
PTF

POSTĘPY FIZYKI

**DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY
UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY
FIZYCZNEJ**

**TOM 35
ZESZYT 2
1984**

ZARZĄD

Prezes

Prof. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

Wiceprezesa

Prof. dr ANDRZEJ OLEŚ
Prof. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Sekretarz Generalny

Doc. dr JANUSZ KONOPKA

Skarbnik

Dr hab. ALEKSANDRA KOPYSTYŃSKA

Członkowie Zarządu

Dr JERZY B. BROJAN
Prof. dr FRANCISZEK KACZMAREK
Prof. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Prof. dr CECYLIA WESOŁOWSKA

Zastępcy członków Zarządu

Doc. dr ERYK INFELD
Doc. dr TADEUSZ PNIEWSKI
Doc. dr IZABELA SOSNOWSKA

oraz redaktorzy naczelni czasopism PTF

Prof. dr ADAM SOBICZEWSKI — *Postępy Fizyki*
Prof. dr WIESŁAW CZYŻ — *Acta Physica Polonica*
Mgr MACIEJ JĘDRZEJCZAK — *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)
Doc. dr ANDRZEJ ZASTAWNY (Gliwice)
Dr MAREK ZRAŁEK (Katowice)
Doc. dr MARIAN KARGOL (Kielce)
Doc. dr WITOLD PRECHT (Koszalin)
Prof. dr ANDRZEJ FULIŃSKI (Kraków)
Dr BARBARA GŁADYSZEWSKA (Lublin)

Doc. dr STANISŁAW MICHALAK (Łódź)
Dr DANUTA TOKAR (Opole)
Doc. dr TADEUSZ HILCZER (Poznań)
Dr ADAM DRZYMAŁA (Rzeszów)
Dr HENRYK WREMBEL (Ślupsk)
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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM 35, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1984

RADA REDAKCYJNA

Ludwik Natanson, Leonard Sosnowski, 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 hab. *Józef Szpilecki* (Gliwice)
dr *Janusz Frąckowiak* (Katowice)
dr *Anna Kapuścik* (Kraków)
mgr *Józef Pomorski* (Lublin)
prof. dr hab. *Leszek Wojtczak* (Łódź)
dr *Wojciech Wojtanowski* (Opole)
doc. dr hab. *Andrzej Graja* (Poznań)
mgr *Ewa Weinert-Rączka* (Szczecin)
dr *Hanna Męczyńska* (Toruń)
doc. dr hab. *Aniela Wolska* (Warszawa)
dr *Bernard Jancewicz* (Wrocław)

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie ul. Sławkowska 14

Nakład 2105+95 egz. Ark. wyd. 8,5. Ark. druk. 7+5 wkł. Papier druk. kl. IV, 70 × 100
70 g. Oddano do składania w grudniu 1983 r. Podpisano do druku w kwietniu 1984 r.

Druk ukończono w kwietniu 1984 r. Zam. 662/83. Cena zł 60,—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Manifestu Lipcowego 13

Marian Głowacki

Wyższa Szkoła Pedagogiczna
Częstochowa

Polowa jonizacja gazu przy powierzchni metalu

Field Ionization of Gas at a Metal Surface

Abstract: A review of progress of field emission and field ion microscopy as well as description of the process of field ionization of gas at a metal surface are presented.

1. Wstęp

W 1951 r. E. W. Müller zbudował przyrząd, przy pomocy którego można było obserwować powierzchnię metalu w skali atomowej. Przyrząd ten został nazwany przez autora polowym mikroskopem jonowym.

Podstawowym procesem odpowiedzialnym za powstawanie obrazu w polowym mikroskopie jonowym jest polowa jonizacja gazu w bezpośredniej bliskości odwzorowywanej powierzchni w bardzo wysokim polu elektrycznym. Dokładna interpretacja, a co za tym idzie, poznanie szczegółów odwzorowywanej powierzchni, wymaga znajomości mechanizmu polowej jonizacji gazu.

Dlatego badanie zjawiska polowej jonizacji gazu przy powierzchni metalu jest ciągle przedmiotem zainteresowania licznych ośrodków naukowych, zwłaszcza, że nie istnieje jedna klarowna teoria dotycząca wyjaśnienia mechanizmu tego procesu.

Niniejszy artykuł jest próbą uporządkowania faktów dotyczących rozwoju mikroskopii jonowej oraz mechanizmów opisujących polową jonizację gazu przy powierzchni emitera polowego mikroskopu jonowego.

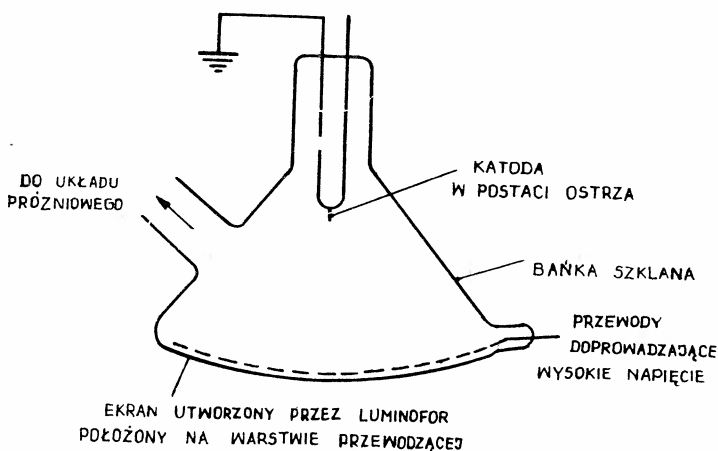
2. Rozwój polowej mikroskopii emisyjnej i jonowej

2.1. Polowy mikroskop emisyjny

Metoda odwzorowania powierzchni dzięki emisji elektronów w kierunku prostopadłym do powierzchni była powrotem do wcześniejszych eksperymentów, prowadzonych w 1876 w Berlinie przez Goldsteina [1], który na szklanej ścianie rury do wyładowań oglądał rozmyte plamy. Ponad pół wieku później, podczas badań nad emisją polową, Müller

umieścił ostro zakończoną igłę wolframową w środku szklanej bańki, której jedna ścianka, pokryta warstwą przewodzącą i luminoforem, tworzyła ekran. Do ekranu umieszczonego w odległości kilku centymetrów biegly elektrony emitowane z ostrza, gdy między nim a ekranem przyłożono różnicę potencjałów rzędu kilku kV. Powstawał obraz pozwalający na zidentyfikowanie struktury krystalograficznej powierzchni [2, 3].

Przyrząd ten, nazwany polowym mikroskopem emisyjnym, został uznany jako dogodne narzędzie do badania powierzchni [4]. Ostrze o kształcie idealnie gładkiej półsfery o promieniu krzywizny rzędu kilku tysięcy \AA umożliwiało uzyskanie dużego powiększenia, rzędu kilkuset tysięcy razy, przy stosunkowo dobrej rozdzielczości. Müller ocenił zdolność rozdzielczą przyrządu na około 20 \AA , przy czym jej ograniczenie wynikało z istnienia dużej, poprzecznej składowej prędkości elektronów oraz dyfrakcyjnego rozmycia fali elektronowej [5].



Rys. 1. Schemat polowego mikroskopu emisyjnego

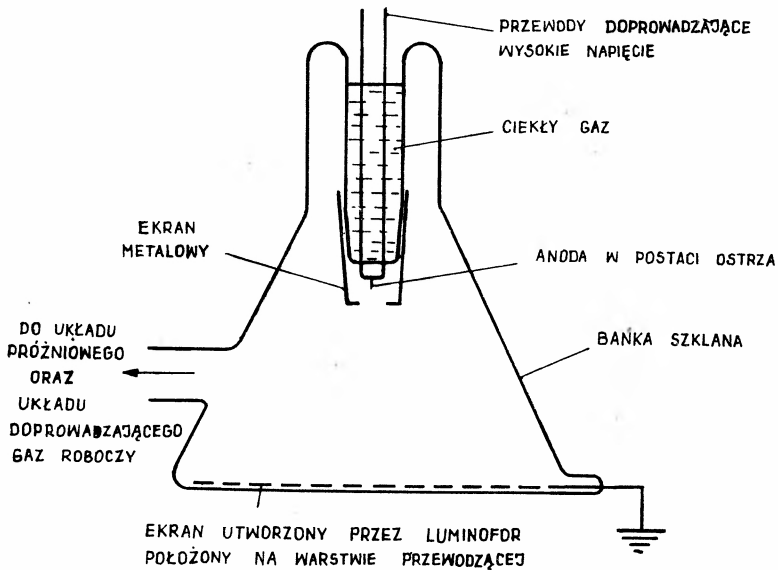
2.2. Polowy mikroskop jonowy

Po odkryciu w 1941 efektu desorpcji polowej [6], Müller postanowił zastosować jony desorbowane polowo z powierzchni, do zobrazowania ich pozycji na powierzchni ostrza przez radialną projekcję. Oczywiście zdolność rozdzielcza byłaby w tym przypadku znacznie lepsza niż w polowym mikroskopie emisyjnym, gdyż mniejsza będzie poprzeczna składowa prędkości jonu, o energii rzędu kT oraz zmniejszy się rozmycie dyfrakcyjne dzięki dużej masie jonu.

Müller postanowił w sposób ciągły doprowadzić adsorbat w postaci gazu, który mógłby być ciągle desorbowany polowo. Desorbowane jony tego gazu, odlatujące radialnie od powierzchni ostrza, tworzyłyby obraz tej powierzchni [7]. Najbardziej odpowiednim wydał się Müllerowi wodór, gdyż nie powoduje on katodowego rozpylania emitera polowego [2].

Przyrząd ten, nazwany później polowym mikroskopem jonowym, wbrew założeniom Müllera [7] okazał się eksperymentalnym potwierdzeniem starej teorii Oppenheimera [8], dotyczącej jonizacji wodoru w obecności silnego pola elektrycznego, dzięki efektowi tunelowemu.

Najważniejszą dla dalszych badań jonizacji polowej była teoria opracowana przez Inghrama i Gomera [9], rozwinięta potem przez Müllera i Bahadura [10]. Zakładała ona, że tunelowanie elektronu z molekuly gazu do metalu wywołuje jonizację polową w pewnej strefie położonej w odległości krytycznej. Ta krytyczna odległość od powierzchni określa położenie atomu gazu, w którym podstawowy poziom elektronu walencyjnego leży na poziomie Fermiego w metalu lub powyżej tego poziomu.



Rys. 2. Schemat polowego mikroskopu jonowego

Tymczasem nastąpiło dalsze udoskonalenie koncepcji polowego mikroskopu jonowego, obniżenie temperatury ostrzy i jego okolicy przez wymrożenie ciełym azotem lub wodorem. Miało to na celu zmniejszenie poprzecznej składowej prędkości jonu, a co za tym idzie poprawienie zdolności rozdzielczej przyrządu.

Na rys. 2 przedstawiono schemat współczesnej wersji polowego mikroskopu jonowego.

Dla polowego mikroskopu jonowego również istotne jak praca w niskich temperaturach jest zastosowanie parowania polowego do otrzymywania idealnie gładkiej powierzchni ostrzy, które są emiterami w tym przyrządzie [11]. Dłusze parowanie polowe pozwala odsłonić kolejne warstwy powierzchni ostrza. W 1957 Müller wprowadził dwukolorową technikę porównywania obrazów jonowych, otrzymywanych z kolejnych stadiów procesu parowania polowego [12].

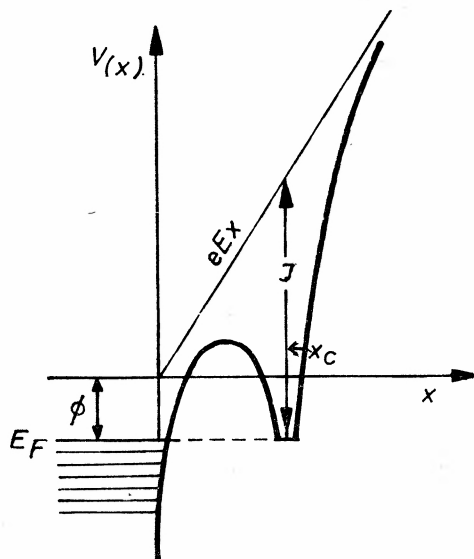
Najczęściej stosowanymi gazami w polowym mikroskopie jonowym są hel i neon ze względu na wysoki potencjał jonizacji. Dobrze odwzorowują powierzchnię, gdyż jonizują się w bezpośredniej bliskości, gdzie istnieje najsilniejsze pole elektryczne.

Emiter polowego mikroskopu jonowego wydaje się również doskonałym źródłem jonów dla spektrometrii masowej, stanowiąc proste punktowe źródło o wysokiej jasności.

3. Mechanizm polowej jonizacji gazu przy powierzchni metalu

3.1. Klasyczny opis polowej jonizacji gazu

Od 1954 przez blisko 20 lat był powszechnie akceptowany mechanizm polowej jonizacji gazu nad powierzchnią metalu zaproponowany przez Inghrama i Gomera [9], którzy z kolei oparli się na wcześniejszej pracy Oppenheimera [8].



Rys. 3. Bariera potencjału dla elektronu w atomie gazu przy powierzchni metalu w obecności zewnętrznego pola elektrycznego o natężeniu E : J — energia jonizacji atomu, ϕ — praca wyjścia elektronu E_F — poziom Fermiego x_c — odległość krytyczna

Swobodny atom gazu jest tu rozpatrywany jako jednowymiarowa jama potencjału, w której znajduje się elektron. Jeżeli atom gazu znajduje się w polu elektrycznym przy powierzchni metalu, następuje obniżenie oraz zwężenie bariery [13]. Kształt bariery potencjału dla elektronu w atomie gazu, znajdującym się nad powierzchnią metalu, w obecności zewnętrznego pola elektrycznego o natężeniu E przedstawia rys. 3.

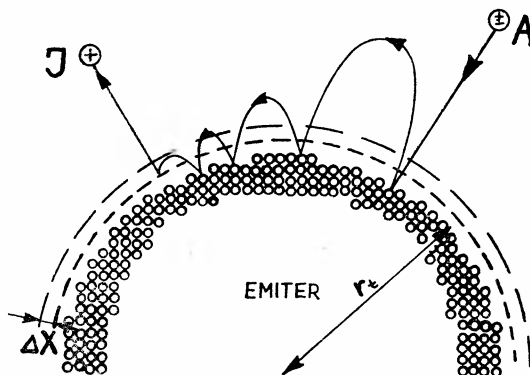
W dostatecznie silnym polu elektrycznym nad powierzchnią metalu, jonizacja atomu gazu następuje bez wzbudzenia elektronu. Proces ten zachodzi na drodze efektu tunelowego. Szerokość bariery potencjału musi być wówczas porównywalna z długością fali de Broglie'a

dla elektronu. Wraz ze zbliżaniem się atomu do powierzchni metalu bariera potencjału zwęża się. Istnieje jednak krytyczna odległość, poniżej której prawdopodobieństwo jonizacji spada gwałtownie do zera.

Aby atom gazu mógł ulec jonizacji, musi on dotrzeć w pobliże powierzchni metalu. Jest to możliwe dzięki polaryzacji atomu gazu w zewnętrznym polu elektrycznym. Docierający do powierzchni atom może zostać zjonizowany bądź to od razu, bądź po utracie części energii.

Jeśli jonizacja zachodzi w polowym mikroskopie jonowym, atomy gazów o dużym potencjale jonizacyjnym, jak hel i neon, jonizujące się bezpośrednio przy powierzchni odbiegają radialnie od półsferycznego zakończenia emitra ostrzowego i padają na ekran odwzorowując te punkty powierzchni, nad którymi natężenie pola elektrycznego jest największe. Będą to atomy z krawędzi płaszczyzn sieciowych czystej powierzchni.

Schemat powstawania jonu w polu elektrycznym nad powierzchnią emitra polowego mikroskopu jonowego po kolejnych przejściach przez strefę jonizacji Δx przedstawia rys. 4. Dno strefy jonizacji znajduje się w odległości krytycznej od powierzchni emitra.



Rys. 4. Schemat powstawania jonu w polu elektrycznym przy powierzchni emitra polowego mikroskopu jonowego: Δx — strefa jonizacji rozciągająca się w odległości x_c od powierzchni, r — promień krzywizny zakończenia emitra, A — spolaryzowany atom gazu biegnący w kierunku emitra, J — jon gazu biegnący w kierunku ekranu

3.2. Polowa adsorpcja gazu i jej wpływ na jonizację polową

W 1968 Müller, Panitz i Mc Lane [14] połączyli polowy mikroskop jonowy ze spektrometrem masowym z pomiarem czasu przelotu jonów. Ten nowy przyrząd nazywany przez jego twórców sondą atomową z pomiarem czasu przelotu jonów (TOF atom probe FIM) pozwolił na ilościowe badanie procesów zachodzących w polowym mikroskopie jonowym, co z kolei umożliwiło na nowo spojrzeć na mechanizm jonizacji polowej.

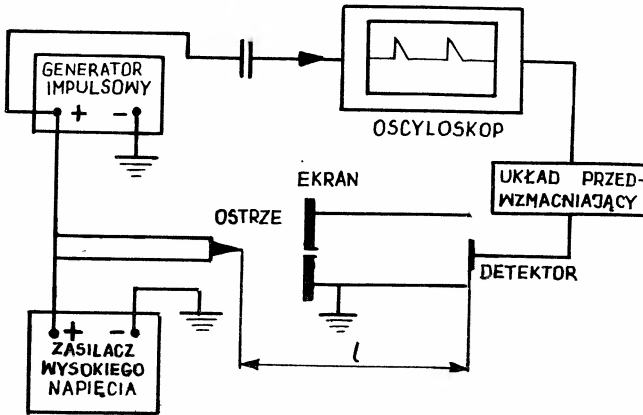
Schemat działania sondy atomowej z pomiarem czasu przelotu jonów przedstawiono na rys. 5.

Przyrząd ten został tak skonstruowany, że istniała możliwość manipulacji emitrem polowego mikroskopu jonowego tak, aby wybrany obszar obrazu jonowego powierzchni pokrywał się z otworem w ekranie. Wtedy wiązka jonów odparowanych impulsem pola

elektrycznego przebiega przez otwór w ekranie, aby następnie wpaść do detektora z prędkością określoną wyrażeniem

$$\frac{1}{2}mv^2 = ne(U_0 + U_p), \quad (1)$$

gdzie n — wielokrotność ładunku jonu odparowanego połowo, e — ładunek elektronu, U_0 — napięcie obserwacji (napięcie najlepszego obrazu), U_p — impuls napięcia odparowującego, m — masa jonu, v — prędkość jonu równa $v = l/t$, gdzie l — odległość ostrza od detektora jonów, t — czas przelotu jonów.



Rys. 5. Schemat układu sondy atomowej z pomiarem czasu przelotu jonów, l — droga jonów powstałych nad wybranym punktem powierzchni emitera połowego mikroskopu jonowego

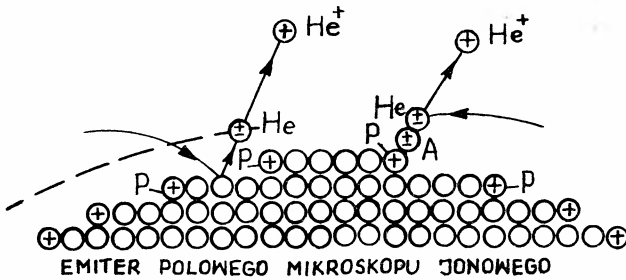
Powyższe wyrażenie pozwala na zidentyfikowanie każdego jonu dobiegającego do detektora, jeśli dostatecznie dokładnie zostanie określona suma napięć ($U_0 + U_p$) i zmierzony czas przelotu jonu od emitera do detektora.

Zdolność rozdzielcza przedstawionej sondy, początkowo nieznaczna, została poprawiona po zbudowaniu przez Krishnaswamy i Müllera sondy kompensującej straty energii jonów oraz sondy ogniskującej jony o tej samej energii [15].

Przy pomocy sondy atomowej z pomiarem czasu przelotu jonów stwierdzono połowę adsorpcję atomów helu i neonu na atomach wystających z powierzchni [16]. Tsong i Müller wykazali, że energia wiązania połowej adsorpcji atomów gazu pochodzi z oddziaływania między spolaryzowanymi atomami gazu a momentami dipolowymi atomu powierzchni metalu [17]. Tsong stwierdził, że zaadsorbowany połowo na powierzchni neutralny atom gazu szlachetnego może obniżyć barierę potencjału dla elektronu tunelującego z atomu jonizowanego gazu do powierzchni [18].

Cechą połowej adsorpcji gazu szlachetnego jest umiejscowienie adsorbatu na szczycie wystającego z powierzchni atomu podłoża i ustawienie go w kierunku lokalnego pola w przeciwieństwie do zwykłej fizysorpcji, podczas której atom adsorbatu lokuje się głównie między atomami podłoża. Wierzchołkowe położenie atomu gazu zaadsorbowanego połowo zostało potwierdzone przez pomiar rozkładu energii jonów powstałych w procesie jonizacji połowej [19].

Na rys. 6. przedstawiono porównanie dwóch mechanizmów jonizacji polowej. Z lewej strony rysunku spolaryzowany atom gazu jonizuje się po odskoku w odległości krytycznej, z prawej na wystającym atomie powierzchni adsorbuje się połowo atomu gazu i jonizacja następnego atomu docierającego do powierzchni następuje dopiero na skutek oddziaływania z zaadsorbowanym atomem.



Rys. 6. Porównanie mechanizmów jonizacji: po lewej — spolaryzowany atom gazu jonizuje się po odskoku w odległości krytycznej od powierzchni, po prawej — na wystającym z powierzchni atomie adsorbuje się połowo atomu gazu. Jonizacja następnego atomu gazu dobiegającego do powierzchni zachodzi na skutek oddziaływania z zaadsorbowanym atomem, P — wystający z powierzchni atom podłoża, leżący na krawędzi płaszczyzny sieciowej, He — spolaryzowany atom helu, A — zaadsorbowany połowo atom gazu, He^+ — jon gazu biegnący w kierunku ekranu

3.3. Rozkład energetyczny jonów w polowym mikroskopie jonowym

Jak wspomniano wcześniej, jony gazu powstają w procesie jonizacji polowej w pewnej odległości x od powierzchni. Odległość ta musi być większa lub równa odległości krytycznej x_c . Powstałe jony będą do ekranu polowego mikroskopu jonowego ze stratą energii ΔV_x względem energii potencjalnej tuż przy powierzchni. Tę stratę energii określa wyrażenie

$$\Delta V_x = e \int_0^x E_x dx, \quad (2)$$

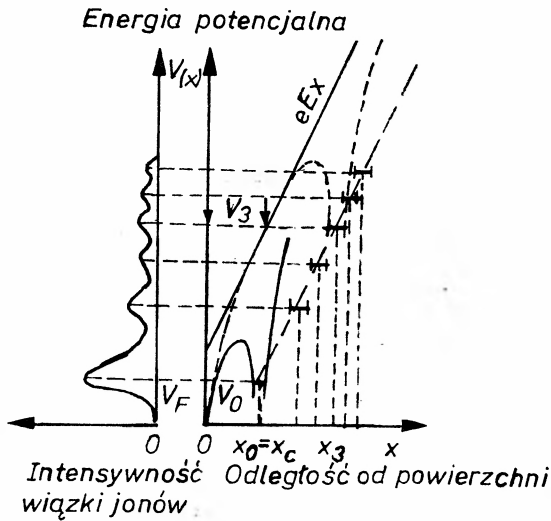
gdzie ΔV_x — strata energii jonów przybywających do ekranu polowego mikroskopu jonowego, $x (\geq x_c)$ — odległość powstałego jonu od powierzchni emitera polowego mikroskopu jonowego, E_x — natężenie zewnętrznego pola elektrycznego w odległości x od powierzchni.

W 1965 Jason, Burns i Inghram, badając rozkład energetyczny strat energii jonów powstałych w procesie jonizacji polowej, stwierdzili istnienie periodycznie powtarzających się maksimum o coraz to mniejszej energii [20].

Na rys. 7 przedstawiono typowe widmo strat energii jonów powstałych w procesie jonizacji polowej, w porównaniu z wykresami energii potencjalnej elektronu dla różnych odległości od powierzchni. Strzałkami oznaczono punkty na poziomie V_3 , gdzie zachodzi tunelowanie rezonansowe. Energia potencjalna elektronu w atomie gazu, znajdującym się w silnym polu elektrycznym w pobliżu powierzchni metalu zależy prawie liniowo od odległości od powierzchni. Maksimum główne widma rozkładu strat energii pochodzi

od jonów powstających w odległości krytycznej $x_c = x_0$, tak że energia oznaczona na rysunku przez V_0 odpowiada energii Fermiego V_F . Dla $x > x_0$ prawdopodobieństwo jonizacji zmniejsza się, wykazując jednak periodyczny charakter.

Jason i in. [21, 22] oraz Alferieff i Duke [23] wyjaśnili te periodyczne zmiany prawdopodobieństwa jonizacji. Zjawisko wielokrotnej struktury w rozkładzie energetycznym jonów w polowym mikroskopie jonowym interpretowali jako kwantowy rezonans poziomów atomowych gazu z poziomem trójkątnej jamy potencjału, utworzonej przez powierzchnię metalu i zewnętrzne pole elektryczne.



Rys. 7. Widmo rozkładu start energii jonów powstałych w procesie jonizacji polowej w porównaniu z wykresami energii potencjalnej walencyjnego elektronu w atomie gazu w odległościach odpowiadających maksimum widma. Pełne wykresy energii potencjalnej przedstawiono tylko dla energii V_0 i V_3 . $V_0 = V_F$ — energia Fermiego, V_n — energia odpowiadająca odległościom, w których powstają maksima widma rozkładu energetycznego, E — natężenie zewnętrznego pola elektrycznego

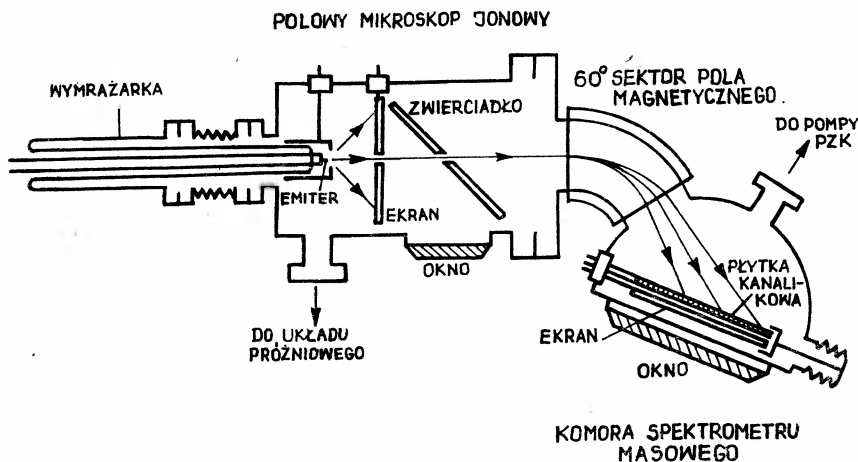
Powstawanie maksimum w widmie rozkładu energetycznego jonów w polowym mikroskopie jonowym nazwane zostało efektem Jasona. Lucas [24] próbował wyjaśnić periodyczny charakter widma energetycznego jako wielokrotne straty pochodzące ze wzbudzenia plazmonów powierzchniowych.

Obecność maksimum Jasona, w widmie strat energii jonów powstałych w polowym mikroskopie jonowym, została potwierdzona eksperymentalnie przez Müllera i Krishnaswamy [25] przy użyciu sondy atomowej z pomiarem czasu przelotu jonów, zmodyfikowanej przez umieszczenie w niej analizatora energii Molenstadta. Ponadto stwierdzili, że rozkład energetyczny jonów powstałych w procesie jonizacji polowej zależy wyraźnie od miejsca, nad którym zachodzi jonizacja.

Appelbaum i Mc Rae [26] opracowali teorię dotyczącą przedstawianego rozkładu energetycznego i określili teoretycznie widmo rozkładu energetycznego, potwierdzone eksperymentem. Teoria ta była zgodna z wcześniejszą interpretacją rozkładu energii, zaproponowaną przez Jasona, Alferieffa i Duke'a.

3.4. Polowa jonizacja gazu w strefie wzbronionej

Müller i Krishnaswamy [25] w czasie badań prowadzonych przy użyciu sondy atomowej z pomiarem czasu przelotu jonów, uzyskali wyniki świadczące o powstawaniu jonów o energiach odpowiadających jonom biorącym początek w „strefie wzbronionej” tj. w odległości mniejszej od powierzchni niż odległość krytyczna. Atomy gazu, z których powstały te jony musiały zostać uprzednio wzbudzone. Okazało się, że wzbudzenie to nastąpiło przez bombarďowanie elektronami pochodzącymi z jonizacji domieszkowych atomów gazu o mniejszym potencjale jonizacyjnym. Jonizacja tych atomów nastąpiła w dużej odległości od powierzchni.



Rys. 8. Schemat blokowy układu 60° magnetycznej sektorowej sondy atomowej (ZFCSt WSP Częstochowa) oraz bieg wiązki jonów i ich analiza ze względu na stosunek m/n

Szersze badania polowej jonizacji gazu nad pojedynczymi atomami powierzchni metalu potwierdzające jonizację atomów gazu w strefie wzbronionej prowadzili później Müller i Sakurai przy użyciu nowej magnetycznej sektorowej sondy atomowej o dużej zdolności rozdzielczej [27, 28]. Sonda ta (rys. 8.) stanowi połączenie polowego mikroskopu jonowego z 60° magnetycznym sektorowym spektrometrem masowym.

Wybrane, w podobny sposób jak w przedstawionej już sondzie atomowej z pomiarem czasu przelotu, jony powstałe przy powierzchni emitera polowego mikroskopu jonowego są analizowane w 60° sektorze jednorodnego poprzecznego pola magnetycznego. Pole to działa na jony jak cylindryczna soczewka elektrostatyczna. W soczewce tej są rozdzielone jony o stałej energii i różnych stosunkach m/n , przy czym promień krzywizny toru jonów o danym stosunku m/n określa relacja [29]

$$r = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2mU}{n \cdot e}}, \quad (3)$$

gdzie r — promień krzywizny toru jonów, B — indukcja magnetyczna, m — masa jonu, n — krotność ładunku, e — ładunek elementarny, U — napięcie przyspieszające jony.

Przebieg wiązki jonów i jej analizę w sektorze magnetycznym przedstawiono na rys. 8. Mogą to być zarówno jony parowane połowo z powierzchni jak i jony powstałe w procesie jonizacji połowej nad powierzchnią, podczas normalnej pracy połowego mikroskopu jonowego. Widmo masowe jonów w przedstawionej sondzie uzyskuje się w postaci prążków rejestrowanych w układzie detekcyjnym, składającym się z płytki kanalikowego wzmacniacza obrazu [30, 31] i ekranu luminescencyjnego.

Müller i Sakurai [27] przy użyciu magnetycznej sektorowej sondy atomowej badali jonizację helu z domieszką wodoru i deuteru. Zaobserwowali oni, że obok linii widmowych odpowiadających jonom gazu powstałym w odległości krytycznej, pojawiły się dodatkowe linie, które zinterpretowano jako odpowiadające atomom gazu zaadsorbowanym połowo na wystających z powierzchni atomach i następnie zjonizowanym, po uprzednim wzbudzeniu ich przez elektrony pochodzące z domieszkowych atomów wodoru i deuteru. Atomy te jonizują się jak już wspomniano w dużej odległości od powierzchni emitera.

3.5. Porównanie przedstawionych opisów połowej jonizacji gazu

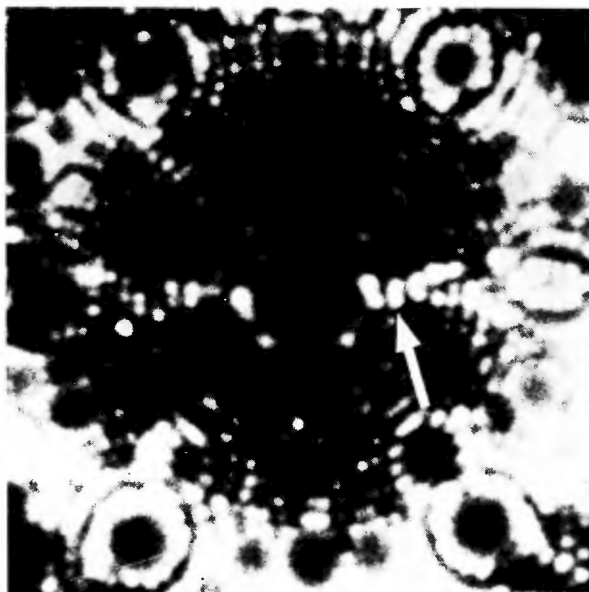
Jak wynika z przedstawionych rozważań, odkrycie połowej adsorpcji atomów gazu szlachetnego na powierzchni metalowych emitatorów w połowym mikroskopie jonowym, stało się możliwe dzięki użyciu coraz to bardziej doskonałych sond atomowych, umożliwiających ilościową analizę produktów jonizacji gazu jak i parowania połowego. Ponadto odkrycie połowej adsorpcji pozwoliło spojrzeć na nowo na mechanizm połowej jonizacji gazu.

Teoria wyjaśniająca mechanizm jonizacji połowej poprzez połową adsorpcję atomów gazu szlachetnego, nie stoi w sprzeczności z ciągle podstawową teorią Inghrama i Gomera [9]. Połowa adsorpcja atomów gazu szlachetnego, docierających do powierzchni metalu, prowadzi do szybkiego przekazania ich energii kinetycznej atomom zimnej sieci krystalicznej. Osiągnięcie pełnej akomodacji cieplnej innych, kolejnych atomów gazu docierających do powierzchni pokrytej warstwą adsorbentu, wymaga mniejszej ilości skoków jonizującego się atomu, ponieważ istnieje większa wymiana energii pomiędzy atomami o zbliżonej masie. W temperaturze pokojowej, gdy nie ma połowej adsorpcji gazów, obrazy jonowe są rozmyte między innymi dlatego, że akomodacja cieplna jest mniejsza. Z tego punktu widzenia wybór wodoru dla pierwszego połowego mikroskopu jonowego był wyjątkowo szczęśliwy, ponieważ wodór jest adsorbowany na powierzchni w temperaturze pokojowej, tak że obrazy wodorowe są dość ostre nawet bez wymrażania [32].

Zgodnie z teorią Inghrama i Gomera tunelowanie elektronu z atomu jonizowanego gazu, musi zachodzić w odległości krytycznej, a więc w chwili gdy spolaryzowany atom gazu dotrze do powierzchni i dotknie adsorbentu. Atomem lepiej dopasowanym do wymiarów strefy wzbronionej w przypadku jonizacji nad powierzchnią wolframu byłby więc atom neonu, którego średnica odpowiada odległości krytycznej 4,5 Å.

Eksperymentalne prace Schmidta, Reisnera i Kreutza [33] oraz Janssena i Jonesa [34] potwierdziły, że neon lepiej adsorbuje się połowo niż hel. Zarejestrowano wzrost jasności punktów obrazu jonowego, odpowiadających tym atomom powierzchni, na których został zaadsorbowany atom neonu.

Teoretycznym wyjaśnieniem zjawiska lokalnych rozjaśnień związanych z połową



Rys. 11. Obraz jonowy fragmentu powierzchni wolframowego emitera o promieniu krzywizny 470 \AA , z centralną płaszczyzną (011). Napięcie najlepszego obrazu wynosiło 10500 V , ciśnienie helu $8 \times 10^{-5} \text{ hPa}$, temperatura 78 K . Wskazany strzałką rząd bardzo jasnych pięt odzworowuje atomy w położeniu meta-stabilnym [57]

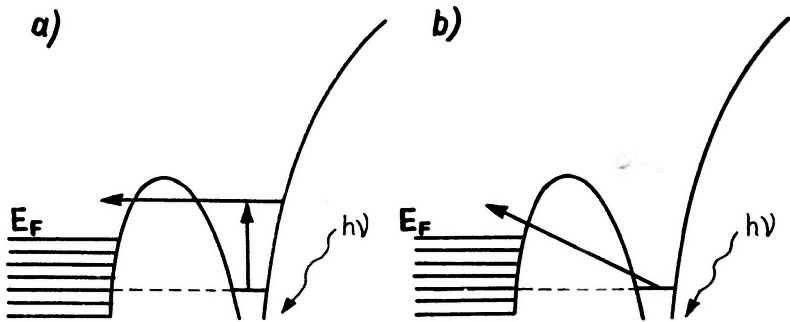
adsorpcją atomów gazu na wystających z powierzchni atomach metalu zajęli się Nolan i Herman ([35, 36], oraz Iwasaki i Nakamura [37]. Wyniki tych autorów wskazują, że połowa adsorpcja neonu znacznie przyspiesza prędkość jonizacji połowej, natomiast połowa adsorpcja helu nieznacznie tę prędkość redukuje.

Jeszcze inny pogląd na zwiększenie prawdopodobieństwa jonizacji nad połowo zaadsorbowanymi atomami gazu szlachetnego reprezentuje Forbes [38]. Sugeruje on, że to zwiększenie prawdopodobieństwa jonizacji jest spowodowane przez lokalną zmianę gęstości gazu nad zaadsorbowanym atomem.

Biorąc pod uwagę przedstawione fakty Rendulic i Kreutz [39] zaproponowali model połowej jonizacji gazu nad powierzchnią metalowego emitera w połowym mikroskopie jonowym, zakładając przy normalnych warunkach jonizacji pokrycie powierzchni dwiema warstwami gazu szlachetnego. Pierwsza warstwa jest zaadsorbowana na wierzchołkach wystających z powierzchni atomów, zaś w drugiej warstwie następuje jonizacja. Model Rendulica i Kreutza wraca niejako do pierwotnego założenia Müllera [7], według którego obraz tworzą jony helu, które są desorbowane polem elektrycznym z powierzchni pokrytej zaadsorbowanymi atomami helu lub innego gazu.

3.6. Połowa jonizacja gazu stymulowana fotonami

Tsong, Block, Nagasaka i Viswanathan [40] prowadzili badania nad jonizacją połową atomu gazu w strefie wzbronionej stymulowaną fotonami. Badania zostały uwieńczone sukcesem. Dokładny opis zjawiska podaje Tsong [41]. Pomysł użycia energii fotonu do wzbudzenia elektronu w atomie gazu szlachetnego zaadsorbowanym w strefie wzbronionej dla jonizacji połowej przedstawiono na rys. 9.



Rys. 9. Przebieg jonizacji połowej w strefie wzbronionej po wzbudzeniu elektronu fotonami: a) elektron tuneluje do wolnego stanu po wzbudzeniu, b) elektron przechodzi bezpośrednio do wolnego stanu ze stanu podstawowego

Podczas wzbudzania fotonami zaadsorbowanego atomu gazu, mogą zachodzić dwa przypadki tunelowania elektronu do wolnego stanu w metalu: po wzbudzeniu (rys. 9a) i ze stanu podstawowego (rys. 9b).

W obu przypadkach powrót jonu do stanu obojętego jest nagły, chyba że pole elektryczne przy powierzchni jest wystarczająco silne, aby usunąć w bardzo krótkim czasie

utworzone jony. Dlatego uzyskanie eksperymentalnych efektów dotyczących zjawiska jonizacji polowej gazu szlachetnego przy powierzchni metalu, drogą wzbudzenia fotonami atomów zaadsorbowanych polowo jest bardzo trudne. W swoich badaniach procesu jonizacji polowej stymulowanej fotonami, Tsong wraz ze współpracownikami użyli lasera jako źródła fotonów [40]. Stwierdzili, że w procesie tym uzyskuje się bardzo ostre i jaskrawe obrazy jonowe w polach elektrycznych niższych niż pole najlepszego obrazu.

Późniejsze badania Tsonga [41] wykazały, że mechanizm jonizacji polowej stymulowanej fotonami stosuje się również do procesu parowania polowego, przy czym użycie fotonów znacznie obniża pola parowania.

4. Prąd jonowy w polowym mikroskopie jonowym

4.1. Przybliżenie dynamiczne i quasi-statyczne

Powstawanie prądu jonowego w polowym mikroskopie jonowym można rozważać w dwóch aspektach: dynamicznym i quasi-statycznym.

Przybliżenie dynamiczne stosowali Müller [42], Gromer [43] i Southon [44] oraz Iwasaki i Nakamura [45], rozważając powstawanie prądu jonowego. Zakładali, że do powierzchni emitera polowego mikroskopu jonowego dopływają jony gazu roboczego i obliczali prawdopodobieństwo jonizacji atomu gazu w czasie jego przejścia przez strefę jonizacji. Kontrast między różnymi punktami obrazu jonowego zależy od częstości przejść elektronowych nad różnymi punktami powierzchni i od dopływu gazu do tych miejsc.

Van Eekelen [46] i Forbes [47—49] rozważali powstawanie prądu jonowego w polowym mikroskopie jonowym stosując przybliżenie quasi-statyczne. Van Eekelen badał zależność powstającego prądu jonowego od statystycznego rozkładu cząsteczek przybywających do powierzchni emitera i odbiegających od niego, przy czym w czasie jonizacji zakładał istnienie stanu równowagi między tymi cząsteczkami. Forbes natomiast przyjął, że w generacji prądu jonowego w polowym mikroskopie jonowym największą rolę odgrywa gęstość gazu w strefie jonizacji, która jest różna nad różnymi miejscami powierzchni emitera polowego mikroskopu jonowego.

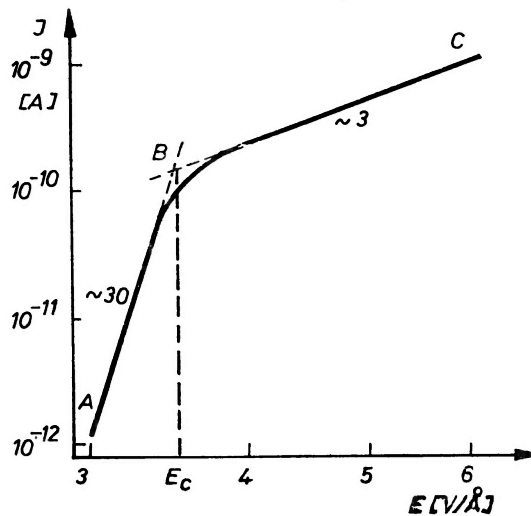
Różne podejścia do generacji prądu jonowego w polowym mikroskopie jonowym świadczą, że mimo znacznego rozwoju tej techniki nie ma jednoznacznego teoretycznego wyjaśnienia zjawiska, zwłaszcza w przypadku prądów jonowych powstających nad niewielkimi obszarami powierzchni emitera.

4.2. Charakterystyki prądowo-napięciowe w polowym mikroskopie jonowym

Bardzo interesujące z punktu widzenia mechanizmu jonizacji polowej gazu są zależności prądu jonowego od napięcia przyłożonego do emitera lub od natężenia pola elektrycznego przy powierzchni emitera.

Zależności całkowitego prądu jonowego od natężenia pola elektrycznego przy powierzchni dla różnych gazów były badane przez wielu autorów [50—57]. Badania te pozwoliły ustalić, że typowa charakterystyka ma kształt przedstawiony na rys. 10. Charakterystyka może być również prądowo-napięciowa, jeśli uwzględnimy promień krzywizny emitera.

Przedstawiona charakterystyka ma dwie części. Jedną AB gwałtownie wznoszącą się (współczynnik nachylenia ~ 30) i drugą BC wznoszącą się łagodniej (współczynnik nachylenia ~ 3). Punkt B odpowiada natężeniu pola elektrycznego, przy którym występuje dolna granica widoczności obrazu jonowego i jest to tzw. natężenie pola odcięcia E . Warunkom tym odpowiada przyłożone do emitera napięcie odcięcia. Część BC charakterystyki odpowiada obszarowi pól pracy polowego mikroskopu jonowego. Punkt C określa natężenie pola elektrycznego, przy którym rozpoczyna się proces parowania polowego powodujący odsłanianie kolejnych warstw atomowych powierzchni emitera.



Rys. 10. Zależność całkowitego prądu jonów gazu w polowym mikroskopie jonowym od natężenia zewnętrznego pola elektrycznego

Eksperymentalne badania jonizacji polowej gazu, charakteryzującej niewielkie obszary powierzchni odpowiadające pojedynczym płaszczyznom sieciowym, prowadzone były w węższym zakresie. Badania lokalnego prądu jonowego w funkcji natężenia pola elektrycznego przy powierzchni prowadzili Müller [58], Plummer i Rhodin [59], Tanaki i Sugata [60] oraz Chen i Seidman [61]. Wyniki tych prac świadczą o różnym przebiegu jonizacji gazu w polowym mikroskopie jonowym nad różnymi płaszczyznami sieciowymi powierzchni badanych emiterów polowych.

Ostatnio Głowacki i Lenkow badali przebieg jonizacji polowej gazu nad pojedynczymi atomami leżącymi w różnych położeniach w obrębie tej samej płaszczyzny sieciowej [62, 63, 57]. Badania te dotyczyły lokalnych prądów jonowych helu, powstających w procesie jonizacji polowej nad pojedynczymi atomami zajmującymi różne położenia w obrębie płaszczyzny (011) powierzchni wolframowego emitera, w temperaturze 78 K. Do badań użyto 60° magnetycznej sektorowej sondy atomowej [64]. Wyniki badań świadczą o tym, że przebieg polowej jonizacji gazu nad powierzchnią metalowego emitera w polo-

wym mikroskopie jonowym jest różny nie tylko nad różnymi płaszczyznami tego samego emitera, ale i nad różnymi atomami tej samej powierzchni. Na rys. 11 przedstawiono jonowy obraz fragmentu powierzchni wolframowego emitera odwzorowujący obszar wokół płaszczyzny (011).

Literatura

- [1] E. Goldstein, *Berl. Ber.* **74**, 279 (1876).
- [2] E. W. Müller, *Z. Phys.* **106**, 172 (1937).
- [3] E. W. Müller, *Z. Phys.* **106**, 541 (1937).
- [4] E. W. Müller, *Z. Phys.* **108**, 668 (1938).
- [5] E. W. Müller, *Z. Phys.* **120**, 270 (1943).
- [6] E. W. Müller, *Naturwissenschaften*, **29**, 533 (1941).
- [7] E. W. Müller, *Z. Phys.* **131**, 136 (1951).
- [8] E. R. Oppenheimer, *Phys. Rev.* **31**, 67 (1928).
- [9] M. G. Inghram, R. Gomer, *J. Chem. Phys.* **22**, 1279 (1954).
- [10] E. W. Müller, K. Bahadur, *Phys. Rev.* **102**, 624 (1956).
- [11] E. W. Müller, *J. Appl. Phys.* **77**, 474 (1956).
- [12] E. W. Müller, *J. Appl. Phys.* **28**, 1 (1957).
- [13] M. Elinson, G. Vasiliev, *Avtoelektronnaya emisya*, Moskwa, 1958.
- [14] E. W. Müller, J. A. Panitz, S. B. Mc Lane, *Rev. Sci. Instrum.* **39**, 83 (1968).
- [15] E. W. Müller, S. V. Krishnaswamy, *Rev. Sci. Instrum.* **45**, 1053 (1974).
- [16] E. W. Müller, S. B. Mc Lane, J. A. Panitz, *Surf. Sci.* **17**, 430 (1969).
- [17] T. T. Tsong, E. W. Müller, *J. Chem. Phys.* **55**, 2884 (1971).
- [18] T. T. Tsong, *Surf. Sci.* **28**, 651 (1972).
- [19] E. W. Müller, *Jpn J. Appl. Phys. Suppl.* **2**, part 2, 1 (1974).
- [20] A. J. Jason, R. P. Burns, M. G. Inghram, *J. Chem. Phys.* **47**, 3742 (1965).
- [21] A. J. Jason, *Phys. Rev.* **156**, 266 (1967).
- [22] A. J. Jason, R. P. Burns, A. C. Parr, M. G. Inghram, *J. Chem. Phys.* **44**, 4351 (1967).
- [23] M. E. Alferieff, C. B. Duke, *J. Chem. Phys.* **46**, 938 (1967).
- [24] A. A. Lucas, *Phys. Rev. Lett.* **26**, 813 (1971).
- [25] E. W. Müller, S. V. Krishnaswamy, *Surf. Sci.* **36**, 29 (1973).
- [26] J. A. Appelbaum, E. G. Mc Rae, *Surf. Sci.* **47**, 445 (1975).
- [27] T. Sakurai, E. W. Müller, *Surf. Sci.* **49**, 497 (1975).
- [28] E. W. Müller, T. Sakurai, *J. Vac. Sci. Technol.* **11**, 878 (1974).
- [29] W. Żuk, *Spektrometria masowa*, PWN, Warszawa, 1956.
- [30] A. G. J. Van Oostrom, *Philips Res. Rep.* **25**, 87 (1970).
- [31] W. H. Aberth, R. R. Sperry, *Rev. Sci. Instrum.* **45**, 128 (1974).
- [32] E. W. Müller, *CRC Crit. Rev. Solid State Sci.* **6**, 85 (1976).
- [33] W. Schmidt, T. Reisner, E. Kreutz, *Surf. Sci.* **26**, 553 (1972).
- [34] A. P. Janssen, J. P. Jones, *Surf. Sci.* **33**, 553 (1972).
- [35] D. A. Nolan, R. H. Herman, *Phys. Rev. B.* **8**, 4099 (1973).
- [36] D. A. Nolan, R. H. Herman, *Phys. Rev. B.* **10**, 50 (1974).
- [37] H. Iwasaki, S. Nakamura, *Jpn. J. Appl. Phys. Suppl.* **2**, Part 2, 43 (1974).
- [38] R. G. Forbes, *Vacuum* **22**, 517 (1972).
- [39] K. D. Rendulic, E. Kreutz, *Acta Phys. Austriaca* **42**, 357 (1975).
- [40] T. T. Tsong, J. M. Block, M. Nagasaka, B. Viswanathan, *J. Chem. Phys.*, **65**, 2469 (1976).
- [41] T. T. Tsong, *Surf. Sci.* **70**, 211 (1978).
- [42] E. W. Müller, *Adv. Electron, Electron Phys.* **13**, 83 (1980).

- [43] R. Gomer, *Field Emission and Field Ionization*, Harvard Univ. Press, Cambridge, 1961.
- [44] M. J. Southon, Ph. D. Thesis, Univ. Cambridge 1973.
- [45] H. Iwasaki, S. Nakamura, *Surf. Sci.* **52**, 588 (1975).
- [46] H. A. M. Van Eekelen, *Surf. Sci.* **21**, 21 (1970).
- [47] R. G. Forbes, *Nature* **230**, 165 (1971).
- [48] R. G. Forbes, *J. Microsc.* **96**, 57 (1972).
- [49] R. G. Forbes, *J. Microsc.* **96**, 63 (1972).
- [50] M. J. Southon, D. G. Brandon, *Philos. Mag.* **8**, 579 (1963).
- [51] M. Drechsler, G. Pankow, *Proc. Intern. Conf. on Electron Microscopy*, London 1954, p. 405.
- [52] E. W. Müller, K. Bahadur, *Phys. Rev.* **102**, 624 (1956).
- [53] K. Bahadur, *J. Sci. Ind. Res.* **19 B**, 177 (1960).
- [54] E. W. Müller, F. Mann, *10th Field Emission Symposium*, Berea, Ohio 1963, str. 42.
- [55] U. Feldman, R. Gomer, *J. Appl. Phys.* **37**, 2380 (1966).
- [56] T. T. Tsong, E. W. Müller, *J. Appl. Phys.* **37**, 3065 (1966).
- [57] M. Głowacki, Praca doktorska, WSP Częstochowa Uniwersytet Wrocławski 1981.
- [58] E. W. Müller, S. Nakamura, O. Nishikawa, S. B. Mc Lane, *J. Appl. Phys.* **36**, 2496 (1955).
- [59] E. W. Plummer, T. N. Rhodin, *J. Chem. Phys.* **49**, 3479 (1968).
- [60] S. Tanaki, E. Sugata, *Jpn J. Appl. Phys.* **9**, 1320 (1970).
- [61] Y. C. Chen, D. N. Seidman, *Surf. Sci.* **27**, 231 (1971).
- [62] M. Głowacki, W. Lenkow, *Proc. of 27th International Field Emission Symposium*, Tokyo, Japan 1980, str. 21.
- [63] M. Głowacki, W. Lenkow, *Proc. of 5th Seminar of Surface Physics*, Wrocław — Karpacz 1980, str. 45.
- [64] M. Głowacki, W. Lenkow, *J. Tech. Phys.* **23**, 203 (1982).

Obecny stan badań w dziedzinie fizyki plazmy *

Plasma Physics: State of the Art

1. Wstęp

Fizyka plazmy jest to nauka o zjonizowanej materii gazowej występującej przede wszystkim w wysokich temperaturach; plazma jest najbardziej rozpowszechnionym stanem materii we Wszechświecie. Dziedzina ta stanowi ważny dział fizyki o zasadniczym znaczeniu dla astrofizyki i fizyki kosmicznej; oprócz tego znajduje ona zastosowania praktyczne — m. in. przy opracowywaniu metod wytwarzania wysokich temperatur i operowania materią w tych warunkach na Ziemi, np. dla celów kontrolowanej syntezy termojądrowej. Rozwój tej ostatniej dziedziny umożliwił laboratoryjne badanie wielu zjawisk zachodzących w przestrzeni kosmicznej; warunki panujące wewnątrz gwiazd, uważane dotychczas za niemożliwe do osiągnięcia na Ziemi wchodzą już w zakres możliwości współczesnych fizyków-eksperymentatorów. Burzliwy rozrost badań w dziedzinie fizyki plazmy i jej zastosowań świadczy o coraz większym zainteresowaniu tym przedmiotem.

Charakterystyczną cechą fizyki plazmy jest dominacja problemów wielociałowych, związanych przede wszystkim z długim zasięgiem sił elektrostatycznych i magnetycznych, działających między — swobodnymi poza tym — elektronami i jonami, najważniejszymi składnikami plazmy wszelkich rodzajów. Różne aspekty tej dziedziny to: wytwarzanie, utrzymywanie, grzanie i przyspieszanie plazmy; promieniowanie, drgania i stabilność; transport, zjawiska kolektywne i falowe; wreszcie — oddziaływanie z innymi postaciami materii i z promieniowaniem oraz stosowanie całej tej wiedzy w praktyce.

Fizyka plazmy nie mieści się w granicach jednej dyscypliny i zawsze zahacza o inne dziedziny nauki. Czasem dotyczy to metod teoretycznych — np. o zachowaniu się gwiazd i galaktyk decydują długozasięgowe siły grawitacji, stąd znaczne podobieństwo w opisie tych układów i plazmy. Postęp, jaki w ostatnich latach dokonał się w badaniach przestrzeni wokółziemskiej i Słońca, jest w dużej mierze związany z dostrzeżeniem ważności zjawisk plazmowych, m. in. badania zorzy polarnej zarówno teoretyczne jak doświadczalne, prowadzone przy użyciu sztucznych satelitów i sond kosmicznych, dotyczyły właściwości plazmy. W znacznej części prac plazmowych stosuje się modele magnetohydrodynamiczne otrzymywane przez uśrednianie w przestrzeni prędkości. To podejście ma powiązania z tradycyjną mechaniką płynów. Plazmowe aspekty oddziaływania materii wnętrza Ziemi z polem magnetycznym stanowią istotę problemu dynamy; wiążą one fizykę plazmy

* Tekst stanowiący uzupełnienie sprawozdania Komisji Fizyki Plazmy Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (IUPAP) przedstawionego na XVII Walnym Zgromadzeniu tej Unii w Paryżu, w 1981 r. (IUPAP General Report 1982, IUPAP—22, str. 81). Został przetłumaczony za zgodą prof. H. Wilhelmssona, przewodniczącego tej Komisji (przyp. Red.).

z geofizyką. Fizyka plazmy styka się z elektrotechniką m. in. w pracach nad aparaturą przełączeniową i nad wytwarzaniem energii w generatorach magnetohydrodynamicznych (MHD). Z tej samej branży: w miarę wzrostu temperatury i stopnia jonizacji wyładowań jarzeniowych i łukowych, początkowo zdominowanych przez efekty zderzeniowe, materia przechodzi w nich w stan plazmy, zdominowany przez zjawiska kolektywne. Użycie plazmy do otrzymywania jonów o dużym ładunku wydatnie posunęło naprzód i pogłębiło naszą wiedzę o widmach atomowych. Badanie natury promieniowania plazmy, a także — sporadycznych bliskich oddziaływań między wchodzącymi w jej skład cząstkami, wiąże tę dziedzinę z elektrodynamiką kwantową. Stosowanie plazmy do chemicznego przetwarzania materiałów wskazuje na związki z chemią fizyczną. Skutkiem oddziaływania plazmy ze ścianami zbiornika są m. in. bliskie związki fizyki plazmy z fizyką zjawisk powierzchniowych. Teoretyczny opis plazmy zawiera liczne elementy teorii kinetycznej i mechaniki statystycznej. Co więcej, niektóre współczesne osiągnięcia tych dziedzin zrodziły się w wyniku stosowania ich do zagadnień plazmowych. Użycie plazmy do syntezy termojądrowej wymaga współpracy specjalistów z dziedziny fizyki jądrowej i fizyki neutronowej.

W fizyce plazmy zarysowuje się podział na dwie węższe dziedziny — fizykę gazów częściowo zjonizowanych i fizykę gazów całkowicie zjonizowanych. W pierwszych, charakteryzujących się wyższą gęstością, niższą temperaturą i krótszą średnią drogą swobodną, szczególnie istotne są procesy atomowe, a zjawiska kolektywne są częściowo zahamowane przez tłumienie zderzeniowe.

2. Plazma częściowo zjonizowana

W rozdziale tym omówimy postępy w dziedzinie fizyki plazmy niskich temperatur — niższych od 20 eV. W porównaniu z gorącą, wodorową plazmą termojądrową, w tego rodzaju plazmach silniej zaznacza się wpływ zderzeń. Także ich skład może być bardziej złożony. Na zachowanie plazmy mają tutaj wpływ rozmaite oddziaływania — elastyczne i nieelastyczne, które mogą występować równocześnie.

Zakres badań w tej dziedzinie rozciąga się od dosyć dobrze zjonizowanej plazmy, w której przeważają oddziaływania kulombowskie, do plazmy słabo zjonizowanej (jaka powstaje np. podczas wyładowania w rozrzedzonej gazie), w której transport dokonuje się przede wszystkim przez zderzenia z atomami neutralnymi.

Plazmę częściowo zjonizowaną spotyka się w wielu urządzeniach i w bardzo rozmaitej postaci, od słabo zjonizowanej niskociśnieniowej plazmy wyładowania jarzeniowego do gęstej plazmy termicznej.

W zastosowaniach wykorzystuje się właściwości plazmy jako źródła promieniowania (np. w niekoherentnych źródłach światła i w laserach), właściwości związane z oddziaływaniem plazmy z innymi rodzajami materii i właściwości transportowe (np. w trawieniu plazmowym, plazmowym napyłaniu i nanoszeniu powłok oraz w reakcjach chemicznych prowadzonych przy użyciu plazmy). Postęp w tej dziedzinie był stymulowany przez prace nad termojądrowymi źródłami energii — dość wspomnieć rozwój źródeł cząstek do grzania za pomocą wiązek atomów neutralnych lub źródeł światła potrzebnych do laserowej kompresji granulki paliwa termojądrowego i do diagnostyki plazmy.

Do fizyki plazmy niskotemperaturowej można zaliczyć również badania zimnych warstw plazmowych w tokamakach, a także fizyczne problemy oczyszczania za pomocą wyładowań. Z dziedziną tą wiążą się też badania plazmy magnetosferycznej i gwiazdnej. Dalej — osiągnięcia w dziedzinie utrzymywania gorącej plazmy w tokamaku mają duże znaczenie dla badania procesów atomowych zachodzących w jonach o dużym ładunku. Wreszcie — badania atmosfery i jonosfery dostarczają przykładów zjawisk, spotykanych w badaniach plazmochemicznych.

Fizyka plazmy częściowo zjonizowanej rozwijała się ostatnio w trzech głównych kierunkach.

Po pierwsze, znacznie zwiększyły się jej możliwości w dziedzinie opisu — przy użyciu odpowiednio złożonych modeli — sytuacji, w których wiele procesów przebiega równocześnie. Wykorzystując nowe, dokładne lub przybliżone rozwiązania równania Boltzmanna, potrafimy oszacować również wielkość efektów występujących przy nierównowagowym rozkładzie prędkości elektronów. Obliczenia takie pozwalają w zasadzie wyjaśnić przebieg zjawisk transportu, umożliwiają też identyfikację reakcji decydujących o kinetyce procesu, nawet w skomplikowanych sytuacjach fizycznych.

Po drugie — rozwój nowoczesnych technik diagnostycznych (wśród nich szczególnie godny uwagi jest pierścieniowy laser barwnikowy) związany był z powstaniem precyzyjnych narzędzi do wyznaczania wielkości atomowych i parametrów plazmy. Tego rodzaju badania skorzystały wiele na szybkim rozwoju diagnostyki przy pracach nad syntezą termojądrową.

Trzeci nurt to szybki rozwój stosowania plazmy w przemyśle. Chociaż niektóre z przemysłowych zastosowań plazmy były znane od dawna, ostatnio coraz lepsza znajomość właściwości plazmy otwiera dla niej nowe dziedziny zastosowań i stymuluje rozwój starych. Postęp w tym kierunku wymaga zarówno coraz większej wiedzy o kinetyce reakcji, jak też umiejętności budowania prostych modeli do opisu złożonych sytuacji.

Dalszą, bardziej szczegółową dyskusję tego tematu będziemy prowadzili mniej więcej w kolejności wzrastającej gęstości plazmy i coraz większej roli zderzeń.

1) W wyniku rozwoju nieliniowej teorii turbulencji plazmowej powstało wiele interesujących koncepcji, m. in. teoria oddziaływań stabilnych i słabo niestabilnych zaburzeń w plazmie. Wiele z tych przewidywań teoretycznych sprawdzono doświadczalnie, posługując się plazmą „spokojną” (*quiescent plasma*)¹, w szczególności w tzw. urządzeniach z podwójną plazmą (*double plasma devices*)². Wyniki potwierdzają potrzebę dalszego rozwijania nieliniowej teorii turbulencji plazmowej. Metoda kolektywnego rozpraszania światła, zwłaszcza światła lasera CO₂, umożliwia pomiar gęstości energii fal plazmowych zarówno w funkcji częstości jak i długości fali. Pozwala to na szczegółowe porównywanie wyników z teorią fal w plazmie.

2) Osiągnięto dalszy postęp w dziedzinie zderzeniowych modeli promieniowania (od

¹ Jest to statyczna plazma o temperaturze rzędu 10³K, wytworzona przez jonizację par metali alkalicznych (przyp. tłum.).

² Są to urządzenia, w których „spokojna” plazma jest przedzieloną w połowie długości kolumny dodatnio spolaryzowaną siatką utrudniającą dyfuzję jonów z jednej połowy do drugiej, a przepuszczalną dla fal jonowych (przyp. tłum.).

modelu „korony” do modelu lokalnej równowagi termodynamicznej). Jest to w pewnej mierze wynikiem zainteresowania plazmą termojądrową; w tym przypadku istotna jest gęstość atomów wodoru i gęstość jonów o dużym ładunku pochodzących od zanieczyszczeń. Bardziej systematycznego podejścia wymaga jednak także konstruowanie modeli dla źródeł światła (niekoherentnych i laserów), źródeł cząstek naładowanych i dla innych zastosowań. Pozostało jeszcze sporo do zrobienia, głównie jeśli idzie o uzyskanie wiarygodnych przekrojów czynnych i stałych szybkości reakcji (zwłaszcza dla procesów, w których biorą udział substancje w stanie wzbudzonym i/lub zjonizowane). Z drugiej strony, szerzej winno się rozwijać diagnostykę plazmy połączoną z użyciem nowoczesnych technik pomiarowych, takich jak rozpraszanie i fluorescencja.

3) Doświadczalne badania optycznej emisji plazmy powiększyły zasób wiedzy o kształcie linii widmowych, a także — o wielkościach opisujących emisję w widmie ciągłym i o innych wielkościach atomowych, jak np. polaryzowalność czy prawdopodobieństwa przejść optycznych. Znakomitym narzędziem do tych celów okazał się strojony laser barwnikowy o wąskim pasmie, używany w spektroskopii bez efektu Dopplera i w spektroskopii saturacyjnej³.

Postęp osiągnięto także w dziedzinie interpretacji kształtu linii widmowych, m. in. znanej z doświadczenia asymetrii starkowskiego poszerzenia linii widmowych, w ocenie roli dynamiki jonów, a także w wykorzystywaniu wiadomości o kształcie linii i danych o emisji w pasmach zabronionych, do wyznaczania mikroskopowego pola plazmy.

4) Jak wspomniano, dzięki pracom nad równaniem Boltzmanna stało się możliwe dokładniejsze wyznaczanie jednocząstkowej funkcji rozkładu elektronów. Doświadczenie wykazuje, że zmniejszanie się liczby cząstek w wysokoenergetycznym „ogonie” funkcji rozkładu ma, w plazmie słabo zjonizowanej, duży wpływ na wzbudzenia i promieniowanie. Do opisu bardziej złożonych sytuacji, typu silnych niejednorodności, opracowano proste metody, w których wielkości efektów tego rodzaju nie wylicza się z pełnego równania Boltzmanna, tylko charakteryzuje się je za pomocą dodatkowego parametru. Dalszy postęp w tej dziedzinie jest istotny dla zrozumienia zachowania się plazmy w wielu urządzeniach.

5) Technika laserowa uczyniła dalszy krok naprzód. Godne uwagi są zwłaszcza impulsowe lasery ekscimerowe⁴ (KrF) oraz lasery gazowe ciągłego działania, w których substancją roboczą jest gaz szlachetny z domieszką par metali (*CW metal vapor noble gas lasers*). Inny przykład to lasery pompowane optycznie (przez laser CO₂), emitujące w dalekiej podczerwieni, stosowane już w diagnostyce plazmy i w fizyce atomowej. Wiele uwagi poświęca się stale technikom wzbudzania.

6) Przetwarzanie chemiczne przy użyciu plazmy to dziedzina szybko rozwijająca się dzięki licznym zastosowaniom. Do ważnych zastosowań należą procesy powierzchniowe i procesy wzrostu prowadzone z udziałem plazmy, m. in. trawienie, odparowywanie i osadzanie, np. w technologii obwodów scalonych, fotoogniw słonecznych i w technologii szkła z gradacją współczynnika załamania. Fizyka plazmy styka się tutaj z naukami technicznymi, fizyką zjawisk powierzchniowych, fizyką ciała stałego i z fizyką atomową. Za mało wiadomo jeszcze, czemu należy zawdzięczać sukcesy w dziedzinie stosowania

³ Por. M. Suffczyński, *Postępy Fizyki* 28, 167 (1977) (przyp. tłum.).

⁴ Por. Cz. Radzewicz, P. Kowalczyk, *Postępy Fizyki* 33, 17 (1982) (przyp. tłum.).

plazmy do wymienionych wyżej celów, wiele pozostało też do zrobienia w dziedzinie optymalizacji tych procesów. Inne zastosowania to użycie wyładowań jarzeniowych do celów chemii plazmowej i do obróbki powierzchni, np. do hartowania azotowego i nawęglania metali. Należy wspomnieć także o stosowaniu gęstej plazmy termicznej do napyłania, a nawet do prowadzenia procesów objętościowych, np. redukcji tlenków metali. Wszystkie te badania wsparte są nowoczesną diagnostyką, m. in. spektrometrią masową, analizą spektralną i anemometrią dopplerowską.

7) Plazmochemia zyskała wiele dzięki badaniom zjawisk atmosferycznych i jonosferycznych. Doświadczenia połączone z użyciem raket dostarczyły nowych danych; opracowano też dokładniejsze modele różnych rodzajów plazmy jonosferycznej. Stałe szybkości wielu procesów nieelastycznych, odgrywających ważną rolę w tych zjawiskach, wyznaczono przy użyciu takich technik jak „płynąca poświata” (*flowing afterglow*)⁵ czy „rura do selektywnego przepływu jonów” (*selected ion flow tube*)⁶. Wśród zjawisk badanych tymi metodami należy wymienić przede wszystkim tworzenie się jonów ujemnych, rekombinację ich przez dysocjację oraz asocjację jonów prowadzącą do utworzenia molekuly.

8) Badania turbulencji jonizacyjnej w plazmie, prowadzone dla celów generacji prądu w urządzeniach MHD, ujawniły istotną rolę strimerów w zjawiskach transportu i w oddawaniu energii przez plazmę.

Tworzenie się lawin można opisać jako nieliniowe stadium niestabilności jonizacyjnej. Jest to wyraźny przykład wpływu badań podstawowych na rozwój zastosowań plazmy.

9) Kontynuowano badania nad zjawiskami transportu w plazmach słabo debye’owskich i niedebye’owskich⁷. Osiągnięto zgodność przewidywań teoretycznych z doświadczeniem, potrzeba jednak dalszych badań w tej dziedzinie, interesującej ze względu na możliwość uzyskiwania dużych gęstości mocy.

Spodziewamy się, że w najbliższej przyszłości tematом tym poświęcać się będzie coraz więcej uwagi m. in. ze względu na ich ważne zastosowanie praktyczne. Dotyczy to zarówno prac stosowanych, mających na celu optymalizację rozmaitych złożonych procesów, jak badań podstawowych, w których przedmiotem zainteresowania jest przebieg pojedynczych procesów i ich znaczenie. Tak więc fizyka plazmy — nauka o czwartym stanie materii — wyrośnie z czasem na rozległą dziedzinę wiedzy.

3. Plazma całkowicie zjonizowana

Program osiągnięcia kontrolowanej syntezy termojądrowej nadał duży rozmach badaniom plazmowym. Rozwinęły się dwa kierunki — magnetyczne i inercyjne ograniczanie plazmy. W dziedzinie magnetycznego utrzymywania plazmy osiągnięto ostatnio znaczny postęp, przy czym w większości krajów główny nacisk położono na ograniczanie w geometrii toroidalnej, zwłaszcza typu tokamaka; przedmiotem uwagi były też inne

⁵ To jest diagnozowanie przepływającej plazmy po wyłączeniu wyładowania, które ją wytworzyło (przyp. tłum.).

⁶ To jest metoda rozdzielania jonów, wykorzystująca różnice ich czasów przepływu przez długą rurę z polem elektrostatycznym (przyp. tłum.).

⁷ To jest zawierających niewiele cząstek lub mniej niż jedną cząstkę w kuli Debye’a (przyp. tłum.)

schematy utrzymywania plazmy — np. zwierciadła magnetyczne. W dziedzinie plazmy kosmicznej i plazmy gwiazdowej istnieją silne i owocne związki obserwacji z teorią. Rozdział ten poświęcony jest właśnie wymienionym tu różnym działom fizyki gorącej plazmy.

3.1. Fizyka plazmy termojądrowej — ograniczanie magnetyczne

3.1.1. Parametry plazmy termojądrowej. Na to by plazma termojądrowa wytwarzała więcej energii niż jej zużywa, potrzeba, aby dwa parametry przekroczyły określone wartości minimalne. Parametry te to iloczyn gęstości jonów i czasu utrzymania energii ($n\tau_E$) oraz temperatura jonowa T_i . Wartości, o których mowa, wynoszą w przybliżeniu $n\tau_E = 3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}\text{s}$ oraz $T_i = 10^8 \text{ K}$. Czas utrzymywania energii definiuje się jako iloraz energii zawartej w plazmie przez szybkość utraty energii przez plazmę. Za ucieczkę energii odpowiedzialny jest typowy zespół trzech mechanizmów, tzn. promieniowanie, przewodzenie ciepła i konwekcja. Najlepsze osiągnięte dotychczas wyniki są ok. 3 razy za niskie, jeśli idzie o temperaturę, i ok. 10 razy za niskie co do ($n\tau_E$). Ponieważ jednak nawet tych ograniczonych osiągnięć nie uzyskuje się w tym samym wyładowaniu, w rzeczywistości iloczyn ($n\tau_E T_i$) jest za mały aż kilkaset razy.

Owe „najlepsze” rezultaty uzyskano w najbardziej jak dotąd zaawansowanym urządzeniu do magnetycznego ograniczania plazmy — mianowicie w tokamaku. We wszystkich czterech głównych ośrodkach prac nad kontrolowaną syntezą termojądrową buduje się obecnie wielkie tokamaki, które — jak sądzą ich twórcy — powinny zbliżyć się do krytycznych wartości parametrów syntezy lub wręcz je osiągnąć. Są to TFTR (Princeton, USA), T-15 (Moskwa), T-60 (Japonia) oraz JET (EWG).

Podsumujemy teraz ostatnie osiągnięcia różnych metod magnetycznego ograniczania plazmy.

3.1.2. Zwierciadła magnetyczne. Urządzenia typu zwierciadeł są atrakcyjne dla inżynierów projektujących reaktory termojądrowe, dzięki liniowej geometrii i możliwości pracy w trybie ciągłym. Główną ich słabością jest ucieczka plazmy przez końce układu; straty z tym związane były zawsze niedopuszczalnie wielkie, nawet przy braku niestabilności. W celu zmniejszenia tych strat zaproponowano szereg pomysłowych rozwiązań. Ideą jednego z rozwiązań jest wywołanie zmiany kierunku pola wewnątrz układu zwierciadeł na przeciwny, tak by plazma mogła uchodzić jedynie wskutek dyfuzji w poprzek linii sił pola.

W doświadczeniach wykonanych w urządzeniu 2XIIB (Livermore, USA), w których zastosowano silne grzanie przez iniekcję szybkich (15 keV) atomów neutralnych, pole w środku urządzenia udało się zmniejszyć do 10% jego wartości początkowej. Redukcja ta jest skutkiem diamagnetyzmu, właściwego każdej gorącej plazmie. Jednakże odwrócenia pola nie osiągnięto. Parametry plazmy otrzymane w tym doświadczeniu to: średnia energia jonów 10 keV, temperatura elektronowa ok. 100 eV i gęstość elektronów rzędu 10^{20} m^{-3} . Niska temperatura elektronowa jest objawem jednego z głównych problemów układów zwierciadlanych, mianowicie przewodzenia ciepła wzdłuż linii sił pola przez bardzo ruchliwe elektrony. Próby wytworzenia układu z odwróconym polem prowadzone są nadal w Livermore, z zastosowaniem nowych rozwiązań technicznych.

Inny sposób zmniejszania strat plazmy przez końce układu zaproponowali niezależnie

uczeni z Nowosybirsk i z Livermore w roku 1975. W tzw. „tandemie zwierciadeł” utrzymuje się dodatkowo plazmę o dużej gęstości w dwu oddzielnych układach zwierciadeł, stanowiących końce urządzenia, pomiędzy którymi mieści się jego długa część centralna. W ten sposób jony znajdujące się w części centralnej są utrzymywane przez różnicę potencjałów elektrostatycznych, podłużną w stosunku do linii sił pola magnetycznego. Ponieważ część centralna może być, przynajmniej w pierwszym przybliżeniu, dowolnie długa, zachodząca w niej reakcja termojądrowa może zawsze dostarczyć mocy wystarczającej do zrównoważenia strat wynikających z ucieczki przez końce.

Doświadczenia przeprowadzone w układach TMX (Livermore) i Gamma 6 (Japonia) wykazały, że — zgodnie z przewidywaniami — zdolność utrzymywania jonów w części centralnej wzrosła. Pozostał nadal problem z elektronowym przewodzeniem ciepła w kierunku końców urządzenia. Ostatnio zaproponowano nowe rozwiązanie, w którym budowę końców układu dodatkowo komplikuje się w celu usunięcia sprzężenia między elektronami z centrum a elektronami ze zwierciadeł końcowych. Pomysł ten wymaga jeszcze sprawdzenia.

Ogólnie biorąc, zwierciadła magnetyczne to dziedzina, w której wciąż pojawiają się innowacje o zasadniczym znaczeniu.

3.1.3. Pinch z odwróconym polem. Układy tego typu mają kształt toroidalny, przy czym w plazmie indukowany jest prąd na tej samej zasadzie co w uzwojeniu wtórnym transformatora. Od tokamaków różnią się stosunkowo słabym zewnętrznym polem toroidalnym. Zainteresowanie tymi układami wzrosło od czasu doświadczeń z brytyjskim urządzeniem ZETA. Zauważono wtedy, że w odpowiednio dobranych warunkach wyładowanie „relaksuje” do stanu bardziej stabilnego, o niższym poziomie fluktuacji i lepszym utrzymaniu energii. W stanie tym toroidalne pole magnetyczne w pobliżu ścianek ma kierunek przeciwny w stosunku do pola w centrum plazmy. Przez wiele lat jedynym niewątpliwym dowodem występowania takiego stanu zrelaksowanego były dane z urządzenia ZETA uzyskane ponad dziesięć lat temu. Dlatego też bardzo zachęcająco wyglądały wyniki stosunkowo niewielkiego doświadczenia wykonanego niedawno w Padwie, w którym udało się uzyskać zjawisko w istocie swej identyczne z obserwowanym w eksperymencie ZETA. Parametry, które w nim osiągnięto, są bardzo skromne, ale wyniki uzyskane w tym doświadczeniu zachęcają do kontynuowania tego typu prac w dużej skali.

3.1.4. Stellaratory. Stellarator był z pewnością najbardziej oryginalnym spośród rozmaitych układów do magnetycznego ograniczania plazmy zaproponowanych we wczesnych latach pięćdziesiątych. Jest to układ o topologii toroidalnej, w którym całą strukturę pola magnetycznego potrzebną do utrzymania plazmy kształtują prądy płynące w uzwojeniach zewnętrznych. Dzięki temu może on, w zasadzie, pracować w sposób ciągły i rzeczywiście w niektórych doświadczeniach stosowano ten rodzaj pracy. Wczesne eksperymenty prowadzone w Princeton wskazywały, że stellaratory są bardzo kiepskimi pojemnikami plazmy. Głównym osiągnięciem ostatnich lat było wykazanie, że nie zawsze tak musi być. Doświadczenia wykonane w Moskwie, Monachium i Culham (Wielka Brytania) rzeczywiście wykazały, iż współczesne stellaratory utrzymują plazmę z całą pewnością równie dobrze, a może nawet nieco lepiej niż równoważne im tokamaki. Uzwojenia zewnętrzne stellaratora są obecnie złożone i tak poprzęplane, że skalowanie

tego urządzenia do rozmiarów przemysłowego reaktora termojądrowego będzie trudne. Ostatnio jednak powstają nowe pomysły rozwiązań tego problemu. Niewątpliwie istnieją silne argumenty na rzecz kontynuowania prac nad stellaratorami i budowania nowego, większego urządzenia.

3.1.5. Tokamaki. Większa część światowych prac nad magnetycznym ograniczaniem plazmy skupia się obecnie na tokamakach. W pierwszych urządzeniach tego typu plazma grzana była jedynie ciepłem Joule'a wydzielonym podczas przepływu prądu przez plazmę (tzw. grzanie omowe). Ponieważ oporność plazmy spada szybko ze wzrostem jej temperatury, metodą tą nie można wytworzyć temperatur znacznie przekraczających 1 keV, w której to temperaturze przewodność plazmy jest porównywalna z przewodnością miedzi w temperaturze pokojowej. W związku z tym wiele uwagi poświęcono innym, dodatkowym sposobom grzania plazmy. Najlepsze wyniki dało wstrzykiwanie do plazmy silnych wiązek wysokoenergetycznych atomów neutralnych — wodoru lub deuteru. Atomy te w plazmie ulegają jonizacji przez mechanizmy zderzeniowe; następnie zostają schwyte przez pole magnetyczne układu i stopniowo zmniejszają swoją prędkość, oddając energię plazmie. Ponad 3 MW mocy wstrzyknięto w ten sposób do tokamaka PLT uzyskując rekordowe temperatury plazmy, sięgające 7 keV. Podobne doświadczenia z iniekcją wiązek dużej mocy przeprowadzone w ZSRR i w Stanach Zjednoczonych wykazały, że utrzymywanie plazmy w tokamaku jest zadowalające nawet gdy stosunek ciśnienia plazmy do ciśnienia pola magnetycznego zwiększy się do 3%. Jest to bardzo ważny wynik, ponieważ w reaktorze przemysłowym wskaźnik ten powinien być rzędu 10%. Z ostatnich prac teoretycznych wynika, że można będzie zwiększyć tę wartość od 3 do 10% przez odpowiednią zmianę kształtu plazmy w reaktorze⁸.

Jak się okazało, elektronowe przewodnictwo cieplne w kierunku prostopadłym do linii sił pola magnetycznego jest znacznie wyższe (zazwyczaj ok. 100 razy) od wartości przewidywanych przez teorię, podczas gdy dla jonów teoria zgadza się z doświadczeniem z dokładnością do czynnika 5. Łączna szybkość utraty energii przez te układy jest z grubsza biorąc niezależna od gęstości plazmy. W ten sposób, ekstrapolując (skalując) wyniki obecnie wykonywanych doświadczeń, można ocenić, że zadowalającą izolację termiczną plazmy będzie miał reaktor o promieniu ok. 2 m przy polu magnetycznym o indukcji rzędu 5 T; pole takie można osiągnąć w ramach dostępnej dziś technologii uzwojeń nadprzewodzących.

Z drugiej strony, grzanie plazmy o tak wielkich rozmiarach za pomocą iniekcji wiązek neutralnych wygląda dość problematycznie, ponieważ tylko przy bardzo wysokich energiach wiązek (200 keV — 1 MeV) można mieć pewność, że szybkie atomy neutralne dotrą do centrum plazmy. Dlatego też, coraz więcej uwagi poświęca się metodom grzania za pomocą fal elektromagnetycznych o częstościach radiowych. Proces ten obejmuje wysłanie fali z anteny położonej na granicy plazmy, propagację jej do obszaru centralnego i absorpcję w tym obszarze przy udziale mechanizmów rezonansowych. Ostatnie eksperymenty, wykonane przy użyciu rozmaitych częstości wskazują, że grzanie tym sposobem jest możliwe; najciekawsze z nich to iniekcja mocy 500 kW, w postaci fali o częstości jonowego rezonansu cyklotronowego, do tokamaków TFR (Paryż) i PLT (USA).

⁸ Chodzi tu o zmianę kształtu przekroju poprzecznego kolumny plazmowej (przyp. tłum.).

Bardzo zachęcające wyniki badań nad tokamakami sprawiły, że coraz więcej uwagi poświęca się eksperymentom z trytem jako paliwem jądrowym. Można się spodziewać, że ukażą one obraz fizyczny plazmy „zapalanej” tzn. takiej, w której energia termojądrowa naładowanych produktów fuzji wystarcza do wyrównania strat i podtrzymania plazmy. Najważniejsze z tych prac to badania prowadzone w czterech głównych „blokach” (USA, ZSRR, Japonia, EWG) pod patronatem Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej. W pierwszym etapie tych badań udało się z dużym powodzeniem naświetlić fizyczne i techniczne problemy takich urządzeń i podać pomysły rozwiązań.

3.1.6. Wnioski. W ciągu ostatnich kilku lat osiągnięto bardzo znaczny postęp w dziedzinie magnetycznego ograniczania plazmy. Tokamak nadal wyprzedza inne urządzenia; z dużą dozą prawdopodobieństwa można oczekiwać, że w najbliższym pięcioleciu, gdy budowane obecnie wielkie układy rozpoczną pracę, uda się zbliżyć do warunków syntezy termojądrowej. Niemniej, kontynuowanie badań nad innymi urządzeniami do ograniczania magnetycznego jest konieczne, zarówno dla ogólnie lepszego zrozumienia fizyki ograniczania plazmy, jak i po to, byśmy ostatecznie mogli wybrać najbardziej opłacalny reaktor termojądrowy.

3.2. Fizyka plazmy wytworzonej światłem lasera

Celem programu syntezy termojądrowej opartej na inercyjnym ograniczaniu plazmy jest ogrzanie i ściśnięcie małej granulki paliwa do tak wielkiej gęstości, że synteza ta zdąży doprowadzić do dodatniego bilansu wypadkowej energii termojądrowej zanim ekspansja plazmy przerwie ten proces. Źródłem energii może być światło lasera, wiązka elektronów lub wiązka jonów, zogniskowane na granulce. Zainteresowanie tym kierunkiem powstało w końcu lat sześćdziesiątych, kiedy okazało się, że budowanie laserów impulsowych dużej mocy jest technologicznie możliwe. Przełomowym momentem było zauważenie, że bardzo niewielka centralna część granulki może być ogrzana i ściśnięta do superwysokich gęstości (10^3 lub 10^4 razy wyższych od gęstości ciała stałego) wskutek ablacji⁹. W efekcie powinien nastąpić „zapłon” tej części i rozszerzanie się na zewnątrz „płomienia” termojądrowego, związane z krótkim zasięgiem cząstek przy tak wysokich gęstościach. Niezależnie od możliwych zastosowań tego zjawiska, wytworzenie materii o takich parametrach będzie, z fizycznego punktu widzenia, bardzo interesujące.

Jeśli idzie o doświadczalną stronę programu syntezy laserowej, osiągnięto temperatury bliskie 10 keV i gęstości kilkakrotnie przekraczające gęstość ciała stałego. Widma energetyczne termojądrowych neutronów i cząstek α wskazują jednoznacznie, że powstały one ze stermalizowanych jonów. Wykazano także, iż przy dużych mocach ilość energii przekazanej granulce może być niewrażliwa na zmianę długości fali światła laserowego.

Doświadczenia z laserowym naświetlaniem plazmy wykonuje się, posługując się za-

⁹ To jest odrzutu. Ekspansja na zewnątrz silnie nagranych zewnętrznych warstw granulki powoduje kompresję części wewnętrznej (przyp. tłum).

sadniczo jednym z dwu typów laserów: laserami na szkle neodymowym (*Nd-glass lasers*) lub laserami CO₂. W pierwszej grupie najwyższa osiągnięta moc to 30 TW przy długości fali 1,06 μm w czasie 100 ps oraz 15 KJ dostarczone plazmie termojądrowej w czasie 1 ns. Stworzono cały szereg metod diagnostycznych do badania najważniejszych zjawisk zachodzących podczas oddziaływania światła lasera z plazmą i do diagnozowania eksperymentów implozyjnych. Z paliwa DT otrzymywano do 3×10^{10} neutronów przy temperaturach jonowych 5 keV. Obserwowane maksymalne gęstości plazmy przekraczały 50-krotną gęstość cieczy DT. Prowadzone są także doświadczenia z użyciem wyższych częstotliwości harmonicznych w celu zbadania zależności przebiegu zjawisk od długości fali padającej. Otrzymane dotychczas wyniki dobrze zgadzają się z przewidywaniami teorii, w myśl których absorpcja rośnie ze zmniejszaniem się długości fali, a efekty typu wymuszonego rozpraszania Brillouina i generacji gorących elektronów — maleją. Eksperymenty takie mają na celu znalezienie odpowiedzi na ważne pytania dotyczące skalowania parametrów syntezy laserowej względem długości fali padającego światła; będą one miały zasadnicze znaczenie dla określenia optymalnej długości fali w przyszłych urządzeniach laserowych dużych rozmiarów i wielkiej mocy. Początkowo głównym celem uruchamiania takich urządzeń będzie wykazanie, że realizacja koncepcji inercyjnej syntezy termojądrowej leży w granicach możliwości nauki.

W drugiej grupie — laserów CO₂ — buduje się obecnie laser o mocy 100 TW i projektowanej energii impulsu 100 kJ. Pierwsza wiązka tego lasera powinna rozpocząć pracę jesienią 1981, a pełny rozruch urządzenia planuje się na rok 1984.

Zrozumienie problemów syntezy laserowej od strony teoretycznej jest możliwe przy ścisłym powiązaniu metod analitycznych z symulacją numeryczną. Na brzegu granulki wiązka laserowa oddziałuje bezpośrednio z mającą niewielką gęstość koroną, oddając energię elektronom. Tuż pod tą warstwą znajduje się pośredni obszar transportu, w którym przepływ energii jest stały. W związku ze sferyczną zbieżnością linii przepływu natężenie jego rośnie. Obszar ten jest ważny również dlatego, że niejednorodności związane z nierównomierną absorpcją energii ulegają w nim wygładzeniu. W praktyce cała praca kompresji zostaje wykonana jeszcze głębiej, w bardzo cienkiej warstwie ablacyjnej. Siły reakcji „kipiącego” materiału tej warstwy są źródłem serii fal uderzeniowych propagujących się do wnętrza. Fale te zbiegają się równocześnie w środku granulki, zwiększając tam gęstość ok. 10^4 razy. Silne procesy dysypatywne przekształcają uporządkowany ruch hydrodynamiczny w ruchy termiczne jonów. Istotnie posunęły się naprzód badania nad oddziaływaniem wiązki światła z zewnętrznymi warstwami plazmy, m. in. zidentyfikowano rozmaite niestabilności parametryczne odpowiedzialne za absorpcję energii lub odbicie niosącego ją światła. Opracowano już teorię procesów słabo nieliniowych. W przypadku problemów silnie nieliniowych (takich jak ocena ilości światła rozproszonego do tyłu w postaci koherentnych długich impulsów) potrzebne wielkości trzeba będzie prawdopodobnie wyznaczyć doświadczalnie. Wiele uwagi poświęcono zachowaniu się plazmy w pobliżu powierzchni ablacyjnej, w obszarze, w którym formują się solitony i następuje zapadanie się plazmy; odkryto m. in. zjawisko nieliniowego wzrostu nachylenia („strumienia”) grzbietów fal w pobliżu punktu krytycznego. Inne złożone zjawiska, np. przenikanie supergorących elektronów do nie nagrzanego rdzenia, hamujące kompresję, oraz tworzenie się silnych statycznych pól magnetycznych były przewidywane

teoretycznie, a obecnie są przedmiotem doświadczeń. M. in. piękną zgodność teorii z doświadczeniem uzyskano przy badaniu struktury przestrzennej silnych pól magnetycznych i towarzyszących im zmian gęstości.

3.3. Fizyka strumieni cząstek

Imponujący rozwój techniki wytwarzania impulsów elektrycznych wielkiej mocy umożliwił zbudowanie urządzeń dostarczających 3×10^{13} W przez okres 4×10^{-8} s. Równolegle osiągane postępy w technologii i fizyce diod pozwoliły na przekazanie tej mocy wiązkom relatywistycznych elektronów lub silnym wiązkom protonów o energii rzędu kilku MeV. Głównym zastosowaniem wiązek wielkiej mocy ma być „zapalenie” granulki paliwa deuterowo-trytowego. Najpoważniejszym osiągnięciem ostatnich lat było stwierdzenie, że lekkie jony są znacznie lepszymi „pociskami” do prowadzenia syntezy inercyjnej niż elektrony. Główny nacisk, przynajmniej w amerykańskich pracach nad syntezą termojądrową, przesunął się z prób z elektronami na doświadczenia z lekkimi jonami. Ostatnie eksperymenty wykazały, że potrzebne wiązki jonów C, B i Li można produkować z dostatecznie dobrą wydajnością.

Intensywne wiązki protonów skupiano do 10^{12} W/cm²; aby zbliżyć się do wartości potrzebnych przy inercyjnej syntezie termojądrowej, należałoby zwiększyć natężenie wiązki przez zmniejszenie jej rozbieżności i zwiększenie gęstości prądu.

Inne ważne zastosowania tych wiązek polegają na ich użyciu w syntezie z magnetycznym ograniczaniem plazmy. Używa się ich tam do grzania plazmy i — w charakterze wewnętrznych prądów — do wytwarzania konfiguracji z odwróconym polem magnetycznym. Eksperymenty z grzaniem plazmy za pomocą relatywistycznych elektronów w długich otwartych solenoidach potwierdziły przypuszczenia, że bardzo szybkie przekazywanie energii elektronom plazmy jest przede wszystkim wynikiem procesów szybkich, w rodzaju niestabilności strumieniowej, wspomaganych przez nieliniowe procesy parametryczne. Wytworzono również stabilne pierścienie elektronowe z odwróconym polem, mające czas życia powyżej milisekundy, a także — ostatnio — pierścienie protonowe o współczynniku odwrócenia pola rzędu kilku procent. Wykonano szereg prac teoretycznych na temat stabilności konfiguracji, w których jonowy promień Larmora jest porównywalny z promieniem plazmy. Uwagę fizyków — zarówno eksperymentatorów, jak teoretyków — skupia także zagadnienie stosowania takich wiązek w tokamakach, do grzania plazmy i podtrzymywania prądu toroidalnego.

Wreszcie, relatywistycznych strumieni elektronów używa się również w źródłach mikrofal o dużej mocy, a także — w celu „kolektywnego przyspieszania” jonów do wysokich energii. Realizuje się tutaj kilka różnych koncepcji, a niektóre grupy demonstrowały już przyspieszone jony. Jednakże ten obszar badań jest jeszcze w stadium rozwoju.

3.4. Fizyka plazmy kosmicznej

W przestrzeni kosmicznej znajduje się wiele różnych rodzajów plazmy. Nawet w ograniczonym obszarze magnetosfery ziemskiej gęstości ich obejmują przedział siedmiu rzędów wielkości (stosunek najwyższych do najniższych gęstości $\sim 10^7$), a „temperatury” sięgają od dziesiątych części eV (w jonosferze) do przeszło 1 MeV (w pasach radiacji).

Aczkolwiek plazma wokółziemska jest już od wielu lat dostępna badaniom *in situ*, niezwykle szybki postęp był dziełem ostatnich paru lat. Jest to w dużej mierze wynikiem znacznie większego wyrafinowania doświadczeń prowadzonych na pokładzie satelitów. W obecnie wykonywanych eksperymentach można z dość dużą dokładnością wyznaczać funkcje rozkładu prędkości — zarówno dla elektronów jak i jonów, a także — bezpośrednio mierzyć natężenie pola elektrycznego, nawet w trudnych warunkach, w zewnętrznych warstwach magnetosfery.

W rezultacie obraz plazmy otaczającej Ziemi uległ zasadniczym zmianom. Jednym z przykładów jest zawartość poszczególnych pierwiastków. Do niedawna spodziewano się, że magnetosfera składa się — z wyjątkiem jej niskich warstw — z plazmy wodorowej dostarczonej przez wiatr słoneczny. Nieoczekiwanie okazało się, że jony helu i tlenu pochodzące z jonosfery są istotnym a czasem (w pewnych warunkach geofizycznych) — dominującym składnikiem magnetosfery nawet w obszarach tak odległych od Ziemi jak okolice orbity geostacjonarnej.

Od pewnego czasu wiadomo było, że „sypiące się” elektrony, które padając na atmosferę wywołują zorze polarne, mają często rozkład prędkości typu wiązki z bardzo ostrym maksimum w widmie energetycznym (rozkłady „monoenergetyczne”), co kojarzy się z przyspieszaniem elektrostatycznym. Ostatnio stwierdzono, że zarówno jony jak i elektrony występujące w magnetosferze mają nader często bardzo dziwne funkcje rozkładu. Obserwowano jony tlenu, przybywające z wysokich warstw jonosfery, w postaci skolimowanych wiązek. Mechanizm odpowiedzialny za powstawanie takich wiązek jest nieznan. W przypadku tak zwanych „stożkowych” rozkładów prędkości jonów właściwym wytłumaczeniem wydaje się nagrzewanie się jonów przez oddziaływanie fala-cząstka, połączone z odbijaniem ich przez siły typu zwierciadła magnetycznego. Łączne pomiary rozkładów prędkości cząstek i pola elektrycznego wykazały, że potencjał elektrostatyczny może zmieniać się wzdłuż linii sił ziemskiego pola magnetycznego, a także dowiodły, że ów spadek potencjału może zmieniać się w przestrzeni z pogwałceniem „warunku wmrózenia pola”. Fakt ten uniemożliwia proste określanie pól elektrycznych na jednej wysokości na podstawie ich znajomości na innej. Rzeczywiście, pierwsze pomiary pola elektrycznego nad regionami zórz polarnych, wykonane na dużej wysokości, wykazały, że pola w tych obszarach są często dziesięć razy silniejsze niż można było oczekiwać. Pola te są zlokalizowane; tworzą wąskie struktury, w których przebieg pola przypomina front fali uderzeniowej (*electrostatic shocks*); towarzyszą im silne fale jonowo-cyklotronowe.

Tego typu pola elektryczne, skierowane wzdłuż linii sił pola magnetycznego, odgrywają oczywiście pewną rolę w przyspieszaniu cząstek pierwotnych, wywołujących później zorze, ale mechanizm ten zapewne nie jest prosty. W zjawiskach tych biorą też udział pola o strukturze przestrzennie niejednorodnej i zależnej od czasu, a także różne rodzaje fal o dużej amplitudzie. Dzięki ostatnim odkryciom plazma kosmiczna stała się szerokim i niezwykle ciekawym polem dla zastosowań nieliniowej teorii plazmy.

Pojazdy kosmiczne docierające do magnetosfery innych planet jeszcze bardziej zwiększają liczbę rodzajów plazmy dostępnych dla pomiarów *in situ*. Obecne postępy w rozumieniu zjawisk plazmowych, zachodzących w obszarach, do których docierają statki kosmiczne, powinny także dać znacznie solidniejsze podstawy wiedzy o zjawiskach astrofizycznych, które na zawsze pozostaną poza zasięgiem badań *in situ*.

3.5. Fizyka plazmy gwiazdnej i międzygwiazdnej (astrofizyka plazmy)

W astrofizyce plazmy poważny postęp osiągnięto w fizyce plazmy słonecznej, w badaniach nad magnetosferą pulsarów i mechanizmami emisji z tych obiektów, w fizyce aktywnych galaktyk i dysków akrecyjnych oraz w teorii przyspieszania i propagacji cząstek w plazmie „astrofizycznej”.

3.5.1. Fizyka plazmy słonecznej. Pola magnetyczne Słońca nie są rozłożone równomiernie na jego powierzchni, lecz występują w postaci skupionych „rurek strumienia magnetycznego”. Oddziaływanie między ruchami konwekcyjnymi i skupionym w ten sposób polem magnetycznym ma istotne znaczenie w teorii dynamy, opisującej 22-letni cykl aktywności magnetycznej Słońca. Inne gwiazdy wykazują oznaki tego samego rodzaju aktywności magnetycznej i można się spodziewać, że w większości gwiazd z otoczką konwekcyjną zachodzą podobne procesy typu dynamy.

Obserwacje w nadfiolecie i w rentgenowskim obszarze widma wykonane z pokładu sond kosmicznych wykazują, że korona słoneczna ma bogatą strukturę, składającą się z „pętli” w których linie sił pola magnetycznego są zamknięte, i „dziur”, w których linie sił pola są otwarte. Emisja promieni X następuje głównie w „pętlach”, natomiast „dziury” są miejscem, z którego wypływają z dużą prędkością strumienie „wiatru słonecznego”. W związku z tym, ostatnio zainteresowanie fizyków skupiło się na elektrodynamicznym mechanizmie grzania plazmy koronowej, w miejsce grzania akustycznego, które odgrywa większą rolę w niższych warstwach (grzanie jest potrzebne do wyrównania promienistych i konwekcyjnych strat energii). Przypuszcza się, że korona nagrzewa się przede wszystkim przez dysypację fal Alfvéna. Dziś, kiedy wiadomo, że korona ma bogatą strukturę, za szczególnie ważny mechanizm dysypacji uważa się rezonansową absorpcję powierzchniowych fal Alfvéna w ośrodku niejednorodnym.

W rozbłyskach słonecznych ogromna ilość energii magnetycznej ($\approx 10^{32}$ ergów), gromadzona powoli w koronie, zostaje uwolniona w czasie ok. 10^3 s. Główna część energii jest tracona w formie emisji miękkiego promieniowania rentgenowskiego, które jest promieniowaniem termicznym, i w postaci towarzyszącej mu fali uderzeniowej. Twarde promienie X, a także mikrofały, prawdopodobnie pochodzenia termicznego, wydobywają się z niewielkich fragmentów objętości rozbłysku. Główną rolę w konwersji energii odgrywają rekoneksje magnetyczne i niestabilności typu rozrywającego (*tearing mode instabilities*). Towarzyszące rozbłyskom wybuchy prominencji nasunęły myśl, że energia magnetyczna może gromadzić się w układach prądów elektrycznych skupiających się w tych prominencjach. Rozbłysk zaczyna się, gdy natężenie prądu całkowitego przekroczy pewną wartość graniczną zależną od struktury pola magnetycznego w tym rejonie.

Zjawiska wybuchowe, w rodzaju rozbłysków i erupcyjnych prominencji, stają się źródłem rozmaitych zaburzeń w przestrzeni międzyplanetarnej, które oddziałując z magnetosferą Ziemi przyczyniają się do powstawania zórz polarnych i subburz magnetosferycznych.

3.5.2. Magnetosfery pulsarów. Następstwem odkrycia pulsarów w roku 1969 był wzrost zainteresowania wysokoenergetyczną plazmą astrofizyczną. Pulsary są to szybko wirujące gwiazdy neutronowe o bardzo silnym polu magnetycznym (10^{12} oerstedów). Szybka rotacja powoduje powstawanie silnych pól elektrycznych, wskutek czego magnetosfera

wokół gwiazdy neutronowej pełna jest cząstek naładowanych. Podstawowa teoria, jaką w tej dziedzinie opracowano, zakłada, że ładunki są przyspieszane do wysokich energii pozwalających im na emisję kwantów γ w tych obszarach, w których linie sił pola magnetycznego są otwarte i mają dostatecznie duży promień krzywizny (tzw. model czapy biegunowej w kształcie wydrążonego stożka — *hollow cone polar cap model*). Owe kwanty γ , oddziałując z polem magnetycznym, mogą produkować pary elektron-pozyton. Powstałe w ten sposób elektrony i pozytony będą następnie przyspieszane, emitując w efekcie nowe kwanty γ . Obserwowane impulsy promieniowania są przypuszczalnie bezpośrednim skutkiem takich procesów lawinowych; zjawiska te mają miejsce, gdy prędkość obrotu pulsara i natężenie jego pola magnetycznego przekraczają pewną wartość krytyczną.

Niezwykle wysoka jasność promieniowania w obszarze fal radiowych wskazuje, że w emisji pulsarów muszą brać udział mechanizmy prowadzące do radiacji koherentnej. Skupione wiązki wysokoenergetycznych cząstek poruszające się po zakrzywionych torach mogą istotnie wysyłać promieniowanie koherentne. Kilka plazmowych mechanizmów skupiania się cząstek w wiązki jest obecnie przedmiotem badań. Wszystkie te mechanizmy działają prawdopodobnie w stosunkowo małej objętości magnetosfery, skoncentrowanej wokół osi magnetycznej pulsara. Oś ta jest przypuszczalnie nachylona pod pewnym kątem względem osi obrotu.

3.5.3. Aktywne galaktyki i dyski akrecyjne. Do aktywnych galaktyk zaliczamy obiekty quasigwiazdne (kwazary), radiogalaktyki, galaktyki Seyferta i Lacertydy (obiekty typu *BL Lacertae*). Wszystkie one charakteryzują się nadwyżką promieniowania elektromagnetycznego wychodzącego z jądra obiektu (który prawdopodobnie jest galaktyką), aczkolwiek różnią się między sobą widmem, średnią jasnością i zmiennością w czasie. W wielu z nich można zaobserwować w jądrze obecność struktury podwójnej, nierzadko ustawionej dokładnie w jednej linii z długimi płatami emisji promieniowania leżącymi w charakterystycznej odległości setek kiloparseków od jądra. Z jądra wytryskują także, w jednym lub dwu kierunkach, silnie skolimowane strumienie materii (jety). Obserwowane natężenie promieniowania, a także żyroskopowe i kolimacyjne przejawy aktywności tych galaktyk, można wyjaśnić jedynie obecnością wirującego, zwarteo obiektu o dużej masie albo masywnej czarnej dziury ściągającej gaz lub całe gwiazdy. Ponadto, jest obecnie jasne, że wczesny Wszechświat przeżył okres dość gwałtownej aktywności, którą można wytłumaczyć nadmiarem paliwa we wczesnych stadiach formowania się galaktyk. Można zatem uznać, że aktywne galaktyki powstały ze zwartych obiektów znajdujących się w rozmaitych środowiskach i mających różną orientację.

Obserwacje w widmie rentgenowskim wykazały ostatnio, że wewnątrz wielu gromad występuje gorący gaz. Jeśli idzie o mechanizm emisji, to fakt, że widmo zawiera linie żelaza, wskazuje wyraźnie, iż jest to promieniowanie hamowania gorącego gazu (10^7 — 10^8 K), a nie efekt odwrotnego rozpraszania comptonowskiego mikrofal tła.

Porywanie gazu z galaktyki poruszającej się wśród gazu wypełniającego gromadę może przebiegać wydajnie pod wpływem naporu tego gazu (*ram pressure*)¹⁰.

Ponadto mechanizm ten odgrywa istotną rolę w morfologii podwójnych radioźródeł. Jeśli idzie o chmurę gazu poruszającego się z prędkością naddźwiękową przez otaczający

¹⁰ Jest to dynamiczny składnik pełnego ciśnienia, ρv^2 , gdzie ρ jest gęstością gazu, zaś v — składową jego prędkości prostopadłą do powierzchni, na której ciśnienie jest mierzone (przyp. tłum.).

ją nieruchomy gaz, obliczenia numeryczne wykazały, że ostateczną morfologię określają — oprócz naporu — zjawiska zdzierania gazu (*gas stripping*) i ablacji.

Problem stabilności strumieni gazu, płynącego z dużą prędkością przez materię pozagalaktyczną pozostaje nadal nie rozwiązany, aczkolwiek dysponujemy obecnie wynikami obliczeń dotyczącymi liniowej fazy niestabilności Kelvina-Helmholtza w geometrii cylindrycznej.

Obserwowaną dużą moc promieniowania, wysoki stopień polaryzacji liniowej w widzialnej i podczerwonej części widma, a także szybką zmienność płaszczyzny polaryzacji rozbłysków niektórych aktywnych jąder można wytłumaczyć współdziałaniem mechanizmów emisji synchrotronowej i odwrotnego rozpraszania Comptona przy wysokiej regularności układu; potrzebne jest też ciągłe przyspieszanie promieniujących cząstek. Nie można jednak wykluczyć także udziału innych mechanizmów (np. emisji koherentnej).

Znacznym postęp osiągnięto w badaniach nad elektromagnetycznym uwalnianiem energii grawitacyjnej z pól magnetycznych w dysku otaczającym czarną dziurę Kerra. Silne pola elektryczne wywołują nad biegunami próżniową reakcję par elektron-pozyton; w ten sposób powstają dwa przeciwie skierowane strumienie energii prostopadłe do dysku. Pozostaje jednak w dalszym ciągu problem, w jaki sposób może istnieć w dysku potrzebna tu wielkoskalowa struktura pola magnetycznego. Możliwe, że istotną rolę w kształtowaniu skolimowanych wiązek odgrywa ciśnienie promieniowania.

Trudnym problemem zachowania się pól magnetycznych w dysku poświęcono wiele uwagi. Godnym podkreślenia jest pierwszy magnetohydrodynamiczny opis napięć lepkich, pochodzących od turbulentnych pól magnetycznych, w geometrii dysku akrecyjnego. Niestety, podstawowe pytanie — o rozmiar największych możliwych wirów — pozostało do dziś bez odpowiedzi. Oprócz tego, ewolucję *krótkożyciowych fluktuacji magnetycznych* w dysku magnetycznym badano metodami elektrodynamiki pola średniego. Fluktuacje takie mogą przyczyniać się do powstawania na powierzchni dysku rozbłysków typu słonecznego. Udało się także wykazać, że naprężenia maxwellowskie spowodowane fluktuacjami pola magnetycznego powstrzymują rozwój znanej niestabilności „standardowych” modeli dysków akrecyjnych, polegającej na tworzeniu się pierścieniowych zgęstkw materii.

3.5.4. Przyspieszanie i propagacja cząstek w plazmie astrofizycznej. Teoria przyspieszania i propagacji cząstek w plazmie turbulentnej była w ostatnim dziesięcioleciu przedmiotem stałego zainteresowania fizyków. Procesy przyspieszania i propagacji są ze sobą ściśle powiązane, jako że dotyczą one modyfikacji torów cząstek w przestrzeni położeniowej i pędowej pod wpływem fal elektromagnetycznych rozchodzących się w turbulentnej plazmie.

W wielu przypadkach jest potrzebna hipoteza o istnieniu mechanizmu efektywnie przyspieszającego cząstki. Obserwacje wydłużonych radioźródeł pozagalaktycznych i pozostałości po supernowych, wskazują, że relatywistyczne elektrony odpowiedzialne za emisję synchrotronową muszą być stale uzupełniane lub przyspieszane, aby skompensować straty energii na promieniowanie. Bezpośrednie obserwacje w przestrzeni międzyplanetarnej ujawniły istnienie cząstek nadtermicznych związanych z dużymi rozbłyskami słonecznymi i z magnetosferami Ziemi i Jowisza.

W teorii przyspieszania stochastycznego głównym problemem jest nadal określanie

widma fal i poszczególnych modów tego widma odpowiedzialnych za przyspieszanie cząstek. W teorii przyspieszania elektrostatycznego w rozbłyskach słonecznych szczególną uwagę zwrócono ostatnio na nowe wyniki teorii niestabilności fal plazmowych, zwłaszcza dotyczące niestabilności modulacyjnej fal langmuirowskich oraz konwersji fal jonowo-akustycznych w fale langmuirowskie (przez mechanizm turbulentnego promieniowania hamowania). Samo przyspieszanie opisuje się zazwyczaj przy użyciu standardowej teorii quasiliniowej.

Ważnym nowym osiągnięciem jest teoria przyspieszania w pobliżu frontów fal uderzeniowych w plazmie z polem magnetycznym. Kilku autorów zauważyło, że nieregularności magnetyczne obecne w plazmie płynącej w obu kierunkach (zgodnym i przeciwnym względem ruchu fali) zachowują się jak centra rozpraszające wysokoenergetyczne cząstki. Ponieważ owe centra rozpraszania zbliżają się do siebie, schwyte między nimi cząstki zyskują energię w sposób analogiczny do mechanizmu Fermiego pierwszego rzędu. Teoria w swej najprostszej postaci przewiduje potęgową zależność natężenia promieniowania od częstości, zgodną z tym, co się powszechnie obserwuje. Jednakże wiele szczegółów teorii dotyczących równowagi energetycznej i wydajności tego mechanizmu wymaga jeszcze opracowania. Teorię tę stosowano do opisu przyspieszania promieni kosmicznych w pozostałościach po supernowych i w przestrzeni międzygwiazdowej, do relatywistycznych elektronów w radioźródłach pozagalaktycznych oraz do przyspieszania protonów w dużych rozbłyskach słonecznych.

W teorii propagacji wysokoenergetycznych cząstek przez plazmę z polem magnetycznym powszechnie przyjmuje się, że powtarzające się rozproszenia na nieregularnościach magnetycznych, związanych z samowzbudzającymi się falami Alfvéna, dają w efekcie przepływ cząstek względem plazmy w kierunku równoległym do pola magnetycznego z prędkością rzędu prędkości Alfvéna.

To przywiązanie cząstek do przepływu, którego prędkość jest znacznie niższa od prędkości poszczególnych cząstek wymaga powtarzającego się odwracania kierunku ruchu cząstek wzdłuż linii sił pola magnetycznego. Zjawiska tego nie można opisać w ramach standardowej teorii quasiliniowej. Jednakże kilku autorów wykazało, posługując się teorią rezonansowego poszerzenia linii widmowych, że takie odwracanie kierunku rzeczywiście ma miejsce.

Zauważono także, iż w plazmie, w której ciśnienie kinetyczne znacznie przekracza ciśnienie magnetyczne, fale odpowiedzialne za odwracanie kierunku ruchu cząstek są silnie tłumione przez protony termiczne i efektywnie usuwane z widma. W takich okolicznościach prędkość przepływu cząstek może łatwo przekroczyć prędkość dźwięku (a zatem i prędkość Alfvéna) nawet o rząd wielkości.

Na dużą prędkość propagacji cząstek wskazują obserwacje niektórych rozciągniętych radioźródeł pozagalaktycznych, w których nie widać wyraźnego wzrostu nachylenia rozkładów widmowych promieniowania synchrotronowego w miarę oddalania się od „gorących plam” (przypuszczalnych miejsc generacji relatywistycznych elektronów). Oznacza to, że albo elektrony rozchodzą się z wielką prędkością i są w stanie przebyć duże odległości nim utracą energię, albo też są one powtórnie przyspieszane.

4. Wnioski

Podsumowując, fizyka plazmy jest wyraźnie określoną, żywotną dyscypliną, ściśle współdziałającą z innymi dziedzinami fizyki na wszystkich swych pograniczach. Postęp, zwłaszcza w ostatnim dziesięcioleciu, specjalistyczne kształcenie, któremu poddano wielu młodych fizyków, i wreszcie sprecyzowanie wielu fascynujących problemów, które czekają na rozwiązanie — wszystko to wskazuje, że dyscyplina ta przez następne dziesięciolecia będzie nadal przedmiotem zainteresowania i zaangażowania fizyków oraz specjalistów z innych dziedzin.

Tłumaczył
Piotr Goldstein

Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

W trakcie tłumaczenia musiałem pokonać wiele trudności związanych z terminologią, bądź to wskutek jej nowości bądź też wykraczania poza fizykę plazmy. Pragnę wyrazić swą wdzięczność wszystkim, którzy mi w tym pomogli, w szczególności drowi Andrzejowi Skorupskiemu z Instytutu Badań Jądrowych oraz pracownikom Centrum Badań Kosmicznych PAN.

Piotr Goldstein

WSPOMNIENIA — ROCZNICE

Leonard Sosnowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej

Uniwersytet Warszawski
Warszawa**W stulecie urodzin Stefana Pieńkowskiego****Stefan Pieńkowski Centenary**

W ubiegłym roku minęło sto lat od narodzin człowieka, który wywarł nieprzemijający wpływ na rozwój fizyki w Polsce i którego niezwykła osobowość oddziaływała w sposób głęboki na nas, jego uczniów i współpracowników.

Urodzony w Łęczycy w 1883 roku, po ukończeniu szkoły średniej odrzuca, jak wielu młodych ludzi w ówczesnym zaborze rosyjskim, możliwość studiowania na warszawskim carskim uniwersytecie i postanawia kształcić się za granicą. Trudne warunki materialne zmuszają go do podjęcia pracy zarobkowej. Po dwóch latach udaje się uzyskać niezbędne fundusze na wyjazd do Belgii, gdzie na Uniwersytecie w Liège studiował wielu polskich studentów. Zapisuje się początkowo na wydział inżynieryjny. Bliższe zetknięcie z naukami ścisłymi pozwala odnaleźć właściwe powołanie. Postanawia zostać fizykiem i poświęcić się wyłącznie pracy naukowej.

Przenosi się na Wydział Matematyczno-Fizyczny Uniwersytetu w Liège i już w 1910 roku uzyskuje doktorat z najwyższym wyróżnieniem. Praca doktorska zostaje odznaczona złotym medalem Académie Royale de Belgique. Uniwersytet w Liège nie należał do czołowych ośrodków badań fizycznych. Młody doktor udaje się do Heidelbergu, gdzie przez kilka miesięcy pracuje w laboratorium znakomitego eksperymentatora — prof. Lenarda.

W roku 1911 wraca do Liège, aby objąć asystenturę przy uniwersyteckiej katedrze fizyki, kierowanej przez de Heena. W roku 1914 zostaje powołany na stanowisko zastępcy profesora. Profesor de Heen pozostawił swemu współpracownikowi całkowitą swobodę tak w wyborze tematyki badawczej jak i prowadzeniu zajęć pozakursowych.

Okres lat 1911-14 należał do wysoce twórczych w życiu Stefana Pieńkowskiego. Wprowadza on jako pierwszy nowoczesną problematykę i metodykę do tradycyjnego ośrodka

sowanej do projektowanych doświadczeń. Dobrze wyposażone i kierowane przez znakomitych fachowców warsztaty mechaniczne i szklarskie stanowiły nowość w praktyce uniwersyteckiej.

Gdy na początku lat trzydziestych Zakład uzyskał rozgłos międzynarodowy, fundacja Rockefellera przyznała dotację w wysokości 50 000 dolarów na zakup aparatury, co było wówczas sumą bardzo znaczną. W połączeniu z prawie dwukrotną rozbudową gmachu fizyki stwarzało to warunki pracy badawczej nie ustępujące czołowym laboratoriom europejskim. Na długoterminowe staże przyjeżdżali regularnie młodzi naukowcy z Europy i nawet z USA.

Położenie nacisku na pracę badawczą, zgodnie zresztą z hierarchią wartości Mistrza, zubożyłoby jednak jego sylwetkę jako nauczyciela akademickiego i działacza na polu nauki. Był on bez wątpienia fascynującym wykładowcą. Wykłady jego ilustrowane ogromnym bogactwem pokazów i doświadczeń przyciągały tłumy studentów wielu specjalności nauk ścisłych, przyrodniczych i medycznych. Jako uczeń szkoły średniej miałem możliwość wysłuchania paru publicznych wykładów Pieńkowskiego, organizowanych przez Polskie Towarzystwo Fizyczne. Wykłady te były jednym z czynników decyzji wyboru przeze mnie studiów fizycznych.

Seminaria studenckie i konwersatoria dla pracowników naukowych będące terenem swobodnej dyskusji i wymiany myśli nosiły piętno jego niezwyklej indywidualności. Pomimo wielu zajęć związanych ze stanowiskiem, trzykrotnej kadencji jako Rektora Uniwersytetu, pełny udział w życiu Zakładu nie mógł doznać uszczerbku.

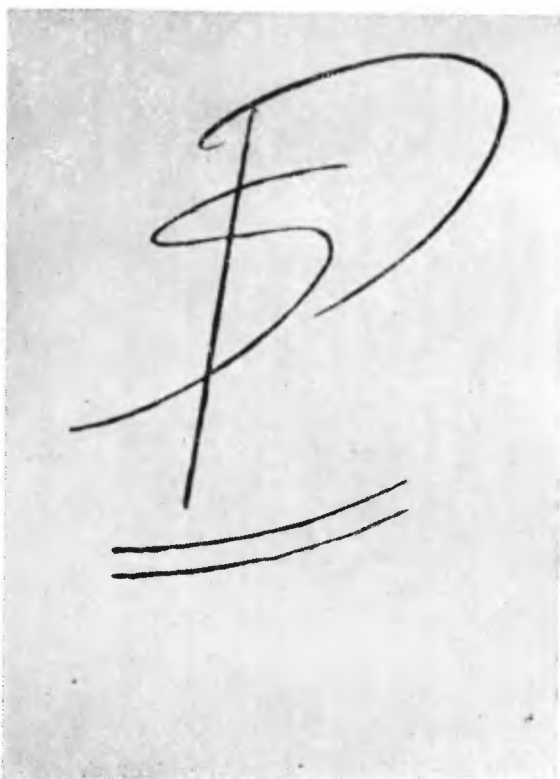
Wybuch wojny w 1939 zniszczył, zdawałoby się bezpowrotnie, dorobek blisko dwudziestu lat wyteżonej pracy. Okupant doskonale zorientowany w międzynarodowej pozycji Zakładu, już w pierwszych miesiącach okupacji wywiózł do Niemiec całą wartościową aparaturę, zbiory biblioteczne, a nawet osobiste notatki pracowników naukowych. Działania te były nadzorowane przez dość znanego fizyka niemieckiego nazwiskiem, *nomen omen*, doktor Diebner. Wydarzenia, które mogły załamać niejednego, uwydatniły nieugięty hart i walory moralne Stefana Pieńkowskiego. Ani przez chwilę nie uległ on, zrozumiałemu w tej sytuacji, załamaniu, lecz niezwłocznie przystąpił do ratowania fizyki polskiej. Już w czasie oblężenia Warszawy, gdy w Zakładzie schroniło się wielu pracowników i ich rodziny, osobistą odwagą dodawał otuchy i przyczynił się do ocalenia gmachu od pożaru.

Przez cały okres okupacji utrzymuje ścisłą więź ze swymi współpracownikami i studentami, zabezpiecza ocalałe resztki aparatury i przystępuje do organizacji tajnego Uniwersytetu. Działalność ta rozwijała się na zdumiewająco szeroką skalę. W ostatnim przed powstaniem roku akademickim 1943/44 odbywały się zajęcia dla studentów wszystkich lat studiów, łącznie z ćwiczeniami I i II pracowni fizycznej, seminariami i egzaminami magisterskimi. Regularne zebrania dyskusyjne, odbywające się początkowo na Hożej, a później w mieszkaniu Profesora w Alei Niepodległości utrzymywały nas w stanie pobudzenia naukowego. Różnymi kanałami docierały do Profesora egzemplarze czasopism zachodnich nie wyłączając *Physical Review*.

Stefan Pieńkowski nie ograniczał się wyłącznie do myśli o przetrwaniu. Przekonany niezachwianie o ostatecznej klęsce Trzeciej Rzeszy przygotowywał plany odbudowy nauki w odrodzonej ojczyźnie. Plany te oraz kadra bądź ocalała, bądź wychowana w tajnym



Stefan Pieńkowski w latach trzydziestych



Charakterystyczny podpis Stefana Pieńkowskiego opisany w tekście



Na konferencji w Spale w 1952 r. Od lewej Aniela Wolska, Włodzimierz Ścisłowski, Szczepan Szczeniowski, Halina Chęcińska, Stefan Pieńkowski, Ludwik Natanson, Maria Pieńkowska — żona profesora, Zofia Ryll



Stefan Pieńkowski w 1953 r.

nauczaniu, umożliwiły szybki start po zakończeniu wojny. Jako pierwszy rektor odrodzonego Uniwersytetu Warszawskiego położył ogromne zasługi dla jego odbudowy. Jego umiłowany Zakład na Hożej, podniesiony do rangi Instytutu, szybko przekroczył skalę przedwojenną.

Stefan Pieńkowski zdawał sobie w pełni sprawę, wbrew opinii bardziej krótkowzrocznych, z nadejścia w fizyce epoki pracy zespołowej w nieznaną poprzednio skalę. Ostatnie lata życia poświęca wizji Instytutu łączącego teoretyków i eksperymentatorów wielu specjalności, rozporządzającego aparaturą umożliwiającą podjęcie ambitnych zadań. Realizację tych zamierzeń widział w postaci ogólnopolskiego Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Jako uznany przywódca fizyków polskich, siedemdziesięcioletni już Profesor dąży do celu z energią i konsekwencją, które cechowały całe jego życie. Nagła śmiertelna choroba położyła kres tym zamierzeniom u progu ich realizacji. Kwestia czy wieloletni i lekceważony kontakt z silnymi źródłami promieni X mógł być przyczyną ostrej białaczki, charakterystycznej dla choroby popromiennej, pozostaje w sferze przypuszczeń.

Istnieją szkoły naukowe skupione wokół wybitnej jednostki, których kres wyznacza odejście ich twórcy. Z trzydziestoletniej perspektywy widać, że dzieło Stefana Pieńkowskiego przetrwało. Liczni jego uczniowie i uczniowie jego uczniów zdołali zachować to, co najcenniejsze z posłania Mistrza: wiarę w nadrzędną wartość poszukiwania prawdy w nauce.

R O Z M O W Y

Od pierwszych kroków w fizyce do odkrycia zjawiska odwrotnego nasycenia dielektrycznego — rozmowa z prof. Arkadiuszem H. Piekara ***From the First Steps in Physics to the Discovery of the Inverse Dielectric Saturation —
an Interview with Professor A. H. Piekara**

K. Szyborski [KS] — Chcielibyśmy dowiedzieć się czegoś o czasach dawnych, o okresie Pana nauki w szkole średniej i wyboru kierunku studiów. Bardzo mnie interesuje sprawa recepcji nowych kierunków fizyki w Polsce w latach dziesiątych, dwudziestych i jakie były bezpośrednie przyczyny, że Pan wybrał ten kierunek studiów.

A. Piekara [AP] — Na to pytanie trudno mi odpowiedzieć, bo ja sobie chyba kierunku studiów nie wybierałem, ja się z nim urodziłem. Jak sięgnę pamięcią do dzieciństwa, to jeszcze nie wiedziałem wtedy o istnieniu fizyki, ale to czym pragnąłem być — to fizykiem, chociaż nie wiedziałem o istnieniu takiej nauki. Potem sądziłem, że to, czym chciałem być, uprawiają inżynierowie, tak przypuszczałem, no i zresztą takie z domu wyniosłem przekonanie. Ale zetknąwszy się z inżynierami ówczesnego okresu, tj. około 1910 r., przekonałem się, że to jest niezupełnie to, co ja chciałem uprawiać, czym się chciałem interesować. Przypominam sobie ostatecznie kiedy do tego wniosku doszedłem. W 1920 r., kiedy stałem na warcie z karabinem w rękę na Dworcu Towarowym w Warszawie (późniejszy Dworzec Główny), jakieś 400 m ode mnie stał na warcie drugi mój towarzysz — inżynier elektryk. Byłem szczęśliwy, że spacerując wzdłuż tego odcinka stykałem się z nim co kilka minut. Wtedy nawiązałem rozmowę z nim. Chciałem się dowiedzieć czegoś o tym wyładowaniu elektrycznym, które mnie pasjonowało. Miałem wówczas 16 lat. Tam jony i elektrony występują, więc chciałem się koniecznie czegoś więcej dowiedzieć. Gdy zacząłem z nim rozmowę, okazało się, że on się ode mnie dowiadywał, nie ja od niego, i o jo-

* Rozmowa niniejsza zaczerpnięta jest z materiałów gromadzonych z inicjatywy Komisji Historii Fizyki PTF, której przewodniczy prof. R. S. Ingarden. Komisja ta zainicjowała w 1976 r. przeprowadzanie wywiadów z wybitnymi fizykami polskimi. W ramach tej inicjatywy, dr Krzysztof Szyborski z Instytutu Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN przeprowadził i nagrał w styczniu 1977 r. rozmowę z prof. Arkadiuszem Piekara. Przesłuchania tej taśmy i opracowania tekstu dokonała Redakcja *Postępów Fizyki*. Tekst ten prof. Piekara następnie uzupełnił (lipiec 1983 r.) do postaci przedstawionej poniżej.

Taśma z rozmową przechowywana jest w Instytucie Historii Nauki, Oświaty i Techniki PAN, Warszawa, ul. Nowy Świat 72.

Z materiałów gromadzonych przez Komisję Historii Fizyki PTF skorzystaliśmy już wcześniej publikując urywki rozmowy z prof. Aleksandrem Jabłońskim, *Postępy Fizyki* 33, 69(1982) (przyp. Red.).

nach mówił: „te Pańskie jony”. Dowiedziałem się, że jony są moje, a nie jego i dowiedziałem się, że muszę być nie inżynierem, lecz fizykiem.

KS — Właśnie, ale skąd Pan się o tych „swoich jonach” już dowiedział?

AP — Ogromna rola książek popularnych, jakie ówczesni fizycy pisali. Mało tego było, ale w każdym razie było. Na przykład, nie wiem czy to wtedy właśnie, czy może rok lub dwa później, ukazała się książka prof. Biernackiego *Widzialne i niewidzialne dziedziny widma*. Tego typu książki pochłaniałem. Na przykład, o odkryciu promieni Roentgena w 1895 r. dowiedziałem się w kilka lat po urodzeniu — urodziłem się w 1904 r., więc jako kilkuletni chłopiec już o tym czytałem i pasjonowałem się tym, aczkolwiek prawie nic nie rozumiałem, ale już kochałem.

KS — Czy Pana zainteresowania fizyczne były wtedy już spercyzowane do pewnej dziedziny fizyki czy obejmowały wszystko?

AP — Nie, do dziedziny nie, obejmowały w ogóle fizykę.

KS — Ciekaw jestem, czy zauważył Pan jakieś ożywienie wywołane powstawaniem mechaniki kwantowej czy teorii względności. W jaki sposób Pan wówczas te sprawy odbierał?

AP — Jeśli chodzi o teorię względności, to od samego początku słuchałem jej wykładów jako uczeń a później jako student. Pierwsze jakieś wiadomości, ale takie najbardziej pierwsze miałem z książki i lekcji z moim profesorem fizyki w szkole średniej — drem Bolesławem Gaweckim, który mnie nauczył zasady względności przede wszystkim. Napisał on podręcznik fizyki, z którego bardzo skorzystałem, no i z rozmów z nim. To był filozof, który jednocześnie był nauczycielem fizyki i uczył w Gimnazjum im. Tadeusza Rejtana. Uczylem się w tym gimnazjum. A jeśli chodzi o mechanikę kwantową, to moje pierwsze zetknięcie się z nią było w końcu 1924 r. lub na początku 1925 r., wkrótce po napisaniu pracy doktorskiej przez Ludwika de Broglie'a. I tę pracę doktorską, czyli tzw. tezę, w języku francuskim przez niego wydaną we Francji, kupowaliśmy w Polsce i referowaliśmy na seminariach u prof. Białobrzeskiego. Było to więc bardzo wcześnie, rok jakiś 1926. Przyszła potem czas na studiowanie czegoś niezwykłego i bardzo abstrakcyjnego, tj. ujęcia tej hipotezy w postaci teorii przez Schrödingera w 1926 r. i przez Heisenberga i Jordana w 1925—27 r. — było to ujęte techniką macierzową, a techniką równań różniczkowych falowych przez Schrödingera. Otóż objawienie, że te dwie tak różne techniki (mechanika falowa i algebra macierzowa) prowadzą do jednego i tego samego!

KS — Hipoteza kwantów już powstała w 1900 r. Z tych najwcześniejszych Pana wspomnień, czy przypomina Pan sobie czy istniała świadomość tego, że fizyka przeżywa jakiś okres rewolucyjny? Jaką rolę wtedy przypisywano hipotezie kwantów?

AP — Ciągle, od samego początku, zawsze rewolucja w fizyce. Nie było żadnego „spokojnego czasu”. W roku 1922, kiedy byłem uczniem Gimnazjum im. T. Rejtana, słuchałem już wykładów PTF-u, tzw. wykładów wielkopostnych — zawsze odbywały się w okresie wielkopostnym w soboty. Otóż te wykłady miewali prof. Pieńkowski, prof. Wolfke, prof. Reczyński, ówczesny doc. Pogorzelski, pani dr Kowalczevska, która mówiła o budowie atomu i przedstawiła teorię Bohra. Do dziś pamiętam zakończenie jej odczytu, kiedy pokazawszy bardzo piękne doświadczenie powiedziała, że atom jest jeszcze ciągle tak niezbadany jak — bardzo po kobiecemu zakończyła — jak dusza ludzka. Otóż te odczyty działały na wyobraźnię bardzo pobudzająco. To był ferment. No i w fizyce

ferment ciągle trwał, trwa ustawicznie. Potem marzeniem moim było poznać teorię kwantów na podstawie podręcznika Sommerfelda *Atombau und Spektrallinien* wydanego w 1924 r., drugie wydanie ukazało się, zdaje się, w 1926 r. Ledwie osiągnąłem, proszę Pana, jaki taki poziom i ciągle dla mnie jeszcze były tajemnicą rozmaite reguły zakazu i wyboru (pochodzące od Rubinowicza), wtedy to wybuchła mechanika kwantowa i znów ciągle wspinanie się po tej drabinie i ciągle nie widać końca było, do dziś go nie ma. I żaden koniec w ogóle nie jest możliwy i w ogóle nie ma sensu. Im dłużej fizyka rozwija się, tym liczba problemów do rozwiązania rośnie!

KS — Jeszcze chciałbym wrócić do tych czasów szkolnych. Jak rozumiem, Pan miał w szkole wyjątkowo sprzyjające warunki do rozwijania swoich zainteresowań. Czy środowisko domowe miało też wpływ?

AP — Ja w domu miałem prywatne laboratorium, własne, budowane od dzieciństwa samego. Otóż wszystkie swoje zarobki, oszczędności wkładałem w to laboratorium. To laboratorium było i fizyczne i chemiczne.

KS — Podobnie jak Władysław Natanson, on zdaje się też w domu rodziców pierwsze swoje doświadczenia przeprowadzał.

AP — I to bardzo poważne doświadczenia. Wykonywał je razem z bratem Edwardem. Miał wtedy 16 lat. Ich praca jest cytowana w podręcznikach termodynamiki. Dotyczyła dysocjacji dwutlenku azotu.

KS — Czy Pan po rodzicach swoje zainteresowania odziedziczył?

AP — Nie, w mojej rodzinie był tylko jeden wynalazca — mechanik, Jan Piekara, mój stryj, który wynalazł maszynę do robienia tzw. gilz papierosowych bez kleju. No, ale nie umiał tego wykorzystać tak, aby stać się sławny.

KS — Pana rodzice mieli raczej zdolności humanistyczne?

AP — Proszę Pana, moi Rodzice byli ludźmi wysokiej kultury chociaż nie mieli dyplomów. Ale mieli Oni dość wyobraźni, aby marzyć o tym by Ich dzieci miały dyplomy. Przede wszystkim byli światłymi i mądrymi wychowawcami: dzieci wychowywali nie słowem, lecz przykładem własnego życia, który zapamiętałem na zawsze.

KS — To były czasy, kiedy atmosfera zainteresowania nauką była charakterystyczna dla Polski.

AP — Mój ojciec bardzo popierał moje zainteresowanie mechaniką, maszynami, inżynierią. Może dlatego miałem takie duże zaufanie do inżynierów, że od nich nauczyłem się wiele. Jak już wspominałem, rozczarowałem się po paru latach bardzo: wiele się nie nauczyłem.

KS — W tym czasie kiedy Pan chodził do szkoły podstawowej...

AP — Nigdy nie chodziłem do szkoły podstawowej. Chodziłem do świetnego gimnazjum filologicznego, do gimnazjum Tomasza Łebkowskiego i tam była klasa podwstępną A, podwstępną B, wstępną, a potem pierwsza, druga, trzecia aż do siódmej. Ósmej ostatniej nie było, gdyż zaborcy szykanowali szkolnictwo prywatne jako niebezpieczne dla nich. Gdy przyszedł rok 1918 a Tomasz Łebkowski zmienił swoją szkołę z filologicznej na handlową, czym prędzej uciekłem, sam bez pomocy starszych, do gimnazjum Rychłowskiego, o którym wiedziałem, że za rok będzie upaństwowione. I rzeczywiście, za rok stało się państwowym Gimnazjum im. Tadeusza Rejtana. Tam, niecierpliwy fizyki, wybrałem kierunek matematyczno-fizyczny.

KS — Wybierając tę szkołę wiedział Pan, że tam fizyka stoi na wysokim poziomie?

AP — Tak, wiedziałem też, że są tam dwa wydziały: humanistyczny i matematyczno-przyrodniczy. Wybrałem matematyczno-przyrodniczy, ale w szkole Łebkowskiego, która była szkołą filologiczną, uczyłem się łaciny i to sobie bardzo ceniłem i cenię.

KS — Zanim Pan zaczął studia, już Pan chodził na wykłady prowadzone przez PTF, tak że chyba wybór kierunku studiów był zupełnie naturalny i żadnej wątpliwości nie budził.

AP — Wybór już zrobiłem wcześniej. Wie Pan, programy szkolne zmieniały się nie tylko w czasach, kiedy byłem nauczycielem fizyki, ale zmieniały się też gdy byłem dzieckiem. Nie mogłem doczekać się fizyki, bo tak zmieniano programy, że fizyka stale się oddalała. W moim gimnazjum filologicznym Łebkowskiego fizyki nie uczyłem się i dopiero zacząłem się jej uczyć u Rychłowskiego, fizyki-wykładanej przez dra Bolesława Gawęckiego.

KS — On wykładał na podstawie własnego podręcznika?

AP — Jeszcze nie wydanego. W parę lat później, może dwa, może rok, wydał podręcznik bardzo oryginalny i bardzo ścisły.

KS — W którym roku zaczął Pan studia?

AP — W 1922.

KS — Czy może Pan coś powiedzieć o warunkach, które wtedy na Wydziale Fizyki panowały, kto fizykę wykładał, jacy byli pracownicy, ilu studentów.

AP — Nie było wówczas jeszcze Wydziału Fizyki, był Wydział Filozofii, który obejmował filozofię ścisłą, matematykę, fizykę, chemię, biologię oraz wszystkie nauki humanistyczne, z wyjątkiem prawa i medycyny, które miały oddzielne wydziały. Z uniwersytetem zetknąłem się w wakacje 1922 r., wcześniej niż się zapisałem, dlatego, że zaraz po otrzymaniu matury przypadek zetknął mnie ze studentem chemii Antonim Hornungiem, chemikiem. Spotkaliśmy się w sklepie „Urania” na Świętokrzyskiej. To był umiłowany mój sklep. Tam na wystawie, na dwóch wystawach tego sklepu, można było oglądać rozmaite przyrządy fizyczne i chemiczne, a m.in. kolby, retorty, krany, pipety, aparaty Kippa. Marzeniem moim było mieć w domu trochę sprzętu chemicznego i fizycznego. I rzeczywiście, zacząłem kupować w „Uranii”, a także u Berenta i Plewińskiego na ul. Moniuszki, rurki, próbówki, menzurki, retorty, a w „Uranii” kupiłem po raz pierwszy aparat Kippa, wielkie aparacisko, trzy kule. Lampę Roentgena też kupiłem.

KS — I robił Pan w domu wodór?

AP — Oczywiście, zaraz zacząłem produkować w domu wodór, ale nie tylko wodór, bo kiedy już oswoiłem się z produkcją wodoru i robiłem redukcję tlenków w strumieniu wodoru, zachciało mi się produkować siarkowodór — z siarczku żelaza i kwasu solnego. Odczynniki już miałem, kupowałem wcześniej. Cieszyłem się każdą butelką i każdym słoikiem, jakie mi przybywały. Szafkę sobie zrobiłem sam, oszkloną, i w tej szafce trzymałem te odczynniki, straszliwe trucizny, np. cjanek potasu. I właśnie pewnej niedzieli rano umyłem mój aparat Kippa, oswobodziłem od cynku i kwasu siarkowego, naładowałem go siarczkiem żelaza i naładowałem kwasu solnego: zacząłem produkcję siarkowodoru. Moi rodzice i domownicy — siostry moje i brat młodszy — nic nie wiedzieli o tym i w pewnej chwili zaczęli w popłochu zamykać okna, sądząc, że wchodzi okrutny zaduch z zewnątrz, ale jeszcze się gorzej zrobiło. Wykryli źródło — oczywiście, ale nikt mnie, proszę Pana,

nie zganił, nikt absolutnie nikt. Tylko ja sam musiałem to szybko likwidować, żeby nie zatruć rodziny. Ale sąsiedzi zaczęli wcześniej zamykać swoje okna.

KS — To był wpływ Pana znajomego Hornunga ?

AP — Nie, to nie był wpływ Hornunga. To była moja własna namiętność. Wpływ Hornunga był duży, ale inny. Mianowicie, widząc mój zapał do fizyki i chemii zaproponował mi odczyt. Mnie, uczniowi po maturze!

KS — Gdzie to było ?

AP — W Wołominie, w remizie strażackiej. Dzisiaj takie rzeczy się nie zdarzają. Odczyt rzeczywiście miałem, przygotowania zrobiłem. Aparaty zawiozłem, na własny koszt pojechałem i rodzina pojechała tam, bo to było wydarzenie ważne — syn 18 -letni ma publiczny odczyt! Nie było wtedy żadnych prac zleconych ani delegacji służbowych; ani zwrotów za przejazdy; do głowy by mi to nie przyszło. Własne przyrządy, akumulatory nawet, wziąłem ze sobą. Już dzisiaj sobie nie przypominam jak ja się zabrałem z tym ogromnym bagażem tych przyrządów, które zajęły wielki stół długości kilku metrów, ustawiony na krzyżakach w remizie strażackiej. Odczyt miał nosić tytuł „Co to jest elektryczność?”. Ja natychmiast zgodziłem się na ten tytuł, chociaż zapewnić Pana muszę, że słuchacze moi nie dowiedzieli się *co to jest elektryczność*. Co gorsza, to prelegent od początku do końca sam nie wiedział, co to *jest elektryczność*. Ale pokazałem zjawiska elektryczne od Coulomba do Roentgena i Hertza. Otóż to był okrutnie obszerny materiał. Ja żyłem tym, przeżywałem to i zdaje się, że zapaliłem tak mych słuchaczy, iż nikt nie opuścił sali przed końcem. Ale co z Hornungiem? Otóż on mi nie tylko zaproponował ten odczyt, ale jeszcze poradził, abyśmy poszli razem do pewnego asystenta fizyki, który był jeszcze studentem, ale już był także asystentem i Hornung się z nim zetknął. Jak ja się dowiedziałem, że mam iść na Hożą do Zakładu Fizyki, to oczywiście skorzystałem z tego, bo chciałem zobaczyć ten gmach, który znałem, bywając w sali wykładowej już od paru lat. Zajrzeć tam od tyłu, to było dla mnie coś bardzo pociągającego. Więc poszliśmy z Hornungiem i zobaczyłem tam w II Pracowni Fizycznej (w drugiej, a nie w pierwszej) dla zaawansowanych studentów Sołtana pracującego i pierwsze moje pytanie było, czy Pan robi już oryginalne badania czy jeszcze pracownię ćwiczeniową. I on mi powiedział, że jeszcze robi ćwiczenia, ale że już ma skryształizowany temat, mianowicie będzie badał widma par rtęci. Sołtan przeczytałszy plan mojego odczytu nie tylko go zaakceptował, a był przeładowany, ale jeszcze mi radził dodać do niego coś i ja dodałem. O ile sobie przypominam, zachęcił mnie do tego, aby dodać jeszcze prądy Tesli. To była niebywała rzecz na owe czasy zobaczyć takie prądy wysokiej częstotliwości, które dają iskry, Bóg wie jak długie, i można je do ciała własnego wprowadzić i to nie szkodzi zdrowiu ludzkiemu wcale, a ponieważ ja już z tym eksperymentowałem w domu, to zgodziłem się i dodałem prądy Tesli, a potem to wszystko pokazałem w remizie strażackiej. To był początek przyjaźni z Antonim Hornungiem, która trwała do mojego wyjazdu do Rydzyny. Wtedy nasze losy rozdzieliły się. Ale wróćmy do czasów studenckich.

Ledwo stałem się studentem, zostałem zaangażowany na wykładowcę fizyki dla robotników do Uniwersytetu Powszechnego organizowanego przez panów Konewkę i Grodeckiego z PPS. I tam byłem cały rok, wykładałem w Muzeum Pedagogicznym przy ul. Jezuickiej 4 i zapraszałem na te odczyty prof. Gaweckiego, który czasem przychodził i był ze mnie zadowolony. Wtedy zawarłem drugą przyjaźń, która wywarła duży na mnie

wpływ, mianowicie z człowiekiem młodym, który był laborantem w tym Muzeum, człowiekiem po maturze, który przyjechał z Rosji w 1918 r. Był polskiego pochodzenia. Udostępnił mi on kontakt z tymi wszystkimi uwielbianymi tak przez mnie aparatami optycznymi i elektrycznymi.

KS — Pracował na Hożej?

AP — A nie, to było w Muzeum, Jezuicka 4. W tym Muzeum odbywały się te odczyty, a mieli tam zbiory fizyczne przepiękne. Cewka Ruhmkorffa, która pasjonowała mnie ogromnie, dawała możliwość oglądania tych wyładowań cudownych. Ja miałem w domu też cewkę Ruhmkorffa, ale nie tak wielką; zrobiłem jednak do niej przerywacz elektrolityczny Wehnelta, co spotęgowało jej działanie. Dumą moją była wielka latarnia projekcyjna z lampą łukową i różnymi pryzmatami i soczewkami, przy pomocy których wytwarzałem wąską wiązkę światła i widma optyczne do „badania” fluorescencji. Były to piękne doświadczenia!

KS — Kto był kierownikiem, założycielem tego Muzeum?

AP — Wówczas kierownikiem był prof. Paczuski i chyba założycielem. To był wczesny okres, rok 1922/23. Człowiek światły, który zrobił na mnie wielkie wrażenie; odznaczał się ogromną życzliwością. Dzięki niemu miałem dostęp do wszystkich przyrządów Muzeum wspaniale urządzonego. Do każdego tematu, na który miałem odczyt, był ogromny komplet przyrządów i ten, który mi to wszystko udostępniał, to był mój późniejszy przyjaciel (tam się ta przyjaźń zaczęła) — Eugeniusz Moszczyński. Potem został on studentem na Hożej, a jednocześnie palaczem w podziemiach tego gmachu. Był żonaty i musiał pracować na utrzymanie rodziny.

KS — A jak wtedy wyglądały zajęcia na Hożej? To był jeden z pierwszych roczników.

AP — Nie najpierwszy. Pierwszy rok moich studiów — to rok 1922/23. Na tym roku, studentów Wydziału Filozoficznego było kilkudziesięciu a studentów fizyki może dwunastu, chociaż trudno mi było odróżnić matematyków od fizyków bo mieliśmy jeszcze te same wykłady, ale już niektórzy byli zupełnie zdecydowani — tu matematycy, tu fizycy, tu chemicy. Chemicy mieli potem pracownie chemiczne, które myśmy mieli w ograniczonej ilości, ale mieliśmy. Tak, że samą fizykę studiowało 10—12 osób, m. in. był tam Witold Ehrenfeucht (młodszy brat fizyka Jana), był Henryk Jeżewski młodszy brat prof. Mieczysława Jeżewskiego z Krakowa, na tym roku był też Jerzy Starkiewicz, który niedawno zmarł, był również Witold Kessel, który zmienił nazwisko w czasie wojny na Łaniecki (młodszy jego brat też studiował fizykę, ale wkrótce zmarł). Był zdolny teoretyk Stanecki z Łodzi, ale przerwał studia z powodu choroby.

KS — Później, zdaje się, Łaniecki pracował u prof. Wolfkego na Politechnice.

AP — Tak, pracował na Politechnice.

KS — W 1919 r. przyjechał do Warszawy prof. Pieńkowski.

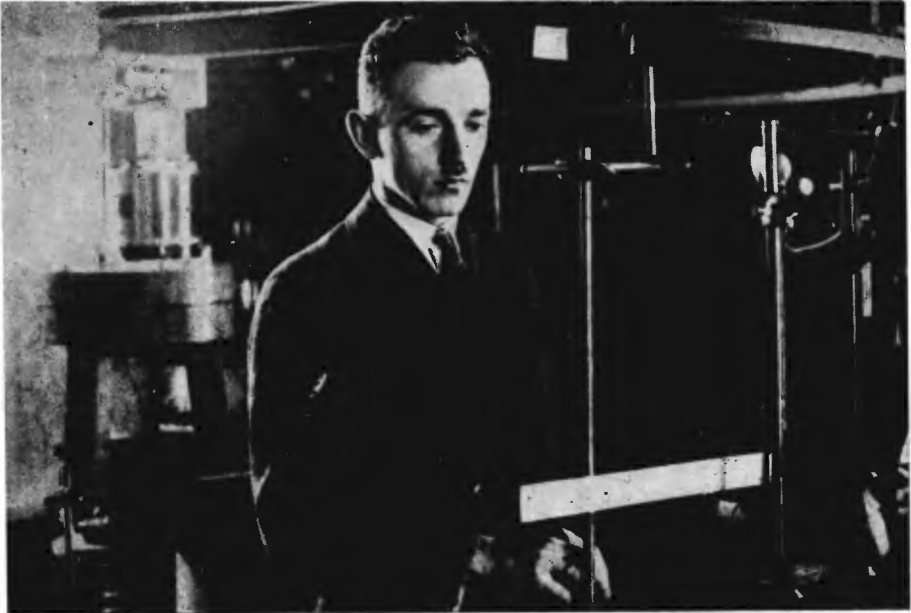
AP — Tak, przyjechał z Liège; pierwszy raz zobaczyłem go na odczycie PTF-u. Miał odczyt właśnie o doświadczalnych podstawach teorii względności. Bardzo piękny odczyt. Bardzo pożyteczny, który zrobił na mnie duże wrażenie. Bo, jak tu u prof. Pieńkowskiego, przedstawił trudności z prędkością światła, czy ona jest względem układu nieruchomego, czy też może prędkość światła dodaje się do prędkości układu? Doświadczenie pokazało (doświadczenie Michelsona i Morleya), że się nie dodaje, że nie ma śladu „wiatru eterowego”.



Siedemnastoletni Piekara w swoim laboratorium domowym — łączy zainteresowania nauką o elektryczności, optyką i chemią



Prezydium VI Zjazdu Fizyków Polskich (1932 r.) i Komitet Organizacyjny na Zamku Królewskim w Warszawie u Prezydenta Rzeczypospolitej prof. Ignacego Mościckiego: 1) Penczalski, 2) T. Malarski, 3) C. Białobrzęski, 4) M. Wolfke, 5) J. Kalandyk, 6) W. Natanson, 7) K. Zakrzewski, 8) Prezydent Rzeczypospolitej prof. Ignacy Mościcki, 9) S. Loria, 10) S. Pieńkowski, 11) A. Denizot, 12) J. Weysenhoff, 13) S. Klemensiewicz, 14) L. Wertenstein, 15) W. Rubinowicz, 16) S. Szczeniowski, 17) W. Kapuściński, 18) S. Mrozowski, 19) W. Dziewulski, 20) J. Patkowski, 21) A. Piekara



W gabinecie fizycznym w Rydzynie



A. Piekara (z prawej) w 1934 r. w laboratorium A. Cottona w Paryżu

Michelson, jak się później dowiedziałem, bardzo pilnował Amerykanów, żeby nie wymawiali jego nazwiska „Majkelson” lecz „Michelson”.

KS — To ciekawe, on miał 4 lata jak wyjechał z Polski.

AP — Tak, ze Strzelna; ma tam tablicę pamiątkową, ufundowaną przez PTF. Otóż doświadczenie Michelsona i Morleya pokazało, że prędkość światła nie dodaje się. Prędkość światła jest stała i nie można nic do niej dodać. A znowu obserwacje astronoma Bradleya aberacji gwiazd w lunetach przekonały go, że prędkość światła dodaje się geometrycznie do prędkości lunety. Wreszcie pomiary światła w płynącej wodzie, wykonane przez Fizeau, pokazały że obie prędkości: światła i wody częściowo tylko dodają się, czyli że mamy współczynnik unoszenia. No i tym właśnie akcentem zakończył, że podstawowe trzy doświadczenia pokazują każde inaczej i trzeba wobec tego zmienić koncepcję jednoczesności i czasu, o czym na następnym wykładzie będzie mówił prof. Pogorzelski. Co sobota odbywały się te odczyty. Była to piękna rola tych wykładów.

KS — Czy teksty tych wykładów może się gdzieś zachowały w formie rękopisów?

AP — Publikowane nie były, zachowały się tylko we wspomnieniach słuchaczy. Piękne odczyty miał również Wolfke. Bo trzeba Panu wiedzieć, że odczyty PTF zaczęły się chyba w 1920 r. i one odbywały się początkowo nie na Hożej, bo Hoża była jeszcze nieprzygotowana do normalnych zajęć, ale odbywały się w Politechnice, w audytorium w gmachu Wydziału Elektrycznego; obecnie jest tam audytorium fizyki dla studentów Politechniki. Tam się właśnie odbywały te wykłady i prawie wszystkie z pokazami.

KS — Czy dużo osób na te wykłady chodziło i czy byli to przeważnie uczniowie licealni?

AP — Bardzo dużo. Przeważnie chyba ludzie dorośli, ale studentów Politechniki i Uniwersytetu było wielu. Uczniów zaś niewielu, ale byli. Tam poznałem studenta Politechniki Włodzimierza Daniewskiego, z którym zaprzyjaźniłem się, a który po skończeniu Politechniki przeniósł się na fizykę, na Hożą.

KS — Kto jeszcze prowadził zajęcia na Sekcji Fizyki, gdy Pan zaczynał studia?

AP — Mówiłem już o Sołtanie, on był asystentem w II Pracowni. W I Pracowni kierownikiem był Edward Stenz a asystentami byli: Witold Majewski i wielu innych, a w II Pracowni kierownikiem była pani Irena Bobrowna, zaś asystentem był Szczepan Szczeniowski. Asystentem wykładowym (świetnym) był Cezary Pawłowski, potem przez pewien czas Andrzej Sołtan.

KS — A wykłady kto prowadził?

AP — Tylko prof. Pieńkowski i jak pamiętam, *nigdy* wykładu nie opuścił i *nikt* go nie zastępował. Cały rok prowadził kurs fizyki, pięć godzin tygodniowo. Był niezastąpiony. Nigdy nie było tak, żeby wykład się nie odbył i nigdy nie było tak, żeby wykład prowadził kto inny. To była domena tylko Profesora. W wiele lat później widać profesorowie byli tak przeciążeni administracyjnymi pracami, że opuszczali wykłady, ale to nie w tym okresie kiedy ja byłem studentem albo asystentem. Za moich czasów nikt profesorów nie zastępował. Niemniej profesorowie mieli urlopy roczne przeznaczone do pracy naukowej za granicą. Za moich czasów studenckich z takich urlopów korzystali: prof. Mazurkiewicz i doc. Kuratowski (matematycy), doc. Pogorzelski, dr Szczeniowski, dr Pawłowski, dr Sołtan (fizycy) i inni.

KS — Kiedy Pan zaczął samodzielną pracę naukową, czy jeszcze w czasie studiów?

AP — Tak, pracę badawczą rozpocząłem bardzo wcześnie. Mianowicie Pracownię I skończyłem pół roku wcześniej, Pracownię II skończyłem też bardzo szybko, tak że pracę doktorską zacząłem o rok wcześniej niż moi koledzy, mianowicie na początku maja 1925 r.

Dn. 10 maja 1925 przystąpiłem do pracy na temat który sam sobie wybrałem, ale o tym wyborze prof. Pieńkowski dowiedział się od swojego asystenta Cezarego Pawłowskiego, który prowadził badania nad stałą dielektryczną mgły, a ja tam do niego zaglądałem i chodziłem na rozmowy. Pociągał mnie temat — ta stała dielektryczna, która występuje w tych przepięknych równaniach Maxwella! Jakoś bardzo mnie to wzięło i postanowiłem w tej dziedzinie pracować. Dowiedział się o tym prof. Pieńkowski, zresztą bez mojego udziału i zaproponował mi temat, właśnie stałą dielektryczną zawiesin i emulsji; zapałem w maju 1925 r. wzięłem się do pracy doktorskiej. Ukończyłem ją w końcu 1927 r. Dwie publikacje z tego wyniknęły w *Sprawozdaniach i Pracach Polskiego Towarzystwa Fizycznego* (później przekształciły się one w *Acta Physica Polonica*).

KS — I na Hożej Pan pracował?

AP — Proszę Pana tak, całą pracę robiłem na Hożej i kiedy ją zrobiłem zostałem asystentem prof. Pieńkowskiego. To było wyróżnienie niezwykle, ponieważ asystentura była wtedy wyróżnieniem i na asystenturę się czekało. A to nie było coś takiego jak posada, o którą można się starać, złożyć podanie i czekać. Tu trzeba było czekać bez podania.

KS — Trzeba było czekać na propozycję aż się zostanie wybranym. Chciałbym się dowiedzieć jeszcze czegoś bliższego o prof. Pieńkowskim.

AP — Był człowiekiem bardzo zapracowanym. To był tytan pracy. Wtedy, kiedy ja kończyłem pracę doktorską on był już rektorem. Ale mimo to nie przeszkodziło mu to wszystkie wykłady prowadzić. Tutaj warto wspomnieć, że kadencja rektora, wybieranego przez Senat, trwała tylko rok, po czym rektor przechodził automatycznie w roku następnym na stanowisko prorektora, również na jeden rok (prorektor był tylko jeden). Na podobnych warunkach dziekani i prodziekani opiekowali się wydziałami. W miarę przyrostu liczby studentów różne dyscypliny naukowe zaczęły oddzielać się od *ad hoc* tworzonych wydziałów, np. Wydział filozoficzny podzielił się na dwa Wydziały (mat.-przyrodniczy i humanistyczny). Już wtedy niektórzy profesorowie protestowali (np. prof. Wł. Natanson w Krakowie). Lecz podział wydziałów (i szkół wyższych) postępował dalej. Liczba rektorów, dziekanów i pracowników administracyjnych rosła. Jednak obowiązki rektorów nie stawały się lżejsze.

KS — Ale czy Rektor Pieńkowski miał czas jeszcze na prowadzenie samodzielnej pracy naukowej w tym czasie, na opiekę nad asystentami?

AP — Ależ oczywiście, sam kierował wszystkimi pracami, sam się interesował. Najwięcej interesował się pracami spektroskopowymi, optycznymi, rentgenowskimi.

KS — Czy on miał na zainteresowania studentów i asystentów silny wpływ, czy też pozostawiał im raczej swobodę?

AP — Dawał tematy, ale zainteresowania uwzględniał, na swoim własnym przykładzie przekonałem się o tym.

KS — Teraz następuje taki interesujący okres w Pana życiu ten pobyt w Rydzynie. Na ten temat też bardzo chętnie byśmy się dowiedzieli coś bliższego, skąd ten pomysł powstał, żeby tam pojechać?

AP — Ponieważ nie mogłem utrzymać się z asystentury, przeto przyjąłem lekcje w dwóch

gimnazjach, parę godzin tygodniowo tylko, u p. Malczewskiej na Wspólnej i p. Statkowskiej-Jankowskiej na Nowogrodzkiej. I tam właśnie, na Nowogrodzkiej, wizytował moją lekcję wizytator Kuratorium Warszawskiego, p. Chodynicki. Wizytator ten w jakimś czasie po wizytacji zatelefonował do mnie, do szkoły, mówiąc, że chciał ze mną rozmawiać p. minister Łopuszański. I rzeczywiście p. minister Łopuszański zadzwonił do tejże szkoły. Proszę sobie wyobrazić jakie zamieszanie i rumor się zrobiły. Dowiedziałem się od p. ministra Łopuszańskiego, że chce się ze mną zobaczyć i pytał gdzie chciałbym się z nim spotkać. Więc oczywiście zaproponowałem mu, że gotów jestem przyjść gdzie mi wskaże. Zaprosił mnie do siebie do domu i tam mi powiedział, że chciałby mnie mieć jako współpracownika. Stąd właśnie przypuszczam, że wizytatorowi lekcja się podobała. Powiedział może o jakichś cechach jej, które przypadły do gustu p. Łopuszańskiemu. Od tej pory zawiązała się współpraca. Stałem się jego bliskim współpracownikiem. Organizowałem fizykę w Rydzynie na odległość, a potem już na miejscu. To był rok 1928, wczesną wiosną. Do sierpnia organizowałem tam fizykę będąc jeszcze w Warszawie, a 13 sierpnia 1928 pojechałem do Rydzyny i już tam zostałem.

KS — Czy to był początek w ogóle istnienia tej szkoły?

AP — Tak, 10 września tego roku została udostępniona dla uczniów, którzy z całej Polski przyjeżdżali. Cała ta historia jest opisana w mojej książce¹, a również w tomie *Eksperymenty pedagogiczne w Polsce w latach 1900—1939*, dzieło zbiorowe pod redakcją Bogdana Nawroczyńskiego, jest mój artykuł o Rydzynie. Więc chyba na temat Rydzyny, jeśli to Pana interesuje, niech Pan przeczyta te rzeczy, a także „Zakończenie” Bogdana Nawroczyńskiego.

KS — I Pan tam pisze także o swojej pracy naukowej w Rydzynie?

AP — Trochę tak.

KS — Pan już później zajmował się konsekwentnie badaniami stałej dielektrycznej?

AP — Tak, w zawiesinach, a potem w roztworach, potem zjawiskami nieliniowymi w dielektrykach. Nie wiedziałem o tym, ale tak właśnie zaczęła się epoka w rozwoju tego działu fizyki, który ma dziś na świecie duże znaczenie i doczekałem się ogromnie pochlebnych cytat ze środowisk angielskich, francuskich, amerykańskich, radzieckich.

KS — To jeszcze okres przedwojenny?

AP — Nie, długo trwało zanim to zjawisko odkryłem w Rydzynie i zanim to zjawisko stało się metodą i zanim ta metoda znalazła większe rozpowszechnienie. Największe sukcesy związane z tym zjawiskiem zaczęliśmy odnosić w Poznaniu po wojnie, lecz zjawisko odwrotnego nasycenia dielektrycznego (dodatniego) zaobserwowaliśmy z moim bratem, Brunonem Piekarą (byłym Rydzyniakiem) przed wojną w Rydzynie w r. 1936. Otóż trwało wiele lat zanim ten dział został rozwinięty w Gdańsku i Poznaniu, głównie w Poznaniu. W Poznaniu powstał instytut, który się tym zajmuje. Potem w Warszawie zaczęły się badania po okresie poznańskim, który trwał 14 lat. Zostawiłem w Poznaniu piękny instytut, który rozbił się na dwa wielkie instytuty i tutaj w Warszawie założyłem pracownię a jednocześnie współpracowałem z zagranicą. Tam zaczęli zapraszać moich asystentów i mnie. Aberystwith w Wielkiej Brytanii miał duże sukcesy, a te ich sukcesy stały

¹ A. H. Piekara, *Nayiaśnieyszemu y Naypotężnieyszemu Panu*, Instytut Wydawniczy Pax, Warszawa 1976 (przyp. Red.).

się też moimi sukcesami dlatego, że zjawisko znalazło poważne zastosowanie w chemii, w dziale, który należy właściwie do fizyki chemicznej, do badania oddziaływań molekularnych i struktury.

Powróćmy jeszcze do szkoły eksperymentalnej w Polsce, której nie udało się zorganizować po wojnie. Rydzyna — czym ta szkoła eksperymentalna dla szkolnictwa polskiego była i być mogła, czym w ogóle jest szkoła eksperymentalna dla oświaty i szkolnictwa? — Tym, czym laboratorium badawcze dla fabryki, dla wielkiej wytwórni. Gdy laboratoriów brakuje, gdy ich nie ma, wtedy rozwój produkcji wytwórni staje się już tylko rutynowy i historyczny, zabytkowy i trzeba korzystać z cudzych patentów i licencji żeby dalej rozwijać produkcję, bo własnych metod nie ma.

Szkolnictwo może być zależne od władz, ale rozwój musi być swobodny, wolny; nie można się trzymać programów, zwłaszcza zacofanych programów, jeśli się chce je ulepszać.

KS — Potraktujmy tę sprawę jako osobny temat. Wydaje mi się, że w historii nauki polskiej zostanie doceniony ten eksperyment, na pewno. Już na ten temat pisano, jak Pan Profesor wspominał. Nie wiem czy powstała jakaś monografia na temat Rydzyny.

AP — Została napisana przez Łopuszańskiego z okazji ośmiolecia Szkoły i wydana. Jest monografia Leona Prejbisza i jest mój artykuł w *Eksperymentach pedagogicznych*. W czasie wojny Łopuszański napisał książkę o ostatnim trzyleciu Szkoły, bardzo głęboko poruszającą eksperyment pedagogiczny i wychowanie Narodu. Ale książka ta nie została wydana. Niektóre myśli Łopuszańskiego cytowane są lub streszczone w mojej książce (*l. c.*). Paru jeszcze autorów zabierało głos, ale bardzo nieśmiało.

KS — Czy w swojej książce Pan Profesor pisze również o ówczesnych kontaktach z nauką światową Pana osobiście w czasie pracy w Rydzynie? Czy docierały tam informacje o nowych doświadczeniach, czy miał Pan jakieś kontakty?

AP — Wspominam, że w ciągu roku 1933/34 byłem stypendystą Funduszu Kultury Narodowej i wyjechałem do Paryża do szkoły optyki prof. Cottona. Potem byłem krótko w Anglii. Znajomość tam zawarłem z prof. R. H. Fowlerem, członkiem Królewskiego Towarzystwa, który przedstawił moją pracę z 39-go roku, teoretyczną pracę wyjaśniającą zjawisko odwrotnego nasycenia. Ta praca ukazała się w 1939 r., ale ja zobaczyłem ją dopiero po wojnie. W czasie wojny pracowałem w podziemnym Uniwersytecie Jagiellońskim. Jerzy Rayski, obecny profesor fizyki teoretycznej w Uniwersytecie Jagiellońskim, był moim „podziemnym” magistrantem. Świetny fizyk teoretyczny.

KS — Z Uniwersytetem Jagiellońskim zaczął Pan współpracować jeszcze będąc w Rydzynie. Z kim Pan tam się kontaktował na Uniwersytecie Jagiellońskim?

AP — Proszę Pana, około roku 1931, posłałem odbitkę mojej pracy doktorskiej prof. Władysławowi Natansonowi, który mi ogromnie przypadł do serca z powodu swoich pięknych książek, które pisał. I o dziwo, ku mojemu wielkiemu zdziwieniu, otrzymałem piękny od niego list z podziękowaniem i to bardzo obszerny list. Wyjątki z tego typu listów, bo miałem bardzo dużo od niego korespondencji, opublikowałem we wstępie do *Szkiców*², które ukażą się niebawem — napisałem tam przedmowę. A te listy, które od niego otrzymywałem, po śmierci Profesora zaproponowano mi ogłosić w *Czasie*. Opublikowałem wyjątki z tych pięknych listów w artykule pt. „Z listów Mędrca”.

² Władysław Natanson, *Wspomnienia i szkice*, Wydawnictwo Literackie, Kraków 1977 (przyp. Red.).

KS — Co stało się z oryginałami?

AP — Wszystkie oryginały zginęły z moimi książkami w mojej skrzyni z książkami, którą mój brat, mieszkający wówczas w Białoleścu Dworskiej pod Warszawą wraz z rodzicami, zakopał w ogródku. Zaraz po przejściu wojsk rosyjskich ludzie tam się rzucili na te opuszczone domy i spalone, bo nasz był spalony, no i wykopali i wszystko zniszczyli. Nie znaleźli tam przecież żadnych cennych rzeczy zakopanych, tylko książki i takie właśnie pamiątki jak te listy. Dobrze, że chociaż jakieś cenniejsze wyjątki opublikowałem, bo stały one jako piękna nauka dla potomnych.

KS — Czyli Pan już przed wojną kontaktów z Warszawą nie miał.

AP — Miałem, oczywiście z prof. Pieńkowskim kontaktowałem się. Ja mu posyłałem różne cieczki organiczne oczyszczone przez siebie do różnych badań, do badań widm Ramana. Współpracowałem też z Uniwersytetem Poznańskim, mianowicie z prof. Kalandykiem, który był na Wydziale Medycznym. Kalandyk był świetnym człowiekiem.

KS — Ja na temat Uniwersytetu Poznańskiego piszę tylko dwa zdania w moim opracowaniu³. Nie dotarłem jeszcze do materiałów bliższych na temat prof. Denizota.

AP — To był dziwak wielki, a jeszcze większym dziwakiem był prof. Pęczalski, chory człowiek.

KS — Prof. Denizot, ja nawet nie wiem jakie było jego naukowe pochodzenie, skąd on się zjawiał w Poznaniu.

AP — Nie wiem skąd, w każdym razie w Poznaniu był wiele lat i zajmował się wadłem Foucaulta. Bardzo klasyczny temat. Był szambelanem papieskim i wielkim dziwakiem.

KS — Prof. Natanson interesuje mnie szczególnie. Noszę się z zamiarem zajęcia się w przyszłości jego osobą, opracowaniem jakiejś monografii. Mnie się zdaje, że dorobek prof. Natansona nie został jeszcze należycie oceniony.

AP — Smoluchowski doczekał się wydania trzech tomów swoich dzieł, Natanson jeszcze nie.

KS — Chyba on miał, nie wiem czy to tak można nazwać, pecha. On nie był człowiekiem ekspansywnym. Nie reklamował swoich prac.

AP — Nie ma drugiego takiego człowieka, który by pisał tak piękne i obszerne listy, a w dodatku do młodego człowieka, od którego nic nie zależało. Jeżeli poświęcał mi tyle czasu, to chyba, że czuł się wychowawcą.

KS — Czytałem niedawno w książce Armina Hermana⁴, że właśnie prof. Natanson był jednym z pierwszych ludzi, obok Ehrenfesta, którzy właściwie podeszli do sprawy statystyki kwantowej.

AP — Bardzo miło mi to usłyszeć, bo ja napisałem m. in., że był prekursorem termodynamiki procesów nieodwracalnych, opracowanej później przez samego Onsagera. Natanson jeszcze w latach osiemdziesiątych ubiegłego stulecia opublikował pracę o zasadzie ekwipartycji energii.

KS — Te prace ze statystyki kwantowej dokończą właściwie później Einstein. I właśnie

³ K. Szymborski „Dzieje polskich badań w dziedzinie fizyki w latach 1860—1918”, *Studia i Materiały z Dziejów Nauki Polskiej*, Ser. C 22, 33 (1978) (przyp. Red.).

⁴ A. Hermann, *The Genesis of Quantum Theory (1899—1913)*, MIT Press Cambridge, Mass., USA 1971 (przyp. Red.).

Herman wymienia osoby Natansona i Ehrenfesta jako niedocenione, jeszcze historycznie nieopracowane. Ten kontakt z prof. Natansonem zaczyna się potem, jak Pan wysłała do niego swoją pracę doktorską.

AP — Tak, i ja chyba w 1932 r. czyli w rok później posłałem mu pracę do przedstawienia w Akademii Umiejętności. Odpisuje mi i przekazuje różne uwagi, bardzo słuszne, merytoryczne i językowe. Jego celne uwagi i pouczenia w sprawie języka, wszystko to powtórzyłem w przedmowie do jego książki *Wspomnienia i szkice*. Ja wówczas opublikowałem pracę po francusku, zrobioną w Rydzynie i rękopis tej pracy posłałem do mego przyjaciela Francuza, z którym pracowałem rok wcześniej w Paryżu.

KS — U Cottona?

AP — Tak, u Cottona. Przyjaźniłem się z nim, posłałem mu pracę do przeczytania, żeby poprawił język. I on mi tę pracę poprawił. Po poprawieniu przepisałem ją i posłałem Natansonowi. Natanson mi odpowiedział: „francuszczyzna była żałosna, poprawiłem”. A przecież była poprawiona przez Francuza. Okazuje się, że i we Francji są tacy Francuzi jak u nas w Polsce Polacy, którzy nie znają ojczystego języka. To nie jest język polski, którym mówią w telewizji i w radiu, i piszą w gazetach. Na przykład dowiadujemy się, że „w oparciu o narzędzia produkcji własnej została wykonana praca” jest tu nawet mimowolny humor: oparli się o narzędzia i wykonali pracę? Tak się u nas pracuje — w oparciu o narzędzia. Ja gromiłem moich uczniów, że takim stylem nie powinno się ani mówić ani pisać. W oparciu o przyrządy — albo w oparciu o metodę, albo o teorię. A tam znów ktoś przemawia „z powodu aspektów”; zaś robotnicy pracują „na rzecz” produkcji.

KS — Z jakimi jeszcze fizykami polskimi Pan przed wojną stykał się i miał jakieś kontakty naukowe?

AP — Przede wszystkim z Natansonem, do końca jego życia.

KS — To znaczy do 1937 r., w którym on umiera.

AP — Potem kontakty miałem z Białobrzeskim, i z Wolfkem, a po wojnie z bardzo wieloma fizykami zagranicznymi: Townesem, Javanem, Bloembergenem, Manselem Daviesem, Hiroshi Takumą i wieloma kolegami w krajach dalekich i bliskich. Powoływano mnie również do kolegów redakcyjnych czasopism zagranicznych. Jeszcze będąc w Rydzynie zostałem zaproszony do kolegium redakcyjnego (1932—39) czasopisma *Kolloid-Zeitschrift*, wydawanego w Dreźnie i Lipsku.

Oto garstka sukcesów wieku młodzieńczego. Wiek dojrzały dał mi uznanie moich polskich kolegów, którzy zaszczytili mnie rzeczywistym członkostwem Polskiej Akademii Nauk, zaś koledzy brytyjscy obdarzyli mnie rzeczywistym członkostwem (*Fellow*) Instytutu Fizyki w Londynie.

KS — Interesuje mnie, czy istniała, według opinii środowiska fizycznego hierarchia ocen prac poszczególnych uczonych polskich.

AP — O ocenie obiektywnej pracy uczonego, członka jakiejś korporacji można się dowiedzieć od członków korporacji innej — zagranicznej. Wpierw uczonego bywa oceniany za granicą, a potem dopiero we własnym kraju. Niech Pan przeczyta co Natanson pisze, jacy są ludzie nauki — ja to zacytowałem *in extenso* w jednej z moich prac⁵ — tam Natanson bardzo obiektywnie, z wielkim uznaniem, a jednocześnie krytyką pokazał

⁵ Patrz przypisek 2.

sylwetki profesorów uczelni wyższych. Otóż zawsze było wiadomo, że miernoty muszą wszystko poniżyć dokoła, żeby się wywyższyć. To zjawisko było znane dawniej, lecz było raczej wyjątkowe. Ale to zjawisko jest nagminne w obecnych czasach szybkiej produkcji profesorów. Przecież te kadry, które teraz się tworzą, też wzbogacają się o ludzi wartościowych — ale bardzo trudno, z ich ogromnym wysiłkiem mozolnym — a o ludzi marnych bardzo łatwo.

KS — Tak, są, pozanaukowe rozmaite „zasługi”, które się liczą.

AP — Jakiej oceny możemy się spodziewać od ludzi marnych? Stosunkowo obiektywną oceną prac uczonego jest liczba cytatów i odnośników do jego publikowanych prac. Od wielu lat istnieją czasopisma, które liczby takie podają. Warto do nich, w razie potrzeby zajrzeć.

NOWOŚCI NAUKOWE

*Juliusz Skonieczny*Instytut Matematyki i Fizyki
Akademia Techniczno-Rolnicza
Bydgoszcz**Ramanowskie rozpraszanie światła przez drobiny zaadsorbowane na powierzchni metalu****Raman Effect for Molecules Adsorbed on Metal Surface**

Abstract: This paper describes Raman scattering of light by molecules adsorbed on metal surfaces. Existing models and mechanisms which try to explain the enormous enhancement of Raman spectra intensities are presented. A review of experimental and theoretical situation is given.

1. Wstęp

Nieelastyczne rozpraszanie fotonów przez drobiny obdarzone oscylacyjnymi lub rotacyjnymi stopniami swobody przewidział w 1923 r. Smekal. W 1928 r. zjawisko to odkrył Raman w cieczach oraz niezależnie i jednocześnie Mandelsztam i Landsberg w kryształach co dało początek powszechnie stosowanej spektroskopii ramanowskiej. Szczególnie burzliwy rozwój tej dziedziny wiąże się z wynalezieniem laserów, które otworzyły nowe obszary badań niedostępnych dla konwencjonalnych źródeł światła.

Możliwość stosowania laserów pozwalała przypuszczać, że efekt Ramana da się zaobserwować dla drobin zaadsorbowanych na powierzchni ciał stałych, np. metali. Już jednak wstępne oszacowanie spodziewanych natężeń rozproszonego światła ramanowskiego nie było zachęcające. Aby zaobserwować zjawisko, w wiązce laserowej o typowym przekroju $5 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ winno znaleźć się co najmniej 10^{15} drobin rozpraszających. Na gładkiej powierzchni metalu pokrytej monowarstwą adsorbatu wspomniana wiązka laserowa oświetli nie więcej niż 10^{12} drobin, stąd strumień fotonów nieelastycznie rozproszonych jest zbyt mały dla rejestracji na tle silnego strumienia fotonów rozproszonych elastycznie. Dlatego z dużą rezerwą przyjęto pierwsze doniesienia o obserwacji efektu Ramana dla drobin pirydyny zaadsorbowanych na elektrodzie srebrnej zanurzonej w naczyniu elektro-

chemicznym [1]. Porównanie natężenia linii ramanowskiej dla drobin zaadsorbowanych z natężeniem otrzymanym dla tej samej liczby drobin swobodnych wskazywało na wzmożenie rzędu 10^5 - 10^6 . Zaskoczeni tym recenzenci redakcyjni wnosili początkowo zastrzeżenia i domagali się ponownego zweryfikowania eksperymentów [2].

Duże wzmocnienie w powierzchniowym zjawisku Ramana odkryte przed niespełną ośmiu laty ma już dziś bogatą literaturę, w tym również przeglądową [3—9]. Powszechnie przyjęł się skrót SERS od nazwy Surface Enhanced Raman Scattering lub GRE — Giant Raman Effect. Wyjaśnienie zjawiska SERS budzi wiele kontrowersji. Właściwie żaden z proponowanych mechanizmów nie tłumaczy samodzielnie dużego wzmocnienia i dodatkowych własności, jak obecności ciągłego tła, zmian natężenia w zależności od częstotliwości światła wzbudzającego, wpływu chropowatości powierzchni itp. Niektórzy uważają, że owo gigantyczne wzmocnienie możliwe jest dzięki nakładaniu się kilku niezależnych mechanizmów. Liczne eksperymentalne weryfikacje przeprowadzone w różnych ośrodkach pozwoliły osiągnąć zgodność co najmniej w następujących sprawach:

- duże wzmocnienie natężenia nieelastycznie rozproszonej fali świetlnej na zaadsorbowanych drobinach (pirydyna, jony CN^- , CO, pirazyne) na powierzchni metalu jest nie dającym się zaprzeczyć faktem,
- wielkość wzmocnienia silnie zależy od własności optycznych substratu,
- chropowatość powierzchni metalu oraz jej skala odgrywają ważną rolę,
- ramanowskim liniom SERS towarzyszy szerokie i ciągłe widmo tła.

Obok poznawczych wartości związanych z wyjaśnieniem SERS istnieją również nadzieje na wykorzystanie praktyczne zjawiska. Już dziś SERS uważane jest za bardzo czułą metodę badania adsorpcji na powierzchni metali, w szczególności badania zjawisk zachodzących na powierzchni katalizatorów, w międzywarstwach, ogniwach i podobnych układach. Duże wzmocnienie stwarza możliwość „nanoszenia” mikroskopijnych wzmacniaczy na powierzchnię metalu w postaci drgających drobin, co oznaczałoby nową szansę dla mikroelektroniki.

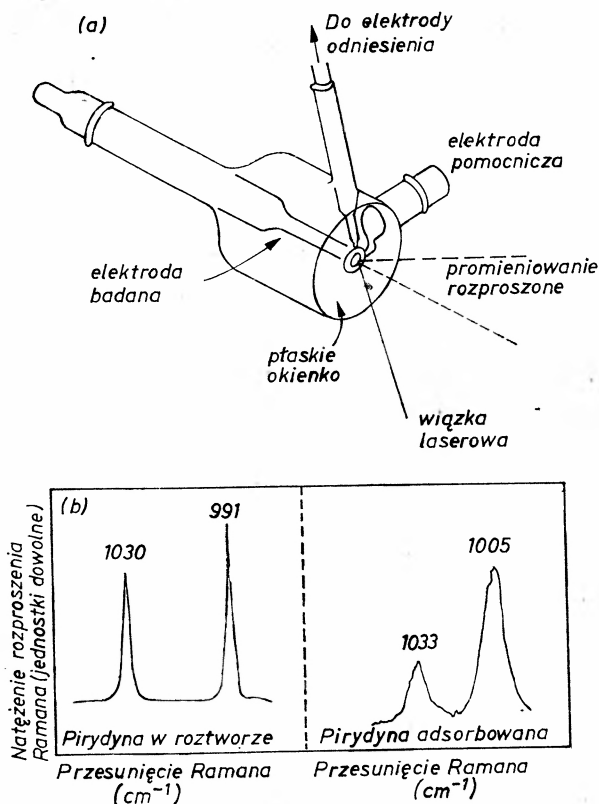
2. Pierwsze obserwacje zjawiska SERS

W 1974 r. Fleischman, Hendra i McQuillan z Uniwersytetu Southhampton [1] zaobserwowali rozproszenie Ramana pochodzące od drobin pirydyny zaadsorbowanych na chropowatej powierzchni elektrody srebrnej. Chropowatość uzyskano podczas cyklicznej zmiany potencjału elektrody a następnie wprowadzono do roztworu pirydynę, której drobinę zostały zaadsorbowane na powierzchni elektrody Ag. Wiązkę lasera argonowego skupiono na powierzchni zanurzonej w roztworze. W tym samym roku doświadczenie zostało powtórzone przez Van Duyena i Jeanmaire z Uniwersytetu Northwestern w USA, którzy oszacowali, że linia ramanowska pirydyny jest wzmocniona około 10^6 razy [2]. Tak wielkiego wzmocnienia nie można było wyjaśnić zwiększoną liczbą zaadsorbowanych drobin na powierzchni chropowatej. Podobne obserwacje poczynili Albrecht i Creighton z Uniwersytetu Kent w 1977 r. [10].

Rysunek 1a przedstawia naczynko elektrochemiczne użyte przez autorów pracy [1] do badania rozpraszania ramanowskiego na elektrodzie srebrnej. Na rys. 1b pokazano

fragment widma ramanowego dla pirydyny w roztworze oraz pirydyny zaadsorbowanej na powierzchni Ag.

Wzmocnienie stwierdzono również dla jonów CN^- [11], drobin CO [12] oraz kilkadziesiąt innych drobin z różnym powodem, przy czym zawsze używano naczynka elektrochemicznego z zanurzoną elektrodą srebrną, której powierzchnia przed adsorpcją



Rys. 1. a) Naczynko elektrochemiczne do badania zjawiska SERS; b) fragment widma Ramana dla pirydyny w roztworze oraz pirydyny zaadsorbowanej na powierzchni elektrody srebrnej [1]

drobin była schropowawana w procesie cyklicznego utleniania i redukcji. Przejście od ujemnych do dodatnich wartości potencjału elektrody z reguły powodowało zanik sygnału Ramana. Jego ponowne pojawienie się przy ujemnym potencjale elektrody uzależnione było od szybkości zmian potencjału i liczby przeprowadzonych cykli [13]. Gdy stosowano elektrodę srebrną o lustrzanej gładkości, nie otrzymano potrzebnego do obserwacji linii ramanowskiej wzmocnienia. Ponieważ nie można praktycznie oddzielić efektu czyszczenia od wprowadzania chropowatości w procesie utleniania i redukcji, pozostaje sprawą otwartą, czy chropowatość jest warunkiem koniecznym dla uzyskania wzmocnienia [14–16].

Próbowano również innych układów rozpraszających. Albrecht i Creighton stosowali

roztwory koloidalne [10]. Burstein i współpracownicy naporowywali srebro na molekularne warstwy nałożone na szkło dla uzyskania cząstek srebra w postaci wysepek [17]. Tsang, Kirtley i Bradley [18] osadzali monomolekularną warstwę drobin pirydyny na utlenionej powierzchni Al, na którą następnie nakładali elektrolitycznie srebro. Eksperymenty miały na celu zbadanie wpływu chropowatości oraz jej skali na wzmocnienie nieelastycznego rozproszenia jak też weryfikację proponowanego mechanizmu.

Wszystkie dotychczasowe próby miały tę wspólną cechę, że dotyczyły układów mokrych, które z fizycznego punktu widzenia „nie grzeszą” czystością. Dlatego czyniono również próby SERS w warunkach ultrawysokiej próżni [12]. Fakt uzyskania większego wzmocnienia w przypadku adsorpcji drobin na granicy faz metal–elektrolit w porównaniu z adsorpcją na granicy metal–próżnia nie znalazł jednak dotychczas jednoznacznej interpretacji. Jedną z przyczyn jest prawdopodobnie możliwość wprowadzenia chropowatości z jednoczesnym czyszczeniem powierzchni metalu w procesie utleniania i redukcji. Dobrze znane techniki czyszczenia powierzchni metalu w warunkach ultrawysokiej próżni na ogół niszczą mikrochropowatość. Dość obiecujące rezultaty otrzymano ostatnio wprowadzając mikrochropowatość na drodze naporowania metalu w niskiej temperaturze podłoża [19]. Stosowano także inne substraty jak Au, Cu [20] i Pt [21], przy czym otrzymane wyniki nie były lepsze niż dla klasycznego już układu srebro-pirydyna.

3. Podstawy fizyczne zjawiska SERS

Zjawisko Ramana polega na nieelastycznym rozpraszaniu fotonów przez drobiny posiadające oscylacyjne lub rotacyjne stopnie swobody. Rozpraszanie ramanowskie może również zachodzić na blisko siebie leżących wysokich poziomach elektronowych ciężkich pierwiastków, np. metali. Padające fotony wzbudzają drobiny, przy czym przejście do stanu podstawowego wiąże się głównie z wypromieniowywaniem fotonów o niezminionej częstotliwości (rozpraszanie rayleighowskie). Niewielka część fotonów opuszcza drobiny ze zmniejszoną częstotliwością (rozpraszanie stokesowskie). Jeszcze z mniejszym prawdopodobieństwem rozpraszane są fotony o zwiększonej częstotliwości (rozpraszanie antystokesowskie). Przypomnijmy, że natężenie światła rozproszonego elastycznie zmienia się jak

$$I_{el} \sim \alpha_0^2 E_0^2 \omega_0^4, \quad (1)$$

gdzie α_0 jest polaryzowalnością drgającej drobin, E_0 — natężeniem pola elektrycznego fali światła wzbudzającego, ω_0 — częstotliwością kątową światła wzbudzającego.

Klasyczna teoria rozpraszania ramanowskiego podaje następującą zależność natężenia składowej stokesowskiej od częstotliwości światła [22–24]:

$$I_{stok} \sim \left(\frac{d\alpha}{dq} \right)^2 \cdot Q^2 E_0^2 (\omega_0 - \omega)^4, \quad (2)$$

gdzie q jest współrzędną normalną drgań drobin, Q — amplitudą drgań normalnych, zaś ω — częstotliwością kątową drgań drobin. Wzór (2) jest słuszny dla częstotliwości ω_0 dalekiej od częstotliwości rezonansowych. Zakładając $\omega_0 \gg \omega$, otrzymamy $I_{stok} \sim \omega_0^4$. Można pokazać,

że $I_{\text{stok}}/I_{\text{el}} \approx 10^{-3}$. Charakterystyczne widmo częstości przesunięć ramanowskich zależy od środowiska, w jakim drobiny przebywają. Oddziaływanie z otoczeniem może zmienić częstość drgań normalnych drobin lub nawet „uaktywnić” drgania nieaktywne w drobinach swobodnych.

Kwantowa teoria opracowana przez Kramersa i Heisenberga oraz rozwinięta przez Diraca rozpatruje normalne zjawisko Ramana dla drobin swobodnych jako złożone z dwóch procesów wirtualnych: absorpcji fotonu o energii $\hbar\omega_0$ oraz emisji fotonu rozproszonego o energii $\hbar\omega_s$. W procesie rozpraszania oprócz stanu początkowego $|i\rangle$ oraz stanu końcowego $|f\rangle$ biorą udział stany pośrednie $|j\rangle$, mające charakter wirtualny. Jeśli wśród możliwych stanów pośrednich jeden jest szczególnie wyróżniony, wówczas nabiera on cech rzeczywistego stanu kwantowego. Mamy wówczas do czynienia z rezonansowym efektem Ramana [25].

Natężenie światła rozproszonego nieelastycznie jest proporcjonalne do przekroju czynnego na rozpraszanie ramanowskie:

$$I_{\text{Raman}} \sim \frac{d\sigma}{d\Omega} \sim (\hbar\omega_s)^4 \bar{\alpha}^2, \quad (3)$$

gdzie

$$\bar{\alpha} = \frac{\partial \alpha}{\partial q}, \quad (4)$$

zaś α jest polaryzowalnością drobin, Ω — kątem bryłowym, q — współrzędną normalną odpowiedniego drgania normalnego drobin. W obrazie mikroskopowym $\bar{\alpha} = \bar{\alpha}_{if}$ jest sumą iloczynów elementów macierzowych elektrycznego momentu dipolowego drugiego rzędu po wszystkich stanach pośrednich [26]

$$\bar{\alpha}_{if} = \sum_j \frac{\langle f | \mathcal{H} | j \rangle \langle j | \mathcal{H} | i \rangle}{(E_j - E_i) - \hbar\omega_0 - i\Gamma_j} \quad (5)$$

gdzie \mathcal{H} jest operatorem elektrycznego momentu dipolowego przejścia, a $f | \mathcal{H} | j \rangle$ i $\langle j | \mathcal{H} | i \rangle$ są elementami macierzowymi tego operatora.

Obecność Γ_j (Γ_j jest proporcjonalne do odwrotności czasu życia drobin w stanie $|j\rangle$) gwarantuje, że $|j\rangle$ może odpowiadać w szczególnym przypadku rzeczywistemu stanowi kwantowemu drobin, co prowadzi do rezonansowego efektu Ramana, dla którego $\bar{\alpha}_{if}$ gwałtownie rośnie.

W przypadku drobin zaadsorbowanych na powierzchni metalu wyjaśnienie dużego wzmocnienia wiąże się z oszacowaniem wzrostu „efektywnej polaryzowalności” układu drobin — substrat. Ponieważ przekrój czynny na rozproszenie ramanowskie zmienia się jak $\bar{\alpha}_{if}^2$ (patrz wzór (3)), stąd każda próba wy tłumaczenia wzrostu przekroju czynnego na rozpraszanie musi oznaczać przeszło 300-krotny wzrost $\bar{\alpha}_{if}$. Można to uzyskać, jeśli $\hbar\omega_0 \rightarrow E_j - E_i$ (rezonansowy efekt Ramana), lub też przez wzrost elementów macierzystych w liczniku wyrażenia (5).

4. Przegląd teorii zjawiska SERS

Wśród licznych teorii można wyodrębnić co najmniej 5 grup najważniejszych modeli proponujących wyjaśnienie dużego wzmocnienia występującego w zjawisku SERS:

- modele pola obrazowego (zwiększenie polaryzowalności drobin adsorbentu pod wpływem pola obrazowego),
- modele modulowanego odbicia (modulacja powierzchniowej stałej dielektrycznej pod wpływem drgającego rozkładu ładunku adsorbentu),
- modele plazmonów powierzchniowych (sprzężenie wzbudzonych stanów elektronowych drobin z plazmonami powierzchniowymi),
- modele wzbudzenia par elektron–dziura (sprzężenie wzbudzonych par e-d w metalu z drganiami drobin adsorbentu).
- modele przekazywania ładunku w układzie metal–adsorbat.

Każda z grup posiada szereg odmian. Dwie pierwsze grupy mechanizmów mają charakter nierezonansowy, pozostałe sprowadzają się do rezonansowego zjawiska Ramana. W rozdziale tym dokonamy przeglądu wymienionych wyżej teorii oraz skonfrontujemy je z ważniejszymi pracami doświadczalnymi.

4.1. Modele teorii pola obrazowego

Modele oparte na teorii pola obrazowego są stosunkowo proste i mają charakter fenomenologiczny. Ich zaletą jest to, że mogą ilościowo wyjaśnić niektóre własności zjawiska SERS, w szczególności duże wzmocnienie. Wspólną cechą tych modeli jest przyjęcie przybliżenia dipola punktowego reprezentującego zaadsorbowaną drobinę na powierzchni metalu [14]. W drobinie indukuje się elektryczny moment dipolowy μ_{ind} pod wpływem dwóch pól: pola E padającej fali świetlnej oraz pola obrazowego E_{obr} wytworzonego w wyniku zwierciadlanego odbicia w metalu

$$\mu_{\text{ind}} = \alpha(E + E_{\text{obr}}). \quad (6)$$

Tutaj α jest tensorem polaryzowalności drobin swobodnej. Sytuację tę przedstawia schematycznie rys. 2. Pole obrazowe zmienia polaryzowalność drobin adsorbowanej

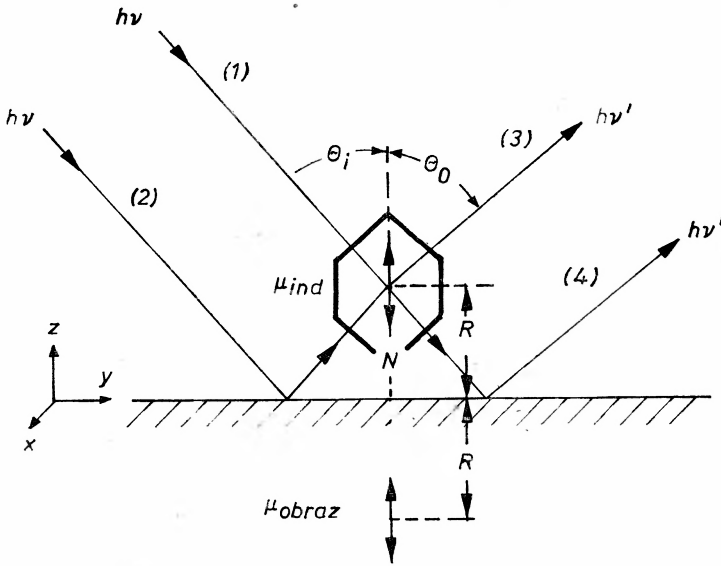
$$\mu_{\text{ind}} = \alpha_A E, \quad (7)$$

gdzie α_A jest tensorem polaryzowalności drobin zaadsorbowanej na powierzchni metalu. Zakładając, że tensor α_A jest diagonalny w układzie xyz , wówczas element zz tego tensora można zapisać

$$\alpha_{Azz} = \frac{\mu_{\text{ind}}}{E} = \frac{\alpha_{zz}}{(1 - \alpha_{zz} E_{\text{obr}}/\mu_{\text{ind}})}. \quad (8)$$

Wielkość E_{obr} można przedstawić [15] jako

$$E_{\text{obr}} = \mu_{\text{ind}} \gamma \frac{1}{4R^3}. \quad (9)$$



Rys. 2. Mechanizm zjawiska SERS w ujęciu pola obrazowego [14]

gdzie:

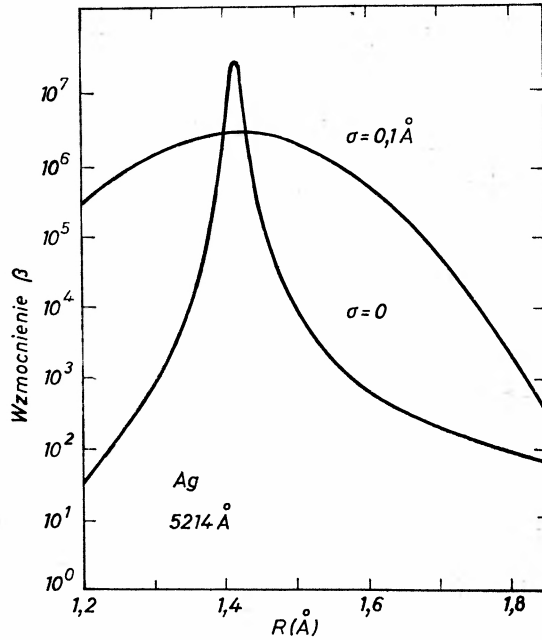
$$\gamma = \frac{\varepsilon_M - \varepsilon_A}{\varepsilon_M + \varepsilon_A} \quad (10)$$

Wielkości ε_M i ε_A są zespolonymi stałymi dielektrycznymi metalu i adsorbentu, zaś R efektywną odległością między drobiną a metalem. Korzystając z (8), (9) i (10) oraz pamiętając, że natężenie światła ramanowskiego I_{stok} dla drobin swobodnych jest proporcjonalne do $\left| \frac{d\alpha_{ZZ}}{dq} \right|^2$, zaś dla drobin zaadsorbowanych $I_{\text{stok}}^A \sim \left| \frac{d\alpha_{AZZ}}{dq} \right|^2$, współczynnik wzmocnienia w zjawisku SERS można przedstawić:

$$\beta = \frac{I_{\text{stok}}^A}{I_{\text{stok}}} \sim (1 - \alpha_{ZZ}\gamma/4R^3)^{-4} \quad (11)$$

Gdy $\frac{\alpha_{ZZ}}{4R^3} \rightarrow 1$, wówczas wzmocnienie może przyjmować duże wartości. Zależność wzmocnienia β od R przedstawia rys. 3. Przy założeniu powierzchni gładkiej (średnie odchylenie standardowe rozkładu odległości metal-drobin $\sigma = 0$) krzywa ma ostre maksimum. Jeśli przyjmiemy, że rozkład odległości R jest normalny, wówczas β nie zmienia się tak gwałtownie. W ten sposób klasyczny model pola obrazowego pośrednio uzależnia wzmocnienie od chropowatości powierzchni o skali atomowej.

Model Eesleya i Smitha [27] uwzględnia dodatkowo wpływ sąsiednich drobin oraz ich obrazów na efektywne pole elektryczne „widziane” przez drobinę. Dla i-tej zaadsorbowanej drobinie hamiltonian oddziaływania $\mathcal{H}_{\text{Raman}}$ można przedstawić [27]



Rys. 3. Zależność wzmocnienia SERS od odległości drobin od powierzchni metalu [14]. R jest odległością między środkiem drobin a powierzchnią metalu. σ oznacza średnie odchylenie standardowe rozkładu normalnego odległości R . Dla $\sigma = 0$ odległość R jest jednakowa dla wszystkich zaadsorbowanych drobin, co odpowiada idealnie gładkiej powierzchni

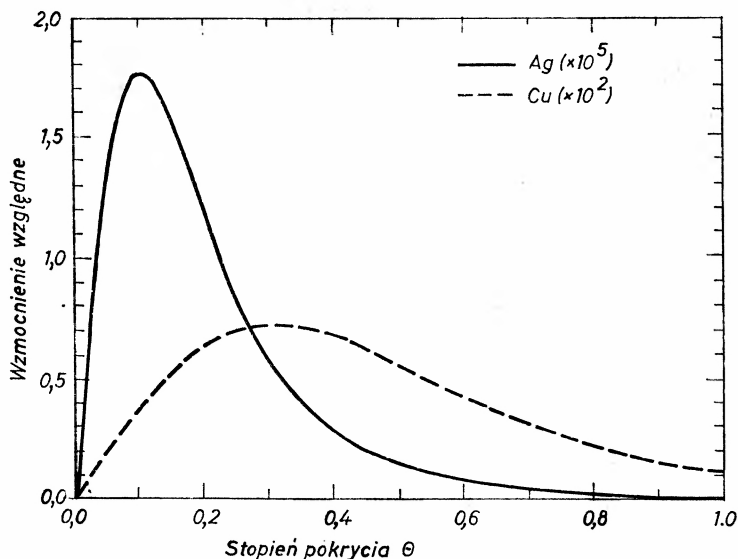
$$\mathcal{H}_{\text{Raman}} = -\epsilon_0(Q_i - Q_0) \left\{ E_i^2 \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial Q_i} \right) + 2 \left(\frac{\partial E_i}{\partial \alpha_i} \right) \left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial Q_i} \right) + 2 E_i \left(\frac{\partial E_i}{\partial z_i} \right) \left(\frac{\partial z_i}{\partial Q_i} \right) \right\} Q_0 \quad (12)$$

gdzie Q_0 jest współrzędną położenia równowagi, Q_i — współrzędną normalną drgań, E_i — rzeczywistą wartością lokalnego pola elektrycznego, α_i — polaryzowalnością i -tej zaadsorbowanej drobin, z_i — odległością i -tej drobin od płaszczyzny odbicia metalu.

Natężenie światła rozproszonego nieelastycznie proporcjonalne jest do $|\mathcal{H}_{\text{Raman}}|^2$. Pierwszy wyraz w (12) odpowiada zwykłemu oddziaływaniu ramanowskiemu w obecności pola E_i , które jest sumą pola obrazowego drobin oraz pól pochodzących od sąsiednich drobin. Drugi wyraz opisuje zależność pola obrazowego od polaryzowalności α_i drobin zaadsorbowanych. Wreszcie ostatni wyraz odpowiedzialny jest za zależność pola obrazowego od odległości z_i , która zmienia się ze zmianą amplitudy oscylacji adsorbentu. Wyraz ten uwzględnia aktywne drgania ramanowskie $\left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial Q_i} \neq 0 \right)$, jak i drgania nieaktywne $\left(\frac{\partial \alpha_i}{\partial Q_i} = 0 \right)$, stąd sumowanie po wszystkich drganiach normalnych daje $\mathcal{H}_{\text{Raman}} \neq 0$ w szerokim zakresie częstości. Dlatego wyraz ten w pewnym stopniu wyjaśnia obecność szerokiego widma tła, jakie towarzyszy liniom ramanowskim w zjawisku SERS.

Wzmocnienie w modelu Eesleya i Smitha wykazuje silną zależność od stopnia pokrycia θ^1 , co przedstawia rys. 4 dla pirydyny zaadsorbowanej na powierzchni srebra i miedzi [27].

Z przytoczonych rozważań wynika, że modele pola obrazowego nie wymagają istnienia chropowatości jako warunku *sine qua non* dla uzyskania dużego wzmocnienia. Z drugiej strony duże znaczenie chropowatości zostało potwierdzone eksperymentalnie. Na podstawie ostatnio wykonanych doświadczeń grupa Van Duyne'a utrzymuje, że wprowadzona



Rys. 4. Zależność wzmocnienia od stopnia pokrycia w zjawisku SERS dla powierzchni Ag i Cu pokrytych drobinami pirydyny [27]

w procesie cyklicznego utleniania i redukcji chropowatość wnosi wzmocnienie rzędu 10^2 w wyniku mechanizmów zależnych od topograficznej makrostruktury powierzchni. Wzmocnienie rzędu 10^4 związane jest mechanizmem pola obrazowego [16].

4.2. Modele modulowanego odbicia

Modele te opierają się na wspólnym założeniu, że przekrój czynny na oddziaływanie fotonów z elektronami swobodnymi w pobliżu powierzchni metalu jest znacznie większy niż z elektronami w drobinie.

Mechanizm zaproponowany przez Otto [28] polega na modulacji gęstości ładunku powierzchniowego metalu w wyniku oddziaływania Van der Waalsa drgającej drobinie z elektronami swobodnymi. Autor modelu zakłada, że zaadsorbowane drobinie tworzą dwuwymiarową sieć drgających prostopadle do powierzchni metalu dipoli elektrycznych. Umożliwia to rozłożenie pola elektrycznego pochodzącego od oscylacji drobin na dwuwymiarowy szereg Fouriera, którego zmiennymi są równoległe do powierzchni wektory falowe k_{11} . Rozproszenie ramanowskie jest wynikiem odbicia padającego światła od po-

¹ Stopień pokrycia θ równy jest stosunkowi liczby drobin zaadsorbowanych do liczby drobin, które tworzą monowarstwę na jednostkowej powierzchni.

wierzchni metalu, dla którego gęstość powierzchniowa ładunku elektrycznego została zmodulowana częstością oscylacji drobin zaadsorbowanych. Zakładając, że w temperaturach pokojowych rozpraszanie antystokesowskie można pominąć, oraz przyjmując, że drobinę zaadsorbowaną na powierzchni metalu znajdują się w najniższym stanie kwantowym (liczba kwantowa $n = 0$), Otto otrzymał następujące wyrażenie na natężenie światła rozproszonego po stokesowsku:

$$I_{\text{stok}} = \frac{1}{2} I_0 f^2 \left(\frac{4\pi^2}{a^2} \right)^2 \cdot \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi}{\lambda_0} \right)^2 \chi \cdot \hbar \omega \sim f^2 (\hbar \omega_0)^2, \quad (13)$$

gdzie a — stała dwuwymiarowej sieci adsorbantu, ω — częstość kątowna oscylacji drobin, χ — polaryzowalność statyczna drobin, λ_0 — długość fali światła wzbudzającego, $\hbar \omega_0$ — energia fotonu wzbudzającego, f — współczynnik sprzężenia drobin z powierzchnią metalu zależny od rodzaju metalu, stanu powierzchni i rodzaju drobin, I_0 — natężenie światła laserowego.

Porównując natężenie obliczone dla drobin zaadsorbowanych na powierzchni srebra z natężeniem światła rozproszonego po ramanowsku przez drobinę swobodną Otto otrzymał wzmocnienie 10^3 , co jest 3 rzędy wielkości mniejsze od obserwowanego. Wskazał on na możliwości dodatkowego wzrostu wzmocnienia na skutek elektronowych procesów *Umklapp*, które sprzęgają większe wartości $k_{||}$ z wektorami falowymi k_i promieniowania laserowego i mogą być odpowiedzialne również za ciągłe widmo tła obserwowanego w zjawisku SERS. Procesy *Umklapp* zachodzą silniej na powierzchniach o budowie tarasowatej, stąd według przedstawionego modelu chropowatość w skali atomowej może istotnie wpływać na wzmocnienie.

W modelu McCalla i Platzmana [29] silnie podkreślona jest rola chemisorpcji. Gęstość ładunku powierzchniowego modulowana jest oscylacjami chmury elektronowej uczestniczącej w wiązaniu chemicznym. Drgający atom chemicznie związany z powierzchnią metalu wprawia w drgania ładunek wiązania chemicznego, co prowadzi do przekazywania ładunku między wspomnianym wiązaniem a metalem. Oscylacyjne przekazywanie ładunku prowadzi do modulacji podatności elektrycznej kompleksu drobin-metal, a tym samym do modulacji zdolności odbijającej metalu, co według autorów modelu daje pożądane wzmocnienie rozpraszania ramanowskiego. Podają oni przekrój czynny na rozpraszanie ramanowskie

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{3} k^4 (\pi q^2 \delta \Delta\chi), \quad (14)$$

gdzie k jest wektorem falowym rozproszonego światła, $\Pi q^2 \delta$ jest objętością walca o promieniu q i wysokości δ ograniczającego obszar, w którym podatność elektryczna metalu zmienia się o $\Delta\chi$ w wyniku przesunięcia Δr drgającego atomu związanego chemicznie z powierzchnią. Podatność $\Delta\chi$ modulowana jest częstością drgań drobin. Szacując $\Delta\chi$ na podstawie ścisłego modelu elektronów swobodnych autorzy otrzymują ostatecznie:

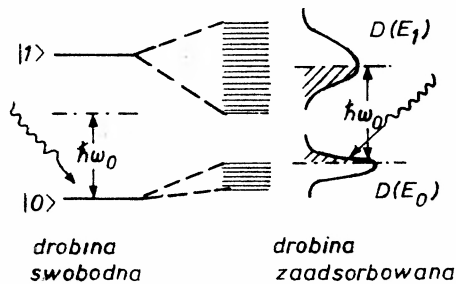
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \simeq \frac{1}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{\partial q}{\partial r} \right)^2 \cdot (\Delta r)^2, \quad (15)$$

gdzie q jest ładunkiem przekazywanym powierzchni metalu z wiązania chemicznego i w kierunku przeciwnym.

Opisane wyżej dwa modele oparte na koncepcji modulacji gęstości ładunku powierzchniowego odnoszą się do odmiennych rodzajów adsorpcji. Model Otto [28] zakłada vanderwaalsowskie oddziaływania drgającej drobin z gęstością ładunku powierzchniowego elektronów swobodnych. Opisuje zjawisko SERS dla drobin fizycznie zaadsorbowanych, można go również zastosować w przypadku chemisorpcji. Model McCalla i Platzmana [29] faworyzuje drobin chemisorbowane na powierzchni metalu.

4.3. Modele plazmonów powierzchniowych

Na rolę plazmonów powierzchniowych w oddziaływaniach adsorbowanych drobin z powierzchnią metalu zwrócił uwagę Philpott [30] jeszcze przed odkryciem gigantycznego wzmocnienia w powierzchniowym zjawisku Ramana. Według Philpotta zaburzenie stanów zaadsorbowanej drobin w wyniku oddziaływania ze wzbudzonymi przez fotony plazmonami powierzchniowymi, prowadzi do rezonansowego zjawiska Ramana, podczas gdy dla tych samych drobin swobodnych obserwuje się normalny efekt rozpraszania ramanowskiego. Propozycję Philpotta rozwinęli inni badacze [31—33].



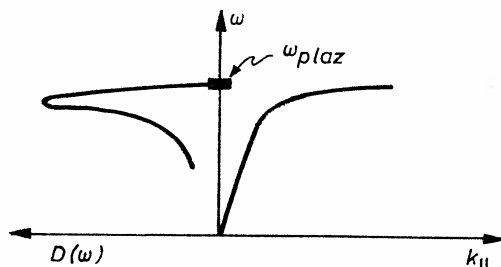
Rys. 5. Przesunięcie i rozszerzenie poziomów elektronowych drobin zaadsorbowanej na powierzchni metalu [5, 31]

Załóżmy, że drobin swobodne są w stanie produkować jedynie normalne zjawisko Ramana. Oddziaływanie drobin z powierzchnią powoduje przesunięcie i rozszerzenie poziomów elektronowych drobin (rys. 5), co umożliwi zastąpienie ich przez gęstości stanów. Zacięniowane na rysunku powierzchnie obrazują rozkład gęstości zajętych stanów są teraz dostępne dla rezonansowej absorpcji fotonów, które ulegają rozproszeniu Ramana. Mechanizm rozszerzania i przesunięcia poziomów elektronowych drobin może być różny. Najbardziej prawdopodobne jest wzbudzenie plazmonów powierzchniowych pod wpływem padających fotonów. Plazmony te oddziałują z drobiną powodując wspomniane przesunięcie i rozszerzenie poziomów elektronowych drobin. Rysunek 6 przedstawia rozkład gęstości stanów plazmonów oraz dyspersję plazmonów względem wektora falowego $k_{||}$ [33].

Według Hextera i Albrechta [31] tzw. renormalizacja (przesunięcie i rozszerzenie poziomów) jest najbardziej skuteczna dla energii fotonów bliskiej energii plazmonów powierzchniowych. Dwa procesy konkurują tutaj ze sobą. Pierwszy proces polega na przemianie padającego fotonu bezpośrednio w foton rozproszony. Drugi proces wiąże się

ze wzbudzeniem plazmonu powierzchniowego, który oddziałując z oscylacjami drobiny przekształca się w plazmon o zmniejszonej energii. Ten ostatni ulega konwersji w foton ramanowski.

Sprzężenie fotonów z plazmonami powierzchniowymi wymaga istnienia pewnych „nieregularności” na powierzchni metalu, co wynika z potrzeby spełnienia zasady zachowania pędu i energii. Taką rolę może spełniać nie tylko określona skala chropowatości ale również bogate widmo składowych fourierowskich promieniowania drobin. Dlatego w przedstawionym mechanizmie istnienie topograficznie chropowatej powierzchni nie jest konieczne.



Rys. 6. Rozkład gęstości stanów plazmonowych i dyspersja plazmonów [5, 31]. Krzywa po lewej stronie opisuje zależność gęstości stanów plazmonowych $D(\omega)$ od częstości ω . Krzywa po prawej stronie przedstawia dyspersję wektora falowego k_{\parallel} plazmonów powierzchniowych w zależności od ich częstości. Widoczny jest gwałtowny spadek gęstości stanów plazmonowych oraz silny wzrost pędu plazmonów $\hbar k_{\parallel}$ w pobliżu ω_{plaz}

Wykonano wiele pomysłowych eksperymentów potwierdzających udział plazmonów powierzchniowych w zjawisku SERS oraz ich związek z chropowatością. Dokonamy teraz krótkiego przeglądu ważniejszych wyników doświadczalnych, które eksponują rolę plazmonów powierzchniowych i chropowatości.

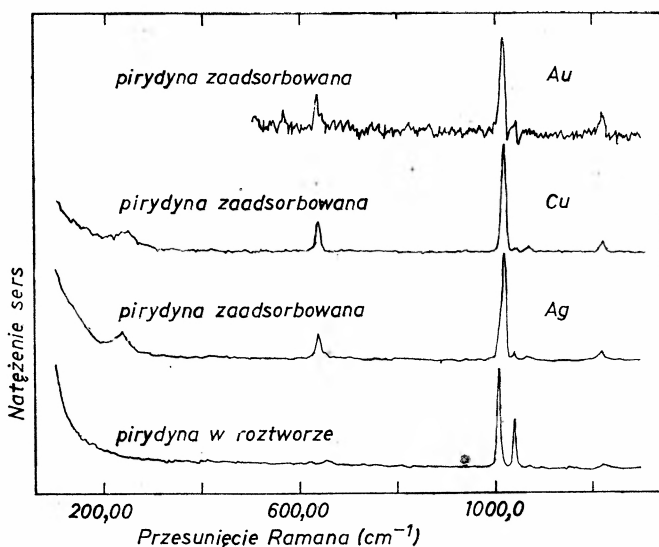
Tsang, Kirtley i Bradley [18] badali sygnał SERS dla monowarstwy 4-formylopirydyny naparowanej na strukturę $\text{Al-Al}_2\text{O}_3$, a następnie pokrytej naparowaną warstwą 20 nm srebra. Różny stopień chropowatości otrzymano zmieniając grubość podłoża CaF_2 naparowanego na płytkę szklaną w granicach 10–100 nm. Wybór struktury diody tunelowej $\text{Al-Al}_2\text{O}_3$ —[4-pirydyna—COH]—Ag wynikał z chęci porównania zależności natężenia ramanowskiej linii 1610 cm^{-1} od grubości warstwy CaF_2 (chropowatości) z podobną zależnością natężenia światła emitowanego w czasie rozpadu plazmonów powierzchniowych wzbudzonych w nieelastycznym tunelowaniu elektronów (LEIT) przez barierę izolującą [34]. Okazało się, że natężenie ramanowskiej linii 1610 cm^{-1} oraz natężenie światła pochodzącego z rozpadu plazmonów powierzchniowych wzrasta liniowo z grubością warstwy CaF_2 , co świadczy na korzyść plazmonowego mechanizmu zjawiska SERS oraz potwierdza przypuszczenie, że wzrost wydajności generacji plazmonów uwarunkowany jest wzrostem chropowatości. Widmo ramanowskie wzbudzone linią 6471 \AA (30 mW) pojawiło się dopiero powyżej grubości 30 nm warstwy CaF_2 osiągając nasycenie przy grubości około 100 nm. Dodatkowym dowodem plazmowego mechanizmu jest zanik widma Ramana w miarę zbliżania się częstości światła wzbudzającego do częstości plazmo-

nów powierzchniowych. Te ostatnie są wówczas silnie tłumione. Autorzy [18] sugerują, że chropowatość odgrywa rolę stanu pośredniego w zjawisku rozproszenia nieelastycznego, to znaczy sprzęga fotony z plazmonami powierzchniowymi. Można to przedstawić za pomocą tensora Ramana [18]

$$R = \sum_{pl} \left| \frac{\langle g | \mathcal{H}_{osc} | pl \rangle \langle pl | \mathcal{H}_{chrop} | g \rangle}{\hbar\omega_{pl}(k_{||}) - \hbar\omega_0} \right|^2, \quad (16)$$

gdzie $|g\rangle$ jest elektronowym stanem podstawowym drobiną zaadsorbowanej, $|pl\rangle$ jest stanem plazmonu powierzchniowego, \mathcal{H}_{chrop} jest operatorem oddziaływania fotonów z plazmonami powierzchniowymi za pośrednictwem statystycznych fluktuacji na powierzchni, \mathcal{H}_{osc} jest operatorem rozpraszania plazmonu powierzchniowego z zamianą w foton ramanowski poprzez kreację lub anihilację fotonu drobinowego, $\hbar\omega_{pl}$ jest energią plazmonu, $\hbar\omega_0$ jest energią fotonu wzbudzającego.

Za modelem plazmonów powierzchniowych przemawiają również wyniki uzyskane przez Pettingera, Wenninga i Wetzela [20]. Badali oni warunki występowania zjawiska SERS dla naporowanej warstwy (2000 Å) Au, Ag, Cu na gładkiej powierzchni szkła optycznego wysokiej jakości. Badania przeprowadzono w elektrolicie wodnym (0,1 M KCl, 0,05 M pirydyny) stosując cykl elektrochemicznego utleniania i redukcji i zachowując identyczne warunki dla wszystkich metali. Stwierdzono pojawienie się sygnału po redukcji powierzchni próbki, która uległa schropowaceni. Rysunek 7 przedstawia widma ra-

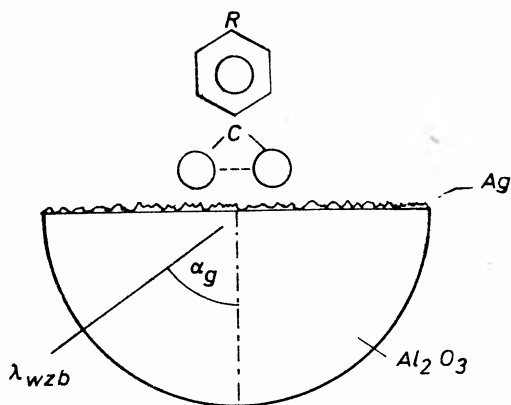


Rys. 7. Widma SERS pirydyny zaadsorbowanej na powierzchni Au, Cu i Ag oraz ramanowskie widmo pirydyny w roztworze [20]

manowskie pirydyny zaadsorbowanej na powierzchni Au, Cu, Ag oraz widmo pirydyny w roztworze. Sygnał SERS obserwowano dla Ag przy wzbudzeniu światłem czerwonym i zielonym (linie 6470 Å, 5680 Å) zaś dla Au i Cu tylko przy wzbudzeniu linią czerwoną 6470 Å. Jest to zgodne z warunkiem wzbudzenia plazmonów nietłumionych, to znaczy

$\hbar\omega_{\text{fot}}$ winno być mniejsze od $\hbar\omega_{\text{pl}}$. I tak dla srebra wzbudzenie plazmonów zachodzi dla $\hbar\omega_{\text{fot}} < 3,6$ eV, dla złota $\hbar\omega_{\text{fot}} < 2,5$ eV oraz dla miedzi $\hbar\omega_{\text{fot}} < 2,1$ eV. W pobliżu energii fotonów równej energii plazmonów powierzchniowych sygnał SERS słabnie ze względu na silne tłumienie plazmonów.

Dornhaus, Benner i Chang [35] obserwowali sygnał SERS dla drobin kwasu 4-nitrobenzoesowego zaadsorbowanego na naporowanej warstwie srebra na płaszczyźnie półcylindrycznego pryzmatu wykonanego z szafiru (rys. 8). Najsilniejszy sygnał otrzymali dla kąta padania światła wzbudzającego, bliskiego kątowi granicznemu α_g . Światło ślizga się po powierzchni i oddziałując z nierównościami generuje plazmony powierzchniowe. Sygnał SERS okazał się silniejszy dla grubości 5 nm warstwy Ag niż dla 57 nm. Stwier-



Rys. 8. Wzbudzenie plazmonów powierzchniowych w cienkiej warstwie Ag naniesionej na płaszczyźnie pryzmatu półcylindrycznego [35]

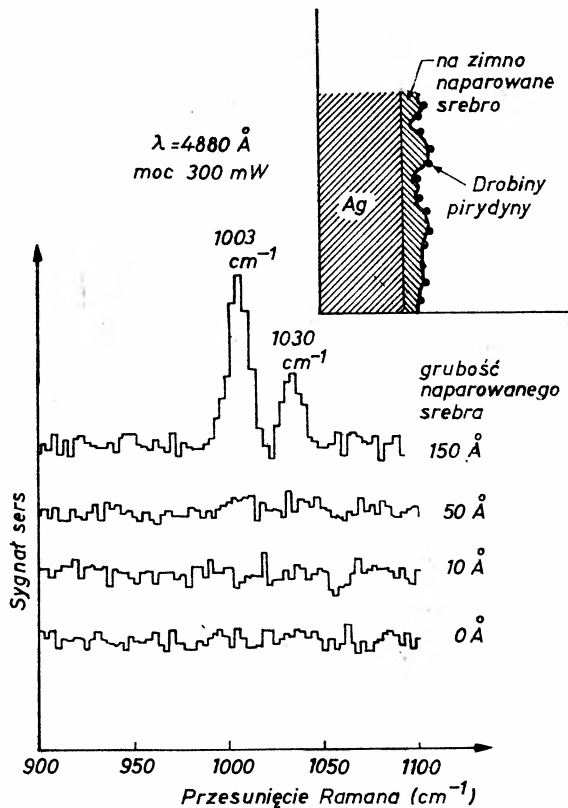
dzono, że przy grubości 5 nm srebro tworzy wysepki, którym autorzy przypisują szczególną rolę w generowaniu plazmonów powierzchniowych oraz w ich oddziaływaniu ze stanami elektronowo-oscyłacyjnymi drobin zaadsorbowanych.

Z najnowszych prac godnym uwagi jest eksperyment Wooda [19] dotyczący badania roli chropowatości o skali atomowej w zjawisku SERS. Badania przeprowadzono w ultrawysokiej próżni. Na wypolerowaną, wolną od tlenu, czystą powierzchnię miedzi, chłodzoną ciekłym azotem, naporowano najpierw grubą warstwę Ag, którą następnie „wygrzano” w temperaturze pokojowej w celu usunięcia mikrochropowatości. Na tak przygotowaną powierzchnię naporowano dodatkową warstwę srebra w temperaturze 180 K. Po ustaleniu grubości za pomocą mikrowagi piezokwarcowej poddano próbkę ekspozycji² pirydyny równej 2L oraz obserwowano widmo SERS. Dla ponowienia eksperymentu z inną grubością warstwy Ag wygrzewano próbkę w temperaturze pokojowej i powtarzano procedurę z naporowaniem i nanoszeniem pirydyny zaadsorbowanej na różnych grubościach warstw srebra. Sygnał SERS pojawił się dopiero przy grubości warstwy 150 Å, dla której wyraźnie widoczne są linie 1003 i 1030 cm^{-1} dla pirydyny na srebrze.

² Jeden langmuir [L] odpowiada ekspozycji próbki w gazie pod ciśnieniem 10^{-6} Torr w czasie 1 s.

Wynik eksperymentu Wooda świadczy przeciw pogładowi o roli chropowatości o skali atomowej (rzędu 10 \AA) dla uzyskania dużego wzmocnienia w zjawisku SERS.

Ostatnio Lee i Birman [36] zaproponowali kwantową teorię zjawiska SERS w oparciu o mechanizm plazmonów powierzchniowych wzbudzonych na płaskiej powierzchni metalu z pominięciem wpływu chropowatości. Znaleźli oni funkcje własne sprzężonego układu dyskretnych wzbudzeń elektrycznego momentu dipolowego drobin oraz ciągłego widma wzbudzeń plazmonów powierzchniowych. Wzmocnienie $\approx 10^6$ sygnału SERS otrzymali dla układu pirydyna-srebro tylko dla ostrych częstości rezonansowych. Wyszuli stąd wniosek, że mechanizm plazmowy w zjawisku SERS tylko w części zdaje sprawę ze wzmocnienia, jakie obserwuje się w doświadczeniu.



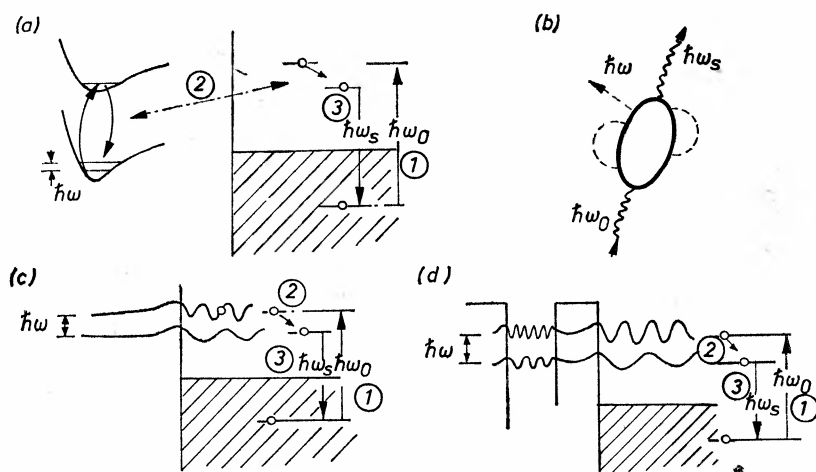
Rys. 9. Widma SERS pirydyny zaadsorbowanej na warstwach naporowanego srebra o różnej grubości [19]

Poza nieco odmiennym stanowiskiem Lee i Birmana [36] panuje dość powszechnie akceptowany pogląd, że udział plazmonów powierzchniowych w otrzymaniu wzmocnienia jest nierozłącznie związany z chropowatością o skali $50\text{-}200 \text{ \AA}$. Żadna z teorii oparta o mechanizm plazmowy nie jest w stanie wyjaśnić pełnego wzmocnienia, stąd inne mechanizmy muszą być brane pod uwagę. Ustalenie hierarchii ważności istniejących teorii i modeli wymaga dalszych weryfikacji eksperymentalnych.

4.4. Modele wzbudzenia par elektron–dziura

Burstein, Chen i Lundquist [17] jako pierwsi zwrócili uwagę na możliwość udziału wzbudzeń par elektron–dziura w zjawisku SERS. Chropowatość ma tu odgrywać rolę sprzegającą układ substrat–adsorbat z promieniowaniem elektromagnetycznym, stanowiąc źródło składowej poziomej pędu. Zaproponowali oni 4 warianty modeli [37] nie poparte, jak dotychczas obliczeniami i weryfikacją eksperymentalną.

W jednym z modeli wzbudzenie par $e-d$ w pobliżu powierzchni metalu przekazywane jest drobinie powodując wzbudzenie jej poziomów elektronowych. Oddziaływanie ma charakter kulombowski. Energia wzbudzenia drobinie pomniejszona o energię kwantu oscylacyjnego $\hbar\omega$ przeniesiona jest z powrotem do metalu, gdzie rekombinacja pary $e-d$ połączona jest z emisją fotonu ramanowskiego $\hbar\omega_s$ (rys. 10a).



Rys. 10. Modele wzbudzenia par elektron–dziura: a) wzbudzenie par $e-d$ w pobliżu powierzchni metalu; b) wzbudzenie par $e-d$ „ubranych” w kwanty oscylacyjne polarony; c) wzbudzenie par $e-d$ w kompleksie drobin–metal; d) wzbudzenie elektronu (dziury) do wirtualnego stanu drobin związanej z metalem [5, 37].

Liczby 1, 2, 3 oznaczają kolejność zachodzących procesów

Oddziaływanie kulombowskie jest również charakterystyczne dla modelu wzbudzeń par $e-d$ „ubranych” w kwanty oscylacyjne drobin, tworząc tzw. polarony. Jeśli polarony utracą energię kwantów oscylacyjnych $\hbar\omega$, wówczas rozproszenie ramanowskie jest wynikiem rekombinacji par $e-d$ połączonej z emisją fotonów o energii $\hbar\omega_s = \hbar\omega_0 - \hbar\omega$ (rys. 10b).

W kolejnym modelu kreacja par $e-d$ ma miejsce w kompleksie drobin–metal. Elektrony i dziury są następnie rozpraszane w kierunku metalu i rekombinują z emisją fotonu (rys. 10c). Nieelastyczne rozpraszanie jest tu analogią do nieelastycznego tunelowania. Przedstawiony mechanizm komplikuje się, gdy fotony wzbudzające mają energie przewyższającą pracę wyjścia elektronów z metalu i kreowane elektrony mogą opuścić jego powierzchnię.

W ostatnim modelu zjawisko SERS ma polegać na wzbudzeniu elektronu (lub dziury) do wirtualnego, związanego stanu drobinowego. Proces odwzbudzenia pozostawia dro-

binę w oscylacyjnym stanie wzbudzonym a w wyniku rekombinacji powstaje rozproszony foton o energii $\hbar\omega_s$ (rys. 10d).

Dwa ostatnie modele łączy wspólna cecha oddziaływania elektronowego. We wszystkich zaś czterech opisanych wariantach zależność rozproszenia ramanowskiego od energii fotonów wzbudzających winna odzwierciedlać zależność generacji par $e-d$ od tejże energii. Mechanizmy tworzenia par $e-d$ faworyzują metale, dla których czas życia wzbudzeń jest długi.

Niezależnie od wyżej przedstawionych modeli Fuchs podał ilościową teorię opartą o mechanizm wzbudzenia par $e-d$ [38]. Traktuje on własności optyczne powierzchni w ujęciu nielokalnej teorii pola elektromagnetycznego. Idea polega na tym, że w odróżnieniu od lokalnej teorii, potencjał wektorowy zmienia się przy przejściu z próżni do metalu w sposób ciągły, wykazując w pobliżu powierzchni od strony metalu silne oscylacje, które są objawem tworzenia się par $e-d$.

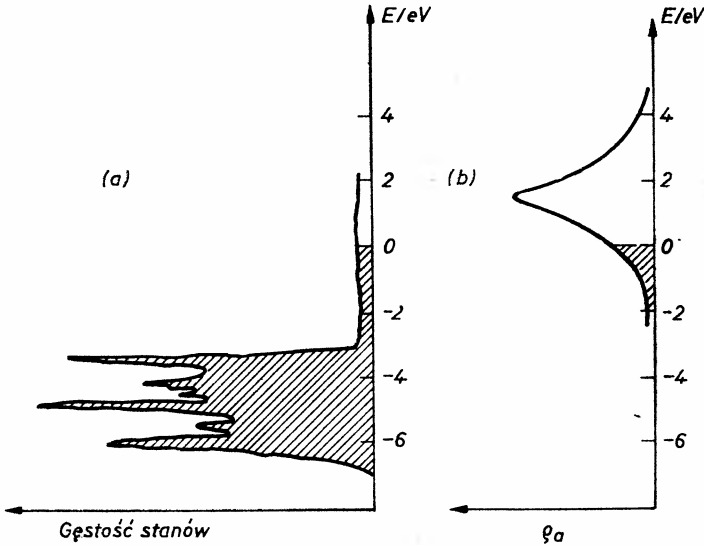
Fuchs rozpatruje dwie możliwości oddziaływania wzbudzonych par $e-d$ z oscylacjami drobin. W pierwszym przypadku pary $e-d$ rozpraszane są przez kulombowskie pole elektrycznych dipoli drobinowych. W drugim przypadku rozważane jest rozpraszanie rezonansowe przez wirtualne poziomy drobinowe leżące powyżej poziomu Fermiego w metalu. Teoria jest doskonała i nie przyjęła jeszcze ostatecznej postaci.

4.5. Modele przekazywania ładunku

Model Gerstena i in. [39], którego istotnym składnikiem jest mechanizm przekazywania ładunku można by również z powodzeniem zaliczyć do grupy modeli opartych o proces generacji par $e-d$. Rozpatruje się tutaj dla prostoty słabo zaadsorbowaną drobinę jako układ dwupoziomowy. Poziom podstawowy o energii E_a jest niezakłócony, zaś poziom wzbudzony o energii E_b jest przesunięty i poszerzony na skutek oddziaływania z elektronowymi stanami metalu, tworząc pasmo częściowo zajęte. Absorpcja fotonu o energii $\hbar\omega_0$ może przenieść elektron z poziomu E_a do pasma E_b a następnie przekazać go do metalu. Powrotowi elektronu z metalu do drobin, gdzie rekombinuje z dziurą, towarzyszy emisja fotonu ramanowskiego $\hbar\omega_s$. Pojawienie się elektronu w pasmie przewodnictwa przesuwają w górę poziom Fermiego z E_F do E'_F . Ponieważ rekombinacja elektronu i dziury może odbywać się z różnych miejsc w pasmach, jest ona zdolna produkować szerokie i ciągłe widmo luminescencji. Jeśli energia fotonu wzbudzającego jest bliska różnicy $E_F - E_a$, wówczas rekombinacja przybiera charakter rezonansowy. Należałoby oczekiwać, że dla $\hbar\omega_0 < (E_F - E_a)$ winno wystąpić silne tłumienie zjawiska SERS. Potwierdzenie doświadczalne tych przewidywań byłoby silnym argumentem na poparcie słuszności tego modelu.

Ostatnio Persson [40] zaproponował kwantowo-mechaniczny model przekazywania ładunku między metalem a drobiną. Obliczone przez niego wzmocnienie wynosi 10^2 dla układu srebro-pirydyna, co łącznie z mechanizmem plazmonowym SERS na powierzchni chropowatej pozwoliłoby wyjaśnić obserwowane wzmocnienie 10^6 . Rysunek 11a przedstawia gęstość stanów $\varrho(E)$ dla srebra. Poziom $E = 0$ odpowiada energii Fermiego. Główny wkład do $\varrho(E)$ dla energii $-7 \text{ eV} < E < -3 \text{ eV}$ pochodzi od poziomów $4d$ atomów Ag, zaś dla $E > -3 \text{ eV}$ od poziomów $5sp$. Model Perssona przyjmuje, że drobiną

zaadsorbowana wskutek oddziaływania z metalem posiada rozszerzony poziom $\varrho_a(E)$, leżący w pobliżu poziomu Fermiego i częściowo zapełniony (rys. 11b). Pod wpływem fotonów następuje przeniesienie elektronu z obsadzonej części pasma przewodnictwa metalu poniżej poziomu Fermiego do nie zajętego rozszerzonego poziomu drobinowego $\varrho_a(E)$.



Rys. 11. a) Rozkład gęstości stanów dla srebra w objętości metalu; b) rozszerzony poziom drobinowy zaadsorbowanej na powierzchni metalu [40]

Prosta rekombinacja prowadzi do emisji fotonu o niezmienionej częstotliwości dając promieniowanie rozproszone elastycznie, przy czym drobina powraca do stanu podstawowego (elektronowego i oscylacyjnego). Istnieje jednak skończone prawdopodobieństwo, że po emisji fotonu drobina znajdzie się we wzbudzonym stanie oscylacyjnym, a wyemitowany foton będzie miał energię $\hbar\omega_s = \hbar\omega_0 - \hbar\omega$. Przyczyny tego autor [40] upatruje w procesie przekazywania ładunku z metalu do drobin, co zmienia potencjał elektryczny tej ostatniej i powoduje relaksację jądrową drobin. Możliwa jest również bezpromienista rekombinacja par $e-d$ przez przekazywanie energii innym wzbudzeniom par $e-d$, lecz taki proces nie ma swego udziału w rozpraszaniu Ramana.

Hamiltonian opisujący proces rozpraszania uwzględnia następujące oddziaływania [40]:

$$\mathcal{H}_{\text{Raman}} = [E_a(Q) - edE_z] \hat{n}_a + \sum_k E_k a_k^+ a_k + \sum_k V_{ak} a^+ a_k + \hbar\omega b^+ b + \mathcal{H}_{EM}. \quad (17)$$

Wielkość $E_a(Q)$ jest energią poziomu drobinowego dla ustalonego przesunięcia Q w czasie drgań; E_k jest zespołem poziomów energetycznych elektronów w metalu; V_{ak} opisuje energię związaną z przeskokiem elektronu pomiędzy drobiną a metalem; Człon $-edE_z \hat{n}_a$ oznacza energię sprzężenia drobin z polem elektrycznym, zaś d jest odległością pomiędzy

środkiem ładunku orbitalu drobinowego $|a\rangle$ i płaszczyzną obrazową. Ostatnie dwa człony w (17) reprezentują odpowiednio oscylacyjne i elektromagnetyczne stopnie swobody. a_k^+ , a_k oraz a_k^+ , b_k są odpowiednio operatorami kreacji i anihilacji fotonów i fononów.

4.6. Odstępstwo od prawa $I_{\text{Raman}} \sim \omega_0^4$

Natężenie linii ramanowskich dla swobodnych drobin zależy od częstości światła wzbudzającego jak ω_0^4 , podobnie jak dla rozpraszania rayleighowskiego. W przypadku zjawiska SERS zależność $I_{\text{Raman}} \sim \omega_0^4$ modyfikowana jest przez resztę układu, to jest przez substrat, rodzaj wiązania, chropowatość itp. Na ogół zmiany natężenia światła ramanowskiego rozproszonego przez drobinę zaadsorbowaną nie przebiegają tak gwałtownie jak dla drobin swobodnych [41, 42]. Przedstawione w artykule modele i mechanizmy zjawiska SERS różnią się sposobem wyjaśnienia zależności I_{Raman} od częstości światła wzbudzającego.

W teoriach pola obrazowego zależność $I_{\text{Raman}}(\omega_0)$ wyraża się przez zależność stałej dielektrycznej od częstości $\epsilon_M = f(\omega_0)$. Zdolność ekranująca dla tzw. dobrych metali jest dla podczerwieni większa niż dla wyższych częstości, stąd przewiduje się, że I_{Raman} rośnie wolniej niż ω_0^4 .

W teoriach modulowanego odbicia mechanizm McCalla i Platzmana [29] nie przewiduje żadnych zależności I_{Raman} od ω_0 . Natomiast mechanizm proponowany przez Otto [28] podaje zależność $I_{\text{Raman}} \sim f^2 \omega_0^2$, gdzie f jest funkcją opisującą zmiany odbicia światła od metalu pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego i dla idealnego metalu (spełniającego założenia modelu elektronów swobodnych) $f \sim \omega_0^2$. Należałoby stąd oczekiwać, że I_{Raman} rośnie szybciej niż ω_0^4 , czego nie potwierdza eksperyment. Rozbieżność tę można wyeliminować szacując f z danych eksperymentalnych zjawiska elektroodbicia.

Modele oparte o mechanizm wzbudzania plazmonów powierzchniowych przewidują zmiany I_{Raman} w otoczeniu plazmonów powierzchniowych ω_{p1} . W szczególności w modelu Efrimy i Metiu [33] występuje silne tłumienie plazmonów, a tym samym efektu SERS dla $\omega_0 = \omega_{p1}$.

Praktycznie wszystkie modele oparte o mechanizm tworzenia par $e-d$ zakładają, że zależność I_{Raman} od częstości światła wzbudzającego jest taka sama jak zależność wydajności tworzenia się par.

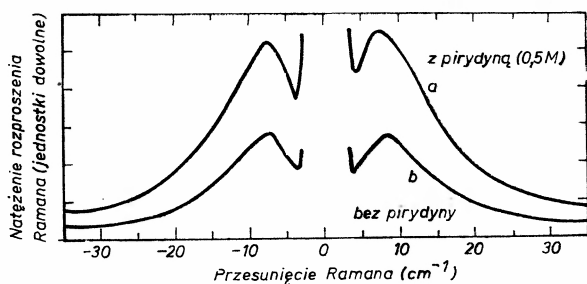
W teoriach opartych na przekazywaniu ładunku model Gerstena i in. [39] przewiduje wzrost I_{Raman} dla $\hbar\omega_0 = E_F - E_0$ (patrz par. 4.5), zaś w modelu Perssona [40] przekrój czynny na rozpraszanie ramanowskie zmienia się jak ω_0^4 .

Możliwość nakładania się różnych mechanizmów rozpraszania ramanowskiego utrudnia wyciąganie ostatecznych wniosków o poprawności poszczególnych modeli, z których każdy inaczej opisuje zależność I_{Raman} .

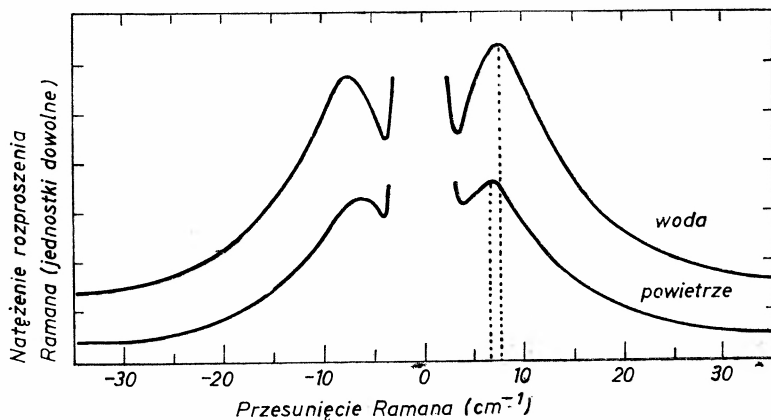
5. Zjawisko SERS o bardzo małych przesunięciach częstości

Ostatnio zaobserwowano silne widmo SERS charakteryzujące się bardzo małymi przesunięciami częstości [43]. Dotychczasowe badania zjawiska SERS dotyczyły głównie modów drobinowych dla których linie ramanowskie odznaczają się przesunięciem liczby

falowej $\Delta\tilde{\nu} \geq 300 \text{ cm}^{-1}$. Sygnalizowane bardzo małe przesunięcia liczby falowej nie przekraczają kilku do kilkunastu cm^{-1} . Rysunek 12 przedstawia widmo ramanowskie niskiej częstotliwości dla elektrochemicznie schropowawanej elektrody srebrnej [44]. Składowa stokesowska i antystokesowska występuje zarówno w obecności jak i w nieobecności pirydyny w naczynku elektrochemicznym. Badania zależności temperaturowej aż do 2 K stosunku $I_{\text{stok}}/I_{\text{antystok}}$ wskazują na oscylacyjny charakter składowych [43]. Dalsze badania wykazały, że wzrost stężenia pirydyny w naczynku elektrochemicznym powoduje zwiększenie natężenia linii ramanowskich bez ich widocznego przesunięcia [45]. Zmiana współczynnika



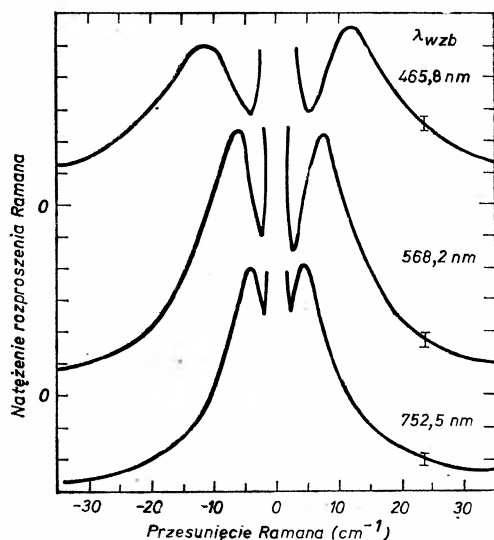
Rys. 12. Widmo SERS niskiej częstotliwości dla elektrody srebrnej pokrytej drobinami pirydyny oraz elektrody czystej [44]



Rys. 13. Wpływ środowiska na widmo SERS niskiej częstotliwości [45]

załamania środowiska, w którym zanurzono elektrodę srebrną, powoduje zmianę położenia i natężenia linii (rys. 13) [45]. Rys. 14 pokazuje zależność położenia linii stokesowskiej i antystokesowskiej od długości fali światła wzbudzającego [44]. Podobne zachowanie się obydwu składowych obserwuje się pod wpływem wzrostu potencjału przyłożonego do elektrody Ag. Przy potencjale -0.7 V obydwie składowe znikają. Ze wzrostem potencjału od -0.7 V do -0.3 V przesunięcia liczby falowej obydwu składowych rosną o kilka cm^{-1} [43].

Interpretację oraz teorię obserwowanych zjawisk podali Gersten i in. [45]. Według nich za ramanowskie linie odznaczające się bardzo małymi przesunięciami częstości odpowiedzialne jest nieelastyczne rozpraszanie Miego³ światła na oscylujących cząstkach metalu o rozmiarach pośrednich pomiędzy rozmiarami drobinowymi 10 Å a makroskopowymi 1000 Å. Duże wzmocnienie efektu przewyższającego około 20-krotnie wzmocnienie w „normalnym” zjawisku SERS pochodzi stąd, że energia światła wzbudzającego dostrojona jest do rezonansu elektronowego w małych cząstkach metalu. W tych cząstkach światło wzbudza plazmony dipolarne modulowane oscylacjami mechanicznymi. Obecność



Rys. 14. Wpływ częstości światła wzbudzającego na widmo SERS niskiej częstości [44]

drobin zaadsorbowanych tylko nieznacznie modyfikuje drgania mechaniczne cząstek metalu zwiększając przekrój czynny na rozpraszanie nieelastyczne typu Miego. Wzrost przesunięć częstości wiąże się z rozkładem rozmiarów i kształtów cząstek metalu. Zmiana częstości światła wzbudzającego „uaktywnia” coraz to inne grupy cząstek, których rozmiary odpowiadają innym częstościom rezonansu elektronowego wzbudzonych plazmonów dipolarnych.

6. Podsumowanie

Znaczenie jakie przywiązuje się do zrozumienia zjawiska SERS najlepiej charakteryzuje zdanie zawarte w pracy [5]: „To learn about Giant Raman Effect is to learn about adsorption”. Poznanie mechanizmów SERS może odegrać ważną rolę w wyjaśnieniu wielu zagadek adsorpcji drobin na powierzchni metalu. Pozwoli również na nowo spoj-

³ Efekt Miego polega na rozpraszaniu światła pod małymi kątami przez cząstki o rozmiarach większych od długości fali świetlnej [24].

rzyć na kolektywne własności elektronów swobodnych w pobliżu powierzchni metalu, w szczególności na oddziaływanie adsorbentu z plazmonami powierzchniowymi. Powierzchnia metalu stanowi swego rodzaju pułko rezonansowe, które wzmacnia niektóre indywidualne cechy zaadsorbowanych drobin. W takim przypadku SERS może uzupełnić badanie niektórych rodzajów drgań drobin trudno wykrywalnych w fazie gazowej lub ciekłej. Dużą przyszłość rokują tutaj eksperymenty przeprowadzone w ultrawysokiej próżni w niskich temperaturach, w których zaprogramowana chropowatość nie ulega zniszczeniu zaś stopień pokrycia adsorbentem może być ściśle kontrolowany.

Literatura

- [1] M. Fleischmann, P. J. Hendra, A. J. McQuillan, *Chem. Phys. Lett.* **26**, 123 (1974).
- [2] D. L. Jeanmaire, R. P. Van Duyne, *J. Electroanal. Chem.* **84**, 1 (1977).
- [3] R. P. Van Duyne, *Chemical and Biochemical Application of Lasers*, t. 4, Acad. Press, New York 1978., rozdz. 4.
- [4] E. Burstein, C. Y. Chen, S. Lundquist, *Light Scattering in Solids*, Plenum Press, New York 1979 str. 479.
- [5] T. E. Furtak, J. Reyes, *Surf. Sci.* **93**, 351 (1980).
- [6] *Physics Today*, t. 33, April 1980, str. 18.
- [7] A. Otto, *Appl. Surf. Sci.* **6**, 309 (1980).
- [8] V. I. Emelyanov, N. I. Koroteyev, *Usp. Fiz. Nauk* **135**, 345 (1981)
- [9] *Surface Enhanced Raman Scattering*, red. R. K. Chang, T. E. Furtak, Plenum Publish. Corp., New York 1982.
- [10] M. G. Albrecht, J. A. Creighton, *J. Am. Chem. Soc.* **99**, 5212 (1977).
- [11] H. Morowitz, T. R. Koehler, *Chem. Phys. Lett.* **71**, 64 (1980).
- [12] T. A. Wood, M. V. Klein, *J. Vac. Sci. Technol.* **16**, 459 (1979).
- [13] R. E. Benner, R. Dornhaus, R. K. Chang, B. L. Laube, *Surface Sci.* **101**, 341 (1980).
- [14] G. C. Schatz, R. P. Van Duyne, *Surf. Sci.* **101**, 425 (1980).
- [15] F. W. King, R. P. Van Duyne, G. C. Schatz, *J. Chem. Phys.* **69**, 4472 (1978).
- [16] S. G. Schultz, M. Janik-Czachor, R. P. Van Duyne, *Surf. Sci.* **104**, 419 (1981).
- [17] E. Burstein, Y. J. Chen, S. Lundquist, *Bull. Am. Phys. Soc.* **23**, 145 (1978).
- [18] J. C. Tsang, J. R. Kirtley, J. A. Bradley, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 772 (1979).
- [19] T. H. Wood, *Phys. Rev. B* **24**, 2289 (1981).
- [20] B. Pettinger, U. Wenning, H. Wetzel, *Surf. Sci.* **101**, 409 (1980)
- [21] R. P. Woney, E. S. Reid, P. J. Hendra, M. Fleischmann, *J. Am. Chem. Soc.* **99**, 2002 (1977).
- [22] Z. Kęcki, *Podstawy spektroskopii molekularnej*, PWN, Warszawa 1972.
- [23] H. Barańska, A. Łabudzińska, J. Terpiński, *Laserowa spektroskopia Ramanowska*, PWN, Warszawa 1981.
- [24] *Encyklopedia Fizyki*, t. 3, PWN, Warszawa 1974, str. 109, 234.
- [25] D. A. Long, *Raman Spectroscopy*, McGraw Hill., 1977.
- [26] G. Baym, *Lectures in Quantum Mechanics*, Benjamin, Reading, 1977, rozdz. 13.
- [27] G. L. Eesley, J. R. Smith, *Solid State Commun.* **31**, 815 (1979).
- [28] A. Otto, *Surf. Sci.* **92**, 145 (1980).
- [29] S. L. McCall, P. M. Platzman, *Phys. Rev. B* **22**, 1660 (1980).
- [30] M. R. Philpott, *J. Chem. Phys.* **62**, 1812 (1975).
- [31] R. M. Hexter, M. G. Albrecht, *Spectrochim. Acta* **35A**, 233 (1979).
- [32] M. Moscovits, *J. Chem. Phys.* **69**, 4159 (1978).
- [33] S. Efrima, H. Metiu, *J. Chem. Phys.* **70**, 2297 (1979), *Surf. Sci.* **92**, 433 (1980).
- [34] S. L. McCarthy, J. Lambe, *Appl. Phys. Lett.* **30**, 427 (1977).

- [35] R. Dornhaus, R. E. Benner, R. K. Chang, I. Chabay, *Surf. Sci.* **101**, 367 (1980).
- [36] T. K. Lee, J. L. Birman, *Phys. Rev. B* **22**, 5953, 5961 (1980).
- [37] E. Burstein, Y. J. Chen, S. Lundquist, E. Tosatti, *Solid State Commun.* **29**, 567 (1979).
- [38] R. Fusch, *Bull. Am. Phys. Soc.* **24**, 339 (1979).
- [39] J. I. Gersten, R. L. Brike, J. R. Lombardi, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 147 (1979).
- [40] B. N. J. Persson, *Chem. Phys. Lett.* **82**, 561 (1981).
- [41] B. Pettinger, U. Wenig, D. M. Koly, *Ber. Bunsenges. Physik. Chem.* **82**, 1326 (1978).
- [42] J. R. Creighton, M. G. Albrecht, R. E. Hester, J. A. Matthew, *Chem. Phys. Lett.* **55**, 55 (1978).
- [43] A. Z. Genack, D. A. Weitz, T. J. Gramila, *Surf. Sci.* **101**, 381 (1980).
- [44] D. A. Weitz, T. J. Gramila, A. Z. Genack, J. I. Gersten, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 355 (1980).
- [45] J. I. Gersten, D. A. Weitz, T. J. Gramila, A. Z. Genack, *Phys. Rev. B* **22**, 4562 (1980).

Józef Szudy

Institut Fizyki
Uniwersytet Mikołaja Kopernika
Toruń

Laserowe wzbudzenie dwufotonowe atomu pozytonium

Two-Photon Laser Excitation of Positronium

Abstract: The present status of the spectroscopy of positronium atoms is briefly reviewed. A recent experiment of Chu and Mills in which the $1^3S_1 \rightarrow 2^3S_1$ two-photon transition in positronium has been observed is described. The article ends with brief speculation about some future possibilities.

1. Pozytonium

Pozytonium — stan związany elektronu i pozytonu — można traktować jako atom wodoropodobny, w którym pozyton odgrywa rolę jądra. Jako całkowicie „leptonowy atom” pozytonium cieszy się niesłabnącym zainteresowaniem w wielu laboratoriach, przede wszystkim ze względu na to, że jego badanie umożliwia sprawdzenie przewidywań elektrodynamiki kwantowej. Oznaczany symbolem Ps jest to najlżejszy atom o masie 920 razy mniejszej od masy atomu wodoru.

W przybliżeniu nierelatywistycznym energie poziomów pozytonium są równe połowom energii poziomów atomu wodoru. Wynika to z faktu, że obie cząstki tworzące pozytonium mają równe masy czyli, że ich masa zredukowana jest równa połowie masy elektronu m_e . Równość mas obu cząstek ma istotny wpływ na strukturę subtelną i nadsubtelną pozytonium. Mianowicie, dla elektronu w atomie wodoru oddziaływanie spin-orbita jest znacznie większe od oddziaływania magnetycznego pomiędzy spinami elektronu i jądra, co powoduje, że rozszczepienie subtelne poziomów jest znacznie większe od rozszczepienia nadsubtelnego. W przeciwieństwie do tego, w pozytonium momenty magnetyczne obu cząstek są równe (i przeciwne co do znaku) tak, że zagadnienia nadsubtelnej struktury linii widmowych tego atomu nie można traktować odrębnie od zagadnienia struktury subtelnego.

Ponieważ elektron i pozyton mają spiny połówkowe, liczba kwantowa S określająca wartości własne kwadratu całkowitego spinu pozytonium, może przyjmować dwie wartości: 0 — gdy spiny obu cząstek są antyrównoległe oraz 1 — gdy są one równoległe. Tak więc wszystkie poziomy energii pozytonium można podzielić na singletowe o $S = 0$ (*para-pozytonium*) i trypletowe o $S = 1$ (*ortopozytonium*).

Cechą charakterystyczną pozytonium, odróżniającą ten układ od zwykłych atomów wodoropodobnych, jest możliwość anihilacji elektronu i pozytonu w wyniku czego całko-

wita energia spoczynkowa pozytonium $2 m_e c^2$ przekształca się w energię fotonów γ . Dla poziomów, dla których liczba kwantowa l orbitalnego momentu pędu jest różna od zera, nierelatywistyczne funkcje falowe w początku układu współrzędnych są równe zero co oznacza, że dla tych stanów pozytonium elektron i pozyton nie nakrywają się. A zatem dla $l \neq 0$ prawdopodobieństwo anihilacji $e^+ - e^-$ jest małe, zaś prawdopodobieństwo zwykłych przejść do niższych stanów atomu z emisją promieniowania może być znaczne. Inaczej jednak zachowują się stany S o $l = 0$, dla których funkcja falowa w początku układu współrzędnych jest różna od zera co powoduje, że prawdopodobieństwo anihilacji $e^+ - e^-$ w tych stanach może być znacznie większe od prawdopodobieństwa przejść promienistych.

Z zasad zachowania energii i pędu wynika, że przy anihilacji pary elektron-pozyton w stanach singletowych S (parapozytonium) powstają dwa fotony γ , z których każdy ma w układzie spoczynkowym pozytonium energię $m_e c^2 \approx 0,511$ MeV. Dla stanów trypletowych S (ortopozytonium) anihilacja z powstaniem dwóch fotonów jest wzbroniona; w tych stanach pozytonium rozpada się na trzy fotony γ , których łączna energia w układzie spoczynkowym tego atomu jest równa $2 m_e c^2$.

Ore i Powell [1] opierając się na teorii par Diraca i elektrodynamice kwantowej obliczyli prawdopodobieństwa anihilacji dla stanów trypletowych n^3S i singletowych n^1S pozytonium (n — liczba kwantowa główna). Otrzymane przez nich średnie czasy rozpadu τ ze względu na anihilację $e^+ - e^-$ są równe [1, 2]

$$\tau(n^1S) = 1,25 \times 10^{-10} n^3 \text{ [s]}$$

dla parapozytonium, oraz

$$\tau(n^3S) = 1,40 \times 10^{-7} n^3 \text{ [s]}$$

dla ortopozytonium.

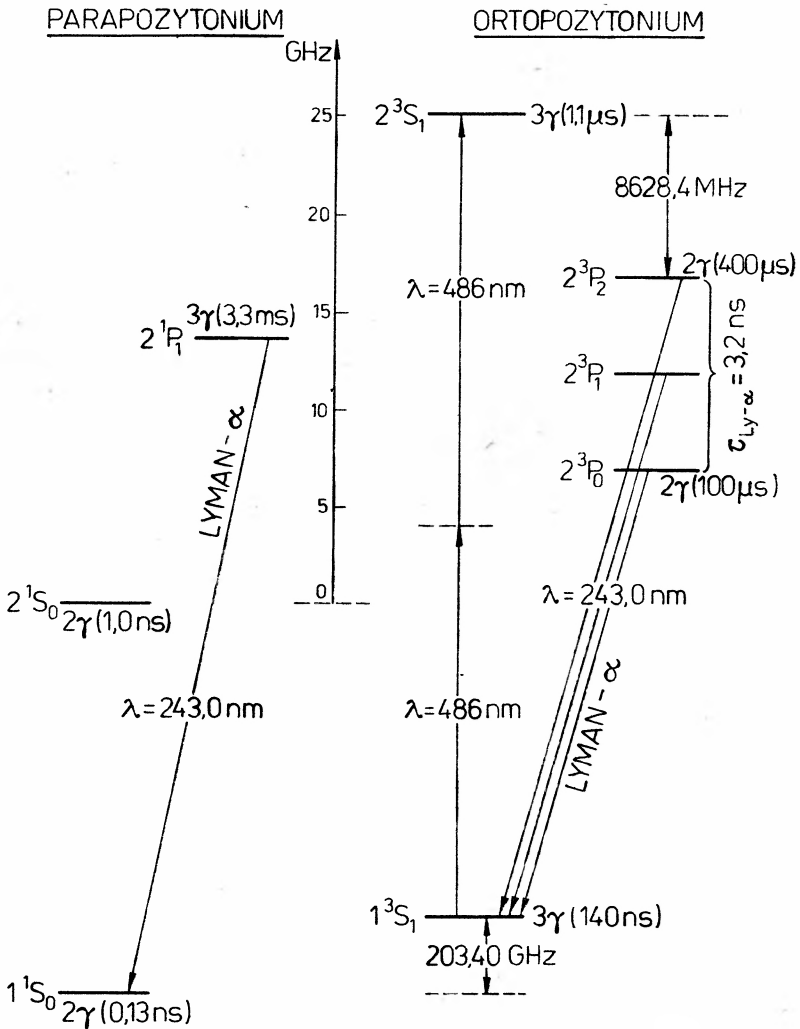
Istnienie atomów pozytonium zostało stwierdzone doświadczalnie po raz pierwszy w 1951 r. w Massachusetts Institute of Technology przez Martina Deutscha [3], który badał anihilację pozytonów zatrzymanych w gazach. Z chwilą tego odkrycia pojawiła się kusząca możliwość rozwinięcia badań spektroskopowych struktury Ps.

2. Początek spektroskopii pozytonium

Trudności doświadczalne na jakie napotyka ta egzotyczna gałąź spektroskopii atomowej są ogromne. Po pierwsze, stężenia pozytonów wytwarzanych przez zwykłe źródła promieniotwórcze wysyłające promienie β^+ są znacznie mniejsze od stężeń cząstek, przy których prowadzone są tradycyjne badania spektroskopowe. Po drugie, stan podstawowy ortopozytonium 1^3S_1 rozpada się w wyniku anihilacji po czasie około 140 nanosekund. Parapozytonium w stanie podstawowym 1^1S_0 ma czas życia jeszcze tysiąc razy krótszy. Po trzecie, ze względu na małą masę pozytonium należy oczekiwać znacznego rozszerzenia dopplerowskiego jego linii widmowych. Wreszcie po czwarte, zwykle stosowana metoda otrzymywania pozytonium rozwinięta przez Deutscha [1] i polegająca na zatrzymaniu pozytonów w warstwie gazu jest związana z bardzo dużym ciśnieniowym rozsze-

rzeniem i przesunięciem linii widmowych. Wymienione powyżej trudności sprawiły, że pierwszego w historii wzbudzenia optycznego atomu pozytonium dokonano dopiero 31 lat po odkryciu tego atomu. W maju 1982 r. Steven Chu i Allen P. Mills (Bell Laboratories) ogłosili w *Physical Review Letters* pracę [4], zawierającą opis ich — zakończonego sukcesem — eksperymentu, w którym udało się za pomocą lasera barwnikowego wzbudzić atomy pozytonium ze stanu podstawowego 1^3S_1 do stanu wzbudzonego 2^3S_1 .

W celu wyeliminowania rozszerzenia dopplerowskiego w tym eksperymencie przejście $1^3S_1 \rightarrow 2^3S_1$ zrealizowano za pomocą jednoczesnej absorpcji przez atom Ps dwu fotonów, odpowiadających widzialnemu promieniowaniu o długości fali 486 nm, rozchodzących się



Rys. 1. Schemat poziomów struktury subtelnej pozytonium dla $n = 1$ i $n = 2$. W nawiasach podano wartości czasów życia ze względu na anihilację z emisją fotonów γ . Czas życia poziomów $2P$ jest uwarunkowany emisją linii Lymana — α i wynosi 3,2 ns

w przeciwnych kierunkach. Tego rodzaju dwufotonową absorpcję *bezdopplerowską* zastosowali w 1975 r. Hänsch i współpracownicy [5] do wzbudzenia przejścia $1S \rightarrow 2S$ w atomie wodoru.

Aby wywołać absorpcję dwóch fotonów w wystarczająco krótkim odstępie czasu wymagane jest użycie źródła światła o wysokim stopniu monochromatyczności i bardzo dużym natężeniu. Cel ten można zrealizować stosując impulsowe, przestrajane lasery barwnikowe dużej mocy [6]. Na możliwość zastosowania metod bezdopplerowskiej spektroskopii laserowej do badań struktury energetycznej pozytonium zwrócili po raz pierwszy uwagę Letochow i Minogin w 1976 r. [7]. Zastosowania techniki Hänscha do wzbudzenia stanu trypletowego 2^3S_1 pozytonium wymaga jednak przewyżczenia szeregu dalszych trudności. Przede wszystkim, w celu wyeliminowania rozszerzenia ciśnieniowego linii widmowych konieczne jest otrzymanie pozytonium w próżni. Po raz pierwszy pozytonium w próżni wytworzyli w 1974 r. Canter, Mills i Berko [8]. Odkryli oni wówczas zjawisko emisji powolnych atomów pozytonium (o energiach rzędu energii termicznych) z powierzchni metalu, umieszczonego w próżni, w przypadku gdy powierzchnię tę bombardowano wiązką powolnych pozytonów (o energiach rzędu kilku eV). Stosując ten efekt, ci sami badacze dokonali w 1975 przy pomocy techniki mikrofalowej pierwszego pomiaru odległości pomiędzy poziomami 2^3S_1 i 2^3P_2 pozytonium, otrzymując wartość $8628,4 \pm 2,8$ MHz [9]. Warto podkreślić, że był to pierwszy test doświadczalny elektrodynamiki kwantowej w przypadku stanu wzbudzonego atomu całkowicie leptonowego ($n = 2$). Wartość teoretyczna rozszczepienia $2^3S_1 - 2^3P_2$ obliczona przez Fultona i Martina [10] na podstawie elektrodynamiki kwantowej z dokładnością do poprawek rzędu $\alpha^2 R_\infty$ (α — stała struktury subtelnej, R_∞ — stała Rydberga) jest równa 8625,14 MHz.

Schemat poziomów struktury subtelnej pozytonium dla $n = 1$ i $n = 2$ jest przedstawiony na rys. 1, na którym zaznaczono również czasy rozpadu ze względu na anihilację $e^+ - e^-$ z emisją dwóch lub trzech fotonów γ . Zwróćmy uwagę na to, że w stanach 3P ortopozytonium anihiluje z emisją dwóch (a nie trzech!) fotonów γ [11].

Rozszczepienie subtelne w stanie podstawowym pozytonium, tzn. odstęp energetyczny pomiędzy poziomami 1^3S_1 i 1^1S_0 wyznaczyli Theriot i in. [12] na podstawie obserwacji zaniku anihilacyjnego promieniowania 3γ w stałym polu magnetycznym. Otrzymana przez nich wartość $2,03403 \pm 0,00012 \times 10^5$ MHz jest w rozsądnej zgodności z wartością teoretyczną $2,03427 \times 10^5$ MHz, obliczoną z dokładnością do poprawek rzędu $\alpha^2 R_\infty$ [13, 2].

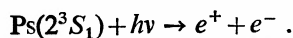
3. Doświadczenie Chu-Millsa

W tym eksperymencie pozytony były wytwarzane w wysokiej próżni (2×10^{-10} mm Hg) przez źródło promieniotwórcze $^{58}\text{Co}\beta^+$ (150 mCi). Są to pozytony o energiach rzędu MeV, a więc zbyt dużych z punktu widzenia techniki otrzymywania atomów pozytonium. Naczelnym problemem jest tu więc zagadnienie spowalniania pozytonów do energii rzędu 1 eV sprowadzające się do znalezienia odpowiedniego moderatora. Badania przeprowadzone w ciągu lat siedemdziesiątych w grupie Millsa w Laboratoriach Bella wykazały, że najlepszym moderatorem jest kryształ miedzi chłodzony do temperatury 100 K [14]. Pozwala on uzyskać jeden powolny pozyton na każdy tysiąc szybkich pozytonów padających na kryształ. W ten sposób po zastosowaniu selektora prędkości stało się mo-

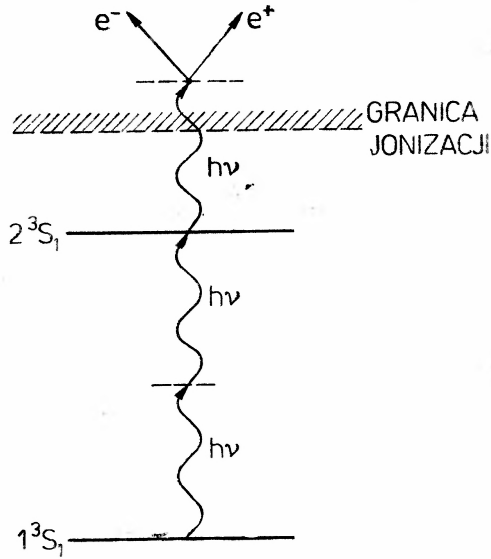
żliwe wytworzenie wiązki pozytonów o energiach 1 eV i natężeniu około 10^6 pozytonów na sekundę. Chociaż ta wartość natężenia jest kilkadziesiąt razy większa od natężeń wiązek powolnych pozytonów uzyskiwanych we wcześniejszych pracach, to jednak jest ona ciągle za mała na to, aby wzbudzenie dwufotonowe atomu pozytonium przy pomocy barwnikowego lasera impulsowego stało się realne.

Chu i Mills wpadli na pomysł, aby w okresie czasu pomiędzy impulsami lasera barwnikowego gromadzić pozytony w specjalnej butelce magnetycznej, składającej się ze zwierciadła magnetycznego na jednym końcu oraz siatki utrzymywanej na potencjale +5V na drugim końcu. Poprzeczne pole elektryczne częstości radiowej (404 MHz) powoduje, że tak spułapkowane pozytony będą wykonywać ruch cyklotronowy co zapobiega ich przejściu przez zwierciadło magnetyczne. Wydajność takiego pułapkowania pozytonów w tym doświadczeniu wynosiła 50%. Czas gromadzenia pozytonów w tego rodzaju butelce magnetycznej wynosił 100 μ s. Po upływie tego czasu przykładano do układu impuls wysokiego napięcia (1,25 kV), który w sposób wybuchowy wyprowadza uwięzione do tej pory w butelce magnetycznej pozytony i kieruje je na tarczę, czyli drugi kryształ miedzi, utrzymywany w temperaturze 670°C. Ta tarcza jest źródłem powolnych atomów pozytonium w stanie 1^3S_1 (średnia energia 0,14 eV) emitowanych pod wpływem bombardujących ją pęków pozytonów. Odstęp czasowy pomiędzy poszczególnymi „wybuchami” pęków pozytonów jest w koincydencji z odstępami czasu pomiędzy impulsami światła lasera barwnikowego, użytego do wzbudzenia atomów pozytonium. Czas trwania pojedynczego „wybuchu” pozytonów z butelki magnetycznej wynosił około 10 ns i był praktycznie równy czasowi trwania impulsu światła laserowego. Okazuje się, że spośród wszystkich pozytonów padających na tarczę miedzianą w czasie jednego „wybuchu” około 1/5 tworzy układ związany z elektronem w postaci ortopozytonium w stanie 1^3S_1 . Chu i Mills stwierdzili, że jest to stężenie wystarczające do uzyskania wzbudzenia dwufotonowego do stanu 2^3S_1 . Do wzbudzenia atomów Ps zastosowali oni przestrajany laser barwnikowy, dający energię 18 mJ w impulsach o czasie trwania około 10 ns w otoczeniu $\lambda = 486$ nm. Kalibrację częstości lasera dokonywano względem częstości linii β serii Balmera ($n = 2 \rightarrow n = 4$) w wodorze i deuterze. W pierwszym przybliżeniu częstości linii H_B i D_B są równe połowie częstości przejścia 1^3S-2^3S pozytonium.

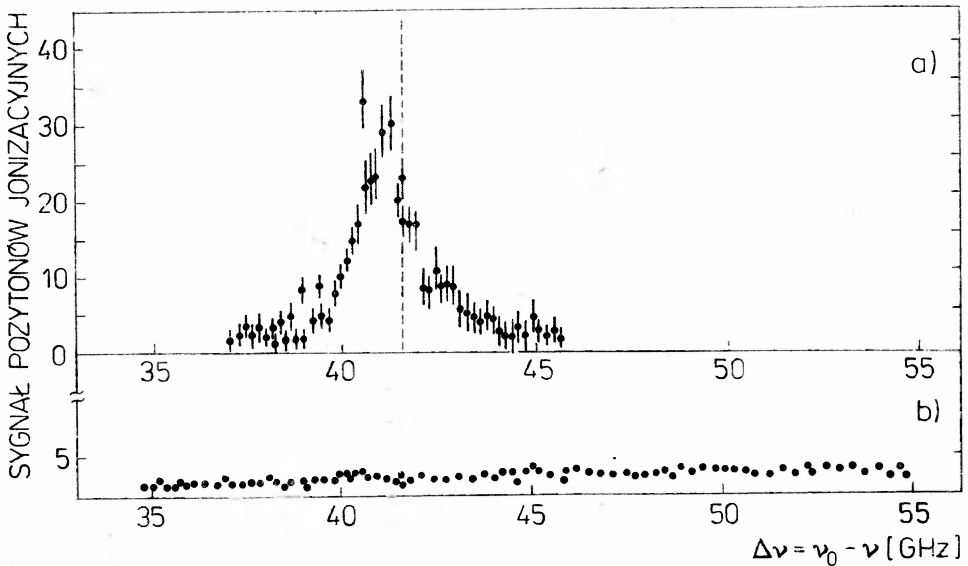
W doświadczeniu Chu i Millsa proces wzbudzenia laserowego rozpoczynał się po upływie czasu 30 ns od momentu zakończenia bombardowania tarczy pozytonami. W tym czasie chmura utworzona przez termiczne atomy pozytonium zdoła oddalić się na pewną odległość od powierzchni tarczy co ułatwia naświetlanie tej chmury dwoma przeciwniebieżnymi wiązkami laserowymi o długościach fali 486 nm. Schemat dwufotonowego wzbudzenia $1^3S_1-2^3S_1$ atomu Ps jest przedstawiony na rys. 2. Na tym schemacie zaznaczony jest jeszcze trzeci foton $h\nu$, który powoduje jonizację pozytonium ze stanu 2^3S_1 według reakcji:



Okazuje się, że strumień fotonów w wiązce laserowej jest wystarczająco duży na to, aby tę jonizację wywołać w czasie rzędu 1 ns. W ten sposób skutek trójfotonowego procesu przedstawionego schematycznie na rys. 2 tworzą się znów pozytony e^+ . W doświadczeniu Chu-Millsa te właśnie pozytony-fragmenty jonizacyjne zostały użyte do wykrywania



Rys. 2. Dwufotonowe wzbudzenie stanu 2^3S_1 pozytonium przy użyciu światła lasera barwnikowego o długości fali 486 nm. Trzeci foton powoduje jonizację atomu Ps



Rys. 3. a) Zależność liczby zliczeń pozytonów powstających wskutek jonizacji pozytonium od częstości ν lasera barwnikowego. Na osi poziomej odłożono $\Delta\nu = \nu_0 - \nu$, gdzie $\nu_0 = \frac{3}{16}R_\infty$; b) zliczenia przy wyłączonym laserze [4]

wzbudzenia stanu 2^3S_1 pozytonium. Tego rodzaju detekcję jonizacyjną po raz pierwszy zastosowali kilka lat wcześniej Bjorkland i in. [15] do wykrywania stanów wzbudzonych wodoru. W przypadku atomu pozytonium detekcję stanu 2^3S_1 można również przeprowadzić w oparciu o pomiar promieniowania anihilacyjnego 3γ . Okazuje się jednak, że

metoda oparta na pomiarze „jonizacyjnych” pozytonów charakteryzuje się znacznie wyższym stosunkiem sygnału do szumu. Opóźnienie 30 ns pomiędzy rozpoczęciem nasświetlania chmury atomów Ps za pomocą lasera a zakończeniem bombardowania tarczy Cu pozwala wystarczająco dokładnie rozróżniać pozytony jonizacyjne od powolnych pozytonów, które również — łącznie z atomami Ps — są reemitowane (i to w znacznych ilościach) przez tarczę.

Na rys. 3 przedstawiono otrzymaną przez Chu i Millsa zależność zliczeń pozytonów jonizacyjnych, przypadających na 200 impulsów laserowych, od częstości ν lasera barwnikowego, użytego do wzbudzenia i jonizacji Ps. Częstość ν_{\max} , odpowiadająca maksimum tej zależności jest dokładnie równa połowie częstości przejścia $1^3S_1 \rightarrow 2^3S_1$ w atomie pozytonium. Doświadczalna wartość ν_{\max} wyznaczona przez Chu i Millsa wynosi $\nu_{\max} = (\frac{3}{16}R_{\infty} - 41,4) \pm 0,5$ GHz = $616804 \pm 0,5$ GHz. Oznacza to, że różnica energii pomiędzy stanami 1^3S_1 i 2^3S_1 pozytonium wynosi $2\nu_{\max} = 1233608 \pm 1$ GHz. Wartość ta zgadza się w granicach błędu z wynikami obliczeń Ferrella [16] oraz Fultona i Martina [10], wykonanych metodami elektrodynamiki kwantowej z dokładnością do poprawek drugiego i trzeciego rzędu. Błąd pomiarowy w doświadczeniu Chu i Millsa był uzależniony w głównej mierze od precyzji pomiaru częstości lasera.

4. Prognozy na przyszłość

Ostatnio osiągnięto ogromny postęp w dziedzinie wytwarzania intensywnych wiązek powolnych pozytonów [17, 18], co pozwala uzyskać znacznie większe niż dotąd stężenia atomów pozytonium. Stwarza to nowe możliwości dla spektroskopii atomu pozytonium czyniąc realnym przeprowadzenie wielu eksperymentów o fundamentalnym znaczeniu dla fizyki atomowej. Warto dodać, że jednocześnie z badaniami pozytonium rozwinięto ostatnio badania ujemnego jonu pozytonium $Ps^-(e^+e^-e^-)$, którego istnienie zostało przewidziane teoretycznie przez Wheelera [19]. Obliczenia wskazują, że energia wiązania jonu Ps^- względem pozytonium i swobodnego elektronu wynosi 0,3267 eV [20—22].

W 1981 r. Mills [23] uzyskał jony Ps^- stosując metodę „wiązka-tarcza” podobną do tej, jakiej się używa w celu uzyskania ujemnych jonów wodoru H^- z wiązki protonów [24]. Jony Ps^- ulegają rozpadowi wskutek anihilacji $e^- + e^+$ w wyniku czego powstają dwa fotony γ . Prawdopodobieństwo tego rozpadu wyznaczył ostatnio Mills [25] otrzymując dla stałej zaniku wartość $2,09 \pm 0,09$ ns $^{-1}$.

Przyspieszając jony Ps^- do różnych energii można — wskutek efektu Dopplera — zmienić długość fali anihilacyjnego promieniowania γ powstającego w wyniku rozpadu tych jonów. Zaproponowano szereg eksperymentów dotyczących fotojonizacji jonu Ps^- co może w przyszłości stanowić metodę uzyskiwania wiązek szybkich atomów pozytonium w wyniku procesu $Ps^- + h\nu \rightarrow Ps + e^-$.

Na zakończenie warto dodać, że obecnie zupełnie realne stają się badania doświadczalne cząsteczek pozytonium Ps_2 , tzn. układu związanego dwóch pozytonów i dwóch elektronów, których możliwość istnienia sugerowali już w latach czterdziestych Wheeler [19] oraz Hylleraas i Ore [26].

Literatura

- [1] A. Ore, J. Powell, *Phys. Rev.* **75**, 1696 (1953).
- [2] H. A. Bethe, E. E. Salpeter, *Quantum Mechanics of One — and Two-Electron Atoms*, Springer-Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1957.
- [3] M. Deutsch, *Phys. Rev.* **82**, 455 (1951).
- [4] S. Chu, A. P. Mills Jr., *Phys. Rev. Lett.* **48**, 1333 (1982).
- [5] T. W. Hänsch, S. A. Lee, R. Wallenstein, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 807 (1975); S. A. Lee, R. Wallenstein, T. W. Hänsch, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1262 (1975).
- [6] R. Wallenstein, T. W. Hänsch, *Opt. Commun.* **14**, 353 (1975).
- [7] W. S. Letochow, W. G. Minogin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **71**, 135 (1976).
- [8] K. F. Canter, A. P. Mills Jr., S. Berko, *Phys. Rev. Lett.* **33**, 7 (1974).
- [9] A. P. Mills Jr., S. Berko, K. F. Canter, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1541 (1975).
- [10] T. Fulton, P. C. Martin, *Phys. Rev.* **95**, 811 (1954).
- [11] A. I. Aleksejew, *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **34**, 1195 (1958); **36**, 1839 (1959).
- [12] E. D. Theriot Jr., R. H. Beers, V. W. Hughes, K. O. Ziock, *Phys. Rev. A* **2**, 707 (1970).
- [13] R. Karplus, A. Klein, *Phys. Rev.* **87**, 848 (1952); T. Fulton, D. A. Owen, W. W. Repko, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1035 (1970).
- [14] A. P. Mills Jr., *Appl. Phys. Lett.* **37**, 667 (1980).
- [15] G. C. Bjorkland, C. P. Ausschnitt, P. R. Freeman, R. Storz, *Appl. Phys. Lett.* **33**, 54 (1978).
- [16] R. A. Ferrell, *Phys. Rev.* **84**, 858 (1951).
- [17] A. P. Mills Jr., *Positron Annihilation*, red. P. G. Coleman, S. C. Sharma, L. M. Diana, North-Holland 1982.
- [18] A. P. Mills Jr., *Comments Solid State Phys.* **10**, 173 (1982).
- [19] J. A. Wheeler, *Ann. N. Y. Acad. Sci.* **48**, 219 (1946).
- [20] W. Kołos, C. C. J. Roothaan, R. A. Sack, *Rev. Mod. Phys.* **32**, 178 (1960).
- [21] A. A. Forst, M. Inokuti, J. P. Lowe, *J. Chem. Phys.* **41**, 482 (1964).
- [22] G. Ferrante, *Phys. Rev.* **170**, 76 (1968).
- [23] A. P. Mills Jr., *Phys. Rev. Lett.* **46**, 717 (1981).
- [24] S. K. Allison, *Rev. Mod. Phys.* **30**, 1137 (1958).
- [25] A. P. Mills Jr., *Phys. Rev. Lett.* **50**, 671 (1983).
- [26] E. A. Hylleraas, A. Ore, *Phys. Rev.* **71**, 493 (1947).

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

VI Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych w Kazimierzu Dolnym

W dniach 29 maja — 4 czerwca 1983 r. w Domu Pracy Twórczej Architekta w Kazimierzu Dolnym odbyło się VI Warszawskie Sympozjum Fizyki Cząstek Elementarnych, zorganizowane przez obydwie Instytuty Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego i Instytut Problemów Jądrowych. W Sympozjum wzięło udział 58 fizyków z zagranicy (z Belgii, CERN-u, Czechosłowacji, Francji, Hiszpanii, Holandii, NRD, RFN, Szwajcarii, Szwecji, USA, Węgier, Wielkiej Brytanii i Włoch) i 45 fizyków polskich (z Białegostoku, Katowic, Łodzi, Wrocławia i Warszawy). Łącznie przedstawiono 59 referatów przeglądowych i komunikatów z prac własnych, w tym 8 komunikatów przedstawili uczestnicy polscy. Materiały Sympozjum zostały opublikowane przez Zakład Małej Poligrafii Uniwersytetu Warszawskiego.

Podobnie jak w ubiegłych latach, na Sympozjum dokonano przeglądu ostatnich wyników doświadczalnych i teoretycznych w fizyce cząstek elementarnych. Tym razem na pierwszym planie znalazły się doniesienia o wynikach eksperymentów w CERN-ie, wykonanych przy pomocy nowego akceleratora z wiązkami przeciwbieżnymi protonów i antyprotonów, który umożliwi osiągnięcie energii 540 GeV w układzie środka masy. Przedstawione zostały przede wszystkim szczegółowe informacje o odkryciu bozonów pośredniczących W i Z, przenoszących oddziaływania słabe (zob. *Postępy Fizyki* 34, 337 i 512 (1983)). Szczególnie pasjonujący był referat o odkryciu bozonu Z, wygłoszony zaledwie w 3 dni po pierwszym doniesieniu na ten temat w CERN-ie. Wyniki te, potwierdzające dla oddziaływań słabych słuszność teorii pola z cechowaniem nieabelowym, mają oczywiście fundamentalne znaczenie dla dalszego postępu w fizyce cząstek elementarnych. Na dużą uwagę zasługują również doniesienia o bezpośredniej i zaskakująco wyraźnej obserwacji dżetów z dużym pędem poprzecznym, dokonanej przy pomocy tego nowego akceleratora w CERN-ie. Wyniki te są bardzo ważne dla chromodynamiki kwantowej i nobilitują zderzenia hadronowe jako laboratorium badania procesów twardych.

Dyskusja teoretyczna była bardzo ściśle powiązana i ukierunkowana przez obecny stan wiedzy doświadczalnej. Jak to się zwykle dzieje od pewnego czasu i na innych konferencjach, można wyróżnić ogólnie dwa nurty:

1. W jakim stopniu sprawdzony jest model standardowy (model Salama-Weinberga i chromodynamika kwantowa)?
2. W jakim zakresie energii obowiązuje model standardowy i jakiej teorii wysokoenergetycznej jest on przybliżeniem?

Wskazano po pierwsze na konieczność znacznie precyzyjniejszych pomiarów w celu przekonującego sprawdzenia modelu w obszarze energii do 1 TeV. Drugi nurt bierze się z szeroko rozpowszechnionego przekonania, że model standardowy jest zaledwie efektywną teorią niskoenergetyczną. Wiele argumentów teoretycznych sugeruje bowiem, że model ten jest „nienaturalny”. Wśród hipotez stanowiących wyjście poza model standardowy warto wymienić wielką unifikację (która, jak dotąd, nie została poparta przez zaobserwowanie rozpadu protonu), teorie supersymetryczne czy też modele złożonych kwarków i leptonów (zob. *Postępy Fizyki* 30, 427 (1979) i 33, 219 (1982)).

Dla uzyskania lepszej perspektywy, interesujące bywa spojrzenie wstecz. Porównanie choćby ze stanem wiedzy sprzed roku wskazuje na zaskakująco systematyczny postęp zarówno w sensie nowych konkretnych wyników doświadczalnych, jak i urealniania się powstających nowych idei teoretycznych.

Zygmunt Ajduk, Stefan Pokorski
Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

Konferencja EOC'83 w Rydzyń — Optics in Science and Practice

W dniach od 30 maja do 4 czerwca 1983 r. odbyła się w Rydzyń koło Leszna kolejna Konferencja Europejskiego Komitetu Optyki — EOC'83. Jej organizatorem były następujące instytucje: Europejski Komitet Optyki, Sekcja Optyki Stowarzyszenia Inżynierów Mechaników Polskich (SIMP) i Ośrodek Doskonalenia Kadr SIMP przy współudziale Centralnego Laboratorium Optyki w Warszawie, Instytutu Fizyki Politechniki Wrocławskiej, Instytutu Konstrukcji Przyrządów Precyzyjnych i Optycznych Politechniki Warszawskiej oraz Instytutu Fizyki Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu. Konferencja odbywała się pod patronatem Polskiego Towarzystwa Fizycznego oraz Sekcji Optyki i Spektroskopii Komitetu Fizyki PAN. Na czele Komitetu organizacyjnego stał prof. Maksymilian Pluta — wiceprezes Europejskiego Komitetu Optyki. Przewodniczącym Konferencji był prof. Tadeusz Skaliński, prezes PTF oraz wiceprezes Międzynarodowego Komitetu Optyki (IOC). Obowiązki przewodniczącego Komitetu Naukowego pełnił w zastępstwie prof. S. Lowenthala — prof. Franciszek Kaczmarek. W Konferencji wzięło udział około 220 osób, w tym 7 osób z CSRS, 7 z Węgier, 3 z Francji, 5 z Hiszpanii, 2 z NRD, 1 z Egiptu, 2 z Rumunii, 3 z Bułgarii, 1 z Finlandii oraz 1 z Chin. Prof. A. Drobnik obecnie zatrudniony w Port Harcourt, reprezentował Nigerię. W czasie trwania Konferencji odbyło się także posiedzenie Europejskiego Komitetu, któremu przewodniczył prezes EOC prof. A. Maréchal z Francji, przy współudziale sekretarza generalnego EOC — prof. J. Bescósa z Hiszpanii. Na posiedzeniu tym dyskutowano następujące sprawy: 1) Wstępna ocena i przebieg Konferencji w Rydzyń, 2) Organizacja następnej Konferencji EOC, 3) Włączenie EOC do EPS.

Punkt pierwszy referował prof. F. Kaczmarek. W punkcie drugim prof. Maréchal i Bescós poinformowali zebranych, że przyszła Konferencja EOC'84 odbędzie się od 8 do 12 października 1984 r. w Amsterdamie. Objemnie ona następującą tematykę: pomiary laserowe i elektrooptyczne, holografie stosowaną, nowe lasery, optyczną obróbkę informacji, sensory optyczne itp. W punkcie trzecim poinformowano zebranych o daleko zaawansowanym procesie włączania EOC do EPS pod tymczasowym szyldem „Optics Division”. Do udziału w posiedzeniu EOC zaproszeni zostali przedstawiciele najważniejszych polskich ośrodków optycznych oraz kilku gości z zagranicy.

Co się tyczy samej Konferencji to mimo braku kilku zaproszonych lektorów z zagranicy (invited speakers) Konferencja przebiegała dość harmonijnie, a uczestnictwo w sesjach plenarnych i sekcyjnych a także plakatowych było liczne i żywe. Wieczorem, w przeddzień Konferencji, prof. A. Piekara wygłosił pogadankę na temat gimnazjum im. Sułkowskich w Rydzyń. Prof. Piekara był tutaj profesorem fizyki w latach międzywojennych. O historii pałacu interesująco mówił również jego obecny dyrektor. Oficjalne otwarcie Konferencji nastąpiło w dniu 30 maja przez prof. T. Skalińskiego. W swym wystąpieniu prof. Skaliński nawiązał do długiej tradycji konferencji optycznych i na tym tle omówił ważniejsze poruszane na nich tematy. Wymienił również współtwórców współczesnej optyki.

W referatach plenarnych poruszono bardzo szeroki krąg zagadnień, od optyki kwantowej poprzez optykę klasyczną i instrumentalną i obróbkę optyczną (transformacja wiązek, holografia) do zastosowań optyki w biomedycynie. Równie rozległy był zakres komunikatów sekcyjnych i sesji plakatowych, co zresztą w pełni odpowiadało tytułowi konferencji: „Optics in Science and Practice”. Dla ilustracji wymienimy tu następujące referaty: E. Pelletier (Francja) — Problems in the preparation of optical coatings, J. Bescós (Hiszpania) — Some applications of white light image processing, A. Podmaniczky (Węgry) — Diameter measurements of fibres and wires by laser, K. Patorski (Warszawa) — Theory and applications of optical systems using periodic structures, J. Sochacki (Warszawa) — Planar waveguide lenses, S. Kielich i R. Tanaś (Poznań) — On squeezed states and photon correlations in nonlinear optical phenomena, P. Vesely (Czechosłowacja) — Investigation of neoplastic cell behaviour *in vitro* with the light microscope, A. Dziezdic-Gocławska (Warszawa) — Application of optical diffractometry for analysis of morphological structures of cells tissues, W. Brunner (NRD) — Spectral properties of dye lasers, A. Kujawski (Warszawa) — Recent developments in phase conjugate optics by degenerate four-wave mixing, I. Wilk (Wrocław) — Inverse source problem in optics, Feng Tiesun (ChRL) — A precise measurement of reflectivity of the laser cavity mirrors.

Duże zainteresowanie wywołały sesje plakatowe. Zwracała uwagę wielka staranność w przygotowaniu plakatów, zarówno pod względem merytorycznym jak i graficznym. W sumie zaprezentowano ok. 150 komunikatów naukowych, w tym mniej więcej 2/3 zostało wygłoszonych przez autorów w trzech równoległych sekcjach. Posiedzenia sekcyjne gromadziły stosunkowo dużo słuchaczy, chociaż dyskusja po wygłoszonych komunikatach była niekiedy zbyt skromna, co głównie wynikało z nazbyt słabej czynnej znajomości języka angielskiego. Według słów prof. Maréchała Konferencja toczyła się na wysokim poziomie naukowym. Jej rozległy obszar tematyczny stwarzał każdemu uczestnikowi możliwość wyboru interesujących go zagadnień. W podsumowaniu Konferencji głos zabrali: prof. T. Skaliński, prezes ECO — prof. A. Maréchal, oraz prof. F. Kaczmarek. Należy podkreślić wielki wkład organizacyjny prof. Pluty, pani M. Sochackiej i doc. K. Patorskiego, a także pozostałych członków komitetu organizacyjnego. Dzięki ich wysiłkowi Konferencja przebiegała bardzo sprawnie, w przepięknym pałacu Sułkowskich. Parkowe otoczenie tego pałacu stworzyło dodatkowo możliwości spacerów i dyskusji. Jeden dzień przerwy w obradach (Boże Ciało) umożliwił uczestnikom Konferencji zapoznanie się z najpiękniejszymi miejscami w Wielkopolsce. W przedostatnim dniu wieczorem, odbyło się wspólne ognisko z piwem i bigosem, uświetnione występem zespołu regionalnego. Wielkim przeżyciem był także Koncert kameralny (w Sali Balowej) w wykonaniu niezwykle utalentowanej skrzypaczki Asy Konishi-Jankowskiej oraz sopranistki, pani Marii Pawlaczek.

Warto także wspomnieć, że w czasie Konferencji była czynna wystawa naukowo-techniczna, na której ośrodki przemysłowe i naukowe (PZO, COBRABiD, CLO, Instytut Optoelektroniki WAT, IFPiML im. S. Kaliskiego, Inst. Łączności, IKPPIo PW) prezentowały najnowsze swe osiągnięcia i wyroby: mikroskopy biologiczne i medyczne, interferometr z odniesieniem punktowym wg Nomarskiego, zestaw interferometrów dydaktycznych (Michelsona, Fabry'ego-Pérota, Macha-Zehndera, Sagnaca i Fizeau), mikrodensytometr skanujący, obiektywy do transformacji fourierowskiej, lasery He-Ne, urządzenia do badań światłowodów telekomunikacyjnych oraz inne urządzenia, zestawy i elementy optyczne. Czynna również była wystawa książek z zakresu optyki polskich autorów (ok. 100 pozycji). Poza tym zaprezentowano w postaci syntetycznej planszy stan optyki w Polsce.

Franciszek Kaczmarek

Instytut Fizyki
Uniwersytet im. A. Mickiewicza
Poznań.

XI Wszeczwiązkowa Konferencja Optyki Koherentnej i Nieliniowej w Erywaniu

Już po raz jedenasty odbyła się w ZSRR, tym razem w Erywaniu, Wszeczwiązkowa Konferencja Optyki Koherentnej i Nieliniowej w dniach 22 — 26 listopada 1982 r. Konferencje te organizowane są tradycyjnie pod patronatem Rady Naukowej Akademii Nauk ZSRR d.s. Optyki Koherentnej i Nieliniowej; w tym roku patronat nad Konferencją objęła również niedawno powstała Rada Koordynacyjna Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego ZSRR d.s. Laserów. Erywań gościł uczestników Konferencji już po raz drugi — w roku 1967 odbyła się tutaj III Konferencja OK i N. Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego był Minister Szkolnictwa Wyższego i Średniego Armeńskiej SRR L. Garibdzianian, i to nie tylko tytułarnym — dokonał on otwarcia konferencji, a później interesował się żywo jej przebiegiem, co świadczy o wadze, jaką władze Republiki przykładają do rozwoju nauki, a nauk ścisłych w szczególności. Przewodniczącym konferencji był, również już tradycyjnie, A. M. Prochorow.

Od wielu lat biorę udział w konferencjach OK i N i obserwuję wysiłki organizatorów zmierzające do usprawnienia prac konferencji, tak aby jej uczestnicy mogli brać aktywny udział we wszystkich obradach. Nie jest to zadanie łatwe, gdyż konferencje OK i N są największymi imprezami naukowymi tego typu, zarówno pod względem tematyki jak i liczby uczestników. Działania organizatorów zmierzają więc w kie-

runku zmniejszenia ilości sesji plenarnych i sekcyjnych, a zwłaszcza zmniejszenia liczby referatów wygłaszanych w sekcjach. Z obrad sekcji usunięto krótkie komunikaty z prac własnych, przenosząc je do sesji plakatowych, których rola stale wzrasta. Sesje plakatowe odbywają się w takim terminie, aby umożliwić wzięcie w nich udziału wszystkim uczestnikom konferencji. I rzeczywiście — przy plakatach parował taki tłok (mimo dość dużych pomieszczeń), iż trudno się było do niektórych docisnąć. Powodem tego jest zapewne fakt, że obecna konferencja zgromadziła około 1200 uczestników, w tym 83 gości zagranicznych z 16 krajów (około 50 z krajów socjalistycznych, reszta to uczestnicy z Austrii, Francji, Holandii, Japonii, RFN, Szwajcarii, USA i Włoch).

W sesji plenarnej, która odbyła się tuż po otwarciu Konferencji, przedstawiono dwa referaty. W swym referacie „Procesy nieliniowe w falowodach optycznych” prof. Prochorow przedstawił najnowsze osiągnięcia optyki światłowodowej w zakresie przekazu informacji. Najlepsze wyniki uzyskuje się przy zastosowaniu światłowodów jednomodowych, cechujących się małymi stratami i zniekształceniami przesłanego sygnału. Z uwagi na mikronowe średnice światłowodów, gęstości mocy promieniowania optycznego przy mocy wiązki świetlnej rzędu 1 W, dochodzą do ogromnej wartości kilku GW/cm². Powoduje to występowanie różnych efektów nieliniowych mimo małej wartości podatności nieliniowej kwarcu, stanowiącego podstawowy materiał włókien świetlnych. Zjawiska nieliniowe silnie wpływają na charakterystyki widmowe, czasowe i amplitudowe przesyłanych sygnałów optycznych. Dlatego tak ważną sprawą jest badanie warunków powstania zjawisk nieliniowych i ich przebiegu. Referent mówił także zjawiska jak: wymuszone rozpraszanie ramanowskie, wymuszone rozpraszanie Mandelsztama-Brillouina, trójfotonowe procesy kwantowe, zależność współczynnika załamania światła materiału światłowodu od natężenia pola optycznego oraz wykorzystanie tych zjawisk do przestrajania częstości i zawężania czasowego impulsów świetlnych przesyłanych w światłowodzie. W drugim referacie plenarnym „Optyka nieliniowa i spektroskopia drobin i ośrodków skondensowanych” prof. Achmanow mówił stan badań w dziedzinie optyki nieliniowej drobin i ciała stałego (kryształy, półprzewodniki, powierzchnia ciała stałego), zajmując się głównie zagadnieniami aktywnej koherentnej spektroskopii. Metody spektroskopii wykorzystuje się w badaniach wysoko-wzbudzonych drobin i poziomów oscylacyjno-rotacyjnych wzbudzonych rodników; pozwalają one uzyskać informacje o obsadzeniu poziomów, szybkości relaksacji drgań stanów wzbudzonych, szerokości linii i położeniu kontinuum. Wiele informacji o drobinach otrzymuje się też stosując metody czterofotonowej zdegenerowanej spektroskopii, zwłaszcza do badania nieliniowych rezonansów drobin. Dużo uwagi poświęcił też prof. Achmanow nieliniowemu procesom rezonansowym w półprzewodnikach — rezonansowemu wzbudzeniu laserowemu, nieliniowemu sondowaniu i nieliniowej relaksacji. Z badań tych uzyskuje się informacje o nieliniowej podatności elektrycznej $\chi^{(2)}$ półprzewodników w szerokim zakresie jej wartości od 10⁻¹⁴ do 10⁻¹ j.cgs; umożliwiają one również znaczne skrócenie trwania impulsów laserowych aż do wartości 3·10⁻¹⁴ s. Oddziaływanie promieniowania laserowego na powierzchnię ciał stałych wywołuje też lokalne szybkie przejścia fazowe i rekrytalizację.

Zastosowanie metod optyki nieliniowej (generacji harmonicznych i aktywnej spektroskopii) umożliwia badania czasowe procesów rekrytalizacji, jakości rekrytalizacji oraz wyjaśnienie mechanizmu wygrzewania laserowego.

W dniach następnych prace Konferencji toczyły się w trzech równoległych sesjach sekcyjnych i trzech równoległych sesjach plakatowych. Wygłaszano 30 min. referaty monograficzne i 15 min. referaty z prac własnych.

Komitet Programowy Konferencji przyjął ogółem 452 prace, w tym 2 referaty przeglądowe, 43 monograficzne, 43 komunikaty z prac własnych i 364 komunikaty na sesję plakatową. Przyjęte prace dają interesujący przegląd aktualnej sytuacji w badaniach elektroniki kwantowej i optyki nieliniowej. Ich streszczenia zostały zamieszczone w dwutomowych materiałach konferencji wydanych w języku rosyjskim i angielskim. Pełny tekst wybranych referatów konferencyjnych ukaże się w specjalnym wydaniu czasopisma *Iz. Akad. Nauk SSSR Ser. Fiz.* (1983).

Muszę stwierdzić, że trudno byłoby mi odpowiedzieć na pytania, co rzeczywiście nowego przyniosła XI Konferencja OK i N, jakie olśniewające fakty zwróciły moją uwagę. Oczywiście duże wrażenie wywierają np. doniesienia o uzyskaniu generacji IX harmonicznej o dużej mocy, o osiągnięciu sprawności przetwarzania częstości dochodzącej do teoretycznej wartości 90%, o generacji gigantycznych impulsów femtosekundowych, czy też krótkofalowych impulsów pikosekundowych przestrajalnych w obszarze około

200 nm, jak i wiele, wiele innych doniesień. Nie jest to jednak oczekiwana nowa jakość w elektronice kwantowej i optyce nieliniowej, która, żywiąc taką nadzieję, jest jeszcze przed nami. Wydaje mi się, że tym, co stanowi o randze i atrakcyjności konferencji OK i N, jest ich ciągłość i utrwalone już tradycje, jak i możliwość osobistych kontaktów naukowych. Ma to duże znaczenie zwłaszcza dla młodych pracowników nauki. Wie o tym każdy, pamiętający jakie wrażenie wywiera osobiste poznanie ludzi, których wielkie nazwiska znało się dotąd z literatury. A wielkich nazwisk na konferencjach OK i N nie brakuje.

W programie obecnej Konferencji znalazło się również miejsce na poznanie Erywania i jego okolic, zabytków i historii tych miejsc, stanowiących chlubę Armenii, no i kolebkę cywilizacji (jak twierdzą Ormianie).

Podsumowania i oceny prac Konferencji dokonał prof. Achmanow, który stwierdził, iż Konferencja spełniła swoje zadania, przyczyniając się do dalszej integracji środowiska naukowego oraz do wymiany myśli i informacji naukowej.

Po zakończeniu Konferencji umożliwiono jej uczestnikom zwiedzenie erywańskich instytucji naukowych zajmujących się problemami optyki nieliniowej i elektroniki kwantowej, a mianowicie Instytutu Badań Fizycznych AN Armeńskiej SRR, kierowanego przez prof. M. L. Ter-Mikaeliana i Naukowo-Badawczego Instytutu Fizyki Ośrodków Skondensowanych Uniwersytetu Erywańskiego, którego dyrektorem jest prof. F. M. Arutunian. Są to duże placówki naukowe zatrudniające kilkuset pracowników, dobrze wyposażone w aparaturę laserową. Uzyskują też ciekawe wyniki, zwłaszcza w dziedzinie laserów pikosekundowych, w zakresie pikosekundowej spektroskopii, oddziaływań nieliniowych propagacji promieniowania laserowego w turbulentej atmosferze i hodowli doskonałych kryształów nieliniowych i laserowych, z czego słynie zwłaszcza Instytut Badań Fizycznych.

Zdzisław Błaszczak

Instytut Fizyki UAM
Poznań

R E C E N Z J E

R. Śledziewski: *Elektronika dla fizyków*, PWN, Warszawa 1982, s. 248, nakład 3 500 egz., cena zł 90.—

W polskiej literaturze naukowej brak jest dobrego podręcznika z elektroniki przeznaczonego dla osób zajmujących się pracą laboratoryjną i omawiającego w sposób prosty problemy, z jakimi badacz się spotyka: od podstawowych układów elektronicznych do skomplikowanej aparatury pomiarowej i systemów pośredniczących w układzie eksperyment-komputer. Potrzebę takiej książki odczuwają także studenci wydziałów fizyki uniwersytetów, którym elektronikę wykłada się w trakcie II roku studiów. Wydane przez PWN (ostatnio 1973) tłumaczenie książki Boncz-Brujewicza *Układy elektroniczne w nauce i technice* uległo już w znacznym stopniu dezaktualizacji. Próbą zapalenia tej luki jest wydany ostatnio podręcznik Romana Śledziewskiego *Elektronika dla fizyków*.

Autor przez wiele lat był pracownikiem Instytutu Fizyki UJ, wykładowcą elektroniki i kierownikiem studenckiej pracowni elektronicznej. *Elektronika dla fizyków* wyrosła ze skryptu *Elektronika dla studentów fizyki* (PWN 1978). W stosunku do skryptu książka zawiera materiał znacznie bardziej nowoczesny.

Śledziewski podjął się trudnego zadania. Jak pisze w przedmowie, w pełni zdaje sobie sprawę, że przy ograniczeniach narzuconych na objętość książki trudno jest zadowolić tak różnorodny krąg odbiorców. W związku z tym książka zawiera głównie wykład z podstaw elektroniki. Tak więc po wstępie przedstawiającym rozwój elektroniki, w podręczniku omawiane są układy złożone z elementów biernych (rozdz. 2), działanie podstawowych przyrządów półprzewodnikowych (rozdz. 3 i 4), zarys teorii obwodów (rozdz. 5), układy wzmacniające (rozdz. 6 i 7) i podstawowe układy generacyjne (rozdz. 8). W dalszej części Autor daje krótki wykład z podstaw układów cyfrowych (rozdz. 9) oraz niektórych systemów elektronicznych: CAMAC i JEC BUS (rozdz. 10). Na końcu książki znalazły miejsce układy zasilające (rozdz. 11).

Dużą zaletą książki jest prostsze niż w wielu innych podręcznikach przedstawienie materiału. Mimo to, wydaje się że jest ono niekiedy jeszcze zbyt formalne. Całą potrzebną fizykowi wiedzę z elektroniki można wyłożyć posługując się tylko prawami Ohma i Kirchhoffa uogólnionymi dla prądów zmiennych. W praktyce — a kontakt fizyka z elektroniką jest najczęściej do tego ograniczony — opis z użyciem operatorów \hat{H} i macierzy nie przydaje się, poza przypadkiem, kiedy trzeba wiedzieć, co oznacza parametr tranzystora h_{21E} podawany w miejsce słynnego β .

Istotną wadą podręcznika jest złe przedstawienie podstaw działania przyrządów półprzewodnikowych. Trudno jest zrozumieć czytając rozdz. 4 dlaczego złącze $p-n$ w jedną stronę przewodzi prąd a w drugą nie. Nie wytłumaczone zostało, że wzrost rezystancji strefy przejściowej następuje w wyniku rekombinacji nośników. Zamiast określenia „zubożenie w nośniki” Autor używa tutaj „zubożenie w ładunki” (str. 33, wiersz 4 i 5), co zaciemnia obraz, bo strefa przejściowa jest właśnie obszarem istnienia ładunku przestrzennego. Wyrażenie „ładunek przestrzenny” jest używane dalej w tekście lecz bez wyjaśnienia, iż są to centra akceptorowe i donorowe nie mogące przewodzić prądu. Poza tym, z fizycznego punktu widzenia bardziej właściwym modelem działania diody jest przechodzenie przez barierę potencjału V , powiększoną lub pomniejszoną o napięcie zewnętrzne, nośników o energii kinetycznej $E > e \cdot V$, niż odciąganie nośników z obszaru złącza przez minus ze strony p i plus ze strony n . Krótki opis opierający się na fizyce statystycznej byłby bardziej przejrzysty, tym bardziej, że z niego wynika analizowane dalej w treści rozdz. 4 równanie charakterystyki diody. Jeszcze mniej jasno omówione zostało działanie tranzystora złączeniowego. Autor wymienia w punktach (str. 36) warunki jakie powinna spełniać struktura pnp (nnp) by efekt tranzystorowy zaistniał, lecz nie tłumaczy na jakiej zasadzie strumień nośników może dotrzeć z emitera do kolektora po odpowiednim spolaryzowaniu bazy. Złe przedstawienie zjawisk zachodzących w złączu $p-n$ utrudnia zrozumienie działania tranzystora polowego złączeniowego. Jeżeli chodzi o tranzystor MOS FET, to nie zostało wyjaśnione, że wyindukowanie kanału powoduje miejscowe odwrócenie przewodnictwa w podłożu

tranzystora i zlikwidowanie złącz p - n dren-podłoże i podłoże-źródło i że to jest główną przyczyną przewodzenia tranzystora po spolaryzowaniu bramki. Działanie innych przyrządów półprzewodnikowych przedstawione zostało równie niejasno.

W treści podręcznika trudno doszukać się elementów, które nadawałyby mu charakter książki dla fizyków i odróżniały od innych opracowań z zakresu wstępu do elektroniki. Wykładany materiał w żaden sposób nie jest kojarzony z problemami fizyki eksperymentalnej. Sam układ treści jest przejrzysty, aczkolwiek z praktycznego punktu widzenia lepiej byłoby gdyby informacje u filtrach RLC znalazły się w rozdz. 2, (gdyż są to układy złożone z elementów biernych) niż w rozdziale „Zarys teorii obwodów elektrycznych”. Podobnie wiedza o wzmacniaczach operacyjnych, które są powszechnie stosowane w typowych układach elektroniki laboratoryjnej, nie powinna być rozproszona.

To co ewentualnie mogłoby nadać książce charakter podręcznika dla fizyków to wiedza o układach pomiarowych. Ta część elektroniki jest najważniejsza dla doświadczalnika, który często staje przed problemem jak zamienić daną wielkość fizyczną na sygnał elektryczny, i jak go zmierzyć, szczególnie gdy jest słaby i ma duże tło szumów. Informacja o tym jak działają różnego rodzaju oscyloskopy, detektor fazowy, woltomierz selektywny, boxcar, analizator wielokanałowy itp. została z wielką szkodą dla książki zupełnie pominięta. Nawet przy ograniczonych objętościach narzuconych przez wydawnictwo, rozdział taki zmieściłby się, gdyby zrezygnowano ze sformalizowanego opisu zawartego głównie w rozdz. 5 lub dodatku pt. „Zarys rachunku operatorowego”. Wypełniłaby się poza tym luka między podstawowymi układami elektronicznymi a systemami blokowymi typu CAMAC.

Podręcznik napisany został dobrym językiem, czyta się go łatwo. Jedną z nielicznych dostrzeżonych wad terminologicznych jest użycie dla określenia transoptora nazwy „sprzęgacz optyczny”. Wydanie książki jest staranne. Można jedynie żałować, że nie otrzymała ona sztywnej okładki, co znacznie obniża jej trwałość.

Podsumowując, *Elektronika dla fizyków* R. Śledziewskiego ma szereg istotnych wad obniżających jej wartość głównie jako podręcznika dla fizyków; można ją jednak polecać wśród innych książek z tej dziedziny wszystkim, którzy poszukują prostego wykładu z podstaw elektroniki.

Tadeusz Stacewicz

Instytut Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytet Warszawski
Warszawa

A. Januszajtis: *Fizyka dla politechnik*, tom II, PWN, Warszawa 1982, s. 336, nakład 10 000 egz., cena zł 80.—

Postępujący rozwój wiedzy, istnienie wąskich i tworzenie coraz węższych specjalizacji oraz potrzeba szybkiego i selektywnego przyswajania informacji powodują konieczność lepszego i bardziej starannego dopasowania form przekazu wiedzy do wymagań stawianych reprezentantom poszczególnych dyscyplin naukowych. Dlatego pisanie dziś o fizyce bez wyraźnego uwzględnienia dla kogo się to robi jest anachronizmem. Podręcznik A. Januszajtisa, chociaż kierowany do szerokiego grona obecnych i przyszłych specjalistów technicznych (dla politechnik), spełnia wymagania, jakie należy postawić współczesnemu podręcznikowi fizyki. Jest to podręcznik nowoczesny, obszerny w treści i zwięzły w formie. Poszczególne zagadnienia zostały opracowane, przy wykorzystaniu współczesnego aparatu matematycznego w formie możliwie przystępnej, zgodnie z obowiązującym programem nauczania. Na podkreślenie zasługuje fakt, że nie ma zagadnień, które ze względu na swoją pozorną trudność byłyby odkładane na bliżej nieokreśloną przyszłość. Ponadto podręcznik zawiera wiele ciekawych zagadnień traktowanych przez innych autorów zdawkowo lub wręcz pomijanych (np. problemy pola grawitacyjnego, rozkładu ładunków, magnetyzmu). Przemyślana forma graficzna, liczne ilustracje, użycie dwóch kolorów druku oraz kilku rodzajów czcionki powodują łatwość w korzystaniu z podręcznika oraz dużą jego komunikatywność. Te walory wydatnie przyczyniają się do zwiększenia zakresu jego stosowalności, gdyż ze względu na nałożenie trzech warstw informacji może on być wykorzystany m. in. do samodzielnego studiowania lub jako podręcznik wiodący

dla wykładowcy (główny nurt informacji), jako lektura uzupełniająca (liczne przykłady i komentarze) oraz jako poradnik encyklopedyczny (kolor czerwony).

Omawiany podręcznik składa się z pięciu niezależnych działów, dotyczących kilku różnych pól fizycznych. Rozdział I zatytułowany „Pola fizyczne” jest poświęcony wprowadzeniu i omówieniu stosowanego aparatu matematycznego. Podane definicje, twierdzenia i formuły są jasne i zwięzłe, a dowody twierdzeń krótkie i uproszczone, bez zbędnych szczegółów nieistotnych dla zrozumienia ich sedna. Autor z dużą starannością odnosi wprowadzone pojęcia do wielkości i zjawisk fizycznych występujących w dalszych rozdziałach. Jedyne zastrzeżenia w tej części są związane z zestawieniem po obu stronach znaku równości różniczek i całek (str. 23 i 28, a także 203). Mimo że Autor dokładnie określa równość jakich różniczek i jak liczonych całek ma miejsce, to jednakże sama forma zapisu budzi pewien niepokój.

Rozdział II zatytułowany „Pole grawitacyjne” jest w zasadzie kontynuacją rozważań zawartych w rozdziale III tomu I. Jednakże tym razem przedmiotem rozważań jest wyłącznie pole grawitacyjne w powiązaniu ze wszystkimi charakterystycznymi je wielkościami i sposobami ich wyznaczenia. Chociaż tego typu rozważania są spotykane stosunkowo rzadko, to są one analogiczne z rozważaniami prowadzonymi dla pól kulombowskich. Niemniej usystematyzowanie tej części wiedzy jest na pewno pożądane. Bardzo ciekawie został opracowany rozdział III zatytułowany „Ogólna teoria względności”. Autor szczegółowo nakreślił główne idee teorii oraz wynikające z niej konsekwencje w odniesieniu do takich zagadnień, jak ruch ciał, bieg promienia świetlnego, opóźnienie zegarów. Rozdział zamyka modny ostatnio problem czarnych dziur. Te trudne pojęciowo zagadnienia zostały ujęte w formie możliwie przystępnej i opatrzone szerokim komentarzem oraz wzbogacone opisami ciekawych doświadczeń przeprowadzonych w świecie. Pewne zastrzeżenia wywołuje jedynie zbyt skomplikowany aparat matematyczny użyty w tej części podręcznika, wymagający znajomości podstaw geometrii różniczkowej. Może to spowodować, że niektóre zawarte w nim fragmenty wiedzy okażą się niedostępne dla sporej części czytelników (zwłaszcza na str. 90, 93).

W rozdziale IV zatytułowanym „Pole ładunków” została opracowana problematyka związana z polami wytwarzanymi przez statyczne ładunki elektryczne w różnych ośrodkach (prawo Coulomba, prawo Stokesa, prawo Gaussa). Autor dokonał analizy licznych wariantów rozkładu ładunków oraz pól wytwarzanych przez nie w przewodnikach i dielektrykach. Jako oddzielny został potraktowany temat kondensatorów. Rozdział jest bogato ilustrowany licznymi przykładami. W pełni została zachowana korespondencja z rozdziałem I.

Rozdział V — „Pole prądów” — jest poświęcony zjawiskom towarzyszącym ruchowi ładunków elektrycznych (prawo Kirchhoffa, prawo Ohma, siła Lorentza, zjawisko Halla, siła Ampère'a, prawo Biot-Savarta). Rozdział ten został opracowany systematycznie i szczegółowo oraz wzbogacony wieloma przykładami. Autor z właściwą sobie konsekwencją omawia kolejne prawa fizyki oraz dokonuje ich interpretacji. Uwieńczeniem przedstawionej tematyki są równania Maxwella. Na podkreślenie zasługuje fakt, że Autor nie unika tematów uznanych powszechnie za trudne, takich jak względność pola magnetycznego lub obwody magnetyczne. Nie stroni także od tzw. skomplikowanych rachunków związanych m. in. ze współrzędnymi krzywoliniowymi. Stają się one zwykłą konsekwencją systematycznie prowadzonych rozważań.

Nieco krytycznie należy odnieść się do generalnego mankamentu większości podręczników, którego i w tym przypadku nie dało się uniknąć. Chodzi mianowicie o wprowadzoną symbolikę, tzn. jakich oznaczeń należałoby używać w odniesieniu np. do pracy — W czy L natężenia pola elektrycznego — K czy E , przewodnictwa właściwego (konduktywności) γ czy σ itp., zwłaszcza, że γ w dalszej części tego samego rozdziału oznacza już współczynnik giromagnetyczny. Nie ma to oczywiście znaczenia przy systematycznym korzystaniu z podręcznika, gdyż każde z wprowadzonych oznaczeń zostało dokładnie zdefiniowane. Nie sposób jest też uniknąć powtarzania się oznaczeń, jednakże w przypadku pobieżnego lub sporadycznego korzystania z podręcznika ta sytuacja stwarza pewne utrudnienia.

Reasumując powyższą ocenę należy jeszcze raz podkreślić wszystkie niewątpliwe walory omawianego podręcznika, a więc przede wszystkim jego nowoczesną strukturę opracowania materiału, przejawiającą się m. in. w tym, że na główny nurt, będący czysto teoretycznym ujęciem poszczególnych zjawisk, zostały zwrócić nałożone liczne przykłady i komentarze oraz opisy ważniejszych doświadczeń, istotnie przybliżające fizyczny sens omawianych zjawisk. Taka forma opracowania powoduje, że zagadnienia zawarte

w poszczególnych rozdziałach stanowią konsekwentny ciąg kolejno wynikających zjawisk, co pozwoliło Autorowi na uzyskanie ciekawego i wartościowego efektu otwartości rozważanej problematyki. W pełni też została zachowana korespondencja między odpowiednimi zagadnieniami zawartymi w tomie I. Kolejnymi ważnymi walorami podręcznika są: jego forma graficzna, współczesny aparat matematyczny, właściwie dobrane proporcje tekstu i rachunków oraz ciekawe i liczne ilustracje. Wszystko to powoduje, że studiowanie podręcznika nie jest nużące.

Uwzględniając powyższe fakty oraz zwięzłe opracowanie materiału ujętego w bardzo szerokim zakresie, należy stwierdzić, że omawiany podręcznik ma duże walory dydaktyczne i jest godny szerokiego rozpropagowania.

Ryszard Gonczarek

Instytut Fizyki
Politechnika Wrocławska
Wrocław

Andrzej Czachor: *Drgania atomów w ciele stałym*, PWN, Warszawa 1982, stron 215, cena zł 120.—

Książka Andrzeja Czachora *Drgania atomów w ciele stałym* jest pierwszą pozycją w języku polskim poświęconą dynamice sieci krystalicznej. Dotychczas o problemie tym traktował najwyżej jeden rozdział w podręcznikach fizyki ciała stałego. W literaturze światowej istnieje na ten temat bardzo bogata literatura o różnym stopniu zaawansowania, jest ona zresztą szeroko cytowana w omawianej tu książce. Wydanie polskiej książki poświęconej dynamice sieci należy powitać z uznaniem. Na początku swej książki Autor klasyfikuje ją jako systematyczny wykład na poziomie IV roku studiów fizyki. W odczuciu recenzenta zaawansowane potraktowanie niektórych problemów, dużo oryginalnych rezultatów i bogata literatura sugerują, że książka jest raczej monografią. Jej lekki styl, zrozumiały język powodują, że książka może być również pomocna dla studentów.

Przyjrzyjmy się bliżej zawartości książki. Rozdział I omawia na poziomie elementarnym koncepcję fononu i wpływ drgań atomów na własności ciał stałych. Muszę przyznać, że rozdział ten nie tworzy spójnej całości z pozostałymi rozdziałami i można skorzystać z kokieteryjnej rady Autora aby tego rozdziału nie czytać. Rozdziały II i III omawiające strukturę ciał stałych i teorię sprężystości można traktować jako systematyczne wprowadzenie do teorii dynamiki kryształów. Zasadnicza teoria wyłożona jest w rozdziale IV. Zrobione jest to w sposób jasny a jednocześnie dogłębny. Rozdziały VIII, IX i X poświęcone są konkretnym przykładom obliczeń dynamiki sieci, omówiono modele fenomenologiczne a również podejścia mające ambicję teorii typu *ab initio*. Te ostatnie są w obecnej chwili dalekie od pełnej spójności, w ich zrozumieniu następuje jednak ciągły postęp. W zasadzie tylko dynamika sieci prostych metali została rozwiązana metodami *ab initio*. Obliczenia dla metali przejściowych oraz półprzewodników i izolatorów, mimo że mają wiele elementów teorii mikroskopowej, zawierają pewne elementy fenomenologiczne. Rozdział VIII zawiera dość obszerny przegląd różnych modeli fenomenologicznych. Inne rozdziały książki omawiają takie problemy jak oddziaływanie promieniowania z kryształem, efekty anharmoniczne oraz drgania w układach nieuporządkowanych. Książkę kończą bardzo cenne dla czytelnika uzupełnienia. Jak można zauważyć, treść jest obszerna, ma ambicję pełnego przedstawienia aktualnego stanu wiedzy dotyczącej obliczeń dynamiki sieci. Z tego zadania Autor w pełni się wywiązał. Z żalem muszę stwierdzić dość pobieżne potraktowanie pewnych problemów, które wiążą się bezpośrednio z fononami a zostały tylko zasygnalizowane w rozdziale I. Mam tu na myśli takie zjawiska jak nadprzewodnictwo, gdzie rola fononów jest zasadnicza, a także istnienie przejść fazowych związanych z miękkimi drganiami (*soft mode*). Jak już zaznaczyłem na wstępie, na specjalne podkreślenie zasługuje jasny i spójny sposób wyłożenia nie zawsze łatwego materiału. Jako jedyne uchybienie uznałbym wprowadzenie formalizmu diagramów Feynmana w rozdziale X bez wstępnych wyjaśnień. Autor ustrzegł się od zwrotów żargonowych, do wyjątku należy sformułowanie „np. hcp, diament” na str. 59. Listę drobnych, głównie drukarskich, błędów podaję poniżej:

str. 33, wzór (3.18): powinno być c_{44} zamiast c_{12} ;

str. 79, wzór (7.26) powinno być $l \neq 0$ zamiast $i \neq 0$;

str. 114, wzór (9.68): brak nawiasu];

str. 135 podpis pod rysunkiem 10.5 jest niejasny, oznaczenia nie mają jasnego związku z rys. 7.2;

strona 158^b: niefortunnie przeniesiony wzór, jeden nawias $>$ jest niepotrzebny;

str. 169 powinno być $\ll \dots \gg_0$;

spis literatury nie zgadza się z tekstem dla litery S , przypuszczalnie brakuje jednej pozycji.

Strona graficzna książki jest zupełnie przyzwoita jak na obecne możliwości. Nakład 900+100 egzemplarzy praktykowany obecnie w PWN jest kuriozalny! Reasumując należy uznać, że książka jest cenną pozycją, która zapełnia lukę na naszym rynku, jest przydatna dla studentów o specjalizacji teoretycznej fizyki ciała stałego i dla pracowników naukowych zajmujących się fononami od strony teoretycznej, a także doświadczalnej.

Tadeusz Wasiutyński

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

KRONIKA

PTF

Nagrody 1983

W roku 1983 Komisja Nagród i Odznaczeń PTF oraz Komisja Nagród Dydaktycznych PTF przyznały następujące nagrody:

nagrodę naukową PTF I stopnia drowi Krzysztofowi Polańskiemu z Łodzi za pracę doktorską pt. „Badania promieniowania przejścia na kryształach”;

nagrodę magisterską mgrowi Mieczysławowi Paradowskiemu z Lublina za pracę pt. „Temperaturowa zależność szerokości linii EPR jonów Gd^{3+} w monokryształach $La_xCe_{1-x}F_3$ ”;

nagrody dydaktyczne — mgrowi Jerzemu Ratajczykowi z VI LO im. T. Reytana za całokształt pracy pedagogicznej, mgr Elżbiecie Nowińskiej ze Szkoły Podstawowej Nr 253 w Warszawie za wyróżniającą się pracę dydaktyczną i zorganizowanie pracowni fizyki na wysokim poziomie, mgr Zofii Szaleckiej z XXIV LO w Łodzi za wyróżniającą się pracę pedagogiczną.

Nowi członkowie PAN

Dnia 27 maja 1983 odbyły się w Polskiej Akademii Nauk wybory na członków rzeczywistych spośród dotychczasowych członków korespondentów oraz wybory nowych członków korespondentów. W listopadzie 1983 Rada Państwa zatwierdziła wybór następujących fizyków: na członków rzeczywistych — Wiesław Czyż i Jerzy Janik, na członków korespondentów — Stanisław Kielich i Kacper Zalewski.

Wiesław Czyż urodził się 2 maja 1927 w Lublinie. Studia matematyki ukończył w 1948 r. w UMCS. Stopień kandydata nauk fizycznych uzyskał w UJ w 1956, habilitował się, również w UJ, w 1961 r. Tytuł profesora nadzwyczajnego otrzymał w 1967 r., profesora zwyczajnego w 1972 r.

Członkiem korespondentem PAN został wybrany w 1973 r. Jego specjalnością jest fizyka jądrowa i fizyka cząstek elementarnych. W ostatnim dziesięcioleciu zajmował się głównie zderzeniami cząstek elementarnych oraz jąder w obszarze wysokich energii, a także właściwościami materii o bardzo dużej gęstości, występującymi, np. we wnętrzu niektórych typów gwiazd. Wyniki jego badań dotyczących zderzeń hadron-jądro doprowadziły do uzyskania istotnych informacji o oddziaływaniach elementarnych w zakresie wysokich energii. Czyż jest kierownikiem Zakładu Fizyki Teoretycznej IFJ w Krakowie, prowadzi także działalność dydaktyczną w UJ, od 1972 r. jest redaktorem naczelnym *Acta Physica Polonica*.

Jerzy Janik urodził się 30 kwietnia 1927 we Lwowie. Studiował fizykę na UJ, gdzie też uzyskał stopień doktora fizyki w 1950 r., a stopień docenta w 1954 r. Tytuł profesora nadzwyczajnego otrzymał w 1960 r., profesora zwyczajnego w 1972 r. Członkiem korespondentem PAN został wybrany w 1973 r. Prowadził pionierskie badania struktury i dynamiki materii skondensowanej metodą rozpraszania powolnych neutronów. W Krakowie stworzył silny ośrodek badań kryształów molekularnych i ciekłych kryształów. Dokonał istotnego wkładu w wyjaśnienie dynamiki molekularnej krystalicznych związków kompleksowych i jej powiązań z problemem przejść fazowych w tych kompleksach, a także w zbadanie ruchów molekularnych w ciekłych kryształach. Janik jest kierownikiem Zakładu Badań Strukturalnych IFJ w Krakowie, prowadzi także wykłady w UJ. Rozwinął szeroką i owocną współpracę międzynarodową w swojej dziedzinie. Jest członkiem zagranicznym Norweskiej Akademii Nauk.

Stanisław Kielich urodził się 10 listopada 1925 w Czempiniu. Studia fizyki ukończył w Uniwersytecie Poznańskim, gdzie uzyskał stopień doktora w 1961 r., a doktora habilitowanego w 1964 r. Tytuł profesora nadzwyczajnego otrzymał w 1971 r., profesora zwyczajnego w 1976 r. Jego specjalnością jest optyka nieliniowa, a do jego osiągnięć należy zaliczyć opracowanie statystyczno-

molekularnej teorii rozpraszania światła w cieczach wieloskładnikowych, pionierskie prace nad wielofotonowym rozpraszaniem światła laserowego, odkrycie zjawiska kooperatywnego rozpraszania trójfazowego, teorię optycznego indukowania anizotropii w ciałach izotropowych, teorię hiperamanowskiego rozpraszania światła w gazach i cieczach, badania właściwości stochastyczno-kwantowych promieniowania. Kielich jest kierownikiem Zakładu Optyki Nieliniowej Instytutu Fizyki UAM. Jest autorem 3 podręczników i monografii.

Kacper Zalewski urodził się 6 stycznia 1935 w Warszawie. Fizykę studiował na UJ, stopień doktora uzyskał w 1960 r., a doktora habilitowanego w 1964 r. Tytuł profesora nadzwyczajnego otrzymał w 1972 r., profesora zwyczajnego w 1977 r. Działalność naukową rozpoczął od prac w zakresie chemii kwantowej związków organicznych. Od 1963 r. zajmuje się fizyką wysokich energii, w szczególności oddziaływaniami hadronów. Uzyskał istotne wyniki w zakresie fenomenologii reakcji dwuciałowych w modelu kwarków, w badaniach nad korelacjami w wielorodnej produkcji cząstek, analizie zderzeń hadronów z deuterem, w badaniu nieperturbacyjnych efektów w teoriach pola opartych na symetrii cechowania. Prowadzi również działalność dydaktyczną i jest autorem podręczników *Wykłady z termodynamiki i fizyki statystycznej* oraz *Wykłady z mechaniki i termodynamiki statystycznej*.

B. W

Nominacje na profesorów

Rada Państwa nadała tytuł naukowy profesora zwyczajnego nauk fizycznych Jerzemu Lukierskiemu (Uniwersytet Wrocławski) i Witoldowi Żdanowiczowi (Zakład Fizyki Ciała Stałego PAN w Zabrze).

Wręczenie nominacji odbyło się 26 października 1983.

Raport o stanie nauki polskiej

W dwumiesięczniku *Nauka Polska* ukazały się ostatnio dwa bardzo ogólne artykuły poświęcone sprawom nauki, jej roli i organizacji.

Jeden, to wymieniony w tytule „Raport o stanie nauki polskiej” (*Nauka Polska*, nr 3,

3 (1982)). Przygotowany on został przez zespół dziesięciu osób, w ramach prac Komitetu Naukoznawstwa PAN, któremu przewodniczy prof. Ignacy Malecki. Raport ukończony został w marcu 1982 r. i opiera się w dużej mierze na wcześniejszych materiałach Komitetu Naukoznawstwa, stanowiąc ich aktualizację. W opinii Redakcji *Nauki Polskiej* powinien być w ogóle dokumentem żywym, ciągle aktualizowanym i rozwijanym, opierając się na opiniach komitetów naukowych PAN, pracowników nauki i działaczy.

Zadania, jakie Raport ma spełniać to: „1) Zobrazować aktualną sytuację nauki w kraju; ocenić obiektywnie warunki i faktyczne możliwości nauki, a także określić jej rolę obecną oraz przyszłą; 2) Wyrazić postulaty środowiska naukowego odnośnie do rozwoju i ukierunkowania badań naukowych w latach osiemdziesiątych; 3) Zaproponować władzom przesłanki polityki naukowej, które zapewniłyby najbardziej efektywną działalność nauki w tym okresie, zwłaszcza przy wychodzeniu kraju z kryzysu”.

Raport jest dokumentem obszernym i dosyć szczegółowym (60 stron tekstu). Wydaje się, że wiele opracowań, dyskusji i narad nad sprawami nauki, w szczególności fizyki, mogłoby się uprościć i zaczynać od innego zupełnie poziomu przy znajomości przez ich uczestników tego dokumentu i przy odwoływaniu się do niego.

Sprawami bardzo zbliżonymi do zagadnień omówionych w Raporcie, ale widzianymi przez Francuzów, zajmuje się drugi artykuł: „Francuska Akademia Nauk o badaniach naukowych” (*Nauka Polska*, nr 5—6, 141 (1982)). Jest to tłumaczenie obszernego posłania Francuskiej Akademii Nauk z grudnia 1981 r., wystosowanego z okazji konferencji na temat badań naukowych.

A. S.

National Medal of Science

National Medal of Science, najwyższe amerykańskie odznaczenie naukowe ustanowione w 1959 r. przez Kongres USA i przyznawane osobom zasługującym na szczególne uznanie ze względu na ich wybitny wkład do nauk biologicznych, matematycznych, inżynierskich i fizycznych, otrzymało w 1983 r. czterech fizyków: Philip Anderson, Yoichiro Nambu, Edward Teller i Charles H. Townes.

Anderson (Princeton Univ. i Bell Labs), laureat Nagrody Nobla 1975, został wyróżniony

za „fundamentalny i wyczerpujący wkład do teorii materii skondensowanej, a w szczególności za prace nad lokalizacją elektronów w silnie nieuporządkowanych ciałach stałych i nad naturą zlokalizowanych stanów magnetycznych w metalach”;

Nambu (Univ. of Chicago) — za „pionierski wkład do zrozumienia istoty cząstek elementarnych i ich oddziaływań”;

Teller (Stanford Univ.) — za „wybitny wkład do fizyki molekularnej, wyjaśnienie pochodzenia energii gwiazd, teorii i zastosowań syntezy jądrowej i za jego stałą wiodącą działalność w nauce i technice”;

Townes (Univ. of California, Berkeley), laureat Nagrody Nobla 1964, — za podstawowe badania oddziaływania materii z promieniowaniem elektromagnetycznym i zastosowanie ich wyników w służbie ludzkości, a w szczególności za badania prowadzące do wynalezienia masera i lasera”.

Bell Lab. Rec., July/Aug 1983

Phys. Today 36, No 9 (1983)

B. W.

Nagroda Landaua

Prezydium Akademii Nauk ZSRR przyznało Nagrodę Lwa D. Landaua za r. 1983 Aleksandrowi Z. Pataczyńskiemu (Instytut Fizyki Jądrowej Oddziału Syberyjskiego AN ZSRR) i Waleremu L. Pokrowskiemu (Instytut Fizyki Teoretycznej im. L. D. Landaua AN ZSSR) za monografię *Fluktuacyjna teoria fazowych przejść*. Monografia ta stanowi podsumowanie wieloletnich badań obu autorów. Stworzona przez nich fenomenologiczna teoria przejść fazowych została potwierdzona wynikami wielu eksperymentów. Metody teoretyczne opracowane przez nich znalazły też zastosowanie w innych działach fizyki fazy skondensowanej.

Vestnik AN SSSR, No 8 (1983)

B. W.

Rola historii fizyki w nauczaniu fizyki

W dniach od 5 do 9 września 1983 odbyła się w Pawii we Włoszech międzynarodowa konferencja pod nazwą „Using history of physics in innovatory physics education”. Konferencja została zorganizowana pod patronatem Komisji Kształcenia w Fizyce Międzynarodowej Unii

Fizyki Czystej i Stosowanej i Komisji Nauczania Historii Nauki Międzynarodowej Unii Historii i Filozofii Nauki. Zgromadziła 108 uczestników z 24 krajów.

W godzinach rannych odbyły się 3 sesje plenarne poświęcone następującym zagadnieniom: 1) Czy innowacja nauczania fizyki przez historię fizyki jest konieczna i pożyteczna?, 2) Wypracowanie roboczej filozofii fizyki dla nauczania fizyki, 3) Przedstawienie dotychczasowych doświadczeń i osiągnięć historii i filozofii fizyki w nauczaniu fizyki.

W godzinach popołudniowych pracowało 5 grup roboczych, w których przedyskutowano następujące zagadnienia: 1) Rola historii fizyki w kształceniu nauczycieli fizyki, 2) Rola dydaktyczna „Laboratorium historycznego”, 3) Rola dydaktyczna eksperymentów historycznych, 4) Rola dydaktyczna muzeów i wystaw nauki i techniki, 5) Rola środków masowego przekazu w nauczaniu fizyki i jej historii.

Ostatni dzień obrad poświęcony został podsumowaniu prac posiedzeń plenarnych i grup roboczych.

Jedyny uczestnik z Polski — dr Ludwik Kostro (Zakład Dydaktyki Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego) wygłosił referat dotyczący roli historii fizyki w tworzeniu sprzyjających warunków dla rozwoju myślenia twórczego u studentów fizyki. Temat opracowany został wspólnie z doc. Kazimierzem Badziągiem i dr Zbigniewem Engelsem.

Stanisław Zachara

C. F. von Weizsäcker o moralnej odpowiedzialności uczonych

Niedawno wyszła w Monachium książka wybitnego fizyka Carla Friedricha von Weizsäckera *Wahrnehmung der Neuzeit*. Dłuższy wyjątek z tej książki ukazał się w zeszycie październikowym (1983) czasopisma *Physikalische Blätter*. Podajemy kilka przewodnich myśli autora.

Bomba jądrowa objawiła się ludzkości w 1945 r. Zawdzięczamy jej w dużej mierze utrzymujące się od 35 lat zawieszenie broni między światowymi mocarstwami, ale bezradność wobec problemu, jak to zawieszenie broni przedłużyć lub przemienić w bezpieczny pokój jest dziś równie wielka jak na początku.

Głównym tematem rozważań von Weizsäckera jest kwestia odpowiedzialności uczonych za skutki

ich badań. Żyjemy w świecie techniki opartej na nauce. Na badania naukowe przeznaczają się miliardowe fundusze, co jest nie tylko finansowaniem rozwoju kultury, ale jest motywowane wagą postępu nauki dla całego życia współczesnego społeczeństwa. Troska o niezamierzone, szkodliwe skutki uboczne odkryć naukowych nie jest czymś nowym. Już w XIX wieku zwracano uwagę na pewne niepożądane efekty ekonomiczno-socjalne oraz na niebezpieczeństwo niszczenia środowiska naturalnego, chociaż to niebezpieczeństwo dopiero obecnie uświadamiamy sobie tak wyraźnie.

Bomba jądrowa jest tylko sygnałem alarmowym, który wskazuje, jak głębokim przemianom ulega świat w wyniku badań naukowych i zobowiązuje uczonych do wnikliwego i radykalnego przemyślenia zagadnienia ich własnej odpowiedzialności.

Na wniosek C. F. von Weizsäckera Towarzystwo Maxa Plancka powołało specjalny Instytut, którego zadaniem jest przewidywanie skutków wojny jądrowej i rozważania sposobów jej uniknięcia. W Instytucie bada się przyczyny konfliktów międzynarodowych, przede wszystkim ekonomiczne i społeczne. Siedzibą Instytutu jest Starnberg w Bawarii.

phys. Bl. 39, No 10 (1983)

B. W.

Dlaczego fizycy nie chcą być nauczycielami?

Wrześniowy zeszyt *Physics Today* poświęcony jest kryzysowi nauczania fizyki w amerykańskich szkołach średnich. Jest tam m. in. artykuł „Dlaczego fizycy porzucają nauczanie” napisany przez B. F. Portera, kierownika oddziału statystyki zatrudnienia Amerykańskiego Instytutu Fizyki i przez W. H. Kelly'ego, profesora fizyki w Uniwersytecie Stanu Iowa. Informacje wykorzystane w artykule pochodzą z Amerykańskiego Instytutu Fizyki, Narodowego Stowarzyszenia Nauczycieli Nauk Ścisłych i Narodowej Fundacji Naukowej.

Wiele z poruszonych w artykule spraw odnosi się nie tylko do specyfiki amerykańskiej, wydaje się więc interesujące wspomnieć o niektórych z nich.

Autorzy starają się odpowiedzieć na trzy pytania: 1) dlaczego coraz mniej absolwentów fizyki i studiów pedagogicznych o kierunku fizyki zostaje nauczycielami, 2) w jakich warunkach pracują nauczyciele fizyki, 3) dlaczego nauczyciele fizyki uciekają ze szkół.

Liczba absolwentów fizyki obierających zawód nauczycielski spadła w okresie od 1976 do 1982 r. nieomal trzykrotnie. Przyczynami są: powiększająca się liczba miejsc pracy w przemyśle, w szczególności w technice komputerowej i znacznie wyższe wynagrodzenia (i szybszy ich wzrost) w przemyśle i instytucjach państwowych, a także niedostateczna informacja o wolnych miejscach pracy w szkolnictwie i niechęć szukania tej pracy w miejscach bardzo odległych od dotychczasowego zamieszkania (w przeciwieństwie do łatwej decyzji przeniesienia się na drugi koniec Stanów Zjednoczonych w przypadku otrzymania pracy w instytucie naukowym czy przemysłowym).

Wobec zmniejszającego się dopływu absolwentów, średnia wieku nauczycieli znacznie wzrosła. Wielu ukończyło studia fizyki przed dziesięciu czy więcej laty, a fizyka nie stoi w miejscu. O ile nauczyciele mają wiele okazji kształcenia się w metodach komputerowych (i chętnie z tego korzystają), to kursów dokształcających z fizyki jest wciąż za mało.

Jako przyczyny porzucania zawodu nauczyciela przez fizyków autorzy widzą: słabo wyposażone laboratoria szkolne i niedostateczne fundusze na ich unowocześnianie, izolację zawodową (ze względu na niski budżet szkolny nauczyciele rzadko kiedy mogą brać udział w konferencjach fizyków lub odwiedzać ośrodki badawcze), duże obciążenie czynnościami administracyjnymi, brak przekonania niektórych władz szkolnych o konieczności podnoszenia kwalifikacji zawodowych nauczycieli, a wreszcie brak szacunku w społeczeństwie, które nisko ceni zawód nauczyciela.

Phys. Today 36, No 9 (1983)

B. W.

Wielkie tokamaki

Na najbliższe lata projektuje się doświadczenia w dziedzinie fizyki plazmy z nową generacją urządzeń typu tokamak. Można oczekiwać, że doświadczenia te doprowadzą do uzyskania wreszcie dodatniego efektu energetycznego, tzn. do sytuacji gdy energia otrzymywana z reakcji syntezy termojądrowej będzie wyższa od energii potrzebnej do ogrzania plazmy.

W laboratorium Brytyjskiej Agencji Energii Atomowej w Culham rozpoczęły się wstępne próby z tokamakiem JET (Joint European Torus) zbudowanym kosztem 175 milionów funtów współ-

nie przez państwa europejskie zjednoczone w organizacji Euratom. Pierwsze doświadczenia utrzymywane były na niskim poziomie energii — 60 kA 0,1 s w plazmie wodorowej. Na lata 1989—90 przewiduje się właściwe próby z plazmą deuterowo-trytową. Prąd plazmy ma osiągnąć 5 MA przy 25 MW dodatkowego ogrzewania.

W maju 1983 nastąpiła uroczystość symbolicznego przecięcia wstęgi przy tokamaku TFTR (Tokamak Fusion Test Reactor) w laboratorium fizyki plazmy w Princeton, zbudowanym kosztem 314 milionów dolarów. Próby osiągnięcia dodatniego bilansu energii z reakcji termojądrowej w plazmie deuterowo-trytowej mają się rozpocząć w 1986 r. a więc parę lat wcześniej niż w Culham.

W budowie są dwa dalsze wielkie tokamaki: T—15 w ZSRR i JT—60 w Japonii.

Phys. Today 36, No 7 i 8 (1983)

B. W.

SSC czyli 40 TeV w środku masy!

W czerwcu i lipcu 1983 odbył się szereg zebrań amerykańskiego zespołu doradczego fizyki wysokich energii HEPAP (High Energy Physics Advisory Panel) Ministerstwa Energetyki. Spośród powziętych uchwał najważniejszą jest zalecenie rozpoczęcia możliwie jak najwcześniej prac nad budową gigantycznego urządzenia, w którym mają się zderzać dwie przeciwbieżne wiązki protonów o energii 10-20 TeV. W układzie przyspieszającym mają być zastosowane elektromagnesy z uzwojeniami nadprzewodzącymi. Proponowane urządzenie oznaczone zostało symbolem SSC (Superconducting Super Collider).

Ważnym zagadnieniem jest wybór materiału nadprzewodzącego, od którego zależy możliwe do uzyskania natężenie pola magnetycznego. Przy zastosowaniu superferrytów natężenie pola mogłoby osiągnąć ok. 3 T (tesli), natomiast dalsze doskonalenie technologii nadprzewodników niobytan pozwoliłoby zapewne dojść do natężenia 4-6 T, a dla nadprzewodników niob-cyna nawet do 8-10 T. Przy założeniu, że końcowa energia protonów w każdej z dwóch wiązek ma wynosić 20 TeV, średnica pierścienia * akceleracyjnego musiałaby wynosić, 52,3 km z polem magnetycznym o natężeniu 3 T, 31,4 km z polem magnetycznym 5 T, a 19,6 km z polem magnetycznym 8 T.

Na ogół przeważa opinia, że korzystniej jest budować urządzenie, w którym będą zachodzić zderzenia proton-proton, a nie proton-antypoton,

gdyż chodzi o uzyskanie wysokiej świetlności. Pożądane byłoby osiągnięcie gęstości strumienia cząstek w każdej wiązce $2 \times 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (co odpowiada gęstości prądu w impulsie rzędu 10^{18} A !). Czas budowy ocenia się na 9 do 12 lat, w czym 2-3 lata zajęłyby studia wstępne poprzedzające ostateczną decyzję, dalsze 5-7 lat właściwa budowa i 2 lata końcowe strojenie.

Koszt budowy samego SSC, bez urządzeń detekcyjnych, oblicza się na ok. 2 miliardy dolarów (wg cen z 1983 r.). Przyjmuje się, że teren pod budowę będzie ofiarowany bezpłatnie przez instytucję, w której SSC będzie zlokalizowany.

Można oczekiwać, że przy energii 20-40 TeV w układzie środka masy wystąpią bardzo interesujące zjawiska mogące służyć jako sprawdzian słuszności obecnych teorii, względnie jako wskazówki jak należy je modyfikować. W szczególności przewiduje się kreację cząstek o masach rzędu kilku TeV/c².

Jednym z motywów budowy SSC jest chęć oddania do dyspozycji fizyków amerykańskich narzędzia równorzędne z radzieckim akceleratorem zderzających się wiązek hadronowych UNK i europejskim wiązek elektronów i pozytonów LEP (por. artykuł W. Dulińskiego i J. Turnaua, *Postępy Fizyki* 34, 297 (1983)), których budowa jest w toku.

Uchwała w sprawie SSC zapadła jednomyślnie, natomiast niewielką większością, po długich dyskusjach, z żalem postanowiono zaniechanie budowy urządzenia ISABELLE w Brookhaven.

Phys. Today 36, No 9 (1983)

B. W.

Schrödinger za 1000 szylingów

W Austrii wypuszczono do obiegu banknot wartości 1000 szylingów z wizerunkiem Erwina Schrödingera. Banknoty lub monety z portretem fizyka są na ogół rzadkością. Jedyne znane nam przykłady to Newton na angielskim banknocie 2-funtowym i Max Planck na 1-markowej monecie w RFN.

B. W.

Światłowody i ich zastosowania

Ukazały się materiały III Krajowego Sympozjum „Światłowody i ich zastosowania”, wydane przez PWN pod redakcją prof. Adama Smolińskiego i dra Ryszarda Romaniuka.

Symposium to, początkowo projektowane na luty 1982, odbyło się w dniach 15-17 lutego 1983 w Jabłonie. Zorganizował je Komitet Elektroniki i Telekomunikacji PAN.

Materiały podzielono na 5 tomów. Ukazały się dotychczas: tom 1 zawierający komunikaty dostarczone Komitetowi Naukowemu Symposium przed 5 listopada 1981, tom 2 — prace złożone przed 30 października 1982, tom 3 — materiały sesji plenarnej otwarcia Symposium, komunikaty złożone po październiku 1982 oraz skróty referatów wprowadzających, wygłoszonych przez przewodniczących sesji plakatowych, tom 5 — streszczenie angielskie wszystkich prac przedstawionych na Symposium. W tomie 4 mają być opublikowane teksty referatów wygłoszonych po angielsku przez zaproszonych gości zagranicznych

B. W.

**G. Breit
(1899—1981)**

Dnia 13 września 1981 zmarł Gregory Breit, wybitny fizyk amerykański.

Breit urodził się 14 lipca 1899 w Nikołajewie w Rosji. Studia inżynierii elektrycznej ukończył w Uniwersytecie Johnsa Hopkinsa. Był profesorem fizyki wielu uniwersytetów amerykańskich, ostatnio Uniwersytetu Stanu Nowy York w Buffalo. Jego wkład do fizyki jest poważny i dotyczy róż-

nych dziedzin: teorii oddziaływań wiązek molekularnych (równanie Breita-Rabiego), teorii reakcji jądrowych (wzór Breita-Wignera), reakcji jądrowych ciężkich jonów, fizyki akceleratorowej, podstaw fizyki laserów (przewidział możliwość pompowania optycznego).

Phys. Today, 36, No 10 (1983)

B. W.

**Alina Lakner-Małowicz
(1937—1983)**

Dnia 10 marca 1983 r. zmarła w Szczecinie mgr Alina Lakner-Małowicz, wykładowca w Instytucie Fizyki Politechniki Szczecińskiej.

Alina Lakner-Małowicz urodziła się 13 września 1937 r. w Wilnie. Studia na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu ukończyła w 1957 r. i od tego czasu pracowała w Katedrze, a potem Instytucie Fizyki Politechniki Szczecińskiej. Była obowiązkowym dydaktykiem i prawdziwym przyjacielem i opiekunem młodzieży. Do Polskiego Towarzystwa Fizycznego należała od początku istnienia Oddziału Szczecińskiego, a przez ostatnich kilka kadencji pełniła funkcje Sekretarza Oddziału i szczecińskiego korespondenta *Postępów Fizyki*. Pozostała w naszej pamięci jako wzorowy pracownik i serdeczna koleżanka.

Jerzy Majszczyk

KALENDARZ IMPREZ

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

KONFERENCJE 1984

25—27 czerwca 1984, Toruń

Symposium Techniki Laserowej. UMK, Pol. Warszawska, WAT, Przem. Centrum Optyki. Prof. A. Bączyński, IF UMK, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń, tel. 21-065.

25—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.

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

17—20 września 1984, Gdańsk

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

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

20—22 września 1984, Gdańsk

IV Konferencja Fizyka dla Przemysłu. IF Pol. Gdańskiej, IF UM. Dr M. Pstrokoński, IF PG, ul. Majakowskiego 11/12, 80-952 Gdańsk
Z: 15. 5. 84, A: 15. 5. 84, P, O: 1000 zł, członkowie PTF 800 zł.

25—28 września 1984, Lubiatów

VI Polsko-Czechosłowacka Konferencja Optyczna. IF Pol. Wrocławskiej, p. W. Baczyńska i dr J. Nowak, IF UW, ul. Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław, tel. 22-96-96 i 20-34-69.

Z: 1.4.84, O: 4500.— zł

SZKOŁY 1984

17—24 czerwca 1984, Bachotek

XII Letnia Szkoła Optyki Kwantowej. IF UMK. Prof. S. Łęgowski, IF UMK, ul. Grudziądzka 5, 87-100 Toruń

Z: 1.4.84, ang., O: 650.— zł/doba.

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 Goettig, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

P, U: 150, ang.

FIZYKA DLA PRZEMYSŁU

W dniach 20—22 września 1984 r. bezpośrednio po XXVIII Zjeździe Fizyków Polskich odbędzie się w Gdańsku IV Konferencja „Fizyka dla Przemysłu” organizowana pod protektoratem Polskiego Towarzystwa Fizycznego i Komitetu Fizyki PAN przez Instytut Fizyki Politechniki Gdańskiej i Instytut Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego.

Głównym celem konferencji będzie, tak jak w latach ubiegłych, wymiana doświadczeń i zaznajomienie przedstawicieli przemysłu z możliwością praktycznego zastosowania metod fizycznych.

Przewiduje się wygłoszenie kilku referatów dotyczących najnowszych metod badawczych oraz sesje plakatowe, w czasie których przedstawiony zostanie wkład fizyków w życie gospodarcze kraju. Polskie Towarzystwo Fizyczne ufundowało nagrody za najlepsze prace przedstawione na Konferencji.

Przewodniczącym Komitetu Organizacyjnego Konferencji jest prof. Olgierd Gzowski z Instytutu Fizyki Politechniki Gdańskiej.

Andrzej Oleś

INFORMACJE DLA AUTORÓW

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

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

2. Maszynopis pracy (oryginał i jedną pełną — z rysunkami, tablicami itd. — kopię) należy nadsyłać pod adresem: Redakcja Postępów Fizyki, ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa. W liście towarzyszącym prosimy podać dokładny adres do dalszej korespondencji (do przesyłania korekty i honorarium autorskiego). O przyjęciu pracy do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

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

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

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

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

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

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

9. Spis literatury winien być sporządzony według wzoru:

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

[2] A. Bohr, B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, t. 1, Benjamin, New York 1969, str. 100.

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

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

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

11. Autor otrzymuje bezpłatnie 25 egz. odbitek pracy. Dodatkowe odbitki można zamówić odpłatnie przy przesyłaniu korekty autorskiej. Cena za 1 egz. odbitki o objętości 1—16 s. wynosi zł 24.—

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

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma:

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

Prenumeratę krajową przyjmuje się:

do dnia 10 listopada na I półrocze roku następnego 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 (która jest o 50% droższa od prenumeraty krajowej dla zleceniodawców indywidualnych i o 100% dla instytucji i zakładów pracy) pocztą zwykłą przyjmuje RSW „Prasa—Książka—Ruch”, Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw, ul. Towarowa 28, 00-958 Warszawa, konto 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. Głowacki — Polowa jonizacja gazu przy powierzchni metalu	127
Obecny stan badań w dziedzinie fizyki plazmy (tłum. <i>P. Goldstein</i>)	143
WSPOMNIENIA — ROCZNICE	
L. Sosnowski — W stulecie urodzin Stefana Pienkowskiego	161
ROZMOWY	
Od pierwszych kroków w fizyce do odkrycia zjawiska odwrotnego nasycenia dielektrycznego — rozmowa z prof. A. H. Piekarą	167
NOWOŚCI NAUKOWE	
J. Skonieczny — Ramanowskie rozpraszanie światła przez drobinę zaadsorbowane na powierzchni metalu	181
J. Szudy — Laserowe wzbudzenie dwufotonowe atomu pozytonium	205
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	213
RECENZJE	219
KRONIKA	225

CONTENTS

M. Głowacki — Field Ionization of Gas at a Metal Surface	127
Plasma Physics: State of the Art	143
RECOLLECTIONS — ANNIVERSARIES	
L. Sosnowski — Stefan Pienkowski Centenary	161
DEBATES	
From the First Steps in Physics to the Discovery of the Inverse Dielectric Saturation — an Interview with Professor A. H. Piekara	167
SCIENTIFIC NEWS	
J. Skonieczny — Raman Effect for Molecules Adsorbed on Metal Surface	181
J. Szudy — Two-Photon Laser Excitation of Positronium	205
MEETINGS AND CONFERENCES	213
REVIEWS	219
CHRONICLE	225