hamrin, L. Karlsson, K. Siegbahn, *J. Electron Spectrosc.* **5**, 1059 (1974).
- [170] H. Siegbahn, L. Asplund, P. Kelfve, K. Siegbahn, *J. Electron Spectrosc.* **7**, 411 (1975).
- [171] H. Fellner-Feldegg, H. Siegbahn, L. Asplund, P. Kelfve, K. Siegbahn, *J. Electron Spectrosc.* **7**, 421 (1975).
- [172] B. Lindberg, L. Asplund, H. Fellner-Feldegg, P. Kelfve, H. Siegbahn, K. Siegbahn, *Chem. Phys. Lett.* **39**, 8 (1976).
- [173] H. Siegbahn, S. Svensson, M. Lundholm, *J. Electron Spectrosc.* **24**, 205 (1981).
- [174] H. Siegbahn, "ESCA Studies of Electronic Structure and Photoionization in Gases, Liquids and Solids" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **277**, 1974.
- [175] L. Asplund, "Electron Spectroscopy of Liquids and Gases" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **409**, 1977.
- [176] P. Kelfve, "Electronic Structure of Free Atoms, Molecules and Liquids Studied by Electron Spectroscopy" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **483**, 1978.

- [177] D. W. Turner, M. I. Al-Joboury, *J. Chem. Phys.* **37**, 3007 (1962).
- [178] D. W. Turner, M. I. Al-Joboury, *J. Chem. Soc.*, **5141** (1963).
- [179] M. I. Al-Joboury, D. P. May, D. W. Turner, *J. Chem. Soc.* 616, 4434, 6350 (1965).
- [180] T. N. Radwan, D. W. Turner, *J. Chem. Soc.* **85** (1966).
- [181] M. I. Al-Joboury, D. W. Turner, *J. Chem. Soc.* 373 (1967).
- [182] D. W. Turner, C. Baker, A. D. Baker, C. R. Brundle, *Molecular Photoelectron Spectroscopy*, Wiley-Interscience, London (1970).
- [183] W. C. Price, *Endeavour* **26**, 78 (1967).
- [184] H. J. Lempka, T. R. Passmore, W. C. Price, *Proc. Roy. Soc.* **A304**, 53 (1968).
- [185] C. N. Berglund, W. E. Spicer, *Phys. Rev.* **136**, A1030; A1044 (1964).
- [186] W. E. Spicer, *J. Appl. Phys.* **37**, 947 (1966).
- [187] A. J. Blodgett Jr., W. E. Spicer, *Phys. Rev.* **146**, 390 (1966).
- [188] A. J. Blodgett Jr., W. E. Spicer, *Phys. Rev.* **158**, 514 (1967).
- [189] T. Bergmark, "Electronic Structure of Atoms and Molecules Studied by Means of Electron Spectroscopy" (praca doktorska) *Acta Univ. Upsaliensis* **274**, 1974.
- [190] L. Karlsson, "High Resolution Studies of the Valence Electron Structure of Atoms and Molecules by Means of Electron Spectroscopy" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **429**, 1977.
- [191] R. Jadrny, "Electronic Structure Studied by Electron Spectroscopy and Angular Distributions" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **463**, 1978.
- [192] L. Mattsson, "High Resolution Valence Electron Spectroscopy. Development of a VUV- Polarizer for Angular Distributions" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **562**, 1980.
- [193] L. Asplund, P. Kelfve, B. Blomster, H. Siegbahn, K. Siegbahn, *Phys. Scr.* **16**, 268 (1977).
- [194] H. Siegbahn, L. Asplund, P. Kelfve, *Chem. Phys. Lett.* **35**, 330 (1975).
- [195] H. Siegbahn, *Excited States in Quantum Chemistry*, red. C. A. Nicolaidis i D. R. Beck, Plenum 1978, str. 273.
- [196] T. Darko, H. Siegbahn, P. Kelfve, *Chem. Phys. Lett.* **81**, 475 (1981).
- [197] L. Karlsson, L. Mattsson, R. Jadrny, T. Bergmark, K. Siegbahn, *Phys. Scr.* **14**, 230 (1976).
- [198] U. Gelius, *J. Electron Spectrosc.* **5**, 985 (1974).
- [199] M. O. Krause, *Chem Phys. Lett.* **10**, 65 (1971).
- [200] F. Wuilleumier, M. O. Krause, *Phys. Rev.* **A10**, 242 (1974).
- [201] M. S. Banna, D. A. Shirley, *Chem. Phys. Lett.* **33**, 441 (1975); *J. Electron Spectrosc.* **8**, 23 (1976); *ibid.* **8**, 255 (1976).
- [202] R. Nilsson, R. Nyholm, A. Berndtsson, J. Hedman, C. Nordling, *J. Electron Spectrosc.* **9**, 337 (1976).
- [203] A. Berndtsson, R. Nyholm, R. Nilsson, J. Hedman, C. Nordling, *ibid.* **13**, 131 (1978).
- [204] R. G. Cavell, D. A. Allison, *Chem. Phys. Lett.* **36**, 514 (1975).
- [205] D. A. Allison, R. G. Cavell, *J. Chem. Phys.* **68**, 593 (1978).
- [206] C. Kunz (red.) *Synchrotron Radiation, Techniques and Applications*, Topics in Current Physics **10**, Springer-Verlag 1979.
- [207] Synchrotron Radiation Instrumentation and New Developments, *Nuclear Instr. Meth.* **152**, (Conf. Vol., red. P. Wuilleumier i Y. Farge) 1978.
- [208] Synchrotron Radiation Instrumentation, *Nucl. Instr. Methods* **172** (Conf. Vol., red. D. L. Ederer i J. B. West) 1980.
- [209] Synchrotron Radiation Facilities, *ibid.* **177** (Conf. Vol., red. M. R. Howells) 1980.
- [210] *Synchrotron Radiation Research*, red. H. Winick i S. Doniach, Plenum 1980.
- [211] K. Siegbahn, C. Nordling, A. Fahlman, R. Nordberg, K. Hamrin, J. Hedman, G. Johansson, T. Bergmark, S.-E. Karlsson, I. Lindgren, B. Lindberg, "ESCA — Atomic, Molecular and Solid State Structure Studied by Means of Electron Spectroscopy", *Nova Acta Regiae Soc. Sc. Upsaliensis*, Ser. IV, **20** (1967).
- [212] K. Siegbahn, C. Nordling, G. Johansson, J. Hedman, P. F. Heden, K. Hamrin, U. Gelius, T. Bergmark, L.O. Werme, R. Manne, Y. Baer, *ESCA Applied to Free Molecules*, North-Holland., Amsterdam-London 1969.

- [213] K. Siegbahn, D. Hammond, H. Fellner-Feldegg, E. F. Barnett, *Science* **176**, 245 (1972).
- [214] G. Wassberg, K. Siegbahn, *Ark. Fys.* **14**, 1 (1958).
- [215] S. Hagström, K. Siegbahn, *J. Ultrastructure Research* **3**, 401 (1960).
- [216] U. Gelius, K. Siegbahn, *Far. Disc. Chem. Soc.* **54** 257 (1972).
- [217] U. Gelius, S. Svensson, H. Siegbahn, E. Basilier, A. Faxälv, K. Siegbahn, *Chem. Phys. Lett.* **28**, 1 (1974).
- [218] K. Siegbahn, [w:] *Electron Spectroscopy* (red. D. A. Shirley), Proc. Intern. Conf. Asilomar, California, USA, 1971. North-Holland, Amsterdam 1972.
- [219] K. Siegbahn, L. O. Werme, B. Grennberg, S. Lindberg, C. Nordling, Uppsala University Institute of Physics Report, UUIP-749 (Oct. 1971).
- [220] K. Siegbahn, L. O. Werme, B. Grennberg, J. Nordgren, C. Nordling, *Phys. Lett.* **41A**, 111 (1972).
- [221] L. O. Werme, B. Grennberg, J. Nordgren, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Lett.* **41A**, 113 (1972).
- [222] L. O. Werme, B. Grennberg, J. Nordgren, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Rev. Lett.* **30**, 523 (1973).
- [223] L. O. Werme, B. Grennberg, J. Nordgren, C. Nordling, K. Siegbahn, *Nature* **242** (5348), 453 (1973).
- [224] L. O. Werme, B. Grennberg, J. Nordgren, C. Nordling, K. Siegbahn, *J. Electron Spectrosc.* **2**, 435 (1973).
- [225] L. O. Werme, J. Nordgren, C. Nordling, K. Siegbahn, *C. R. Acad. Sci. Paris*, **B-119**, 279 (1974).
- [226] J. Nordgren, L. O. Werme, H. Agren, C. Nordling, K. Siegbahn, *J. Phys.* **B8**, L18 (1975).
- [227] L. O. Werme, J. Nordgren, H. Agren, C. Nordling, K. Siegbahn, *Z. Phys.* **272**, 131, (1975).
- [228] J. Nordgren, H. Agren, L. O. Werme, C. Nordling, K. Siegbahn, *J. Phys.* **B9**, 295 (1976).
- [229] J. Nordgren, H. Agren, L. Selander, C. Nordling, K. Siegbahn, referat na Nordic Symposium on Atomic and Molecular Transition Probabilities, Lund, March 28 — 29, 1977
- [230] J. Nordgren, H. Agren, C. Nordling, K. Siegbahn, *Ann. Acad. Reg. Scientiarum Upsaliensis* **21**, 23 (1978).
- [231] H. Agren, J. Nordgren, L. Selander, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Scr.* **18**, 499 (1978).
- [232] J. Nordgren, H. Agren, L. Pettersson, L. Selander, S. Griep, C. Nordling, K. Siegbahn, *Phys. Scr.* **20**, 623 (1979).
- [233] H. Agren, L. Selander, J. Nordgren, C. Nordling, K. Siegbahn, J. Müller, *Chem. Phys.* **37**, 161 (1979).
- [234] L. O. Werme, "Electron and X-ray Spectroscopic Studies of Free Molecules" (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **241**, 1973.
- [235] J. Nordgren, X-ray Emission Spectra of Free Molecules (praca doktorska), *Acta Univ. Upsaliensis* **418**, 1977.
- [236] H. Agren, Decay and Relaxation of Core Hole States in Molecules (praca doktorska), Uppsala 1979.
- [237] K. Siegbahn [w:] *Electron Spectroscopy*, red. J. Hedman i K. Siegbahn; *Phys. Scr.* **16**, 167 (1977).
- [238] B. Wannberg, A. Sköllermo, *J. Electron Spectrosc.* **10**, 45 (1977).
- [239] *Phil. Trans. Roy. Soc. London* **268**, 1 — 175 (1970).
- [240] D. A. Shirley, (red.) *Electron Spectroscopy*, North-Holland, Amsterdam 1972.
- [241] *Far. Disc. Chem. Soc.* **54** (1972).
- [242] W. Dekeyser et al. (red.) *Electron Emission Spectroscopy*, Reidel (1973).
- [243] R. Caudano, J. Verbist (red.) *Electron Spectroscopy*, Elsevier, Amsterdam 1974.
- [244] *Electron Spectroscopy of Solids and Surfaces*, *Far. Disc. Chem. Soc.* **60** (1975).
- [245] Proc. Int. Symp. Electron Spectroscopy, Uppsala (May 1977), (red.) J. Hedman i K. Siegbahn, *Phys. Scr.* **16** (5-6) (1977).
- [246] Proc. Australian Conf. on Electron Spectroscopy, *J. Electron Spectrosc.* **15** (1979).
- [247] A. D. Baker, D. Betteridge, *Photoelectron Spectroscopy*, Pergamon Press 1972.
- [248] J. H. D. Eland, *Photoelectron Spectroscopy*, Butterworths, London 1974.
- [249] T. A. Carlson, *Photoelectron and Auger Spectroscopy*, Plenum Press, New York 1975.
- [250] C. R. Brundle, A. D. Baker (red.) *Electron Spectroscopy*, Academic Press t. 1 (1977), t. 2 (1978), t. 3 (1979).
- [251] D. Briggs (red.), *Handbook of X-ray and Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy*, Heyden 1977.
- [252] J. W. Rabalais, *Principles of Ultraviolet Photoelectron Spectroscopy*, Wiley-Interscience 1977.
- [253] P. K. Ghesh, *A Whiff of Photoelectron Spectroscopy*, Swan Printing Press, New Delhi 1978.

- [254] *Photoemission and the Electronic Properties of Surfaces* (red. B. Feuerbacher, B. Fitton i R. F. Willies) Wiley-Interscience (1978).
- [255] *Photoemission in Solids* (red. M. Cardona i L. Ley), Topics in Applied Physics t. 26, 27, Springer-Verlag 1978, 1979.
- [256] M. W. Roberts, C. S. McKee, *Chemistry of the Metal-Gas Interface*, Clarenton Press 1978.
- [257] R. E. Ballard, *Photoelectron Spectroscopy and Molecular Orbital Theory*, Adam Hilger 1978.
- [258] J. Berkowitz, *Photoabsorption, Photoionization and Photoelectron Spectroscopy*, Academic Press 1979.
- [259] H. Siegbahn, L. Karlsson, „Photoelectron Spectroscopy”, *Handbuch d. Physik*, t. 31 (red. W. Mehlhorn), Springer-Verlag (będzie opublikowane).
- [260] H. Siegbahn, L. Karlsson, *Electron Spectroscopy for Atoms, Molecules and Condensed Matter*, North-Holland (będzie opublikowane).

## R O Z M O W Y

## Rozmowa z Janem Wesołowskim \*

## An Interview with Jan Wesołowski

Kazimierz Wojciechowski [KW] — Czy byłby Pan uprzejmy powiedzieć kilka słów o swoim miejscu urodzenia, środowisku rodzinnym, o tych pierwszych latach?

Jan Wesołowski [JW] — Urodziłem się 13. IX. 1902 r. we wsi Żerebki w pow. żytomierskim w dawnej guberni wołyńskiej, a więc na dawnych przedrozbiorowych wschodnich ziemiach Rzeczypospolitej Polskiej. Pochodzę ze środowiska rolniczo-wiejskiego i z rodziny o tradycjach powstańczych i takie też rolniczo-wiejskie było moje środowisko w dzieciństwie i we wczesnej młodości. W późniejszych czasach, kiedy zacząłem uczęszczać do szkoły średniej, rodzinne środowisko zmieniło się na mieszczańskie.

KW — Gdzie Pan uczęszczał do szkoły?

JW — Uczęszczałem do rosyjskiej szkoły średniej w Berdyczowie, którą to szkołę ukończyłem w 1920 r. Po 1920 r. znalazłem się sam, bez rodziny i bez jakiegokolwiek oparcia materialnego w tej części Wołynia, która po pokoju ryskim weszła w skład ziem odrodzonego Państwa Polskiego. Na polski Wołyń przybyłem z zamiarem podjęcia studiów wyższych w szkołach w Polsce. I tu się okazało, że świadectwo ukończenia szkoły średniej, którym dysponowałem, było niewystarczające do podjęcia tych studiów. Trzeba było mieć świadectwo dojrzałości albo sprzed 1918 r. albo polskie świadectwo dojrzałości. Po kilkuletniej przerwie, w czasie której musiałem w różny sposób, głównie poprzez udzielanie korepetycji zarabiać na utrzymanie, polskie świadectwo dojrzałości uzyskałem w 1925 r. w Krzemieńcu w gimnazjum im. Tadeusza Czackiego, w słynnym Liceum Krzemienieckim. Jeszcze w szkołach średnich głównie interesowałem się dwoma przedmiotami: matematyką i fizyką, a w dziedzinie fizyki — elektrycznością. Zamierzałem zostać inżynierem elektrykiem, ale bardzo szybko zorientowałem się, że rygory obowiązujące w studiach politechnicznych są tego rodzaju, że uniemożliwiały pogodzenie studiów z pracą zarobkową. Trzeba było na wszystko zarabiać: ubranie, obuwie, wyżywienie itp. Wobec tego zdecydowałem się na uniwersyteckie studia w zakresie fizyki. Wybrałem nie

\* Profesor Jan Wesołowski zmarł 19 marca 1982 r. Wspomnienie o nim, napisane przez prof. Mariana Miesowicza, zamieściliśmy w *Postępy Fizyki* 34, 207 (1983).

Niniejsza rozmowa z prof. Wesołowskim przeprowadzona została przez prof. Kazimierza Wojciechowskiego (Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego) w kwietniu 1977 r. Tekst jej otrzymaliśmy od Komisji Historii Fizyki PTF, której przewodniczy prof. Roman Ingarden. Tekst jest autoryzowany przez prof. Wojciechowskiego (przyp. Red.).



bliższy Lwów, ale Kraków, a to z dwóch przyczyn. Po pierwsze dlatego, że w Krakowie istniała możliwość znalezienia taniego dachu nad głową. Niedaleko koszar wojskowych był barak po Polskim Białym Krzyżu, w którym prawie bezpłatnie można było znaleźć ten dach nad głową. W dwóch salach zbiorowych, łóżko obok łóżka, mieszkało nas kilkadziesiąt, ale ten dach nad głową był. Druga przyczyna: miałem w Krzemieńcu znajomego, który w Krakowie miał kolege, młodego nauczyciela matematyki w szkołach średnich, więc tu rysowała się perspektywa znalezienia jakiejś korepetycji. Zapisałem się tu w 1925 r. na Wydział Filozoficzny z zamiarem studiowania matematyki i fizyki, a przede wszystkim fizyki. Panów interesują, jak widzę w tym projekcie ankiety<sup>1</sup>, warunki materialne. Muszę powiedzieć, że to były warunki bardzo ciężkie. Nie było mi chłodno, barak był wprawdzie drewniany, ale dosyć dobrze ogrzewany, ale było za to mocno głodno.

**KW** — Jak rozumiem, Pan utrzymywał się wyłącznie sam?

**JW** — Utrzymywałem się z pracy zarobkowej.

**KW** — O stypendium nie było mowy?

**JW** — Stypendium było jakieś tam jedno na starszych latach, ale na początku nie było o tym mowy. Byłem tylko, jako niezamożny i z dobrymi wynikami z egzaminów, zwalniany z czesnego, to się odkładało na okres po zakończeniu studiów. No i tu oczywiście było ciężko. Tydzień, w którym trzy razy mogłem zjeść pełny obiad, i to w najtańszych stołówkach prowadzonych bez zarobków przez instytucje o charakterze charytatywnym, należał do dobrych tygodni. A powiedzmy wypoczynek wakacyjny: to dla mnie była rzecz nieznaną. Ja wówczas wyjeżdżałem na prowincję, głównie do Krzemieńca, na pracę zarobkową. W Krzemieńcu często organizowano kursy dokształcające dla nauczycieli. Bardzo wielu nauczycieli szkół podstawowych nie miało pełnego średniego wykształcenia i na korepetycjach dla kursantów można było zarobić. Wynajmowałem pokój od rana do wieczora z przerwą obiadową, prowadziłem tę zarobkową pracę z kursantami i z uczniami z poprawkami. Zdarzało się także w toku studiów, że np. brakowało ciepłego płaszcza na zimę. Wtedy trzeba było opuszczać Kraków, przerywać na pewien czas studia i znów jechać na prowincję, aby dodatkowo zarobić, czy to lekcjami, czy pracą biurową. Ostatecznie z dość dużym trudem uzyskałem w 1933 r. dyplom magistra filozofii w zakresie fizyki. Ponieważ kierunek moich studiów był kierunkiem z wyboru, z zamiłowania, więc w toku tych przerywanych studiów interesowałem się nie tylko podręcznikami, tym co było mi potrzebne do egzaminów czy też zajęć, ale również ogólniejszą literaturą z zakresu fizyki. Dzięki życzliwości adiunktów Fizyki UJ, dra Tadeusza Neydera i dra Stefana Fabianiego, którzy mnie znali z kolokwiów i zajęć laboratoryjnych, miałem dostęp do biblioteki Zakładu i do bieżącej literatury. Wspomniani adiunkci jakoś się mną zainteresowali. Jeszcze przed uzyskaniem dyplomu magistra zostałem przedstawiony kierownikowi Zakładu Fizyki, prof. Konstantemu Zakrzewskiemu, jako kandydat na stanowisko asystenta. W ten sposób rozpoczęła się w Zakładzie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego moja tzw. kariera naukowa.

**KW** — Na jaki temat pisał Pan pracę magisterską?

**JW** — Jednym z głównych tematów badań prowadzonych w tym czasie w Zakładzie Fizyki UJ były zagadnienia polaryzacji dielektrycznej i momentów dipolowych różnych

<sup>1</sup> To jest krótkiej sugestii Komisji Historii Fizyki PTF co do tematyki rozmowy (przyp. Red.).



W czasie XXI Zjazdu Fizyków Polskich w Poznaniu w 1969 r. Od lewej prof. Aleksander Jabłoński, prof. Włodzimierz Żuk (tyłem), prof. Jan Wesołowski, prof. Józef Mazur



Prof. Wesołowski ze studentami V roku Fizyki Studium dla Pracujących WSP w Opolu w 1960 r.

substancji. Moja praca magisterska dotyczyła pomiarów stałej dielektrycznej za pomocą tzw. mostka Giebego. Badaniami polaryzacji dielektrycznej zajmowałem się do 1938 r.

KW — Przez kogo były kierowane te prace?

JW — Przez prof. Konstantego Zakrzewskiego. Z tej też dziedziny była moja praca doktorska pod tytułem *Über die Dielektrische Polarisation des Flüssigen Selens* ( *O polaryzacji dielektrycznej ciekłego selenu*), opublikowana w 1938 r.

KW — Czyli szybko po studiach, jak na pracę doświadczalną?

JW — Tak dosyć szybko. Ale lata 30 to były właśnie lata wielkich odkryć fizycznych. W tym czasie odkryto przecież neutron, promieniotwórczość sztuczną, w promieniowaniu kosmicznym — pozyton. Te zagadnienia mnie bardzo pasjonowały od samego początku. Czytałem wiele. Tak się szczęśliwie złożyło, że w 1937 r. odwiedził środowisko krakowskie prof. P. Auger, znany badacz w dziedzinie promieniowania kosmicznego, ten od elektronów Augera. Otóż ta wizyta prof. Augera nie była przypadkowa. Wiedział on, że w pobliskiej kopalni soli w Wieliczce istnieją wyjątkowo sprzyjające warunki do badań własności promieniowania kosmicznego pod powierzchnią ziemi. W wyniku rozmów przeprowadzonych z kierownikiem Zakładu Fizyki UJ przystąpiłem w 1937 r. do współpracy z prof. Augerem. W roku 1937/38 odbyłem praktykę w jego laboratorium w Paryżu. Zbudowaliśmy wówczas aparaturę do badań w kopalni i rozpocząłem w Salinach wielkich w 1938 r. badania układami liczników Geigera-Müllera. W tym okresie badania promieniowania kosmicznego na dużej głębokości dopiero się zaczynały. Literatura naukowa zawierała kilka pozycji, a w Polsce były to pierwsze badania w dziedzinie promieniowania kosmicznego prowadzone za pomocą koincydencyjnej aparatury licznikowej. Te badania trwały do dnia wybuchu wojny. W czasie wojny Niemcy zniszczyli wszystko, rozwalili aparaty, które były zainstalowane na różnych głębokościach w kopalni. W ten sposób przedmiot moich zainteresowań naukowych i badań uległ zmianie. Po wojnie usiłowałem wznowić badania w Wieliczce. Z zapasowych urządzeń elektronicznych, które udało mi się wynieść z Zakładu, zanim Niemcy Zakład objęli, zbudowałem skromną aparaturkę, która pracowała w kopalni w 1946 r., kiedy to w Krakowie odbywał się Międzynarodowy Zjazd Promieniowania Kosmicznego.

W 1948 r. przyjęliśmy z żoną propozycję przejścia do pracy w Uniwersytecie Wrocławskim, a badania promieniowania kosmicznego w Salinach przejął i z dużym powodzeniem prowadził zespół z Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie, kierowany przez prof. Mariana Mięśowicza.

W pierwszych latach pracy we Wrocławiu próbowałem powrócić do zagadnień promieniowania kosmicznego, ale ówczesny profil katedr fizyki nie przewidywał badań w tej dziedzinie. Zająłem się więc zastosowaniami promieniowania jądrowego i metod fizyki jądrowej w badaniach różnych własności ciał. Głównie zajmowałem się ze współpracownikami zastosowaniem procesu pozytonowo-elektronowej anihilacji w badaniach struktury elektronowej ciał stałych.

KW — Pan wspominał, że już w zasadzie nie prowadził badań promieniowania kosmicznego.

JW — Wspólnie z obecnym prof. A. Jaśkiewiczem wykonaliśmy we Wrocławiu jedną pracę. Dotyczyła ona spornego wówczas problemu tzw. „mezonu lambda”, którego istnienie w promieniowaniu kosmicznym sugerował prof. Janossy. Nie znaleźliśmy su-

gerowanego efektu. W międzyczasie, prowadzone w ośrodkach zagranicznych badania również nie potwierdziły istnienia mezonu lambda.

**KW** — Czy zainteresowania ówczesnego asystenta, obecnie już od dawna profesora Łopuszańskiego<sup>2</sup>, były w jakiś sposób inspirowane badaniami Pana?

**JW** — Nie wiem, ale nie sądzę.

**KW** — Czy można zapytać Pana o czas okupacji? Czym Pan się zajmował?

**JW** — Jeżeli idzie o sprawy naukowo-dydaktyczne, to brałem udział w tajnym nauczaniu na Wydziałach: Rolnym i Filozoficznym Uniwersytetu Jagiellońskiego. Jestem cytowany w specjalnej publikacji poświęconej tajnej działalności UJ pod tytułem *Ne cedat Academia* wydanej w 1975 r. przez Wydawnictwo Literackie w Krakowie. Kiedy w wyniku zagrożenia rozwiązała się grupa, dla której prowadziłem wykłady z fizyki, do nauczania w UJ już nie wróciłem. Odradził mi to działacz PPS, Adam Rysiewicz, pseudonim „Teodor”, z którym byłem w częstym konspiracyjnym kontakcie. Szło o to, że równocześnie prowadziłem dla konspiracyjnej prasy systematyczny nasłuch audycji w językach angielskim i francuskim (nadawanych z Londynu) i w języku rosyjskim (z Moskwy). Łączenie dwu tak różnych zajęć nie było wskazane. Jednym ze źródeł mojego utrzymania były lekcje udzielane grupie młodzieży z prywatnego, katolickiego gimnazjum w Wadowicach. Po przyłączeniu Wadowic do Rzeszy ta grupa znalazła się w Krakowie. Od roku szkolnego 1943/44 do końca okupacji byłem również nauczycielem matematyki w tolerowanej przez okupanta zawodowej szkole górniczo-hutniczej. Dyrektorem tej szkoły był rektor AGH, prof. Walery Goetel, a jego zastępcą — prof. Marian Mięśowicz. W pracy konspiracyjnej zdarzały się sytuacje alarmowe, a nawet groźne, ale szczęśliwie unikałem osobistego złego losu.

**KW** — A czy można by teraz wrócić do bardziej współczesnych czasów, mianowicie do prac Pana i kierowanych przez Pana, zainicjowanych tu we Wrocławiu?

**JW** — Głównie były to zastosowania promieniowania jądrowego i metod fizyki jądrowej w badaniach niektórych własności fizycznych ciał. W pierwszym rządzie były to, jak już mówiłem, zastosowania procesu pozytonowo-elektronowej anihilacji w badaniach struktury elektronowej ciał stałych, głównie metali.

**KW** — Którą z prac Pan uznałby za najważniejszą?

**JW** — Może te badania dotyczące własności ciekłego selenu przeprowadzone jeszcze w Krakowie. Z prac wrocławskich — pierwsze, współautorskie prace, inicjujące w Polsce zastosowanie metody anihilacyjnej w badaniach struktur elektronowych metali.

Obok pracy w Uniwersytecie Wrocławskim pracowałem także przez kilka lat w Wyższej Szkole Pedagogicznej w Opolu. Uczestniczyłem w budowie tej Szkoły i od podstaw zorganizowałem Katedrę Fizyki. Zainicjowałem w tej Katedrze badania z zakresu elektroluminiscencji i kierowałem tymi badaniami. W ogólnym dorobku Katedry Fizyki WSP w Opolu jest także jakiś mój udział.

**KW** — Czy mógłby Pan powiedzieć kilka słów na temat swoich kontaktów z polskimi fizykami?

---

<sup>2</sup> Prof. Jan Łopuszański, choć był pracownikiem innej Katedry Uniwersytetu Wrocławskiego (Katedra Fizyki Teoretycznej) niż prof. Wesołowski (Katedra Fizyki Doświadczalnej), to także zajmował się w owym czasie promieniowaniem kosmicznym (przyp. Red.).

**JW** — Znałem niemal wszystkich polskich fizyków starszego pokolenia, w większości już dzisiaj nie żyjących. Podziwiałem mojego profesora fizyki teoretycznej, Władysława Natansona, wybitnego uczonego, myśliciela i pisarza, wyróżnianego za niezwykle piękno i czystość języka polskiego w jego pismach i wypowiedziach „Złotym Wawrzynem” Polskiej Akademii Literatury. Byłem w przyjacielskich stosunkach z prof. Janem Weysenhoffem i z moim szefem i promotorem, prof. Konstantym Zakrzewskim. W bliskim kontakcie byłem z prof. Ludwikiem Wertensteinem, który pod przybranym nazwiskiem „Wrześniak” ukrywał się przez pewien czas w naszym mieszkaniu w Krakowie. Profesora Wertensteina udało się przerwucić na Węgry. Zginął on podczas oblężenia Budapesztu, trafiony odłamkiem pocisku artyleryjskiego na ulicach Budy. Jeśli chodzi o korespondencję, to zachowało się kilka listów od prof. Augera. Reszta korespondencji z fizykami zaginęła w czasie okupacji.

**KW** — Pan pokazywał nam zdjęcie z wycieczki statkiem po Wilii.

**JW** — Tak, to jest zdjęcie z wycieczki po Wilii w czasie Zjazdu Fizyków Polskich w Wilnie w 1938 r.

**KW** — To był ostatni zjazd przed wojną?

**JW** — Tak, to był ostatni zjazd przed wojną i odbywał się w okresie niechlubnego zajmowania przez nas czechosłowackiego Zaolzia.

**KW** — Czy mógłby Pan powiedzieć o perspektywach zapoczątkowanych przez siebie badań anihilacyjnych?

**JW** — Badania są i powinny być kontynuowane. Rozwijają się one pomyślnie pod kierunkiem mojego następcy, przyjaciela i wieloletniego współpracownika prof. Bronisława Rozenfelda. Pojawiają się nowe efekty i nowe problemy wymagające wyjaśnienia właśnie metodami anihilacyjnymi.

**KW** — Czy mógłby Pan powiedzieć krótko, jakie są ogólne refleksje i spostrzeżenia Pana na temat fizyki, specyficznych cech jej rozwoju na świecie i w Polsce w XX wieku?

**JW** — Kapitalne odkrycia światowej fizyki bieżącego stulecia, jak również nie mniej kapitalne skutki praktycznych zastosowań tych odkryć, są na tyle dobrze i powszechnie znane, że nie umiałbym tu nic nowego dodać. W dotychczasowych osiągnięciach światowej fizyki jest również pewien udział i naszej polskiej fizyki. Sądzę, że w chwili obecnej fizyka stoi u progu jakichś nowych, ważnych odkryć, które mogą się dokonać niekoniernie w bogatych, gigantycznie wyposażonych laboratoriach świata, ale również w ośrodkach skromniej wyposażonych pod względem technicznym. Być może, że nowe odkrycia dadzą przybliżoną odpowiedź na pytania, jaka jest pozycja człowieka we Wszechświecie i jaki może być los rodzaju „homo sapiens” w odległej przyszłości.

**KW** — Dziękuję serdecznie Panu Profesorowi za tę rozmowę.

## Z E Z J A Z D Ó W I K O N F E R E N C J I

## IX Międzynarodowa Konferencja Ciekłych Kryształów w Bangalore

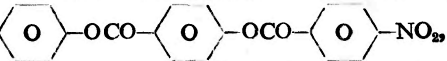
Kolejna, IX Międzynarodowa Konferencja Ciekłych Kryształów odbyła się w dniach 6 — 10 grudnia 1982 r. w Bangalore, Indie. Konferencje ciekłych kryształów zapoczątkowane zostały w 1965 r. przez prof. Glenna H. Browna w Kent, Ohio, USA (gdzie również spotkali się uczestnicy konferencji w 1968, 1972 i 1976 r.) i odbywają się obecnie co dwa lata. Poprzednie, poza Kent, odbyły się w Berlinie Zachodnim (1970), Sztokholmie (1974), Bordeaux (1978) i Kioto (1980).

Miejscem obrad IX Międzynarodowej Konferencji Ciekłych Kryształów miał być od 30 sierpnia do 3 września 1982 r. Kraków, jednakże w kwietniu 1982 r. brak możliwości systematycznego utrzymywania szybkiej łączności Międzynarodowego Komitetu Planowania Konferencji z krakowskim Komitetem Organizacyjnym spowodował podjęcie przez prof. G. W. Graya (przewodniczący Międzynarodowego Komitetu Planowania Konferencji) decyzji odwołania Konferencji w Krakowie, pomimo znacznego zaawansowania prac organizacyjnych (ustalenie programu naukowego i listy referentów, wydrukowanie i rozesłanie dwóch komunikatów, przyjęcie wstępnych zgłoszeń uczestnictwa od prawie 500 osób). Równocześnie z inicjatywą zorganizowania Konferencji jeszcze w 1982 r. wystąpiła grupa badawcza prof. S. Chandrasekhara z Raman Research Institute w Bangalore i jej propozycja została przyjęta. W związku z tym wszystkie materiały naukowe (streszczenia ponad 200 komunikatów) przesłano do Indii.

Konferencja w Bangalore zgromadziła ponad 350 osób z 34 krajów, w tym ponad 200 osób spoza Indii, przedstawiciele większości laboratoriów uniwersyteckich i przemysłowych prowadzących badania substancji mezomorficznych. Wykład inauguracyjny pt. „Ciekłe kryształy w moich wspomnieniach i obecnie — Rola pomiarów lepkości w badaniach ciekłych kryształów” wygłosił prof. Marian Miśowicz. Wykład miał charakter historyczny, autor przedstawił w nim rozwój zapoczątkowanych w latach 30-tych badań nad lepkością aż do współczesnego stanu tego zagadnienia. Obrady, poza jedyną sesją plenarną inauguracyjną, odbywały się równolegle w trzech sesjach. Przedstawiono na nich 120 referatów i komunikatów ustnych. Ponadto podczas trwających przez trzy popołudnia sesji plakatowych obejrzyć i przedyskutować można było wyniki najnowszych badań przedstawione w postaci 164 plakatów. Prace prezentowane na Konferencji mają się ukazać w kilku kolejnych tomach czasopisma *Molecular Crystals and Liquid Crystals* (Gordon and Breach) w 1983 r.

Należy podkreślić fakt, że Konferencja w Bangalore była wyśmienicie zorganizowana. Komitet Organizacyjny kierowany przez S. Chandrasekhara i R. Shashidhara zdołał w przeciągu zaledwie pół roku przygotować Sympozjum, na którym omówiono całokształt aktualnych zagadnień badawczych ciekłych kryształów, zarówno od strony badań podstawowych, jak i zastosowań.

Jednym z ważniejszych zagadnień dyskusowanych na Konferencji był problem „faz ponownie występujących” (ang. *reentrant phases*), w których uporządkowanie nie jest zgodne z normalną zasadą wzrostu uporządkowania przy obniżaniu temperatury. Fazy te wykryte w 1975 roku przez P. Cladisa w mieszaninach normalnych termotropowych ciekłych kryształów, a następnie w układach jednoskładnikowych pod zwiększonym ciśnieniem, obserwuje się obecnie również w szeregu związków pod normalnym ciśnieniem. Stanowią one obecnie obiekt szerokiego zainteresowania. Jako przykład służyć może

$H_{18}C_9O$ —— $NO_2$ , w którym podczas chłodzenia obserwuje się, rzykrotnie fazę nematyczną i dwukrotnie smektyczną A, a zatem trzy fazy ponownie wystę-

pujące. Zaobserwowano również ponownie występującą fazę cholesteryczną (dla chiralnych molekuł), a także fazę izotropową występującą w temperaturach niższych niż faza nematyczna. Przyczyny powstawania faz ponownie występujących nie są jeszcze w pełni poznane. Sformułowano w Bangalore regułę empiryczną (Nguyen Huu Tinh z Bordeaux), że powstają one najczęściej w przypadku molekuł o osi długiej w przedziale wielkości 15–22 Å, natomiast gdy molekula jest dłuższa od 24 Å, lub krótsza niż 13 Å, to faz tych się nie obserwuje. Fazy ponownie występujące wykryto też ostatnio w fazach kolumnowych (dyskotycznych), które również są przedmiotem szerokiego zainteresowania. Na odrębnej sesji dokonano przeglądu dotychczasowych badań faz kolumnowych, które wykazują polimorfizm (jest ich już znanych 6). Rośnie także liczba znanych substancji tworzących fazy kolumnowe. Razem ze znanymi wcześniej pochodnymi benzenu i trójfenylu jest ich obecnie ok. 70.

Inną aktualnie intensywnie badaną tematyką jest problem tzw. faz „niebieskich”, pomiędzy fazą cholesteryczną a izotropową. Zaprezentowano szereg wyników, głównie dla mieszanin, sugerujących istnienie aż trzech faz „niebieskich” (niebieska jest tylko jedna z nich) w znacznie szerszym przedziale temperatur niż w układach znanych dotychczas (ok. 5 stopni zamiast ułamka stopnia). Pomiedzy poszczególnymi fazami „niebieskimi” obserwuje się przejścia fazowe. Sporo więc kontrowersji wzbudził referat (P. Cladis) sugerujący, że fazy „niebieskie” nie są fazami w sensie termodynamicznym, lecz emulsjami. I tak jedna (najniższej temperaturowa) miałyby być emulsją uporządkowanych kropli fazy izotropowej w cholesteryku, druga emulsją uporządkowanych kropli cholesteryka w cieczy izotropowej, a trzecia fazą izotropową z fluktuacjami gęstości krótkiego zasięgu. Po czyżej stronie jest racja, powinny wykazać dalsze badania.

W Konferencji wzięła udział czteroosobowa delegacja z Polski (dwie osoby na zaproszenie strony indyjskiej, a dwie w ramach współpracy Polskiej Akademii Nauk z indyjską Radą Badań Naukowych i Przemysłowych (Council of Scientific and Industrial Research) — strona polska pokrywała koszty podróży).

Prócz referatu plenarnego prof. Mięśowicza, na zaproszenie organizatorów przedstawił referat prof. Jerzy Janik. Ponadto przedstawiono jeden komunikat ustny (W. Witko) oraz trzy komunikaty plakatowe (J. A. Janik, J. M. Janik, W. Witko) na temat sytuacji fazowej i dynamiki molekularnej ciekłych kryształów. Wyniki te spotkały się z dużym zainteresowaniem. J. A. Janik i M. Mięśowicz przewodniczyli także obradom sekcyjnym. Przyjemnym gestem Organizatorów było podkreślenie znaczenia pracy krakowskiego Komitetu Organizacyjnego, o czym wspomniął podczas swego przemówienia inauguracyjnego S. Chandrasekhar, a także zaproszenie prof. M. Mięśowicza do wygłoszenia referatu inauguracyjnego, który miał rozpocząć konferencję w Krakowie.

Nie tylko strona naukowa Konferencji stała na wysokim poziomie. Kilka wieczorów poświęconych indyjskiej kulturze i sztuce stanowiło również przeżycie dla każdego uczestnika. Odbył się bowiem recital wirtuoza gry na sitar (z towarzyszeniem indyjskich bębenków tabla) oraz spektakl hinduskiego tańca religijnego. Przedstawiono również pokaz narodowych strojów południowych Indii.

Uczestników IX Konferencji poinformowano, że X Międzynarodowa Konferencja Ciekłych Kryształów odbędzie się w York (Wielka Brytania) w dniach 15 — 21 lipca 1984, a przewodniczącym jej Komitetu Organizacyjnego jest prof. George W. Gray (Hull University).

*Wacław Witko*

Instytut Fizyki Jądrowej  
Kraków

## R E C E N Z J E

Maksymilian Pluta: *Mikroskopia optyczna*, PWN, Warszawa 1982, str. 970, nakład 3500 egz., cena zł 800.—

Mikroskopy są narzędziem badawczym stosowanym powszechnie w nauce, technice, medycynie i rolnictwie. W języku polskim brak było opracowania ujmującego całokształt zagadnień związanych z mikroskopią optyczną. Zarówno zakres materiału jak i sposób przedstawienia nie ma odpowiednika również w skali światowej. Książka pisana jest częściowo jako podręcznik (pierwsze rozdziały), częściowo jako monografia (wprowadzenie do poszczególnych działów mikroskopii), częściowo jako poradnik (przy opisie poszczególnych urządzeń mikroskopowych). Na podkreślenie zasługuje bardzo dobrze dobrana literatura, zawierająca nie tylko pozycje publikowane w znanych czasopismach, ale również prace umieszczane w czasopismach branżowych i katalogowych (do 1982 r.).

W zasadzie książka przeznaczona jest dla biologów i lekarzy. Napisana jest jednak przez fizyka, wybitnego specjalistę z zakresu mikroskopii optycznej, znanego i cenionego również w środowisku fizycznym. Na podkreślenie zasługuje nie tylko szereg unikalnych i bardzo cennych wskazówek dla użytkowników mikroskopów, ale i precyzyjne i fizycznie uzasadnione opisy działów różnych rodzajów mikroskopów. Należy przy tym podkreślić, że jest to opis pełny aż do ostatnich osiągnięć włącznie. W książce podano wszystkie najważniejsze typy urządzeń mikroskopowych najpoważniejszych wytwórni optycznych. Zostały również podane konstrukcje produkcji Państwowych Zakładów Optycznych w Warszawie. Wskazano na niektóre konstrukcje opracowane w Centralnym Laboratorium Optyki, ale nie wspomniano, że pierwsze wysokiej klasy obiektywy mikroskopowe zostały opracowane w Instytucie Fizyki Politechniki Wrocławskiej.

Opisywane zagadnienia są bogato ilustrowane schematami układów optycznych opisywanych przyrządów, jak również licznymi wykresami i tabelami ułatwiającymi zrozumienie ich działania. Na końcu książki podano unikalne zdjęcia bardzo dobrej jakości ilustrujące możliwości opisywanych technik pomiarowych. Tak dobra jakość reprodukcji może być wizytówką możliwości PWN.

Pierwsze cztery rozdziały dotyczą fizycznych własności pola optycznego ze szczególnym uwzględnieniem teorii odwzorowania i w zasadzie nie są przeznaczone dla fizyków, ale dla specjalistów innych dziedzin posługujących się przyrządami mikroskopowymi lub wykorzystującymi mikroskopowe techniki pomiarowe i badawcze. Autor unika opisu matematycznego starając się przedstawić zagadnienia w miarę poglądowo. Z konieczności prowadzi to do pewnych uproszczeń i drobnych nieścisłości. Nie znaczy to jednak, że fizycy powinni je opuścić przy czytaniu. Zawarty w nich opis bezpośrednich zastosowań ma duże znaczenie również dla fizyków. Bardzo dobra znajomość produkcji urządzeń mikroskopowych w zakładach o najwyższym standardzie światowym, takich jak: Bausch i Lomb, Wild, Zeiss Jena, Opton Oberkochen, Leitz Wetzlar, Reichert Wiedeń — łącznie z wycuciem konstruktorskim i znajomością praw fizycznych, pozwoliła autorowi na wyciąganie wniosków praktycznych, nieraz o unikalnym charakterze, a zawsze bardzo cennych dla użytkowników. Należy podkreślić wnikliwe ustosunkowanie się do stosowanej terminologii mikroskopowej, której nazewnictwo czasami związane jest z niezawsze precyzyjnym stosowaniem odpowiedników w języku polskim, oraz proponowanie właściwych określeń (np. mikroskop pracujący w świetle odbitym). W rozdziałach tych wyjaśniono oraz podano ważne wskazówki praktyczne dotyczące wpływu apertury kondensora na kontrast i zdolność rozdzielczą mikroskopu.

W dalszych rozdziałach opisano typowe mikroskopy pracujące w świetle przechodzącym i odbitym. Jest tam szereg unikalnych i bardzo cennych wskazówek dla użytkowników. Opisano najczęściej stosowane uniwersalne mikroskopy badawcze wraz z wyposażeniem standardowym, określając ich zalety (także braki), oraz możliwości zastosowań do prac badawczych. Szczegółowo opisano następujące rodzaje mikroskopii: stereoskopową, fazowo-kontrastową, fluorescencyjną, nadfioletową, podczerwoną, polaryzacyjną, inter-



ferencyjną i holograficzną. Rozdziały te zostały napisane w formie poradnika i zawierają ważne informacje dla wszystkich stosujących powyższe techniki pomiarowe. Część książki poświęcona jest aparaturze i pomiarom przy użyciu technik mikro. Opisano takie działy jak: mikrofotometria, mikrofluorymetria, mikrointerferometria, mikromanipulacja, mikroanaliza i mikrosterologia.

Podano najczęściej stosowane metody z opisem dokładności zastosowań i błędów. Powyższe przedstawienie zostało jeszcze uzupełnione najnowszymi osiągnięciami w dziedzinie optycznej dyfrakcji i mikrostruktur i automatycznej analizy ilościowej mikroobiektów i mikrostruktur.

Jest rzeczą zrozumiałą, że w tak olbrzymiej pracy nie sposób uniknąć drobnych błędów czy pomyłek. Praktycznie nie ma błędów wydawniczych. Z wyjątkiem np. str. 254, gdzie we wzorze 3.71 jest  $\phi'$ , a w tekście  $\psi'$ , czy na str. 72  $v_e'$  zamiast  $n_e'$ . Są bardzo nieliczne błędy i to głównie w pierwszych rozdziałach. Na str. 24 w pierwszym zdaniu rozdziału 1.2 są wymieszane pojęcia falowe i geometryczne. We wzorze 2.2 na str. 96 nie uwzględniono powierzchni odbijających. Na str. 110 nie zaznaczono, że wzór 2.31 jest słuszny tylko dla soczewek nieskończenie cienkich. Na rys. 2.37 (str. 144) narysowano tylko bieg promieni aperturowych, a w tekście podano, że połowych i aperturowych. Na str. 177 jest stwierdzenie, że wadą okularu Huygensa jest to, że źrenica wyjściowa mikroskopu zbliża się do okularu tym bardziej, im większe jest jego powiększenie. Jest to jednak ogólna prawidłowość dla wszystkich okularów. W drugim zdaniu na str. 202 nie dodano „i jest centrycznie zamontowany, a wad materiałowych można nie uwzględniać”. Na rys. 3.9 (str. 207) amplitudy  $A_1'$  i  $A_2'$  są jednostkowe, a brak zaznaczenia tego w tekście. Nie będę tu przytaczał pewnych nieścisłości w pierwszych czterech rozdziałach, gdyż wynikają one z przeznaczenia książki.

Styl jest poprawny, terminologia właściwa. Mam jednak zastrzeżenia do takich sformułowań jak: „przedstawione z gruntu” str. 13, „u podstaw teoretycznej interpretacji zjawiska ugięcia światła znajduje się zasada Huygensa” (str. 51), „(właśnie do takowych należy...)” (str. 113), itp. Aberracja chromatyczna powiększenia jest nazywana aberracją poprzeczną, co jest niekonsekwencją. Aberracja poprzeczna jest tą samą aberracją co podłużna, ale rozważaną w innym przekroju. Natomiast aberracja chromatyczna podłużna i aberracja powiększenia są to różne typy aberracji.

Nakład książki jest niewystarczający. Być może cena (800 zł) uzasadnia domniemanie Wydawnictwa, że popyt nie będzie większy i na jeden egzemplarz książki przypadnie wielu użytkowników. Nasuwa się jednak pytanie, dlaczego jest ona drukowana na tak lichym papierze. Między innymi ma ona spełniać rolę poradnika, do którego zagląda się dość często.

Dzięki olbrzymiej wiedzy, pracowitości i zaangażowaniu prof. M. Pluty użytkownicy mikroskopów otrzymali cenną pozycję pozwalającą udoskonalać stosowane przez nich techniki pomiarowe. Jest to książka godna polecenia, również dla fizyków eksperymentatorów (także studentów) wykorzystujących w swych pracach urządzenia mikro skopowe.

Mirosław Gaj

Instytut Fizyki  
Politechnika Wrocławska  
Wrocław

**Korespondencja Marii Skłodowskiej-Curie z córką Ireną. 1905–1934 wybór.** Tłumaczyła z języka francuskiego Krystyna Dolatowska, PIW 1978, ttr. 210, nakład 10 tys. egz., cena zł 55.

Ukazała się, wydrukowana wprawdzie już przed pięciu laty, ale wciąż aktualna i dostępna w sprzedaży książka, której recenzja powinna ukazać się w *Postępiech Fizyki*.

Książka stanowi zbiór przeszło 200 listów z liczącej ok. 400 listów korespondencji Marii Skłodowskiej-Curie i córki, Ireny Joliot-Curie. Listy zostały wybrane i przygotowane do druku w oryginale francuskim przez Gilette Ziegler, która napisała do nich bardzo dobry komentarz, zawierający najważniejsze informacje o autorkach korespondencji oraz przypisy dotyczące osób i rzeczy. O charakterze tej książki powiedzą najlepiej jej fragmenty, w postaci kilku charakterystycznych listów.

Oto pierwszy list ośmioletniej Ireny, wyjątkowo zaadresowany do ojca (który wraz z Marią był wtedy w Sztokholmie).

Poniedziałek, 5 czerwca 1905

Kochany Pé,

W niedzielę byłam z wizytą, najpierw była śliczna pogoda, a potem się zrobiło bardzo brzydko. Siostrzy-  
czka wyciąga rączki po wszystko, co zobaczy.

Pod jaką cyferką pojedziemy na wieś, kiedy wrócisz?

Całuję Ciebie i Mé także.

Dziękuję za kartkę. Przyślij więcej takich kartek.

Irena

List trzynastoletniej Ireny, w którym już przejawiają się jej przyszłe zainteresowania:

Saint-Palais, 31 lipca 1910

Moja Miła Mé,

Łowią krewetki, to przyływ jest dość duży.

Wczoraj kąpałam się sama, bo ciocia była w Saint-Palais na lekcji pływania. Była bardzo duża fala. Ciocia  
nie mogła mieć przez to lekcji, a ja miałam taką falę w plecy, jak jeszcze nigdy.

Napisz do mnie; jeżeli nie masz czasu na listy, to pisz kartki.

Pogoda jest dosyć ładna.

Wielkim głosem domagam się krótkiego wykładu pochodnych.

Twoja kochająca Irena

I. C.

W rok później, list z wakacji w Zakopanem:

Zakopane (Polska), 30 lipca 1911

Miła Mé

Kocham Cię bardzo i chciałabym, żebyś przyjechała.

Przyjedź prędko albo napisz chociaż, kiedy przyjedziesz.

Twojej dorrosłej Irenie bardzo śpieszno Cię zobaczyć.

Na ścianie w jadalni, prawie na wprost mojego miejsca, wisi Twój portret, jak byłaś młoda. Czuję jego obec-  
ność, nawet jak na niego nie patrzę, i zanim mi jeszcze powiedziano że to Ty, od razu się domyśliłam,  
choć nie jest już bardzo podobny.

I.

List osiemnastoletniej Ireny, która podobnie jak matka uczestniczyła w czasie wojny w leczeniu rannych  
żołnierzy francuskich:

23 września 1915

Kochana Mé,

Piszę do Ciebie na prośbę dr Willemsa. Obawia się poważnie gwałtownego napływu rannych i chciałby  
móc rozdzielić w razie potrzeby punkt rentgenowski na dwa (wóz do obsługi sal operacyjnych i akumulato-  
ry w pomieszczeniu do prześwietleń). Wystarczyły do tego statyw do lampy i kołpak; chciałby, żebyś po-  
starała się o to dla niego, tak jak mu podobno obiecałaś. Dowiedziałam się od niego różnych rzeczy, które  
istotnie zdają się wskazywać, iż spodziewane jest natarcie. Nie wiem czy tym razem okaże się to prawdą;  
tyle razy już to słyszałam.

Całuję Cię.

Irena

Dalsza obszerna korespondencja, oprócz informacji prywatnych, zawiera wymianę myśli na temat  
prac naukowych, w których i Maria i dorosła, coraz bardziej znana fizyczka Irena, uczestniczą. Na przykład  
ten list, w którym mowa jest o odkryciu subtelnej struktury promieniowania  $\alpha$ , dokonany przez fizyka  
szwedzkiego, polskiego pochodzenia, Salcmona Rozenbluma:

Paryż, 9 marca 1929

Kochana Mé,

Jesteśmy w Paryżu, gdzie zastaliśmy Helenę w dobrym stanie; ledwo usłyszała przekręcanie klucza w zamku, zaczęła nas owacyjnie witać.

Z wielkim zainteresowaniem oglądaliśmy prążki Rozenbluma. Efekt jest bardzo wyraźny i budzi całkowite zaufanie. Jest to piękne osiągnięcie. Po powrocie do Paryża powinna byś może zająć się Twoim silnym aktywnym, żeby uzyskać z niego aktynon i wspólnie z Rozenblumem zbadać prążek AcC.

Dostałam z banku zawiadomienie o pieniądzach. Dziękuję Ci bardzo.

Rozmawiałam z Grégoire'em i z Pawłowskim. Zapomniałam Ci powiedzieć, że przed feriami prosiłam Pawłowskiego, żeby nie składał swoich notatek, bo zobaczyłam, że w porównaniu z innymi ma w nich okropny bałagan. Przejrzyj je z nim teraz i po powrocie dostaniesz je już uporządkowane.

Napisz mi, kiedy myślisz wracać.

Ściskamy Cię oboje.

Irena

Wreszcie ostatni list, napisany przed podróżą na południe Francji, chorej już bardzo Marii.

Paryż, 26 marca 1934

Kochana Ireno,

Dzisiaj wyruszamy, moja siostra i ja, w kierunku Montpellier. Napiszę do Ciebie z drogi. Spodziewam się, że w czwartek będziemy w Calvaire i zatrzymamy się tam parę dni, tak że możesz napisać tam do mnie.

Gdyby było coś bardzo pilnego, depešuj do Montpellier, *poste restante*. Będziemy tam pewno we środę. Mogłabyś zresztą zadepešować tak czy tak, bo ucieszyłabym się wiadomością, że masz się dobrze i chodzisz na spacer.

Ściskam Cię.

Mé

Sporządziłam tymczasem oświadczenie na piśmie, mające ważność testamentu co do grama Ra, zapakowałam to razem z dokumentami z Ameryki i czerwonym atramentem napisałam na wierzchu pakiecika, co zawiera.

Wszystko razem znajduje się w szafce w pokoju bawialnym, pod szufladkami zamykanymi na klucz, tam gdzie jest teczka z ważnymi listami, którą mi wręczył Fred.

W miarę czytania listów czytelnik poznaje życie zawodowe i prywatne Marii i Ireny w bardziej bezpośredni sposób niż z kilku poświęconych Marii Skłodowskiej-Curie książek biograficznych. Jak wszystko co dotyczy Marii Skłodowskiej-Curie, jest to lektura pasjonująca i wzruszająca. Dobrze się stało, że ten ważny dla nas zbiór listów został wydany w języku polskim. Tłumaczenie Krystyny Dolatowskiej jest wzorowe. Państwowy Instytut Wydawniczy wydał książkę bardzo estetycznie i starannie.

Przemysław Zieliński

Instytut Badań Jądrowych  
Warszawa

## K R O N I K A

PTF

EPS

## Nagroda Specjalna

## VI Konferencja Generalna

Komisja Nagród i Odznaczeń PTF przyznała pani mgr Zofii Mizgier Nagrodę Specjalną w uznaniu jej zasług dla PTF, a mianowicie za opracowanie historii PTF.

W 1963 r. Zofia Mizgier rozpoczęła, z inicjatywy ówczesnego prezesa PTF prof. W. Rubinowicza, zbieranie materiałów do historii PTF. Mimo pesymistycznej oceny możliwości dotarcia do źródeł historycznych, wyrażonej przez prof. W. Kapuścińskiego na Zjeździe Fizyków Polskich w 1952 r. w Poznaniu („Zniszczeniu uległy prawie wszystkie dokumenty Towarzystwa, protokoły posiedzeń itd., tak iż dokładne odtworzenie jego historii jest obecnie zadaniem bardzo trudnym, jeśli w ogóle wykonalnym.” — *Postępy Fizyki* 4, 139 (1953)) udało się jej, poprzez poszukiwania w bibliotekach i archiwach oraz poprzez rozmowy i korespondencję z wieloma fizykami, dotrzeć do licznych dokumentów i zgromadzić materiały historyczne. Część tych materiałów znajduje się obecnie w założonym przez nią Archiwum Zarządu Głównego PTF.

Pierwszym podsumowaniem wyników jej poszukiwań był jej referat na XXI Zjeździe Fizyków Polskich w 1969 r. w Poznaniu.

Szczegółową i dobrze udokumentowaną historię PTF „Powstanie i rozwój Polskiego Towarzystwa Fizycznego” publikuje w naszym czasopiśmie: część I — Zarys działalności polskich towarzystw nauk ścisłych od połowy XVIII w. do powstania PTF w 1920 r. — *Postępy Fizyki* 28, 361 (1977), część II — PTF w latach międzywojennych — 29, 68 (1978), część III — Okres wojenny — 34, 161 (1983). Obecnie przygotowuje do druku część IV — Powojenną historię PTF.

Europejskie Towarzystwo Fizyczne zachęca do wzięcia udziału w VI Konferencji Generalnej EPS, która odbędzie się w Pradze w dniach od 27 do 31 sierpnia 1984. Konferencje Generalne EPS wyróżniają się tym spośród wszystkich innych spotkań międzynarodowych, że stanowią forum rzeczywistości wszystkich fizyków, bez względu na uprawianą specjalność, kierunek zainteresowań czy wiek. Dobrze zaplanowane odczyty plenarne dają możliwość zapoznania się z rozwojem fizyki poza własną dziedziną, a odbywające się w trakcie Konferencji sympozja specjalistyczne pozwalają na dokładniejszy wgląd w najbardziej aktualne działy fizyki.

Obciążenia, m. in. zajęciami administracyjnymi, utrudniają znalezienie czasu w normalnym trybie na swobodną wymianę idei z kolegami zajmującymi się dziedzinami dalszymi od dziedziny, w której fizyk sam pracuje. Spotkania międzynarodowe, powszechnie uznane za wartościowy bodziec postępu, często ograniczają się do zamkniętych grup, izolowanych coraz bardziej od sygnałów z zewnątrz. Osobnym zagadnieniem jest rosnący dystans między kolejnymi pokoleniami. Konferencja Generalna ma na celu przeciwdziałanie tym tendencjom.

Oto przewidziane tematy sesji plenarnych VI Konferencji: współczesna kosmologia; źródła promieniowania X; zderzenia jon-cząsteczka na powierzchni ciała stałego; spektroskopia laserowa jonów cząsteczkowych; wiedza teoretyczna i przyszłość wielkich komputerów; wodór atomowy; kwantowy efekt Halla; nadprzewodnictwo systemów quasi-jednowymiarowych; ostatnie wyniki z *colliderów*; symetrie w jądrach i cząsteczkach;

paradoks Einsteina–Rosena–Podolsky’ego; tunelowa mikroskopia skaningowa; zastosowania wiązek elektronów i jonów do badania powierzchni; nadciężki  $^3\text{He}$ ; fizyka — wiedza fundamentalna.

Przewodniczącym Komitetu Programowego jest prof. Leon Van Hove, a organizacją Konferencji zajmuje się prof. Jan Kaczér z Sekcji Fizyki Stowarzyszenia Czechosłowackich Matematyków i Fizyków.

*Europhys. News* 14, No 6 (1993)

B. W.

### European Journal of Physics

Wychodzące od paru lat czasopismo Europejskiego Towarzystwa Fizycznego *European Journal of Physics* rozwija się w zasadzie dobrze i ma coraz więcej prenumeratorów. Jednakże analiza pierwszych trzech tomów ujawniła dość nieoczekiwane fakty. Wydaje się, że europejscy wykładowcy fizyki mają wewnętrzne opory przeciw dzieleniu się swoimi doświadczeniami i pisanii o stosowanych przez siebie metodach i technikach nauczania. Przyczyną tego są niewątpliwie nadmierne obciążenia zajęciami dydaktycznymi i własną pracą badawczą, ale zapewne również niezdawanie sobie sprawy z tego, że własne wyniki mogą interesować innych kolegów. Rada Redakcyjna chciałaby otrzymywać artykuły omawiające wszelkie aspekty nauczania fizyki w wyższych uczelniach, a także dostawać więcej prac natury refleksyjnej, dyskutujących filozoficzne aspekty fizyki.

*European Journal of Physics* pragnie być czasopismem tych wszystkich, którzy są zaangażowani w formowanie następnych generacji fizyków.

*Europhys. News* 14, No 6 (1983)

B. W.

### Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuły naukowe profesorów.

Tytuł profesora zwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Stanisław Szpikowski (UMCS, Lublin).

Tytuł profesora nadzwyczajnego nauk fizycznych otrzymał Wojciech Dziembowski (Centrum Astronomiczne PAN, Warszawa).

Wręczenie nominacji profesorskich odbyło się 8 czerwca 1983.

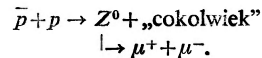
### Odkrycie bozonu Z

Dnia 27 maja 1983 ogłoszono w CERN-ie, że w ogromnym detektorze eksperymentu UA1 zarejestrowane zostały w oddziaływaniu  $\bar{p}p$  przy energii 540 GeV w środku masy dwa zdarzenia, których własności są całkowicie konsyistentne z produkcją i rozpadem neutralnego bozonu  $Z^0$ , przenoszącego oddziaływania słabe. Fizykom spoza CERN-u wiadomość ta została podana oficjalnie po raz pierwszy w trzy dni później, na VI Warszawskim Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu Dolnym.

Przypomnijmy, że w styczniu 1983 r. w doświadczeniach UA1 i UA2 zauważono łącznie 10 przypadków powstania i rozpadu naładowanych bozonów  $W^\pm$  (patrz notatka „Odkrycie bozonu W” w Kronice zeszytu 4/83). Od tego czasu wzrosła świetność wiązek w SPS (ostatni rekord:  $1,8 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  w porównaniu z  $5 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  w 1982 r.), a w doświadczeniu UA1 uruchomiono ostatecznie skomplikowany system urządzeń pozwalający na bardzo szybką identyfikację mionów powstających w zderzeniach, tzw. tryger mionowy (w skład tego systemu wchodzi m. in. liczne komory dryfowe o całkowitej powierzchni około 0,5 ha!).

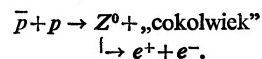
Nowe wyniki pochodzą z danych z naświetleń wykonanych w 1983 r. Zebrano dużą statystykę — taką, że jednemu nanobarnowi przekroju czynnego odpowiada 30 zdarzeń (18 w 1982 r.). Szybkość zbierania danych wynosiła 4 przypadki na sekundę.

Spośród mniej więcej trzech tysięcy zdarzeń zawierających dwa tory mionowe wyselekcjonowano jeden przypadek, któremu towarzyszył dżet cząstek. Masa efektywna układu dwóch mionów wynosiła  $95,4 \pm 9,6 \text{ GeV}/c^2$ . Przekrój czynny i geometria przypadku były całkowicie zgodne z następującym obrazem oddziaływania:



Łączne prawdopodobieństwo zajścia innej reakcji odpowiadających temu zdarzeniu wynosi ok.  $7 \cdot 10^{-7}$ .

W próbie zdarzeń zebranych w 1983 r. znaleziono też przypadek zawierający elektron i pozyton rozbiegające się pod dużym kątem i unoszące dużą energię poprzeczną. Jedyнным wytłumaczeniem jest produkcja i rozpad według schematu



Masa efektywna układu  $e^+e^-$  (czyli masa  $Z^0$ ) wynosi  $102 \pm 7 \text{ GeV}/c^2$ , w zgodzie z wartością znaną dla przypadku z rozpadem na dwa miony. Pewne niekonsystencje dotyczące energii elektronów mierzonej w różnych częściach detektora dały się wytłumaczyć bardzo prawdopodobną emisją „twardego” fotonu przez jeden z elektronów. Również i w tym przypadku przekrój czynny jest zgodny z przewidywanym dla produkcji i rozpadu poszukiwanego bozonu  $Z^0$ , który przenosi prądy neutralne w oddziaływaniach słabych. Bozon ten według oczekiwań miał być cięższy od  $W$  i produkować się odeń ok. 10 razy rzadziej.

Tymczasem w eksperymencie UA1 zebrano dalsze 30 przypadków produkcji i rozpadu  $W^\pm$ . Można już dość dokładnie wyznaczyć ich masę: według obecnych danych wynosi ona  $81 \pm 2 \text{ GeV}/c^2$ . Wydaje się więc, że długo oczekiwane bozony pośredniczące słabych oddziaływań,  $W^\pm$  i  $Z^0$ , ostatecznie się ujawniły, implikując pełne potwierdzenie doświadczalne teorii oddziaływań elektro-słabych.

Z tego, że oddziaływania słabe i elektromagnetyczne stanowią jedną całość, fizycy zaczęli zdawać sobie sprawę już dość dawno temu. Powoli budowano logiczne zręby teorii. Postulowane bozony pośredniczące wymykały się jednak doświadczeniu. Dopiero inwencja i wysiłek setek osób zaangażowanych w wielki projekt badań oddziaływań  $\bar{p}p$  przy pomocy akceleratora SPS w CERN-ie nadały wieloletnim spekulacjom godność teorii sprawdzonej doświadczalnie.

Barbara Badelek

## VII Seminarium Fizyki Powierzchni w Karpaczu

Po dwuletniej przerwie, w dniach od 16 do 20 maja br., Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego zorganizował w Karpaczu VII Seminarium Fizyki Powierzchni. Dyrektorem Seminarium był prof. Zbigniew Sidorski, a sekretarzem naukowym dr Adam Kiejna.

W seminarium wzięło udział 70 uczestników z 9 krajowych ośrodków zajmujących się fizyką i chemią powierzchni ciała stałego (z Bydgoszczy, Gliwic, Krakowa, Lublina, Opola, Warszawy, Wrocławia i Zielonej Góry) oraz 10 gości zagranicznych (z NRD, RFN, Szwajcarii, Szwecji, Węgier i ZSRR).

W programie Seminarium znalazło się 10 re-

feratów i 38 komunikatów, z których 26 przedstawiono w czasie dwóch sesji plakatowych.

Wygłoszono następujące referaty: E. Bauer (Clausthal) — *Chalkogen adsorption on bcc(110) metal surface*, G. Gergely (Budapeszt) — *New developments in elastic peak electron spectroscopy*, W. Palczewska, J. Szymerska i A. Jabłoński (Warszawa) — *Is surface science useful for catalysis and vice versa?*, A. Tontegode (Leningrad) — *Carbon adsorption and properties of carbon films on platinum metals*, Ch. Kleint (Lipsk) — *Photo field emission — development, interpretation and problems*, Ø. Fischer (Genewa) — *Field emission from broad area electrodes*, Z. Sidorski (Wrocław) — *Formation of a metal layer from individual atoms of Cu, Au and Be adsorbed on low index tungsten crystal planes*, M. Gomoyunova (Leningrad) — *Diffraction effects in secondary electron spectroscopy*, B. Hellsing (Göteborg) — *Vibrational damping and friction of hydrogen on metal surfaces*, P. Nordlander (Göteborg) — *Equilibrium properties of hydrogen chemisorbed on transition metals*.

Przedstawione komunikaty i plakaty dotyczyły zarówno teorii zjawisk powierzchniowych, jak i wyników doświadczalnych otrzymanych m. in. metodami: mikroskopii polowej elektronowej i jonowej, dyfrakcji powolnych elektronów (LEED), spektroskopii elektronów Augera (AES), spektroskopii strat energetycznych elektronów (Energy Loss Spectra) i pomiaru zmian pracy wyjścia.

Materiały Seminarium będą opublikowane w specjalnym tomie *Acta Universitatis Wratislaviensis*.

Następne, VIII Seminarium odbędzie się w maju 1984 r.

Adam Kiejna

## Glasgow o przyszłości nauki w USA

W zeszycie kwietniowym 1983 czasopisma *Physics Today* ukazał się artykuł Sheldona Glasghowa (Nagroda Nobla 1979) zawierający pesymistyczną prognozę przyszłego rozwoju nauki amerykańskiej.

Obecne sukcesy, których objawem jest dominujący udział uczonych amerykańskich wśród laureatów Nagrody Nobla z dziedziny fizyki, chemii i medycyny jest wynikiem dawniejszych nakładów na badania podstawowe. Prace podjęte w okresie 10–25 ubiegłych lat doprowadzają obecnie do nagradzanych rezultatów. Uczni, którzy uzyskują te wyniki, otrzymali średnie wykształcenie,

co Glashow uważa za ogromnie ważne, w pierwszej połowie stulecia. W minionym okresie wydatki, na badania naukowe były wyższe niż obecnie. Inwestycje na cele naukowe, licząc na jednego mieszkańca, są teraz znacznie większe w Europie niż w Stanach Zjednoczonych. Ameryka traci przodującą rolę w postępie technicznym. Ważne gałęzie przemysłu upadają.

Glashow zwraca szczególną uwagę na obniżający się poziom szkolnictwa średniego. Jest to spowodowane, m. in., przez czynniki ekonomiczne, sprawiające, że zdolniejsi absolwenci studiów wyższych niechętnie wybierają zawód nauczycielski. Szkoły amerykańskie są zafascynowane skomplikowanymi i kosztownymi zabawkami naukowymi oraz pomocami audiowizualnymi. To wszystko nie może zastąpić dobrego nauczyciela. Dysponując prostym zestawem przyrządów można dużo nauczyć w dziedzinie nauk ścisłych i przyrodniczych. Ignorancja wśród młodzieży amerykańskiej w zakresie tych nauk jest przerażająca. Warto tu może dodać, że sam Glashow kształcił się w całkiem zwykłej szkole w niezamożnej dzielnicy Nowego Jorku, która wśród swoich dawnych wychowanków ma 3 laureatów Nagrody Nobla i wielu wybitnych uczonych w dziedzinie nauk ścisłych.

Z kolei Glashow przechodzi do oceny sytuacji w jego własnej specjalności naukowej, to jest w fizyce wysokich energii. Do niedawna Amerykanie, którzy wynaleźli większość typów akceleratorów, dysponowali najlepszymi i największymi maszynami. Dwa urządzenia w CERN-ie — ISR działający od 1971 r. i „Collider” działający od 1981 r. — przewyższają o klasę urządzenia amerykańskie. Eksperymenty dotyczące zderzeń elektron-pozyton rozpoczęły się we Francji, we Włoszech i w Związku Radzieckim w latach sześćdziesiątych. W następnej dekadzie ujawniła się wyraźna wyższość amerykańska, ale od 1978 r. przodują Niemcy.

Na zakończenie Glashow wyraża przypuszczenie, że Europejczycy lepiej zdają sobie sprawę ze znaczenia nauki i techniki dla zdrowego rozwoju społeczeństwa przemysłowego.

*Phys. Today* 36, No 4 (1983)

B. W.

### Jak przyciągać uczniów do fizyki

Spółeczność fizyków amerykańskich jest zatroskana poziomem nauczania przedmiotów ścisłych w szkołach średnich (por. notatkę „Glashow o przy-

szłości nauki w USA” w niniejszej Kronice). W poszczególnych ośrodkach badań fizycznych podejmowane są spontanicznie próby wywołania wśród uczniów większego zainteresowania fizyką.

W liście do redakcji *Physics Today* (wrzesień 1982) L. M. Lederman z Fermilab w Batawii opisuje taką inicjatywę podjętą przez jego kolegów. Przed dwoma laty fizycy z Fermilab napisali listy do dyrektorów szkół w promieniu 30 km od Fermilab proponując, aby z najstarszych klas w każdej szkole wybrać 4—5 najzdolniejszych w naukach ścisłych uczniów, którzy by przyjeżdżali wraz ze swym nauczycielem na zajęcia do Fermilab w sobotnie przedpołudnia. Odezwy szkół był bardzo duży — ponad 95% skorzystało z oferty. Rok szkolny został podzielony na 3 dziesięciodniowe sesje. W każdej wzięto udział 90 uczniów i 10 nauczycieli. Obecność nauczycieli była tu ważna. Chodziło zarówno o ożywienie ich zainteresowania wykładanym przedmiotem, jak i o zebranie opinii o poziomie nauczania nowoczesnej fizyki. Zajęcia każdej soboty zaczynały się od 90 min. wykładu (z 10 min. przerwą „na lody”, w analogii do przerwy „na kawę” znanej nam ze wszystkich konferencji). Potem uczniów dzielono na 4 mniejsze grupy, w których dyskutowano wykład. Następnie przygotowano uczniów do zwiedzania i w ciągu godziny pokazywano im wybrany dział laboratorium. Zajęcia kończyły się punktualnie o godz. 12. Na zakończenie dziesięciodniowego cyklu odbywała się uroczystość rozdania uczniom świadectw uczestnictwa. Zapraszano na nią także rodziców, dla których był specjalnie przygotowany krótki prosty wykład i którym również pokazywano niektóre urządzenia laboratorium.

W następnym roku, dzięki pomocy finansowej Ministerstwa Energetyki, Fermilab mógł wynajmować autobusy, aby przywozić uczniów z odleglejszych szkół oraz zakupić dla nich odbitki pewnych artykułów z *Scientific American*.

Dzięki tej inicjatywie pracownicy Fermilab mogli nawiązać bliższe kontakty z nauczycielami, przekonali się także, że zdolniejsi uczniowie bardzo wiele czytają i niejednokrotnie mają szerszy zasób wiadomości od swoich nauczycieli.

List Ledermana spowodował wypowiedzi fizyków z innych ośrodków. Okazało się, że nie tylko pracownicy Fermilab wpadli na pomysł rozbudzania wśród zdolnych uczniów zainteresowania fizyką.

W Caltech w Pasadenie prowadzi się 3 rodzaje kursów dla uczniów. Jeden to, podobnie jak

w Fermilab, sobotnie wykłady w trakcie roku szkolnego, z tym że program zawiera takie przedmioty jak astronomia, geologia, oceanografia i fizyka. Zajęcia prowadzą studenci i doktoranci Caltechu. Drugi rodzaj to comiesięczna populudniowa sesja dla uczniów i nauczycieli — tu wykładają profesorowie. Trzeci rodzaj zajęć to szkoła letnia trwająca 7 tygodni (po 4 dni w tygodniu). Uczestnik wybiera sobie program kursu z kilku możliwych. Udział jest bezpłatny, nie ma również egzaminu wstępnego. Jak wyraził się jeden z pracowników Caltech: „jeśli uczeń chce poświęcić 7 tygodni wakacji i przez 5 godz. dziennie uczestniczyć w zajęciach, a ponadto przez kilka godzin dziennie opracowywać zadania domowe, to przez to sam się określa i żaden egzamin wstępny nie jest potrzebny”. Początkowo szkoła letnia była pomyślana dla uczniów z okręgu Los Angeles, ale już w lecie 1982 r. brali w niej udział uczniowie z 12 stanów oraz Kanady, Francji i Wybrzeża Kości Słoniowej. Zajęcia prowadzą w zasadzie studenci, ale profesorowie miewają wykłady gościnne (w ostatnim roku wykladał np. Feynman). Jednym ze skutków tej działalności jest to, że wielu studentów Caltech, biorących udział w tej imprezie, zainteresowało się dydaktyką i zdecydowało się zostać nauczycielami.

W. P. Wolf pisze, że w Uniwersytecie Yale już od 10 lat prowadzi się w sobotnie przedpołudnia zajęcia dla uczniów. Tam program obejmuje nie tylko fizykę, ale wiele innych przedmiotów. Okazało się, że fizyka i nauki pokrewne są dla uczniów najtrudniejsze. Wśród wykładowców jest niestety tendencja zakładania zbyt wysokiego poziomu przygotowania audytorium. Ogromnie pomocną rolę odgrywają pokazy wykładowe, jeśli tylko są starannie wyjaśniane. Podobnie jak w Fermilab, po każdym wykładzie jest przerwa, w czasie której odbywa się dyskusja. Również organizuje się zwiedzanie laboratoriów i rozdaje uczniom zwięzłe drukowane opisy pokazywanej aparatury i prowadzonych przy jej pomocy badań.

Odezwał się również L. Krause z Uniwersytetu Windsor w Kanadzie, gdzie od 11 lat działa High School Physics Laboratory Project. Co roku około 250 uczniów ze szkół w Windsor i okolicy, poleconych przez swoich nauczycieli fizyki, spędza jeden wieczór na tydzień w pracowni dla studentów (rodzaj naszej I Pracowni) robiąc doświadczenia, których nie mogliby przeprowadzić w szkole. Uczniowie odnoszą się do tej działalności z ogromnym entuzjazmem i osiągają nieraz wyniki lepsze niż studenci I roku. Krause pisze, że szczególnie silne wrażenie robi sala wypełniona pracującymi uczniami w zimie, w czasie śnieżyicy, gdy pamięta się, że wielu z nich będzie musiało po zajęciach przejechać 50 mil, by dostać się do domów.

*Phys. Today* 35, No 9 (1982); 36, No 1 i No 2 (1983) *B. W.*

### Computer Physics Reports

Firma North-Holland rozpoczęła wydawanie nowego czasopisma *Computer Physics Reports*, którego redaktorem jest G. Diercksen (Garching, RFN). W 1983 r. ukaże się 8 zeszytów. Każdy zeszyt zawiera jeden artykuł przeglądowy poświęcony wybranemu działowi fizyki obliczeniowej. Redakcja kładzie specjalny nacisk na proste i jasne przedstawienie omawianych zagadnień. Artykuły zawierają 3 zasadnicze części: wprowadzenie w podstawowe zasady i pojęcia omawianego przedmiotu, podanie metod i algorytmów oraz sposobu wprowadzania ich do komputera, a wreszcie pełny spis stosowanych wzorców, co umożliwi czytelnikowi samodzielne stosowanie omawianej metody.

*Phys. Today* 36, No 4 (1983)

*B. W.*



## KALENDARZ IMPREZ

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

### KONFERENCJE 1984

**17—20 września 1984, Gdańsk**

**XXVIII Zjazd Fizyków Polskich.** Prof. J. Fiutak, IF UG, ul. Wita Stwosza 57, 80-308 Gdańsk.

P, 0: 600.— zł, członkowie PTF: 500.— zł

**26—28 czerwca 1984, Wrocław**

**Electromagnetic Compatibility.** Politechnika Wrocławska i SEP. Mgr W. Moroń, 51-645 Wrocław, skr. poczt. 2141.

P, ang. i ros.

**25—29 czerwca 1984, Łódź**

**International Symposium on Nuclear Excited States,** Instytut Fizyki UŁ. M. Przytuła, IF UŁ, ul. Nowotki 149, 90-236 Łódź.

Z: 30. 10. 83, P, U: 70, ang., O: 800.— zł — uczestnicy krajowi, 50 rb — uczestnicy z KS, 50 dolarów — uczestnicy z pozostałych krajów.

### SZKOŁY 1984

**20 lutego — 3 marca 1984, Karpacz**

**XX Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej:** Przejścia fazowe i układy nieuporządkowane. Doc. dr hab. Andrzej Pękalski, IFT, UW, ul. Cybulskiego 36, 50-205 Wrocław  
Z: 15. 11. 83, U: 80, ang.

**27 sierpnia — 8 września 1984, Mikołajki**

**XVI Mazurska Letnia Szkoła Fizyki Jądrowej,** Zakład Fizyki Jądra Atomowego UW, Zakład Spektroskopii Jądrowej UW, Instytut Problemów Jądrowych. Dr Lidia Goetting, IFD UW, Hoża 69, 00-681 Warszawa.

POSTĘPY FIZYKI  
(dwumiesięcznik)

*Warunki prenumeraty pisma:*

Cena prenumeraty: półrocznie zł 180.—  
rocznie zł 360.—

Prenumeratę krajową przyjmuje się  
do dnia 10 listopada na I półrocze roku bieżącego i cały rok następny,  
do dnia 1 czerwca na II półrocze roku bieżącego.

Institucje i zakłady pracy zamawiają prenumeratę w miejscowych Oddziałach RSW „Prasa—Książka—Ruch”, w miejscowościach zaś, w których nie ma Oddziałów RSW — w urzędach pocztowych lub u doręczycieli. Prenumeratorzy indywidualni opłacają prenumeratę wyłącznie w urzędach pocztowych lub u doręczycieli.

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę pocztą zwykłą (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto NBP XV OM Warszawa, nr 1153-201045-139-11, w terminach podanych dla prenumeraty krajowej.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamówić we Wzorcowni Ośrodka Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter), 00-901 Warszawa oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

INFORMATION FOR SUBSCRIBERS

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

## SPIS TREŚCI

M. A. Herman — Półprzewodnikowe supersieci heterozłączone . . . . .	431
G. Kontrym-Sznajd — Badanie struktury elektronowej metali metodą anihilacji pozytonów . . . . .	457
K. Siegbahn — Spektroskopia elektronowa atomów, molekuł i ciała stałego (tłum. <i>W. Zahorowski</i> ) . . . . .	471
ROZMOWY	
Rozmowa z Janem Wesołowskim . . . . .	499
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI . . . . .	505
RECENZJE . . . . .	507
KRONIKA . . . . .	511

## CONTENTS

M. A. Herman — Semiconductor Compositional Superlattices . . . . .	431
G. Kontrym-Sznajd — Investigation of the Electronic Structure of Metals by Positron Annihilation . . . . .	457
K. Siegbahn — Electron Spectroscopy for Atoms, Molecules and Condensed Matter . . . . .	471
DEBATES	
An Interview with Jan Wesołowski . . . . .	499
MEETINGS AND CONFERENCES . . . . .	505
REVIEWS . . . . .	507
CHRONICLE . . . . .	511

## ERRATA

. Pragniemy sprostować trzy błędy drukarskie w zeszytach 5/83 i 6/83. Mianowicie w Kronice z. 5/83, 22 wiersz od dołu str. 424, zamiast *na Uniwersytecie i Politechnice Warszawskiej*, powinno być *na Uniwersytecie i Politechnice Wrocławskiej*. W z. 6/83, w podpisie recenzji zamiast *Mirostaw Gaj* powinno być *Miron Gaj*. Wreszcie w notatce o Szkole w Mikołajkach (Kalendarz Imprez) zamiast *Dr Lidia Goetting*, powinno być *Dr Lidia Goettig*. Przepraszamy.