

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

KATEDRA FIZYKI DOŚWIADCZALNEJ  
Lublin, al. Nowotki Nr. 4

**TOM XX**

**ZESZYT 5**

---

**1969**

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ  
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI  
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Doc. dr HALINA CHĘCIŃSKA

Skarbnik

Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER  
Dr MIROSŁAWA JASTRZĘBSKA  
Prof. dr KAROLINA LEIBLER  
Dr JAN PETYKIEWICZ  
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)

Dr CZESŁAW BOJARSKI (*Gdańsk*)

Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (*Głównice*)

Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ (*Kraków*)

Prof. dr WŁODZIMIERZ ŻUK (*Lublin*)

Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI (*Łódź*)

Dr ADAM MYŚLICKI (*Opole*)

Doc. dr ANTONI SLIWINSKI (*Poznań*)

Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)

Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)

Dr STEFAN CZARNECKI (*Warszawa*)

Doc. dr MIRON GAJ (*Wrocław*)

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 XX, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1969

## RADA REDAKCYJNA

*Przewodniczący* — Szczepan Szczeniowski, czł. koresp. PAN (Warszawa),  
*Członkowie* — Władysław Kapuściński (Warszawa), Ludwik Natanson (Warszawa), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN (Warszawa), Leonard Sosnowski czł. koresp. PAN (Warszawa), Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)  
*Członkowie Redakcji* — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków), Jerzy Pietruszka (Kraków)

*Adres Redakcji:* Kraków, Reymonta 4  
tel. 363-80, wewn. 442

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

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

Nakład 2199 + 106 egz. Ark. wyd. 8,0. Ark. druk. 7<sup>1</sup>/<sub>2</sub> + 1 wkl.  
Papier druk. sat. kl. III. 70 × 100, 90 g.  
Oddano do składania w czerwcu 1969  
Podpisano do druku w październiku 1969  
Druk ukończono w październiku 1969  
Zam. 557/69. A-69. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4





*Profesor Wojciech Rubinowicz*

*Józef Werle*

Institut Fizyki Teoretycznej UW  
Warszawa

## Przemówienie otwierające uroczystości z okazji 80 rocznicy urodzin Profesora Wojciecha Rubinowicza

Opening Speech on the Occasion of the 80<sup>th</sup> Birthday Celebration of Professor W. Rubinowicz

Wielkie rocznice i jubileusze dają z jednej strony okazję do podsumowania dotychczasowych osiągnięć Jubilata i do wspomnień dotyczących Jego osoby; z drugiej strony skłaniają do nieco szerszych refleksji, porównań, bilansów. Poprosiliśmy tu przedstawicieli trzech kolejnych pokoleń uczniów profesora Rubinowicza o krótki przegląd jego działalności naukowej i dydaktycznej, oparty częściowo na ich wspomnieniach własnych. Zanim oddam im głos, chciałbym podzielić się dwiema refleksjami, z których pierwsza będzie historyczna, a druga ekonomiczna.

Otóż chciałbym przypomnieć, że fizyka nowożytna zaczęła się już ponad 350 lat temu od przełomowych prac Galileusza. Wprawdzie w owych czasach podział na eksperymentatorów i teoretyków nie był tak wyraźny jak dzisiaj, ale jest rzeczą niewątpliwą, że pierwszą wielką teorię fizyczną opartą na szerokim stosowaniu ścisłych metod matematycznych była mechanika Newtona powstała prawie 300 lat temu. Niestety, przez pierwsze 250 lat Polacy nie brali poważniejszego udziału w rozwoju fizyki. Może to brzmieć dosyć paradoksalnie, że niemal cała licząca się historia polskiej fizyki nie wykracza poza 80 lat życia profesora Rubinowicza. Mieliśmy w tym okresie kilku fizyków teoretyków o światowej sławie, m. in. Mariana Smoluchowskiego, Wojciecha Rubinowicza i Leopolda Infelda.

W 1917 r., roku przedwczesnej śmierci Smoluchowskiego, opublikował Rubinowicz swe pierwsze prace naukowe. 50 lat temu pracujących aktywnie naukowo fizyków polskich liczyło się na palcach. Dziś jest ich już wiele setek i razem wzięci liczą się oni coraz bardziej w nauce światowej. To dobrze, ale

mamy jeszcze bardzo wiele do odrobienia. Trzeba jednak pamiętać, że jesteśmy młodym narodem, który wszedł w orbitę wielkich cywilizacji stosunkowo późno. Jeśli nasze opóźnienie ekonomiczne czy naukowe w stosunku do krajów zaawansowanych mierzymy dziś tylko skalą 10 lat, tzn., że odrobiliśmy już wiele. Nie mamy kompleksu z tego powodu, że nie należymy jeszcze do narodów przodujących pod względem naukowym czy ekonomicznym, tak jak nie ma kompleksów normalnie rozwijający się młody człowiek w stosunku do tych, którzy się przed nim urodzili. Jeśli nas coś niepokoi, to nie to, że się nie rozwijamy, tylko to, że inni... nie chcą na nas poczekać, że czasem idą szybciej niż my. Chcąc dogonić wysoko rozwinięte narody musimy iść szybciej niż one. Innego wyjścia nie mamy i oczekujemy w tym względzie zrozumienia i pomocy ze strony władz odpowiedzialnych za rozwój nauki.

Sprawa ta wiąże się z drugą refleksją natury ekonomicznej. Zapytał mnie ktoś żartobliwie, czy można podsumować ekonomiczne efekty przeszło 50-letniej działalności naukowej i dydaktycznej profesora Rubinowicza. Faktycznie, jeśli laureat nagrody Nobla, Francuz prof. Kastler uznaje, że pomysł tzw. pompowania optycznego, stosowanego w laserach, nasunęły mu prace optyczne Rubinowicza, to jakiś procent wartości laserów należy przypisać Rubinowiczowi. Nikt nie potrafi jednak określić tego procentowo. Zyski przynoszone przez drobne wynalazki i ulepszenia można obliczyć nieraz bardzo dokładnie. Natomiast wkładu fizyki do produkcji przemysłowej, do cywilizacji i kultury, nikt nie jest w stanie przeliczyć na złotówki, ruble czy dolary. Wynika to stąd, że fizyka jako nauka podstawowa daje dużo więcej niż jakakolwiek gałąź techniki, bo przecież niemal cała technika to nic innego jak fizyka stosowana. W tym miejscu działa swoiste prawo Parkinsona: *gdy coś jest tak duże, że przekracza naszą wyobraźnię, to łatwo zapomnieć o jego istnieniu*. Gdyby fizyka była mniej powszechną i fundamentalną nauką, jej znaczenie byłoby łatwiejsze do oceny. Odnosi się to szczególnie do teorii fizycznych, których zbudowanie jest wspólnym celem badań naukowych eksperymentatorów i teoretyków.

Można tu podać pewne porównanie. Otóż teorie fizyczne przedstawiające w niezwykle jednolitej i zwartej postaci ogromną liczbę faktów można przyrównać do atlasów czyli zbiorów map. W prymitywnych warunkach życia, ludzie nie wychodzący poza obręb własnej wsi czy małego miasteczka nie potrzebują żadnych map, przewodników czy planów. Są one jednak nieodzowne w przypadku większych skupisk ludzkich i w przypadku wyższego rozwoju cywilizacyjnego. Dziś nie sposób wyobrazić sobie cywilizacji bez map i atlasów. Posługujemy się mapami fizycznymi, politycznymi, gospodarczymi, klimatycznymi, morskimi, geologicznymi, wojskowymi, historycznymi itd. itd. Mapy i plany są nieodzowne dla mieszkańców wielkich miast i dla marynarzy, dla geologów i handlowców, dla wojskowych i turystów. Czy pomyślał ktoś z was o ogromie informacji zamkniętej w jednym atlasie i o ogromie pracy włożonej w jej zebranie, usystematyzowanie i wszechstronne opracowanie? Wskutek powszechności i nieodzowności stosowania map nikt jednak nie potrafi odpowiedzieć na pytanie, jakie dają one efekty ekonomiczne.

Podobnie jest z fizyką. Fizycy też opracowują mapy, tylko już nie mapy naszego globu, ale całej Natury. Naszymi atlasami i przewodnikami o zjawiskach przyrody posługują się nie tylko nasi koledzy przyrodnicy: astronomowie, chemicy, biologowie, ale w zasadzie cała technika, jeśli tylko wyszła poza prymitywne rękodzielnictwo. Wskutek tej powszechności i ogromu oddziaływań nikt nie stara się nawet obliczyć wkładu szeroko pojętej fizyki do dochodu narodowego. Tak więc nie będziemy również w stanie podać ile zysku i komu przyniosły teoretyczne prace profesora Rubinowicza.

*Jerzy Rayski*

Instytut Fizyki UJ  
Kraków

## Osiemdziesięciolecie urodzin Profesora Wojciecha Rubinowicza \*

80<sup>th</sup> Birthday of the Professor W. Rubinowicz

Miałem zaszczyt na posiedzeniu zabrać głos jako jeden spośród starszych uczniów Profesora Rubinowicza. Wprawdzie wychował on jeszcze wcześniej całe pokolenie uczniów i współpracowników, ludzi, którzy dziś liczyliby sobie około 60 lat i więcej, niestety wojna i inne nieszczęścia dokonały wśród nich wielkiego spustoszenia i mało kto z nich pozostał przy życiu. Pragnę tu wspomnieć ich, a przede wszystkim najzdolniejszego ucznia, którym był zmarły w tragicznym wypadku w Tatrach w 1948 r. wielki polski fizyk profesor Jan Błaton.

Sięgając myślą wstecz, nasuwają mi się dwa dla mnie szczególnie podniosłe i uroczyste momenty w moim życiu, oba ściśle związane z osobą Profesora Rubinowicza. Pierwszy, gdy w 1947 roku składałem ślubowanie doktorskie przed Profesorem Rubinowiczem jako promotorem mojej rozprawy doktorskiej. Był to jeden z pierwszych powojennych doktoratów na Uniwersytecie Warszawskim. I drugi moment, gdy w kilkanaście lat później role — jeśli tak można się wyrazić — odwróciły się i miałem zaszczyt wręczyć Mu dyplom *honoris causa* nadany przez Senat Uniwersytetu Jagiellońskiego w czasie jubileuszu 600-lecia istnienia Uniwersytetu. Te dwa momenty zaliczam do najpiękniejszych chwil w moim życiu.

Znając Profesora Rubinowicza od wielu lat miałem możliwość poznać Go na tyle dobrze, aby móc stwierdzić, iż jedną z charakterystycznych cech jego usposobienia jest niezwykła skromność. Toteż wiem, że nie byłby zadowolony, a może odczuwałby nawet jako przykrość, gdybyśmy używali wielkich słów dla podkreślenia jego zasług, słów, na które w pełni zasłużył. Z tych względów będę starał się być oszczędny w słowach, będę unikał — o ile to możliwe — wszelkich superlatywów. Nie sposób w krótkiej notatce przedstawić całego, tak bogatego dorobku naukowego Profesora Rubinowicza. Na to, aby omówić

---

\* Przemówienie wygłoszone na sesji naukowej z okazji 80-lecia urodzin Profesora Wojciecha Rubinowicza.

niewiele szczegółowiej jego prace i ich konsekwencje dla nauki, trzeba by zorganizować seminarium trwające co najmniej jeden semestr akademicki. Dlatego też przegląd musi być z konieczności fragmentaryczny.

Jeśli próbowalibyśmy krótko scharakteryzować Rubinowicza jako fizyka, to trzeba by powiedzieć, iż był on i jest przede wszystkim optykiem, przy czym termin „optyka“ należy w tym wypadku rozumieć w najszerszym tego słowa znaczeniu. Drugą dziedziną zainteresowań Profesora Rubinowicza jest to, co określa się jako „matematyczne metody fizyki teoretycznej“.

Wracając do optyki należy podkreślić, iż chodzi tu przede wszystkim o optykę atomową, o badania nad promieniowaniem wysyłanym przez atomy. W tej dziedzinie szczególną zasługą Rubinowicza było sformułowanie i wyjaśnienie reguł wzbronienia pewnych przejść z jednego poziomu energetycznego na inny oraz polaryzacji światła wysyłanego przez atomy, w ramach Bohra teorii kwantów, jeszcze przed sformulowaniem mechaniki kwantowej przez de Broglie'a, Heisenberga, Bornę, Schrödingera i innych, a następnie obszerne badania nad promieniowaniem multipolowym.

Ponieważ kwanty świetlne są posłami, przynoszącymi nam informacje o strukturze wysyłających je atomów, Rubinowicz stał się zarazem jednym z głównych specjalistów w dziedzinie fizyki atomowej. Lecz zakres i znaczenie jego badań były tak szerokie, iż sięgnęły nawet astrofizyki; warunki panujące w gwiazdach są tak odmienne od naszych, codziennych warunków laboratoryjnych, iż pojawiają się tam jakościowo nowe efekty, m. in. możliwe jest wysyłanie linii, które w normalnych warunkach są wzbronione. Pojawianie się linii wzbronionych w promieniowaniu gwiazdnym przewidział i wytłumaczył Rubinowicz. Pracą z 1918 roku na temat kwantowania promieniowania wewnętrznego stał się Rubinowicz prekursorem tak obszernej i ważnej dziedziny, jaką w latach pięćdziesiątych stała się elektrodynamika kwantowa. Lecz zainteresowania Rubinowicza optyką dotyczyły w nie mniejszym stopniu optyki klasycznej, a przede wszystkim zjawisk ugięcia światła na przesłonach i krawędziach. Na szczególne podkreślenie zasługuje przy tym fakt, iż świat fizyków musiał czekać prawie sto lat na wyjaśnienie (dokonane dopiero przez Rubinowicza) pewnych podstawowych problemów, będących przedmiotem kontrowersji między dwoma twórcami optyki falowej — Youngiem i Fresnelem. Badania z dziedziny optyki, jakie prowadził Profesor Rubinowicz, dotyczą również bezpośrednio spraw ważnych ze względów na zastosowanie techniczne, takich jak falowody lub lasery.

Jak dobrze wiadomo, optyka jest częścią ogólniejszego działu fizyki — teorii zjawisk elektromagnetycznych. Nic więc dziwnego, że i w tej dziedzinie Rubinowicz jest wybitnym specjalistą. Wśród osiągnięć z tej dziedziny należy wymienić dowody istnienia i jednoznaczności rozwiązań równań Maxwella.

Opisywana uroczystość była tym piękniejsza, że nastroiła nas wszystkich optymistycznie, gdyż zastała Profesora Rubinowicza w stanie pełnej aktywności naukowej, czego dowodem jest między innymi fakt, iż właśnie jest w trakcie pisania obszernej monografii na temat metody wielomianów Sommerfelda,

Monografia ta należy do drugiej obszernej dziedziny zainteresowań i twórczości Rubinowicza, do zakresu matematycznych metod fizyki.

Wydane w 1960 r. rozporządzenie, na mocy którego wszyscy bez wyjątku profesorowie muszą przejść w stan spoczynku z chwilą ukończenia 70 roku życia, choć może „statystycznie“ rzecz biorąc słuszne, było w przypadku Profesora Rubinowicza jakimś wielkim nieporozumieniem. Przeniesienie na emeryturę nie załamało Go jednak. W dalszym ciągu nie tylko pracuje aktywnie naukowo, lecz kształci coraz nowych doktorów, habilituje nowych docentów.

Niechaj zapal i pasja naukowa nie opuszcza Go nadal przez długie lata!

*Wojciech Królikowski*

Instytut Fizyki Teoretycznej UW  
Warszawa

## Prace Profesora Wojciecha Rubinowicza nad promieniowaniem atomu \*

Scientific Activities of Professor W. Rubinowicz in the Field of Atomic Radiation

Jest dla mnie wielkim zaszczytem i radością móc zabrać głos w dniu osiemdziesiątych urodzin Wojciecha Rubinowicza, fizyka-teoretyka, który wypełnił jedną z najpiękniejszych kart w historii fizyki polskiej. Pragnąłbym w zwięzłych słowach omówić dziś jeden z nurtów twórczości Rubinowicza uwieńczony odkryciem przez niego w 1928 r. tzw. reguły wyboru dla promieniowania kwadrupolowego. Odkrycie to należy do najważniejszych wkładów fizyki polskiej w naukę światową.

Pamiętam, jak kiedyś, podczas promocji jednego ze swych doktorantów Profesor Rubinowicz złożył mu życzenia, aby pewien drobny efekt przewidziany teoretycznie przez doktoranta został kiedyś potwierdzony eksperymentalnie. Powiedział wtedy Profesor Rubinowicz, że nie może być nadto większej nagrody dla fizyka-teoretyka. Mówiąc to myślał być może o swoich pracach teoretycznych nad promieniowaniem kwadrupolowym i ich wspaniałym eksperymentalnym potwierdzeniu przez Bowena w 1928 r.

Pisana historia prac Rubinowicza nad promieniowaniem atomu wydaje się zaczynać w 1918 r. i od razu spotykamy się z wydarzeniem znakomitej miary. W roku tym publikuje dwie prace, w których rozważa bilans całkowitego momentu pędu dla układu atom wodoropodobny + promieniowanie i stosując do atomu reguły kwantowania Bohra-Sommerfelda, a do promieniowania elektrodynamikę klasyczną wyprowadza, jako wniosek, regułę wyboru, stwierdzającą, że orbitalny moment pędu atomu może się zmienić podczas aktów emisji i absorpcji promieniowania tylko o wartości 0 albo  $\pm 1$ :

$$\Delta l = 0, \pm 1.$$

W rozumowaniu swym, w pewnym punkcie, Rubinowicz przybliżył ruch elektronu przez drganie dipola elektrycznego, tak że w rezultacie otrzymana reguła

\* Przemówienie wygłoszone na sesji naukowej z okazji 80-lecia urodzin Profesora Wojciecha Rubinowicza.



wyboru stosowała się do promieniowania wysyłanego przez dipol elektryczny czyli do promieniowania elektrycznego dipolowego. W ten sposób Rubinowicz odkrył regułę wyboru dla tego promieniowania, przy dodatkowym zaniedbaniu spinu elektronu. Oczywiście, spin elektronu nie był wtedy jeszcze znany. Po uwzględnieniu spinu reguła wyboru Rubinowicza dla promieniowania elektrycznego dipolowego ma postać

$$\Delta j = 0, \pm 1 \quad (\text{przy czym } j = 0 \nrightarrow j = 0),$$

gdzie  $j$  opisuje całkowity moment pędu atomu, tzn. sumę orbitalnego momentu pędu i spinu atomu. Widzimy z tej reguły wyboru, że foton promieniowania elektrycznego dipolowego wynosi z atomu albo wnosi do atomu całkowity moment pędu równy 1. (Moment pędu 0 jest wykluczony przez tzw. regułę Laporta, o której wspomnę dalej). Chciałbym podkreślić, że odkrycie Rubinowicza z 1918 roku jest ściśle analogią odkrycia Bohra z roku 1913, który rozważał bilans całkowitej energii dla układu atom + promieniowanie i doszedł do swego sławnego warunku na częstość emitowanego lub absorbowanego promieniowania:

$$\Delta E = h\nu,$$

gdzie  $E$  jest skwantowaną energią atomu, zaś  $\nu$  częstością promieniowania. Wiemy, że wraz z odkryciem Bohra narodziła się fizyka atomowa. Odkrycie Rubinowicza było istotnym elementem w jej budowie.

Chciałbym jeszcze chwilę zatrzymać się nad odkryciem Rubinowicza z 1918 roku i pewną jego zdumiewającą implikacją. Zarówno Bohr w 1913 r., jak i Rubinowicz w 1918 r. używali elektrodynamiki klasycznej, a mimo to na skutek skwantowania poziomów atomu dostawali skwantowanie pola elektromagnetycznego jako konsekwencję zachowania energii i momentu pędu. Reguła wyboru Rubinowicza pokazywała przy tym, że kwanty pola elektromagnetycznego niosą skwantowany moment pędu równy 1. Porównajmy je teraz z Einsteinowskimi kwantami światła, które niosąc określony pęd nie miały sprecyzowanego momentu pędu. Widzimy, że Rubinowicz odkrył właściwie inny rodzaj kwantów światła. Wzajemna relacja obu rodzajów kwantów światła stała się zrozumiała dopiero na gruncie mechaniki kwantowej sformułowanej osiem lat później przez Heisenberga, Schrödingera i Diraca. Zgodnie z nią, oba te rodzaje kwantów światła są tymi samymi fotonami w różnych stanach kwantowych. Widzimy, jak wiele w odkryciu Rubinowicza było zapowiedzi nowoczesnej teorii kwantów.

Kulminacja prac Rubinowicza nad promieniowaniem atomu przypada na 1928 r. W roku tym astrofizyk amerykański Bowen odkrywa szereg przykładów linii widmowych wzbronionych przez regułę wyboru dla promieniowania elektrycznego dipolowego. Między innymi w promieniowaniu zorzy polarnej znalazł zieloną linię o długości fali  $\lambda = 5577,35 \text{ \AA}$  i wykazał, że odpowiada ona przejściu  $(2s^2 2p^4) {}^1D_2 \rightarrow (2s^2 2p^4) {}^1S_0$  w atomie tlenu. Tutaj mamy zmianę  $\Delta j = 2$  w jawnej sprzeczności z regułą wyboru dla promieniowania

elektrycznego dipolowego. Również tzw. reguła Laporta dotycząca zmian parzystości atomu przy przejściu elektrycznym dipolowym:

$$\begin{array}{ccc} & \text{parzysty} & \text{nieparzysty} \\ \text{poziom} & \rightarrow & \text{poziom} \\ & \text{nieparzysty} & \text{parzysty} \end{array} ,$$

wynikająca z faktu, że foton promieniowania elektrycznego dipolowego niesie parzystość  $-1$ , nie jest tu spełniona, ponieważ w tym przejściu nie ma zmiany parzystości, bo poziomy parzysty  $\rightarrow$  poziomy parzysty. W tej sytuacji Bowen był skłonny sądzić, że reguła wyboru Rubinowicza i reguła Laporta nie są regułami ścisłymi. Jednakże w tym samym roku 1928 ukazują się dwie prace Rubinowicza, które rzucają nowe światło na problem promieniowania atomu. W pracach tych Rubinowicz pokazał, posługując się już mechaniką kwantową, że atom na skutek swej rozciągłości przestrzennej wysyła i pochłania nie tylko promieniowanie elektryczne dipolowe odpowiadające fotonom o orbitalnym momencie pędu 0 a całkowitym 1 (oraz o parzystości  $-1$ ), ale również wyższe promieniowania multipolowe składające się z fotonów o wyższych od zera orbitalnych momentach pędu. W szczególności promieniowanie elektryczne kwadrupolowe odpowiada fotonom o orbitalnym momencie pędu 1, a całkowitym 0, 1 lub 2 (oraz o parzystości  $+1$ ). Stąd wynikła nowa reguła wyboru Rubinowicza dla promieniowania elektrycznego kwadrupolowego:

$$\Delta j = 0, \pm 1, \pm 2 \quad (\text{przy czym } j = 0 \not\rightarrow j = 0)$$

oraz reguła typu Laporta dla tego promieniowania:

$$\begin{array}{ccc} & \text{parzysty} & \text{parzysty} \\ \text{poziomy} & \rightarrow & \text{poziomy} \\ & \text{nieparzysty} & \text{nieparzysty} \end{array} .$$

Reguły te okazały się doskonale zgodne z zaobserwowanymi przez Bowena liniami widmowymi, wzbronionymi przez reguły dotyczące promieniowania elektrycznego dipolowego.

W latach 1929 i 1930 rozwijał Rubinowicz dalej teorię promieniowania kwadrupolowego, otrzymując w szczególności wzory na natężenie linii kwadrupolowych oraz na rozszczepienie Zeemanowskie tych linii.

Te podstawowe prace Rubinowicza, które należały do głównego w owym czasie nurtu rozwoju fizyki, doprowadziły do ukształtowania się wokół niego we Lwowie polskiej szkoły teorii promieniowania atomu, której głównymi przedstawicielami stali się Jan Błaton i Bohdan Milińczuk. Grupa profesora Rubinowicza niezwykle blisko współpracowała w tym okresie z eksperymentem. Głównym wynikiem tej współpracy było odkrycie w 1934 r. przez Henryka Niewodniczańskiego promieniowania magnetycznego dipolowego atomu.

W okresie powojennym, już w Warszawie, Wojciech Rubinowicz objął swymi pracami również zagadnienia z dziedziny teorii promieniowania jądra.

W szczególności interesowała go sprawa wyznaczania spinów jąder za pomocą badania promieniowania multipolowego gamma. W okresie tym dał on swym uczniom kilka świetnych tematów prac doktorskich. Okres warszawski charakteryzuje się również intensywną działalnością dydaktyczną i edytorską. Profesor Rubinowicz napisał w tym czasie kilka podstawowych podręczników uniwersyteckich i monografii z kilku dziedzin fizyki teoretycznej. W okresie tym wreszcie rozwinął Rubinowicz niezwykle intensywne badania w zakresie teorii dyfrakcji światła, która jest od samego początku historii twórczości Wojciecha Rubinowicza drugą równorzędną dziedziną jego osiągnięć i odkryć. O pracach Rubinowicza w tej dziedzinie pragnie mówić doc. Bohdan Karczewski.

Niech mi wolno będzie na tym zakończyć tę zwięzłą relację o pracach Wojciecha Rubinowicza nad teorią promieniowania atomu, pracach, które weszły na trwałe do historii fizyki polskiej, jako jedne z jej najświetniejszych kart.

Dodam, że dla wielu z nas osobiste zetknięcie się w życiu z indywidualnością twórczą Profesora Rubinowicza było zdarzeniem ogromnie szczęśliwym i doniosłym.

Bohdan Karczewski

Instytut Fizyki  
Politechniki Warszawskiej, Warszawa

## Dorobek Profesora Wojciecha Rubinowicza w teorii dyfrakcji \*

Professor W. Rubinowicz's Contribution to the Diffraction Theory

Wielce Szanowny i Drogi Panie Profesorze!  
Szanowni Państwo!

Przypadł mi w udziale zaszczyt, jako reprezentantowi trzeciego niemal pokolenia uczniów Profesora, przedstawić Państwu Jego dorobek w teorii dyfrakcji. Na dorobek ten składa się 29 prac naukowych, w tym 3 artykuły przeglądowe i 1 monografia. 22 z tych prac stanowią plon ostatnich 10 lat działalności naukowej W. Rubinowicza. Prace w zakresie teorii dyfrakcji stanowią blisko 1/3 ogólnej liczby prac przez Niego ogłoszonych.

Zainteresowanie Profesora teorią dyfrakcji datuje się od 1914 r., tj. od Jego pracy doktorskiej pt. *Zur Frage der strengen Lösung einiger Beugungsprobleme am Keil und Winkelspiegel*.

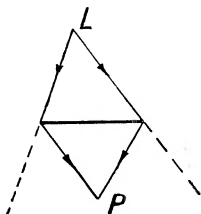
Jednym z najwybitniejszych osiągnięć Profesora jest praca pt. *Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugungsercheinungen* ogłoszona w „Annalen der Physik“ w 1917 r. W publikacji tej W. Rubinowicz dokonał rehabilitacji poglądów Younga na istotę zjawisk dyfrakcji. Uzyskane w niej wyniki poważnie wpłynęły na dalsze losy teorii dyfrakcji. Aby jednak należycie ocenić i uwypuklić ich znaczenie, musimy się cofnąć aż do początków ubiegłego stulecia.

W tym właśnie okresie, a dokładniej w 1803 r., Thomas Young w swoich *Bakerian Lectures* próbował po raz pierwszy w historii fizyki opisać zjawisko dyfrakcji na podstawie falowej teorii światła. Rozwazał on ugięcie światła na włosie. W celu wyjaśnienia obrazu dyfrakcyjnego, utworzonego w tym przypadku z jasnych i ciemnych prążków, Young wysunął hipotezę, że prążki w obszarze cienia geometrycznego powstają w wyniku interferencji dwóch

---

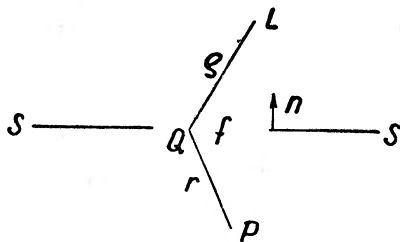
\* Referat wygłoszony w dniu 22. II. 1969 r. na sesji naukowej zorganizowanej przez Instytut Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego i Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk dla uczczenia 80 rocznicy urodzin Profesora dr W. Rubinowicza.

fal w pewien sposób „odbitych“ od dwóch „krawędzi“ włosa — od jego „brzegów“. W obszarze światła geometrycznego, zdaniem Younga, prążki powstają w wyniku interferencji fali wprost padającej z falą „odbitą“ od krawędzi włosa. Young nie określił dokładnie, na czym odbicie to miało polegać. Jego opis miał charakter czysto jakościowy. Tego rodzaju falę „odbitą“ przyjęto później, ze zrozumiałych względów, nazywać falą brzegową, krawędziową lub ugiętą.



Rys. 1. Schematyczne przedstawienie ugięcia na włosie — gruba czarna kreska. Źródło światła znajduje się w punkcie  $L$ .  $P$  oznacza punkt obserwacji

Z punktu widzenia fizyki youngowska interpretacja zjawisk dyfrakcji narzucała się sama przez się. Świadczyć o tym może fakt, że do tych samych poglądów, niezależnie od Younga i w kilka lat później, doszedł A. Fresnel. Następnie jednak z nich zrezygnował i sformułował swoją słynną teorię dyfrakcji (1818 r.) opierając się na zasadzie Huygensa. Wkrótce potem teoria Fresnela została pięknie potwierdzona przez doświadczenia. Gdy Young zaznajomił się z wynikami tych badań, w liście do Fresnela z 16. 10. 1818 r. zrezygnował całkowicie ze swojej interpretacji zjawisk dyfrakcji. Tragiczna ta decyzja spowodowała, że na niemal 100 lat idee Younga zapadły w głęboką niepamięć. Dalszy jednak rozwój sytuacji pokazał, że zmieniając nieco znane łacińskie powiedzenie, *habent sua fata ideae*.



Rys. 2. Schematyczne przedstawienie dyfrakcji na otworze  $f$ , wyciętym w doskonale czarnym ekranie  $S$ . Źródło światła znajduje się w punkcie  $L$ .  $P$  oznacza punkt obserwacji,  $Q$  zaś bieżący punkt otworu.  $f$ ,  $r$  i  $L$  oznaczają odpowiednie odległości.  $n$  jest jednostkowym wektorem normalnym do  $f$

W latach osiemdziesiątych ubiegłego stulecia S. Kirchoff, opierając się na zasadzie Huygensa i falowej teorii światła sformułował swą znaną skalarną teorię dyfrakcji na doskonale czarnym ekranie. Jeśli za Kirchoffem założymy,

że źródło fali monochromatycznej znajduje się w punkcie  $L$ , to pole w punkcie  $P$  za ekranem dane będzie wzorem

$$u(P) = \frac{1}{4\pi} \int_f \left\{ \frac{e^{ikr}}{r} \operatorname{grad} \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}}}{\rho} - \frac{e^{i\mathbf{k}\cdot\boldsymbol{\rho}}}{\rho} \operatorname{grad} \frac{e^{ikr}}{r} \right\} \mathbf{n} df, \quad (1)$$

(co do oznaczeń — patrz rys. 2). Obliczając przy pomocy tego wzoru rozkład natężenia światła ugiętego na pasku (pasek stanowił tu bardzo dobre przybliżenie włosa) Kirchhoff znalazł, że rozkład ten w obszarze cienia geometrycznego jest dokładnie taki sam, jak rozkład, który by powstał w wyniku interferencji dwóch łatwych do wyznaczenia fal brzegowych, pochodzących od krawędzi paska. Przypomnijmy sobie w tym miejscu youngowską interpretację ugięcia na włosie, o której już była mowa poprzednio.

W 1893 r. E. Maey udowodnił, na gruncie teorii Kirchhoffa, że w przypadku dyfrakcji na doskonale czarnej półpłaszczyźnie cały ruch falowy, w sposób przybliżony, można podzielić w obszarze światła geometrycznego na falę wprost padającą i falę brzegową, pochodzącą od krawędzi półpłaszczyzny. A więc znowu natrafiamy na ślad teorii Younga.

W 1896 r. A. Sommerfeld rozwiązał ściśle w ramach teorii Maxwella zagadnienie ugięcia płaskiej fali elektromagnetycznej na doskonale przewodzącej płaszczyźnie. Opierając się na jego wynikach teoretycznych Kalaschnikow (1912) w niezwykle przekonujący sposób udowodnił doświadczalnie, że fala ugięta rzeczywiście w tym przypadku istnieje i pochodzi od krawędzi półpłaszczyzny.

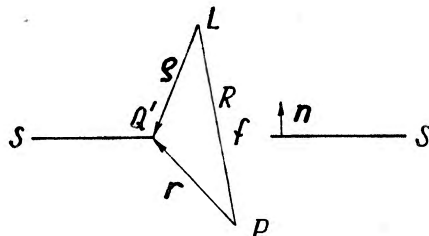
Z tego krótkiego przeglądu wynika, że w pracach wielu badaczy idei Younga były łatwo dostrzegalne przebłyski, choć, naturalnie, badacze ci wcale do nich nie nawiązywali. Można jednak było zadać sobie pytanie czy przebłyski owe były tylko szczęśliwymi przypadkami, czy też miały głębsze znaczenie. Pytanie to zadał sobie właśnie W. Rubinowicz i odpowiedział na nie w pełni swej słynnej, wymienionej już na wstępie, pracy z 1917 r.

Profesor ściśle udowodnił, że w ramach teorii Kirchhoffa dla kulistej fali padającej, całkowity ruch falowy za ekranem uginającym można przedstawić w postaci sumy fali wprost padającej i fali brzegowej, pochodzącej od krawędzi otworu uginającego. Formalnie fakt ten zapisujemy w następujący sposób (porównaj wzór (1)):

$$u(P) = \varepsilon \frac{e^{ikR}}{R} - \frac{1}{4\pi} \int_B \frac{e^{ik(r+\rho)}}{r\rho} \frac{(\mathbf{r} \times \boldsymbol{\rho})}{r\rho + \mathbf{r}\boldsymbol{\rho}} d\mathbf{s}, \quad (2)$$

gdzie  $\varepsilon = 1$  lub  $0$  w zależności od tego czy punkt obserwacji  $P$  leży w obszarze światła geometrycznego, czy też cienia. Całkowanie we wzorze (2) wykonujemy po krawędzi  $B$  otworu uginającego (co do reszty oznaczeń — patrz rys. 3). Fala brzegowa (ugięta) dana jest więc wzorem:

$$u_B(P) = - \frac{1}{4\pi} \int_B \frac{e^{ik(r+\rho)}}{r\rho} \frac{(\mathbf{r} \times \boldsymbol{\rho})}{r\rho + \mathbf{r}\boldsymbol{\rho}} d\mathbf{s}. \quad (3)$$



Rys. 3.  $Q'$  oznacza tu bieżący punkt krawędzi otworu uginającego  $f$ .  $\rho = \overline{LQ'}$  i  $r = \overline{PQ'}$ , zaś  $R = LP$ . Źródło światła znajduje się w punkcie  $L$ ,  $P$  oznacza punkt obserwacji

Z matematycznego punktu widzenia wzory (1) i (2) są sobie ściśle równoważne;  $u(P)$  w obu wzorach oznacza tę samą funkcję. Z punktu widzenia fizyki jednak ich zawartość interpretacyjna jest całkowicie różna. Wzór (1) stanowi matematyczny wyraz zasady Huygensa, podczas gdy wzór (2) jest formalnym kształtem idei Younga. Istotnie, z (2) wynika, że obraz dyfrakcyjny w obszarze światła geometrycznego powstaje na skutek interferencji fali wprost padającej z falą brzegową („odbitą“)  $u_B$  (wzór (3)). Obraz dyfrakcyjny zaś w obszarze cienia geometrycznego powstaje w wyniku interferencji cząstkowych fal brzegowych („odbitych“) pochodzących od elementów  $ds$  krawędzi otworu. Tak więc idee Younga doczekały się zasłużonej rehabilitacji. Rehabilitacja ta nie była jednak zupełna. Wbrew Youngowi okazało się bowiem, że fala brzegowa jest nieciągła, co wynika wprost ze wzoru (2), w którym  $u(P)$  jest oczywiście funkcją ciągłą. Nieciągłość fali ugiętej, wynikająca z teorii Rubinowicza, została doświadczalnie potwierdzona przez S. Banerjięgo (1919) i K. Noacka (1922). W pracy z 1924 r., opublikowanej również w „Annalen der Physik“, W. Rubinowicz pokazał, jak w sposób przybliżony możemy obliczyć falę brzegową („odbitą“) określoną przez wzór (3).

Na podstawie uzyskanych tu wyników stało się jasne, co należy dokładnie rozumieć przez owo youngowskie odbicie od krawędzi uginającej. Okazało się przy tym, że promień padający „odbija się“ w postaci pęku promieni. Fakt ten, w przypadku doskonale czarnej półpłaszczyzny, znany był już E. Maeyowi.

Zatem Profesor nie tylko przywrócił ideom Younga prawa obywatelskie w optyce, ale wprowadził do nich niezbędne zmiany i zbadał do końca wszystkie konsekwencje z nich wypływające.

Lata następne przyniosły zastosowania idei Younga do wielu różnych problemów fizycznych. I tak w 1934 r. W. Rubinowicz wykazał, że w teorii ugięcia fal diracowskich również można wprowadzić pojęcie fali brzegowej. Rok 1938 przyniósł zastosowanie wzoru (2) do objaśnienia skoku fazy [fali świetlnej w ognisku. W roku 1953 Profesor podał inny, tym razem czysto analityczny, dowód słuszności wzoru (2). (Oryginalny dowód miał charakter geometryczny.) Wreszcie w 1954 r. wykazał On, że pojęcie fali brzegowej można z powodzeniem wprowadzić w dyfrakcji typu Fraunhofera.

Wyniki wszystkich swych badań w zakresie teorii dyfrakcji Profesor zebrał i opublikował w postaci monografii pt. *Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen*



*Theorie der Beugung* (1957 r.), szeroko obecnie znanej i często cytowanej. Monografia ta doczekała się już drugiego wydania (1966 r.).

Pojęcie fali brzegowej zostało dobrze ugruntowane jedynie dla tych zagadnień dyfrakcyjnych, w przypadku których falą padającą na otwór uginający była fala płaska lub kulista. Nie wiadomo było, czy pojęcie to można rozszerzyć na przypadek dowolnej fali padającej. Pierwszy krok w tym kierunku uczynił R. S. Ingarden (1956 r.). Drugi i zarazem ostateczny krok dokonany został w rozprawie doktorskiej K. Miyamoto (1961 r.), młodego fizyka japońskiego, który w początku lat sześćdziesiątych pracował na Uniwersytecie w Rochester (USA) z prof. E. Wolfem. Okazało się, że w przypadku dowolnej fali padającej youngowski punkt widzenia jest nie do utrzymania i pojęcia fali brzegowej wprowadzić nie można. Zachowuje ono swą moc jedynie dla pewnej klasy fal. Z rozprawą doktorską K. Miyamoto związana jest pewna historia bardzo, moim zdaniem, charakterystyczna dla stylu pracy naukowej Profesora. Otóż, gdy wiosną 1961 r. prof. E. Wolf przysłał Profesorowi ową pracę doktorską, w niespełna miesiąc po jej otrzymaniu znalazł Profesor dwa nowe dowody kluczowego wzoru rozprawy Japończyka. Oba dowody były znacznie krótsze i bardziej eleganckie niż dowód przedstawiony w rozprawie. Gdy zdumiony pozwoliłem sobie zapytać Profesora, jak wpadł na pomysły swoich dowodów, odpowiedział mi: *To było bardzo proste, proszę Pana. Pierwszy pomysł to przecież tylko pewna modyfikacja mojej pracy z 1953 r., drugi zaś — to prosta zamiana „ról“ między punktem obserwacji a źródłem światła.* Wyniki swoje w postaci dwóch krótkich listów do redakcji przesłał Profesor do publikacji w „*Journal of the Optical Society of America*“. I przez pewien czas zachodziła nawet obawa, że prace te zostaną ogłoszone wcześniej od badań K. Miyamoto'a i E. Wolfa. Cała historia jednak zakończyła się szczęśliwie i wszystkie prace ukazały się w tym samym, czerwcowym numerze „*Journal of the Optical Society of America*“ (1962).

Fundamentalne wyniki W. Rubinowicza w teorii dyfrakcji przyniosły Mu sławę i trwałe międzynarodowe uznanie. Znalazły też one swoje pełne odbicie w literaturze naukowej np. w *Historii fizyki* M. Lauego, w *Optik* A. Sommerfelda (1950), w *The Mathematical Theory of Huygens Principle* B. B. Bakera i E. T. Copsona (1950), w *Grundlagen der Akustik* E. Skudrzyka (1954), w *Principles of Optics* M. Borna i E. Wolfa (1959), wreszcie w przeglądowej pracy *Theorie der Beugung* H. Hönl'a, A. W. Mauego i K. Westphala („*Handbuch der Physik*“, Bänd XXV/1, 1961). Ograniczyłem się tu tylko do wymienienia najważniejszych pozycji monograficznych lub podręcznikowych. Prace W. Rubinowicza są bardzo często cytowane w rozprawach oryginalnych. W całej literaturze przedmiotu powszechnie przyjął się termin: teoria Younga-Rubinowicza.

Teoria Younga-Rubinowicza owocowała i owocuje w pracach uczniów Profesora. Podstawowe idee tej teorii zostały przez nich zastosowane w dziedzinie dyfrakcji fal elektromagnetycznych (wektorowych) i fal sprężystych. Mówiąc lapidarnie: niemal wszystkie całki powierzchniowe występujące w tych



dziedzinach zostały przez uczniów Profesora zamienione na odpowiednie całki krzywoliniowe.

W. Rubinowicz stworzył polską szkołę w dziedzinie teorii dyfrakcji. Jest to szkoła dobra, bo trudna. Profesor jest bardzo wyrozumiały, ale i bardzo wymagający. Jego stosunek do uczniów najlepiej, być może, charakteryzuje znane powiedzenie Konfucjusza: *Nauczam jedynie tych, u których widzę zapal do nauki. Jeżeli podaję uczniowi do wiadomości dane o jednym rogu sali, a on nie potrafi dać mi odpowiedzi o pozostałych 3, nie kontynuuję z nim lekcji.*

Profesor z całą życzliwością zawsze popiera własne inicjatywy uczniów i w momentach krytycznych podtrzymuje ich na duchu. Przypominam sobie w tym miejscu sprawę pewnej pracy doktorskiej. Zgodnie z sugestią Profesora doktorant miał wykazać, iż wyniki skalarnej teorii Kirchhoffa i elektromagnetycznej (wektorowej) teorii dyfrakcji F. Kottlera są w dobrym przybliżeniu takie same w obszarze położonym w pobliżu granicy cienia geometrycznego. Szybko okazało się, że w wyrażeniu na natężenie fali ugiętej (w przypadku wektorowym) występują dla rozważanego obszaru całki rozbieżne. Tak się przynajmniej wydawało doktorantowi. Profesor natomiast był zdania, że całki owe muszą być skończone i sugerował rozmaite sposoby udowodnienia tego faktu. Mimo wielomiesięcznych, desperackich niemal prób, doktorant nie mógł tego wykazać. Przy końcu każdej dyskusji Profesor zwykł mawiać: *Proszę Pana, to musi wyjść.* I miał rację. Po kilku miesiącach właściwy dowód został znaleziony, a wkrótce po tym praca została obroniona. Cała sprawa nie zakończyłaby się tak szczęśliwie, gdyby nie znakomita intuicja badawcza Profesora i Jego niezmiennie życzliwy stosunek do doktoranta. To właśnie stanowiło dla owego doktoranta najlepsze oparcie.

Od 1961 r. Profesor organizował seminaria u siebie w domu. W każde niemal sobotnie popołudnie zbierali się tam Jego uczniowie i dyskutowali wyniki własnych bieżących badań. Tak właśnie powstało 7 prac doktorskich, których Profesor był ostatnio promotorem. Obraz ten nie byłby jednak pełny, gdybym nie powiedział o wielkiej serdeczności i gościnności okazywanej nam przez Panią Profesorową — Dobrego Ducha Opiekunczego nie tylko Profesora, ale i nas wszystkich.

Obecnie, w Instytucie Fizyki Polskiej Akademii Nauk Profesor kieruje seminarium, które poświęcone jest zagadnieniom współczesnej optyki. I tu, jak zawsze dotychczas, zadziwia nas rozległością swej wiedzy, wnikliwością spostrzeżeń i pytań.

Niech mi wolno będzie wyrazić Tobie dzisiaj, Panie Profesorze, nie tylko podziw i szacunek Twoich uczniów, ale przede wszystkim ich miłość i wdzięczność.

*Aleksander Jabłoński*

Członek rzecz. PAN  
Toruń

## O modelach w fizyce \*

On the Physical Models

Jednym z zagadnień fizycznych, które, jak mi się zdaje, zainteresować może nie tylko specjalistów, jest zagadnienie, czy istnieją wyniki badań fizycznych, które uważać możemy za ostateczne, to znaczy za takie, co do których możemy mieć pewność, że dalsze badania nie doprowadzą do konieczności ich odrzucenia lub przynajmniej ich zmodyfikowania. Jeżeli takie wyniki w ogóle istnieją, to pozostaje jeszcze zagadnienie, które z wyników możemy uważać za ostateczne, a które jedynie za tymczasowe. Zagadnienie to dotyczy zarówno wyników doświadczeń i obserwacji, jak i interpretacji tych wyników, to znaczy teorii fizycznych.

Jeżeli przyjmiemy, że istnieje rzeczywisty świat i świat ten jest poznawalny, to możemy też przyjąć, choć z pewnymi zastrzeżeniami, że wynik poprawnego i powtarzalnego doświadczenia jest zupełnie pewny i ostateczny. Zastrzeżenia te są bardzo istotne. Zastrzeżenie pierwsze: każdy wynik doświadczenia dotyczy jedynie tego zakresu warunków fizycznych, w którym doświadczenie jest wykonane, wszelka ekstrapolacja tych wyników poza ten zakres obarczona jest niepewnością. Zastrzeżenie drugie: każdy wynik doświadczenia jest pewny jedynie w granicach dokładności doświadczenia, istnieje zawsze możliwość, że nowe, bardziej subtelne doświadczenia wykażą istnienie odchyłeń od pierwotnie otrzymanych wyników. Podam przykład. Doświadczenia z ciałami, posiadającymi prędkości małe w porównaniu z prędkością światła, która wynosi około 300 000 km/sek, doprowadziły do wniosku, że masa (czyli w języku potocznym waga) ciała jest wielkością stałą, charakterystyczną dla danego ciała. Ten wynik jest zupełnie pewny i ostateczny, ale jedynie w granicach dokładności pomiarów i, jak się okazało, jedynie dla zakresu małych prędkości. Bowiem z doświadczeń, w których występują prę-

---

\* Wykład wygłoszony na inauguracji roku akademickiego 1959/60 w Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu.

kości porównywalne z prędkością światła, wynika, że masa ciała rośnie wraz z jego prędkością względem obserwatora i dąży do nieskończoności, gdy prędkość ciała dąży do prędkości światła<sup>1</sup>. Ekstrapolacja wyników doświadczeń wykonanych z ciałami o małych prędkościach na zakres dużych prędkości doprowadzi więc w tym wypadku do wyników błędnych. Warto tu może dodać uwagę o tak zwanych doświadczeniach jakościowych, to znaczy takich, które mają na celu jedynie stwierdzenie istnienia lub nieistnienia jakiegoś efektu. Otóż, jeżeli poprawne doświadczenie jakościowe da wynik pozytywny, efekt zostanie stwierdzony, możemy wynik taki uważać za pewny i ostateczny. Natomiast wynik negatywny jest zawsze niepewny, możemy jedynie stwierdzić, że w warunkach doświadczenia efekt, jeżeli istnieje, nie wykracza poza granice dokładności wykonanego doświadczenia. Przytoczony przeze mnie przykład dotyczy właśnie doświadczenia jakościowego.

Przejdę obecnie do omówienia stopnia pewności teorii fizycznych. W fizyce teoretycznej stosowane są dwie różne metody: metoda fenomenologiczna i metoda, którą nazwałbym metodą modelową, choć nazwa taka nie była dotychczas używana.

Fizyka fenomenologiczna nie posługuje się żadnymi hipotezami. Opiera się wyłącznie na prawach wynikających bezpośrednio z doświadczeń lub obserwacji, dotyczących świata makroskopowego, to znaczy świata bezpośrednio dostępnego naszym zmysłom. Takimi prawami są na przykład zasady dynamiki Newtona, na których opiera się mechanika klasyczna, prawo powszechnego ciężenia, zasady termodynamiki, czyli fenomenologicznej teorii ciepła (np. zasada zachowania energii) itp. Wyciąganie wniosków z takich praw drogą dedukcji stanowi treść fenomenologicznych teorii fizycznych. Wyniki fenomenologicznych teorii fizycznych posiadają taki sam stopień pewności i są w tej samej mierze ostateczne, jak wyniki poprawnych doświadczeń. Metoda fenomenologiczna posiada jednak bardzo ograniczone możliwości. Daje ona jedynie dość powierzchowny opis niektórych zjawisk świata makroskopowego, czyli jak wspomniałem, świata dostępnego bezpośredniej obserwacji. Poza zasięgiem bezpośredniej obserwacji znajduje się wszechświat — makrokosmos, a to ze względu na swe ogromne rozmiary, oraz świat mikroskopowy, zwany też mikrokosmosem, czyli świat drobin, atomów i cząstek elementarnych, niedostępny bezpośredniej obserwacji ze względu na zbyt małe rozmiary jego składników.

Granice świata makroskopowego nie są bardzo ściśle określone. Przyrządy fizyczne służyć mogą za przedłużenie naszych zmysłów, np. chociażby mikroskop, rakiety itp. Dzięki użyciu takich przyrządów granice świata makroskopowego ulegają rozszerzeniu.

Do teoretycznego opisu światów, będących poza zasięgiem bezpośredniej obserwacji i opisu zjawisk w nich zachodzących, stosuje się najczęściej metoda, którą nazwałem metodą modelową. W metodzie tej zakłada się pewien model,

<sup>1</sup> Mam tu na myśli jedynie ciała posiadające różną od zera masę spoczynkową.

czyli hipotetyczny twór myślowy (konstrukcję myślową), zastępujący niedostępny bezpośrednio obserwacji twór rzeczywisty i z modelu tego drogą dedukcji wyciąga się wszystkie możliwe wnioski. Wnioski te porównuje się z doświadczeniem. Wystarczy niezgodność jednego z wniosków z doświadczeniem, na przykład z jakimś nowo odkrytym zjawiskiem, aby model został odrzucony, albo przynajmniej zmodyfikowany. Modele budowane są tak, aby ich zachowaniem się rządziły w miarę możliwości ustalone prawa fizyczne. Wszelkie zmiany tych praw wprowadza się jedynie w razie bezwzględnej konieczności. Początkowo modele budowane były według wzorów zaczerpniętych ze świata makroskopowego (modele analogowe, np. mechaniczne, hydrodynamiczne itp.). W miarę rozwoju fizyki modele tracą coraz bardziej podobieństwo do tych wzorów. Nieraz tracą one swój charakter poglądowy, stają się coraz bardziej abstrakcyjne.

Z tego co powiedziałem wynika, że model może być w najlepszym razie jedynie niekompletnym obrazem swego odpowiednika w rzeczywistości. Żaden model nie może być więc uważany za coś trwałego, ostatecznego. Służy on przez pewien czas, a następnie zostaje zastąpiony przez model doskonalszy, tłumaczący dokładniej obserwowane zjawiska lub większą ich liczbę.

Bardzo pouczającym przykładem tej ciągłej ewolucji modelu jest model atomu.

W teorii kinetycznej gazów w jej najprostszej postaci zakłada się atomy lub drobiny w postaci punktów materialnych, to znaczy ciał posiadających masę, lecz nie posiadających wymiarów. Przyjmuje się poza tym, że pomiędzy atomami nie działają żadne siły. Atomy znajdują się w ciągłym bezładnym ruchu. Atomy punktowe mogą się zderzać jedynie ze ścianami naczynia, w którym gaz się znajduje, nie mogą zderzać się między sobą. Założenie takich atomów (wraz z pewnymi dalszymi założeniami, o których tu mówić nie będę) prowadzi do praw gazów doskonałych. Prawa te są spełniane przez gazy rzeczywiste jedynie w sposób przybliżony i to jedynie w pewnym zakresie temperatur i ciśnień. Model punktowy nie może wyjaśnić ani obserwowanych odchyłeń od praw gazów doskonałych, ani istnienia różnych stanów skupienia, ani tworzenia się związków chemicznych, ani lepkości gazów, ani szeregu innych zjawisk i własności, których tu wyliczać nie będę.

Ulepszenie modelu przez Van de Waalsa polega na założeniu, że atomy (lub drobiny) są kulkami sprężystymi, które przy zderzeniach odbijają się od siebie jak kule bilardowe, a poza tym przyciągają się wzajemnie z pewnymi siłami. Taki model tłumaczy już znacznie więcej zjawisk niż model punktowy. A więc tłumaczy odchylenie zachowania się gazów od praw gazów doskonałych, istnienie ciał w stanie ciekłym, istnienie temperatury krytycznej, to znaczy temperatury, powyżej której zanika różnica pomiędzy stanem gazowym i ciekłym, lepkość, dyfuzję i przewodnictwo cieplne gazów, tzw. efekt Joule'a, którego tu bliżej opisywać nie będę, wspomnę jedynie, że na tym efekcie opiera się działanie większości skraplarek, to znaczy przyrządów służących do skraplania powietrza i innych gazów.

Jest rzeczą jasną, że i ten model jest bardzo uproszczony (można nawet powiedzieć, że jest on świadomie uproszczony). Ani atomy, ani tym bardziej drobiny, nie są ani punktami materialnymi, ani kulkami sprężystymi, obdarzonymi siłami wzajemnego przyciągania. Warto tu wspomnieć, że nawet samo istnienie atomów i drobin było przez czas dłuższy kwestionowane. Przyczynę dyskusję, która odbyła się po odczycie Boltzmanna o atomach i drobinach. Głos zabrał Mach i powiedział Boltzmannowi: *Pan przecież nie wie, czy drobiny w ogóle istnieją*. Boltzmann odpowiedział: *Ja wiem, że drobiny istnieją*. Na co Mach odpowiedział: *Nie, Pan nie wie*. Na tym zakończyła się dyskusja.

Dopiero po wykryciu przez botanika Browna tzw. ruchów Browna, czyli ciągłego ruchu, w którym znajdują się bardzo drobne cząstki materii zawieszone w ośrodku ciekłym lub gazowym i po wytłumaczeniu tego zjawiska przez Smoluchowskiego i Einsteina, przekonanie o rzeczywistym istnieniu drobin stało się powszechne.

Ale wróćmy do omawiania ewolucji, którym ulegał model atomu. Przyczyną, która wywołała dalszą modyfikację modelu, było wykrycie elektronów, czyli elementarnych ładunków elektrycznych ujemnych, oraz stwierdzenie, że są one składnikami atomów. Wszystkie dalsze modele atomów uwzględniają ten fakt. Przede wszystkim zauważmy, że atomy są tworcami elektrycznie obojętnymi. Muszą więc posiadać ładunek dodatni neutralizujący ujemny ładunek elektronów.

J. J. Thomson zaproponował model atomu, w którym ładunek dodatni rozpostarty jest w całej objętości atomu. Wewnątrz tego kulistego ładunku dodatniego znajdują się elektrony. Atom taki może pochłaniać i promieniować światło, choć nie może zdać sprawy z rodzaju promieniowania, jakie wysyłają atomy różnych pierwiastków chemicznych, czyli z widma tych atomów. Ale też i z innych względów atom Thomsona nie dał się utrzymać. Wysyłane przez ciała promieniotwórcze cząstki alfa (są to atomy helu pozbawione elektronów) przenikają przez cienkie warstwy materii (np. przez cienkie folie metalowe). Ulegają one przy tym odchyleniu od swego kierunku ruchu, czyli ulegają rozproszeniu. Niektóre z cząstek alfa rozpraszane są pod bardzo dużymi kątami a nawet odrzucane wstecz. Takiego rozproszenia wytłumaczyć atomy Thomsona nie mogą, dopuszczają one jedynie rozproszenie pod małymi kątami.

Modelem, który tłumaczy rozproszenie cząstek alfa w sposób zgodny z doświadczeniem, jest model Rutherforda, model jądrowy. W atomie Rutherforda cały ładunek dodatni i cała niemal masa atomu skupiona jest w bardzo małym, w porównaniu z całym atomem, jądrze atomowym. Dokoła jądra krążą elektrony po orbitach podobnie do planet krążących dokoła słońca. Chwilę podania przez Rutherforda swego atomu można uważać za chwilę narodzenia się fizyki jądrowej. Jednakże sam model Rutherforda musiał ulec wkrótce modyfikacji. W myśl nauki o elektryczności każdy ładunek elektryczny poruszający się inaczej niż ruchem jednostajnym po linii prostej wysyła promieniowanie, traci więc swoją energię. Musiałyby więc tracić swoją energię elektrony



poruszające się w atomie Rutherforda po orbitach kołowych i eliptycznych i w końcu spaść na jądro. Tego się jednak nie obserwuje. Atomy, jak wykazuje doświadczenie, są tworcami trwałymi.

Wszystkie, omówione dotychczas modele atomu, rządzone są prawami świata makroskopowego, czyli prawami fizyki klasycznej. Okazało się jednak, że zjawisk świata atomowego nie można opisać za pomocą tych praw. Prace Plancka, którego setna rocznica urodzin minęła w ubiegłym roku, dały początek nowej fizyce, fizyce kwantowej, która rządzona jest prawami odmiennymi od praw fizyki klasycznej.

Pierwszy kwantowy model atomu, model Bohra, odniósł ogromne sukcesy. Model ten jest modyfikacją modelu Rutherforda, polegającą na przyjęciu pewnych dodatkowych założeń, założeń kwantowych. W modelu tym elektrony krążą po swych torach, „stacjonarnych“ torach kwantowych, nie promieniując, a więc nie tracąc energii. Pochłanianie lub emisja promieniowania następuje nagle, gdy elektron przeskakuje z jednego toru kwantowego na inny. W ten sposób została usunięta zasadnicza trudność w zrozumieniu trwałości atomu Rutherforda. Za pomocą modelu Bohra, rozwiniętego i uzupełnionego przez szereg badaczy, można było wytłumaczyć ogromną liczbę faktów doświadczalnych, m. in. rodzaje promieniowania wysyłane przez różne atomy, a zwłaszcza przez atom wodoru i atomy typu wodorowego, wyjaśnić teoretycznie (przy pewnym dodatkowym założeniu) układ periodyczny pierwiastków i szereg innych. Pomimo to model ten nie był w pełni zadowalający, nie był on konsekwentnie klasyczny ani konsekwentnie kwantowy. Wkrótce też okazało się, że daje on w niektórych przypadkach wyniki niezgodne z doświadczeniem.

Dalszy model był już czysto kwantowy. Pozostało w nim jądro atomowe, znikły jednak tory planetarne elektronów. Zachowanie się elektronów opisuje pewne równanie, równanie Schrödingera, mające zastosowanie do wszystkich zjawisk świata atomowego, w których nie występują prędkości zbliżone do prędkości światła.

Wkrótce okazało się jednak, że i ten model musiał ulec bardzo istotnemu uzupełnieniu: doświadczenie zmusiło do przyjęcia, że elektrony posiadają nie tylko ładunek elektryczny i masę, lecz są jak gdyby małymi magnesami i wykonują ruch obrotowy dokoła własnej osi. Mówimy, że elektrony posiadają moment magnetyczny i spin.

Dirac podał równanie, z którego te własności elektronu wynikają w sposób naturalny.

Przez dłuższy czas zdawać się mogło, że model atomu osiągnął swą najdoskonalszą, ostateczną postać. Tłumaczy on z niezwykłą precyzją ogromną liczbę zjawisk świata atomowego. Stwierdzono jednak w ostatnich czasach, że nawet ten model, model opierający się na równaniu Diraca, prowadzi do pewnych wyników różniących się, choć bardzo nieznacznie, od wyników pewnych niezwykle subtelných doświadczeń. Nowsza teoria kwantowa, kwantowa teoria pola, tłumaczy już te odchylenia w sposób zadowalający. Nie znaczy to jednak, że ostateczny.

Pragnę podkreślić, że mówiąc o najdoskonalszych nawet modelach atomu, wciąż miałem na myśli modele służące do opisu zjawisk związanych z budową zewnętrznej sfery atomu, sfery elektronowej. Budowa ta jest m. in. wynikiem oddziaływania elektronów z jądrem atomowym, jednakże budowa jądra atomowego należy do zakresu innego działu fizyki, do fizyki jądrowej.

Nawiasowo dodam, że dotychczas zaproponowane modele jądra atomowego dalekie są jeszcze od doskonałości modelu atomu.

Podany tu zarys historii rozwoju modelu atomu jest z konieczności niekompletny (opuściłem niektóre ważne modele jak model Lorentza i „model“ Heisenberga), oraz pobieżny i powierzchowny. Służyć on ma jedynie za ilustrację faktu, że modele nie są czymś trwałym i ostatecznym i że w najlepszym razie mogą one służyć za niekompletny obraz swego odpowiednika w rzeczywistym świecie. Posiadają więc one charakter hipotetyczny. Natomiast wnioski z teorii modelowych, choć dotyczą właściwie modelu a nie tworu rzeczywistego, jeżeli są zgodne z doświadczeniem, są w granicach dokładności doświadczenia i dla zakresu warunków doświadczenia, całkowicie pewne i ostateczne. Stanowią one trwałą dorobek fizyki i mogą być i są wykorzystywane w zastosowaniach praktycznych.

Na zakończenie chciałbym wyrazić przekonanie, że w miarę rozwoju fizyki modele będą się stawały coraz wierniejszymi obrazami tworów rzeczywistych, choć może nigdy obrazami absolutnie wiernymi.

*Abstract:* This is the content of a lecture given for nonspecialists at the inauguration of the academic year 1959/60 at the Nicholas Copernicus University. The problem is discussed whether or not there exist results of physical investigations which may be considered as final, and thus of a lasting validity. The discussion concerns experimental results as well as the purely phenomenological theories and those in which a certain „model” is assumed.

Zofia Białynicka-Birula

Instytut Fizyki PAN  
Warszawa

## Nadpromienistość

Superradiancy

### I. Wstęp

Źródła światła, z którymi mamy do czynienia tak w życiu codziennym jak i w pracowniach naukowych, wytwarzają na ogół promieniowanie o bardzo małym stopniu spójności nawet w obrębie szerokości jednej linii widmowej<sup>1</sup>. Obraz interferencyjny możemy uzyskać tylko przez nałożenie kwasimono-chromatycznych wiązek pochodzących z tego samego punktu źródła i to tylko wtedy, gdy różnica dróg optycznych wytworzona między tymi wiązkami (np. w interferometrze Michelsona) nie przekracza pewnej maksymalnej długości  $l = c/\Delta\nu$ , gdzie  $\Delta\nu$  jest szerokością linii widmowej, a  $c$  prędkością światła w próżni. Długość ta nazwana długością spójności jest rzędu metrów. Związany z nią czas spójności  $\Delta t$  ( $\Delta t = l/c = 1/\Delta\nu$ ) jest dla większości linii widmowych rzędu  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  s. Te własności światła są zrozumiałe, jeśli wyobrazimy sobie, że źródło światła składa się z dużej liczby wzbudzanych atomów, z których każdy promieniuje spontanicznie niezależnie od pozostałych atomów krótkie ciągi fal o przypadkowych fazach początkowych. Czas spójności związany jest z czasem życia atomu w stanie wzbudzonym. Ciągi fal pochodzące od różnych atomów nie są w żaden sposób skorelowane między sobą. Takie źródło światła wytwarza więc optyczny odpowiednik szumów radiowych. Natężenie światła mierzone w dowolnym punkcie przestrzeni uśrednione w pewnym przedziale czasu potrzebnym na dokonanie pomiaru (czas ten jest z reguły większy od czasu spójności) jest proporcjonalne do liczby promieniujących atomów w źródle. Prosta zależność

$$I = NI_0,$$

<sup>1</sup> Wyjątek stanowią lasery, w których, w wyniku wymuszonej emisji wzmacnianej w rezonatorze, wytwarzane jest promieniowanie o bardzo dużym stopniu spójności.



gdzie  $I$  jest natężeniem światła pochodzącego od całego źródła,  $I_0$  natężeniem światła wysyłanego przez jeden atom, a  $N$  liczbą atomów, wyraża brak korelacji między promieniowaniem poszczególnych atomów. Wzór ten stosuje się dobrze do wszelkich tzw. termicznych źródeł światła takich jak żarzące się druty, spalające się substancje, łuk elektryczny, słońce. Nie można go jednak stosować w przypadku, gdy między promieniującymi atomami istnieją silne korelacje. Korelacje takie można wytworzyć na przykład naświetlając układ silnym spójnym impulsem światła o rezonansowej częstotliwości. W wyniku takiego wzbudzenia układ wysyła spontanicznie promieniowanie, którego natężenie jest proporcjonalne do kwadratu liczby czynnych atomów ( $I \sim N^2 I_0$ ). Teoretyczny opis takiego stanu układu atomów podał w 1954 r. amerykański fizyk Dicke [1]. Dla określenia tego stanu wprowadził on termin „stan nadpromienisty“ (superradiant state).

## II. Model teoretyczny

Rozważmy za Dickem układ  $N$  jednakowych atomów, które traktujemy jako rozróżnialne, gdyż zakładamy, że wzajemne odległości między nimi są duże w porównaniu z rozmiarami atomów. Przyjmujemy, że każdy atom posiada dwa dyskretne niezdegenerowane poziomy energii wewnętrznej  $E/2$  i  $-E/2$ , którym odpowiadają funkcje falowe  $\psi^+$  i  $\psi^-$ . Dowolny stan  $j$ -ego atomu można więc opisać jako superpozycję  $a_j \psi_j^+ + b_j \psi_j^-$ , lub za pomocą dwuwierszowej kolumny  $\begin{pmatrix} a_j \\ b_j \end{pmatrix}$ . Jest to założenie upraszczające. Każdy atom, jon czy molekula posiada wiele poziomów energetycznych. Badany model będziemy stosowali jednak do opisu doświadczeń, w których odgrywa rolę tylko jedno przejście między dwoma wyróżnionymi poziomami. Będziemy badali układ atomów jako całość, interesując nas przy tym te stany układu, którym odpowiadają silne korelacje między atomami. Zakładamy, że energia wewnętrzna atomu nie zależy od jego ruchu względem środka masy układu. Hamiltonian  $H_0$  niezaburzonego przez oddziaływanie z polem elektromagnetycznym układu atomów jest więc sumą operatorów energii kinetycznej  $H_g$  i energii wewnętrznej.

$$H_0 = H_g + E \sum_{j=1}^N R_{j3}. \quad (1)$$

Operator  $R_{j3}$  działa na funkcję falową  $j$ -tego atomu i przedstawiony w formie macierzowej ma postać:

$$R_{j3} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Sumę operatorów  $R_{j3}$  będziemy oznaczali symbolem  $R_3$ . Wartości własne  $m$  operatora  $R_3$  mierzą stopień wzbudzenia układu. Posługując się obrazem kla-

sycznym można by je interpretować jako połowę różnicy między liczbą  $N_+$  wzbudzonych atomów a liczbą  $N_-$  atomów w stanie podstawowym.

$$m = (N_+ - N_-)/2, \quad N_+ + N_- = N. \quad (3)$$

Liczby kwantowe  $m$  zawarte są w przedziale  $(-N/2, N/2)$ . Funkcje własne  $\psi_{gm}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t)$ , hamiltonianu  $H_0$  są jednocześnie funkcjami własnymi operatora  $R_3$ .

$$H_0 \psi_{gm}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t) = (E_g + mE) \psi_{gm}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t), \quad (4)$$

gdzie  $E_g$  jest energią ruchu układu atomów. Układy wartości własnych  $(g, m)$  są na ogół silnie zdegenerowane. Stopień degeneracji wynosi:

$$\frac{N!}{(N/2 + m)!(N/2 - m)!}$$

Degenerację można częściowo usunąć rozpatrując równoczesne funkcje własne operatorów  $H_0$ ,  $R_3$  oraz operatora  $R^2$ , który definiujemy w następujący sposób. Rozważamy operatory  $R_{j1}$  i  $R_{j2}$ , które odnoszą się do  $j$ -tego atomu i wraz z operatorem  $R_{j3}$  tworzą układ trzech macierzy Pauliego.

$$R_{j1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad R_{j2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Sumy tych operatorów  $R_1 = \sum_{j=1}^N R_{j1}$  i  $R_2 = \sum_{j=1}^N R_{j2}$  wraz z operatorem  $R_3$  tworzą układ operatorów spełniający relacje przemienności charakterystyczne dla składowych momentu pędu.

$$[R_1, R_2] = iR_3, \quad [R_2, R_3] = iR_1, \quad [R_3, R_1] = iR_2. \quad (6)$$

Operator  $R^2$ , który jest odpowiednikiem operatora kwadratu momentu pędu,

$$R^2 = R_1^2 + R_2^2 + R_3^2, \quad (7)$$

posiada wartości własne  $r(r+1)$ , gdzie  $|m| \leq r \leq N/2$ . Jest on przemienny z hamiltonianem  $H_0$ . Liczby kwantowe  $r$  mogą więc służyć do charakterystyki stanów stacjonarnych układu. Równoczesne funkcje własne operatorów  $H_0$ ,  $R_3$  i  $R^2$  będziemy oznaczali symbolami  $\psi_{grm}$  lub  $|g, r, m\rangle$ . Układy liczb kwantowych  $(g, r, m)$  są jeszcze na ogół zdegenerowane, przy czym stopień degeneracji wynosi:

$$\frac{N!(2r+1)}{(N/2 + r + 1)!(N/2 - r)!} \quad (8)$$

Widzimy, że stopień degeneracji nie zależy od liczby kwantowej  $m$  i maleje ze wzrostem liczby kwantowej  $r$ . Stany o największej możliwej wartości  $r$  ( $r = N/2$ ) są niezdegenerowane. Należą do nich między innymi stan podstawowy ( $r = N/2$ ,  $m = N/2$ ) i stan maksymalnie wzbudzonego układu ( $r = N/2$ ,  $m = N/2$ ). Przy dużej liczbie atomów małym wartościom liczby kwantowej  $r$

odpowiada duża waga statystyczna. Takie wartości  $r$  są więc najbardziej prawdopodobne. Układ dużej liczby atomów wzbudzanych termicznie znajduje się na ogół w stanie o najmniejszej możliwej liczbie  $r$  ( $r = |m|$ ).

Wykażemy teraz, że natężenie spontanicznego promieniowania układu atomów zależy od liczby kwantowej  $r$ . Oddziaływanie z polem elektromagnetycznym opisujemy półklasycznie. Przyjmujemy, że oddziaływanie to jest typu elektrycznego dipolowego i zakładamy, że operator momentu dipolowego nie posiada elementów diagonalnych w reprezentacji, w której diagonalny jest hamiltonian  $H_0$ . Oznacza to, że atomy nie mają własnego momentu dipolowego. Hamiltonian oddziaływania  $H_I$  można przedstawić w formie kombinacji operatorów  $R_{j1}$  i  $R_{j2}$ .

$$H_I = -\mu \sum_{j=1}^N \mathbf{E}(\mathbf{r}_j) \cdot (\mathbf{e}_1 R_{j1} + \mathbf{e}_2 R_{j2}). \quad (9)$$

We wzorze tym  $\mathbf{E}(\mathbf{r}_j)$  oznacza wektor natężenia pola elektrycznego w punkcie, w którym znajduje się  $j$ -ty atom,  $\mathbf{e}_1$  i  $\mathbf{e}_2$  są stałymi rzeczywistymi wektorami, a  $\mu$  stałą sprzężenia. Rozpatrzmy teraz dwa przypadki.

*Przypadek pierwszy, gdy rozmiary liniowe układu atomów są dużo mniejsze niż długość fali  $\lambda$  ( $\lambda = 2\pi\hbar/E$ ) emitowanego promieniowania.*

Sytuacja taka ma miejsce na przykład wtedy, gdy badamy promieniowanie układu w zakresie fal radiowych. Możemy wtedy z dobrym przybliżeniem traktować pole  $\mathbf{E}$  jako stałe w obszarze zajmowanym przez układ atomów i posługiwać się uproszczoną formą hamiltonianu oddziaływania:

$$H_I = -\mu \mathbf{E}(0) \cdot (\mathbf{e}_1 R_1 + \mathbf{e}_2 R_2). \quad (10)$$

Operator  $R^2$  jest wtedy przemienny z operatorem  $H_I$ . Oddziaływanie z polem elektromagnetycznym nie zmienia więc liczby kwantowej  $r$ . Hamiltonian oddziaływania posiada różne od zera elementy macierzowe tylko między stanami o liczbach  $m$  różniących się o 1. Amplituda prawdopodobieństwa emisji spontanicznej dla atomów w stanie  $|g, r, m\rangle$  w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń jest proporcjonalna do następującego wyrażenia:

$$(g, r, m | (\mathbf{e}_1 R_1 + \mathbf{e}_2 R_2) | g, r, m-1) = \frac{1}{2} (\mathbf{e}_1 - i\mathbf{e}_2) [(r+m)(r-m+1)]^{1/2}. \quad (11)$$

Natężenie promieniowania spontanicznego dane jest więc wzorem:

$$I = (r+m)(r-m+1) I_0, \quad (12)$$

gdzie  $I_0$  jest natężeniem promieniowania układu złożonego z jednego wzbudzonego atomu. Układ atomów promieniuje więc najsilniej, gdy liczby kwantowe  $r$  i  $m$  przyjmują wartości:

$$r = N/2, \quad m = 0. \quad (13)$$

Natężenie promieniowania w tym stanie przy dużej liczbie atomów jest wtedy proporcjonalne do kwadratu liczby atomów.

$$I = I_0 N/2 \cdot (N/2 + 1) \simeq I_0 \cdot N^2/4. \quad (14)$$

Stan scharakteryzowany liczbami kwantowymi (13) jest stanem nadpromienistym. W stanie tym istnieje silna konstruktywna korelacja między stanami poszczególnych atomów.

Przy maksymalnym wzbudzeniu układu, tzn. gdy  $m = N/2$ ,  $r = N/2$ , otrzymujemy prawo emisji zwyczajnej:

$$I = NI_0, \quad (15)$$

mimo iż liczba kwantowa  $r$  osiąga i w tym przypadku maksymalną wartość. Przez odpowiedni dobór liczb  $r$  i  $m$  możemy uzyskać zarówno anomalnie silne, jak i anomalnie słabe promieniowanie. Ten ostatni przypadek odpowiada liczbom  $m = 0$ ,  $r = 0$ . Układ w tym stanie, mimo dość wysokiego stopnia wzbudzenia, jako całość nie promieniuje na skutek silnych destruktywnych korelacji.

*Przypadek drugi, gdy rozmiary układu są większe niż długość fali wysyłanego promieniowania.*

Z przypadkiem tym mamy do czynienia przy opisie doświadczeń optycznych, ze względu na małą długość fali światła widzialnego. Układ taki może w wyniku szczególnego wzbudzenia promieniować spontanicznie zgodnie z wzorem (14), ale tylko w pewnym, wyróżnionym przez wzbudzenie, kierunku<sup>2</sup>. Operator  $R^2$ , zdefiniowany poprzednio, nie jest w tym przypadku przemienny z hamiltonianem oddziaływania. W miejsce tego operatora rozpatruje się układ operatorów  $R_k^2$ , z których każdy związany jest z pewnym wektorem falowym  $\mathbf{k}$ . Rozkładamy w tym celu wektor pola elektrycznego na szereg Fouriera,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}_j) = \sum_{\mathbf{k}} [\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j) + \mathbf{v}_{\mathbf{k}}^* \exp(-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j)], \quad (16)$$

a hamiltonian układu przedstawiamy w następującej postaci:

$$H = H_0 + ER_3 - \frac{\mu}{2} \sum_{\mathbf{k}} (\mathbf{v}_{\mathbf{k}} \cdot \mathbf{e} R_{\mathbf{k}+} + \mathbf{v}_{\mathbf{k}}^* \cdot \mathbf{e}^* R_{\mathbf{k}-}), \quad (17)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \mathbf{e} &= \mathbf{e}_1 - i\mathbf{e}_2, \\ R_{\mathbf{k}\pm} &= R_{k1} \pm iR_{k2}, \end{aligned} \quad (18)$$

<sup>2</sup> Problem ten jest przedmiotem najnowszych badań prowadzonych przez Eberlego i Rehlera [2].

$$R_{k1} = \sum_{j=1}^N [R_{j1} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j) - R_{j2} \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j)],$$

$$R_{k2} = \sum_{j=1}^N [R_{j1} \sin(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j) + R_{j2} \cos(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j)].$$

Z operatorów  $R_{k1}$ ,  $R_{k2}$  i  $R_3$  budujemy operator  $R_k^2$  według wzoru:

$$R_k^2 = R_{k1}^2 + R_{k2}^2 + R_3^2. \quad (19)$$

Operator  $R_k^2$  posiada wartości własne  $r_k(r_k+1)$ . Podobnie jak w przypadku pierwszym wartości własne  $r_k$  i  $m$  spełniają reguły wyboru

$$\Delta r_k = 0, \quad \Delta m = \pm 1, \quad (20)$$

ale tylko dla absorpcji lub emisji promieniowania o wektorze falowym  $\mathbf{k}$ . Układ atomów, który jest w stanie własnym operatorów  $R_k^2$  i  $R_3$  o liczbach kwantowych  $r_k = N/2$ ,  $m = 0$  (czyli w stanie nadpromienistym) wysyła spontanicznie w kierunku  $\mathbf{k}$  promieniowanie o natężeniu

$$I(\mathbf{k}) = I_0(\mathbf{k})(N/2+1)N/2, \quad (21)$$

gdzie  $I_0(\mathbf{k})$  jest promieniowaniem pojedynczego atomu. Promieniowanie układu w tym stanie w innych kierunkach jest słabsze.

### III. Własności stanu nadpromienistego

W świetle powyższych rozważań wydawałoby się, że istnieją dwie naturalne metody doprowadzenia układu do stanu nadpromienistego. Obie oparte są na spostrzeżeniu, że w procesie absorpcji lub emisji (w przypadku optycznym tylko w wybranym kierunku) liczba kwantowa  $r$  nie ulega zmianie, zmienia się zaś liczba  $m$ . Można więc wzbudzić układ do stanu nadpromienistego przez absorpcję odpowiednio silnego promieniowania o rezonansowej częstotliwości  $\omega = E/\hbar$  rozpoczynając od stanu podstawowego układu. Druga metoda polegałaby na maksymalnym wzbudzeniu układu, który przez kolejne akty emisji spontanicznej doszedłby do stanu nadpromienistego. Na obie te możliwości wskazał Dicke [1]. Opracował on następnie wraz z Romerem [3] praktyczną metodę wzbudzania od stanu zbliżonego do stanu nadpromienistego amoniaku w stanie gazowym. W wyniku tego wzbudzenia gaz promieniował silny sygnał w dziedzinie mikrofal. Do wzbudzania użyto silnego impulsu mikrofalowego o rezonansowej częstotliwości. Uwzględniono przy tym fakt, że gaz znajdował się początkowo nie w stanie podstawowym, lecz w stanie równowagi termodynamicznej. Stan układu  $N$  dwupoziomowych molekuł w równowadze termo-

dynamicznej nie jest stanem własnym operatorów  $R_3$  i  $R^2$ . Można go opisać posługując się operatorem gęstości  $\rho$ ,

$$\rho = \frac{\exp(-ER_3/kT)}{\text{Tr}\{\exp(-ER_3/kT)\}} = 2^{-N} \prod_{j=1}^N (1 - \gamma R_{j3}), \quad (22)$$

gdzie  $\gamma = 2 \text{th}(E/2kT)$ ,  $k$  jest stałą Boltzmana, a  $T$  temperaturą w skali Kelvina. W stanie tym średnia wartość  $\bar{m}$  operatora  $R_3$  wynosi:

$$\bar{m} = -\frac{N}{2} \cdot \frac{\gamma}{2} = -\frac{N}{2} \text{th}(E/2kT), \quad (23)$$

a średnia wartość  $\bar{r}$  operatora  $R$  przyjmuje najmniejszą możliwą wartość:  $\bar{r} = |\bar{m}|$ . Przez absorpcję rezonansowego promieniowania można doprowadzić gaz tym bliżej do stanu nadpromienistego, im niższa była początkowa temperatura gazu.

Drugi mechanizm dochodzenia do stanu nadpromienistego, polegający na emisji spontanicznej ze stanu maksymalnie wzbudzonego, nie został dotąd nigdy wykorzystany w praktycznych zastosowaniach. Żeby bowiem doprowadzić do tak silnego wzbudzenia, trzeba mieć do czynienia z metatrwałym poziomem wzbudzonym. Czas życia atomu w takim stanie (a więc i czas emisji spontanicznej) jest wtedy dużo większy niż czas relaksacji układu<sup>3</sup>. Zanim układ przez promieniowanie dojdzie do stanu o liczbie kwantowej  $m = 0$ , procesy relaksacyjne zniszczą początkową korelację między atomami i liczba kwantowa  $r$  zmaleje. Stan nadpromienisty rzeczywistego układu jest bowiem stanem nietrwałym i to z wielu powodów<sup>4</sup>. Po pierwsze, stan ten rozpada się w wyniku spontanicznej emisji. Związany z tym procesem czas życia zależy od badanego przejścia. Dla zwykłych przejść jest rzędu  $10^{-8}$ — $10^{-7}$  s, dla przejść z poziomów metatrwałych jest znacznie dłuższy. Po drugie, stan ten rozpada się na skutek nieodwracalnych procesów relaksacyjnych (nie uwzględnionych w rozważanym modelu) dających tzw. jednorodne poszerzenie linii widmowej. Są to np.: wymiana energii między poszczególnymi atomami w wyniku zderzeń, lub wymiana energii między atomami a siatką krystaliczną. Czas związany z tymi procesami maleje gwałtownie ze wzrostem temperatury układu. Po trzecie, stan nadpromienisty rozpada się na skutek występowania odwracalnych procesów dających tzw. niejednorodne poszerzenie linii widmowej. W rozważanym uproszczonym modelu zakładaliśmy, że wszystkie atomy mają dokładnie taką samą energię wzbudzenia. W rzeczywistości na skutek np. niedoskonałości sieci krystalicznej energie wzbudzenia atomów rozrzucone są w pewnym przedziale  $\Delta E = \hbar \Delta \omega$ . Czas życia związany z niejednorodnym poszerzeniem jest rzędu  $1/\Delta \omega$  i odgrywa ważną rolę w procesach tworzenia się spinowego i fotonowego echa. Zjawiska te, o których będzie mowa w następnych paragrafach, uwarunkowane są istnieniem stanów nadpromienistych.

<sup>3</sup> Na przykład czas emisji spontanicznej linii  $R_1$  rubinu wynosi około  $5 \cdot 10^{-2}$  s.

<sup>4</sup> Porównaj artykuł Orajewskiego [4] w *Uspiechach Fizycznych Nauk*.

#### IV. Doświadczenia w dziedzinie fal radiowych i mikrofal

Pierwsze doświadczenia, w których obserwowano nadpromienistość, wykonane były w dziedzinie magnetycznego rezonansu jądrowego w 1950 r.<sup>5</sup> Rolę dwupoziomowych obiektów promieniujących w dziedzinie fal radiowych gra w tych doświadczeniach układ spinów jąder atomowych umieszczonych w stałym i jednorodnym polu magnetycznym  $\mathbf{H}_0$ . Każdy spin posiada dwa stany energetyczne, którym odpowiadają wartości rzutu spinu na kierunek pola równe  $\hbar/2$  i  $-\hbar/2$ . W równowadze termodynamicznej wytwarza się pewna makroskopowa magnetyzacja  $\mathbf{M}$ , proporcjonalna do średniej wartości sumy wektorów spinu. Układ wzbudzany jest silnym krótkotrwałym impulsem zmiennego pola magnetycznego  $\mathbf{H}_\perp$  o częstości równej częstości precesji Larmorowskiej ( $\omega = \omega_0 = \gamma H_0$ , gdzie  $\gamma$  jest współczynnikiem giromagnetycznym jądra), skierowanego prostopadle do stałego pola. Magnetyzacja  $\mathbf{M}$  wykonuje precesję wokół wypadkowego pola magnetycznego opisaną równaniem:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}), \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_\perp. \quad (24)$$

W trakcie trwania impulsu wzbudzającego można zaniedbać precesję magnetyzacji wokół pola  $\mathbf{H}_0$  słabszego od  $\mathbf{H}_\perp$ . Dobierając amplitudę pola  $\mathbf{H}_\perp$  i czas trwania impulsu  $\tau$  tak, by spełniony był związek

$$\gamma\tau H_\perp = \pi/2, \quad (25)$$

można wytworzyć dużą makroskopową magnetyzację ośrodka skierowaną prostopadle do stałego pola magnetycznego. Układ w tym stanie promieniuje najsilniej. Impuls spełniający warunek (25) nosi nazwę impulsu 90-stopniowego. (Podobnie mówi się o impulsie 180-stopniowym, gdy czas trwania i amplituda impulsu spełnia warunek:  $\gamma\tau H_\perp = \pi$ .) Doświadczenia tego typu wykonał w 1950 r. Hahn [5] wzbudzając układ spinów protonów w roztworze wodnym  $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$  znajdującym się w stałym polu magnesu impulsem 90-stopniowym o częstości radiowej. Obserwował on silny sygnał towarzyszący wzbudzającemu impulsowi i mierzył jego czas życia.

W tym samym roku Hahn [6] dokonał pierwszych doświadczeń nad zjawiskiem echa spinowego. Zjawisko to, którego dokładne objaśnienie wykracza poza ramy niniejszego artykułu<sup>6</sup>, polega na tym, że układ spinów znajdujący się w stałym i jednorodnym polu magnetycznym wzbudzany kolejno w odstępach czasu  $\tau$  dwoma krótkotrwałymi impulsami 90-stopniowym i 180-stopniowym wysyła spontanicznie po czasie  $\tau$  od ustania drugiego impulsu silny sygnał świadczący o wytworzeniu się po raz drugi stanu nadpromienistego. Oba wzbudzające impulsy pola magnetycznego mają tę samą rezonansową częstość

<sup>5</sup> Poprzedziły one ogólną teorię podaną przez Dickego, która została zresztą opracowana jako uogólnienie teorii układów spinów na inne promieniujące układy obiektów o dwóch stanach energetycznych.

<sup>6</sup> Objaśnienie to można znaleźć np. w książce Hennela [7].

równą częstości precesji larmorowskiej, różnią się tylko czasem trwania. Pierwszy impuls wytwarza, podobnie jak w doświadczeniach omówionych poprzednio, dużą poprzeczną magnetyzację. Towarzyszy mu silny sygnał. W okresie między pierwszym a drugim impulsem magnetyzacja poprzeczna zanika w wyniku tego, że różne spiny dokonują precesji larmorowskiej wokół pola  $H_0$  z różnymi częstościami na skutek niejednorodności efektywnego pola magnetycznego. Są to procesy odwracalne, z którymi związane jest niejednorodne poszerzenie linii widmowej. Gdy czas  $\tau$  między impulsami jest mniejszy od czasu relaksacji układu, związanego z procesami nieodwracalnymi, drugi impuls (180-stopniowy) odgrywa rolę czynnika jak gdyby odwracającego bieg czasu. Poszczególne spiny precesujące wokół  $H_0$  z różnymi częstościami składają się znów po czasie  $\tau$  w dużą poprzeczną magnetyzację, której wytworzenie sygnalizuje silne spontaniczne promieniowanie zwane echem spinowym. Hahn obserwował echo spinowe protonów w wodzie, w glicerynie i w roztworze wodnym  $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3$ . Podobne doświadczenia były wielokrotnie powtarzane, stanowią one bowiem jedną z najlepszych metod mierzenia czasu relaksacji. W tym samym celu dokonywane są też doświadczenia nad elektronowym echem spinowym<sup>7</sup> w dziedzinie mikrofal.

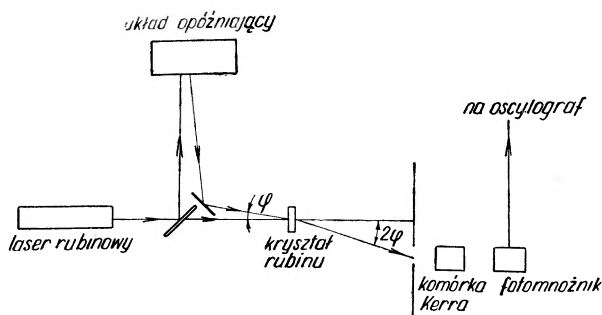
Nadpromienistość w dziedzinie mikrofal obserwowano również w generatorach molekularnych o dwóch komorach rezonansowych, przez które kolejno przelatywała wiązka molekuł amoniaku. Zjawisko to zaobserwował po raz pierwszy Higa [9] w 1957 r., a badali je dokładnie zarówno teoretycznie, jak i doświadczalnie fizycy radzieccy Strachowski, Tatarenkow, Basow i Orajewskij [10, 11, 12].

## V. Doświadczenia w dziedzinie optycznej

Obserwacja zjawiska echa fotonowego, które jest optycznym odpowiednikiem echa spinowego, stała się możliwa dopiero w wyniku rozwoju techniki laserowej. Tylko używając lasera można bowiem wytworzyć dostatecznie silny spójny impuls świetlny potrzebny do wzbudzenia układu atomowego do stanu nadpromienistego. Pierwsze doświadczenia nad echem fotonowym wykonała grupa fizyków z Uniwersytetu Columbia w Nowym Jorku w 1964 r. [13, 14]. Badanym układem były jony chromu w kryształach rubinu emitujące linię  $R_1$  przy przejściu z poziomu  ${}^2E(\bar{E})$  na poziom  ${}^4A_2$ . Kryształ rubinu utrzymywany był w temperaturze ciekłego helu po to, by czas relaksacji układu związany z nieodwracalnymi procesami (głównie z wymianą energii między jonami chromu) był dłuższy od czasu życia stanu nadpromienistego uwarunkowanego istnieniem niejednorodności kryształu. Jako źródła impulsów wzbudzających użyto lasera rubinowego o modulowanej dobroci, utrzymywanego w temperaturze ciekłego azotu. Promieniowanie wysyłane przez kryształ rejestrowane

<sup>7</sup> Porównaj artykuł Faudrowicza [8] w *Postęпах Fizyki*.





Schemat doświadczenia nad echem fotonowym wg [13] i [14]

było przez fotomnożnik przekazujący sygnały na oscylograf. Schemat doświadczenia przedstawiony jest na rysunku. Wiązkę wychodzącą z lasera dzielono przy pomocy zwierciadła półprzepuszczającego na dwie części. Pierwsza odgrywała rolę impulsu 90-stopniowego doprowadzając jony chromu w kryształach do stanu nadpromienistego. Impulsowi temu towarzyszył silny sygnał pochodzący od badanej próbki. Druga część impulsu opóźniona o czas  $\tau$  padała na kryształ pod małym kątem  $\varphi$  do kierunku pierwszego impulsu ( $\varphi \simeq 3^\circ$ ). Gra ona rolę impulsu 180-stopniowego, który powoduje, że odwracalne procesy powodujące zanik stanu nadpromienistego po pierwszym impulsie, związane z niedoskonałością sieci krystalicznej, zmieniają jak gdyby swój kierunek biegu w czasie i zaczynają odtwarzać po raz drugi stan nadpromienisty. Po czasie  $\tau$  od ustania drugiego impulsu obserwowano pod kątem  $2\varphi$  do kierunku pierwszego impulsu silny sygnał — echo fotonowe. Czas trwania impulsów był rzędu 10 ns, zaś czas dzielący impulsy rzędu 100 ns. Ci sami autorzy powtarzali w następnych latach doświadczenia nad echem fotonowym uzyskując również zjawisko wielokrotnego echa. Nie udało im się jednak wytworzyć echa, gdy badany kryształ znajdował się w wyższej niż helowe temperaturze. Nieodwracalne procesy relaksacji przebiegają bowiem w wyższych temperaturach zbyt szybko.

W pracy [14] podane jest dokładne obliczenie natężenia światła promieniowanego przez kryształ naświetlany kolejno w odstępach czasu  $\tau$  impulsami 90-stopniowym i 180-stopniowym. Natężenie promieniowania obserwowane w kierunku  $\mathbf{k}$  po czasie  $\tau$  od drugiego impulsu dane jest wzorem:

$$I(\mathbf{k}) = I_0(\mathbf{k}) \left[ \frac{N^2}{4} \left\{ \exp(i(\mathbf{k} + \mathbf{k}_1 - 2\mathbf{k}_2) \cdot \mathbf{r}_j) \right\}_{av}^2 + \frac{1}{4} N \right], \quad (26)$$

gdzie  $I_0(\mathbf{k})$  jest natężeniem promieniowania pochodzącego od pojedynczego jonu,  $N$  liczbą jonów w naświetlanej próbce,  $\mathbf{k}_1$  i  $\mathbf{k}_2$  wektorami falowymi pierwszego i drugiego impulsu, a symbol  $\{ \}_{av}$  oznacza uśrednianie po wszystkich jonach w próbce. Wyrażenie na  $I(\mathbf{k})$  zawiera więc część proporcjonalną do  $N^2$  praktycznie tylko wtedy, gdy spełniony jest warunek:

$$\mathbf{k} + \mathbf{k}_1 - 2\mathbf{k}_2 = 0.$$

Jeżeli bowiem warunek ten nie zachodzi, występująca we wzorze (26) średnia jest bardzo bliska zera. Warunek ten spełnić można ściśle jedynie wtedy, gdy kierunki wszystkich trzech wektorów są zgodne, długości ich są bowiem jednakowe. Przy bardzo małym kącie  $\varphi$  między wektorami  $\mathbf{k}_1$  i  $\mathbf{k}_2$  warunek ten może być spełniony w przybliżeniu, gdy kąt między wektorami  $\mathbf{k}$  i  $\mathbf{k}_1$  wynosi  $2\varphi$ . Taka sytuacja miała miejsce w doświadczeniach omawianych w tym paragrafie.

## VI. Spójność promieniowania w stanie nadpromienistym

Dicke i wielu innych autorów, piszących o stanie nadpromienistym, nazywali spójnym promieniowanie pochodzące od tego stanu z uwagi na to, że jego natężenie jest proporcjonalne do  $N^2$ . Dicke nie przeprowadził dokładnej analizy własności tego promieniowania. Nie pozwalał mu zresztą na to stosowany przez niego zbyt uproszczony półklasyyczny model. Problemy te były tematem artykułów Senitzkego [15], który badał model dwupoziomowych atomów sprzężonych z jednomodowym skwantowanym polem elektromagnetycznym. Zdaniem Senitzkego promieniowanie wysyłane przez układ będący w stanie nadpromienistym jest niespójne, gdyż wartość oczekiwana pola elektromagnetycznego jest wtedy równa zeru. W czasie, gdy ukazywały się omawiane prace, nie istniała jeszcze dokładna definicja spójności kwantowego pola elektromagnetycznego. Pojęcie spójności wiązano z wynikami doświadczeń nad interferencją światła. Spójnymi nazywano dwie wiązki światła, które po nałożeniu na siebie dawały wyraźny obraz interferencyjny. Odkąd jednak zaczęto eksperymentować z promieniowaniem laserowym, znacznie różniącym się od wszelkich dotychczas znanych rodzajów światła, powstała konieczność przeprowadzenia rewizji poglądów na temat spójności i podania dokładnej i nowoczesnej definicji tego pojęcia. Drugim ważnym czynnikiem, który zwrócił uwagę fizyków na zagadnienia spójności, było rozwinięcie techniki pomiarowej opartej na układach fotonoznaków pracujących w koincydencji, która pozwoliła na pomiary nie tylko natężeń światła, lecz również korelacji między natężeniami różnych wiązek. Pionierami w tej dziedzinie byli Hanbury Brown i Twiss [16]. Ostatnio [17] przy pomocy podobnej techniki dokonano pomiaru potrójnych korelacji natężeń.

Stosowaną obecnie powszechnie pełną definicję spójności skwantowanego pola elektromagnetycznego podał w 1963 r. Glauber [18]. Pozwała ona na ostateczne rozstrzygnięcie problemu: czy promieniowanie wysyłane spontanicznie przez układ w stanie nadpromienistym jest spójne i w jakim stopniu? Okazało się [19], że promieniowanie to pod względem spójności posiada podobne własności do promieniowania tzw. idealnego jednomodowego lasera. Jest ono w kwantowym stanie mieszanym. Wszystkie składniki mieszaniny mają jednakową amplitudę, a wszystkie fazy od 0 do  $2\pi$  występują z jednakowym prawdopodobieństwem. Te teoretyczne przewidywania nie zostały jeszcze jednak potwierdzone przez doświadczenie.

*Abstract:* This is a review article devoted to the properties of the so called superradiant state of the atomic system and its radiation. The theoretical model of such a system proposed by R. H. Dicke is briefly described. Experiments in the radio wave region and optical region are reviewed. The relation between the superradiancy and the echo phenomenon is described. Coherence properties of the radiated field are briefly analyzed.

#### Literatura

- [1] R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, **93**, 99 (1954).
- [2] J. H. Eberly, N. E. Rehler, *Phys. Letters*, **29A**, 142 (1969).
- [3] R. H. Dicke, R. H. Romer, *Rev. Sci. Instrum.*, **26**, 915 (1955).
- [4] A. N. Orajewskij, *Uspiechi Fiz. Nauk*, **91**, 181 (1967).
- [5] E. L. Hahn, *Phys. Rev.*, **77**, 297 (1950).
- [6] E. L. Hahn, *Phys. Rev.*, **80**, 580 (1950).
- [7] J. W. Hennel, *Wstęp do teorii magnetycznego rezonansu jądrowego*, PWN, Warszawa 1966.
- [8] A. Faudrowicz, *Postępy Fizyki*, **20**, 37 (1969).
- [9] W. H. Higa, *Rev. Sci. Instrum.*, **28**, 726 (1957).
- [10] G. M. Strachowski, W. M. Tatarenkow, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **42**, 907 (1962).
- [11] N. G. Basow, A. N. Orajewskij, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **42**, 1529 (1962); **48**, 1220 (1965).
- [12] N. G. Basow, A. N. Orajewskij, G. M. Strachowski, W. M. Tatarenkow, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **42**, 1768 (1962).
- [13] N. A. Kurnit, I. D. Abella, S. R. Hartmann, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 567 (1964).
- [14] I. D. Abella, N. A. Kurnit, S. R. Hartmann, *Phys. Rev.*, **141**, 391 (1966).
- [15] I. R. Senitzky, *Phys. Rev.*, **111**, 3 (1958); **115**, 227 (1959).
- [16] R. Hanbury Brown, R. Q. Twiss, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A242**, 300 (1957).
- [17] F. Davidson, L. Mandel, *Phys. Letters*, **27A**, 579 (1968).
- [18] R. J. Glauber, *Phys. Rev.*, **130**, 2529 (1963); **131**, 2766 (1963).
- [19] Z. Białynicka-Birula, *Phys. Rev.* (w druku).

*Szczesny Kraśnicki*

Instytut Fizyki Jądrowej  
w Krakowie

## Widma energetyczne sieci spinowej w kryształach magnetycznych zawierających domieszki

Energy Spectra of the Spin Lattice in the Dotted Magnetic Crystals

### 1. Wstęp

Jest rzeczą powszechnie znaną, że występowanie symetrii translacyjnej w kryształach umożliwia stosunkowo proste usystematyzowanie możliwych stanów energetycznych kryształu przy pomocy jedyne go parametru  $\vec{q}$ , to jest wektora pędu kwasicząstek. Widmo energetyczne różnych elementarnych wzbudzeń w kryształach jest wówczas całkowicie określone przez podanie prawa dyspersji  $E = \hbar\omega(\vec{q}) = \varepsilon_{\vec{q}}$  stosownych kwasicząstek. Zastąpienie jednego lub wielu atomów występujących w kryształach o danym składzie stechiometrycznym w określonych krystalograficznie punktach sieci przez atomy innego rodzaju narusza niezmienniczość translacyjną sieci w analogiczny sposób, jak to czyni wprowadzenie w pewnym punkcie przestrzeni centrum rozpraszającego. Przez analogię do istnienia stanów rezonansowych i związanych w wypadku rozpraszania cząstek na jamie potencjalnej można oczekiwać i w wypadku kryształu z domieszkami pojawienia się nowych stanów energetycznych o pewnych szczególnych własnościach.

Problem widma energetycznego kryształów z domieszkami wzbudził w ubiegłych latach szczególnie silne zainteresowanie u fizyków teoretyków, zarówno ze względu na swe istotne znaczenie dla szeregu makroskopowych własności realnych kryształów, jak i ze względu na rozpracowanie nowej metody pozwalającej ten problem rozwiązywać [1], [2]. Okazało się, że jeżeli zaburzenie wnoszone przez domieszkę jest nawet silne, ale krótkozasięgowe, to problem znalezienia stanów energetycznych kryształu jest rozwiązywalny poprzez użycie tzw. funkcji Greena [2], [3]. Dwuczasową funkcję Greena  $G_{\hat{A},\hat{B}}(t, t')$  można na przykład (zobacz uwagi w [3], § 25) zdefiniować jako

$$G_{\hat{A},\hat{B}}(t, t') = G_{\hat{A},\hat{B}}(t-t') = i\Theta(t-t') \langle [\hat{A}(t), \hat{B}(t')] \rangle, \quad (1.1)$$

gdzie

$$\Theta(x) = \begin{cases} 1 & x > 0 \\ 0 & x < 0, \end{cases} \quad (1.2)$$

$\hat{A}(t)$ ,  $\hat{B}(t')$  są dowolnymi operatorami w reprezentacji Heisenberga (w zastosowaniach najczęściej  $\hat{A}$  i  $\hat{B}$  są iloczynami operatorów kreacji i anihilacji kwasicząstek), a symbol  $\langle [\dots, \dots] \rangle$  oznacza statystyczne uśrednienie po zespole Gibbsa komutatora  $[\dots, \dots]$ .

W praktyce używa się zazwyczaj nie samych funkcji (1.1), ale ich transformata Fouriera  $G_{\hat{A}, \hat{B}}(E)$ :

$$G_{\hat{A}, \hat{B}}(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\hat{A}, \hat{B}}(\tau) e^{iE\tau} d\tau, \quad G_{\hat{A}, \hat{B}}(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\hat{A}, \hat{B}}(E) e^{-iE\tau} dE \quad (1.3)$$

( $\hbar = 1$ ), które krótko nazywa się funkcjami Greena kryształu. Funkcja  $G_{\hat{A}, \hat{B}}(E)$  jest na ogół funkcją zespoloną, której bieguny  $E_j$  wyznaczają energię elementarnych wzbudzeń układu (zob. [3], § 26). Tak np. okazuje się [2], że jeśli dla idealnego gazu bozonów lub fermionów scharakteryzowanego przez hamiltonian

$$\mathcal{H} = \sum_{\vec{q}} \varepsilon_{\vec{q}} a_{\vec{q}}^{\dagger} a_{\vec{q}} \quad (1.4)$$

( $\varepsilon_{\vec{q}}$  — energia elementarnego wzbudzenia) operatory  $\hat{A}$  i  $\hat{B}$  zdefiniować jako operatory anihilacji i kreacji kwasicząstek, to funkcja Greena  $G_{\hat{A}\hat{q}\hat{q}^{\dagger}\hat{B}}^0(E) = G_{\hat{q}}^0(E)$  przyjmie postać

$$G_{\hat{q}}^0(E) = \frac{1}{E - \varepsilon_{\vec{q}}}. \quad (1.5)$$

W zastosowaniach funkcje Greena wyznacza się wychodząc z pewnego [3] nieskończonego ciągu równań na funkcje  $G_{\hat{A}, \hat{B}}(E)$ ,  $G_{[\hat{A}, \mathcal{H}], \hat{B}}(E)$  itd. Pierwsze z tych równań ma postać

$$EG_{\hat{A}, \hat{B}}(E) = \langle [\hat{A}, \hat{B}] \rangle + G_{[\hat{A}, \mathcal{H}], \hat{B}}(E). \quad (1.6)$$

Celem znalezienia rozwiązania równania (1.6), należy w odpowiednim miejscu urwać nieskończony ciąg równań, zakładając jakiś określony związek pomiędzy kolejnymi funkcjami ciągu. Np. narzuca się proporcjonalność (z sensownie dobranym współczynnikiem) pomiędzy  $G_{[\hat{A}, \mathcal{H}], \hat{B}}$  i  $G_{\hat{A}, \hat{B}}$ .

Posługując się techniką funkcji Greena udało się rozwiązać problem znalezienia stanów energetycznych kryształu z domieszkami w wypadku widma elektronów przewodnictwa w metalach [4], widma elastycznych drgań sieci atomowej [5] (praca przeglądowa) oraz widma „magnonowego“ (zob. odnośniki w dalszych rozdziałach). W wypadku fononów w kryształach zbudowanym z jednego rodzaju atomów o masie  $M$  po dodaniu atomu domieszki o masie  $m$  mogą pojawić się dodatkowe mody wibracyjne o energii leżącej ponad pasmem

fononowym, jeśli  $m < M$  i stany rezonansowe wewnątrz pasma, jeśli  $M < m$ . Teoria w tym wypadku rozwija się, zakładając lub nie (tzw. problem domieszek izotopowych) zmianę stałych siłowych kryształu dla oddziaływań  $m - M$ .

W niniejszym artykule interesować nas będzie wyłącznie zagadnienie wpływu domieszek na widmo energetyczne sieci spinowej w kryształach magnetycznych. Pomiedzy tym zagadnieniem a problemem widma drgań sieci atomowej istnieje silna analogia, ale w pierwszym wypadku nie ma sensu rozważać „problemu izotopowego“, gdyż zmiana spinu  $S$  na  $S'$  pociąga za sobą zmianę „stałych siłowych“, tj. całek wymiany pomiędzy oddziaływającymi ze sobą atomami. W rozdziale drugim zreferowane zostaną dotychczas uzyskane wyniki teoretyczne dla wypadku jednego atomu domieszkowego w sieci, a w rozdziale trzecim dla wypadku wielu atomów domieszkowych tego samego rodzaju. Na zakończenie w rozdziale czwartym poruszone zostanie zagadnienie eksperymentalnej weryfikacji teorii ze szczególnym uwzględnieniem nieelastycznego rozpraszania neutronów.

Autor chciałby w tym miejscu zaznaczyć, że niniejszy artykuł stanowi skróconą wersję szerszego opracowania w/w zagadnień, a opublikowanego już w postaci *Raportu IFJ* [40].

## 2. Widmo energetyczne w wypadku jednego atomu domieszkowego

### A. Ogólna charakterystyka

Problem wpływu jednego atomu domieszkowego na widmo energetyczne sieci spinowej dotychczas rozważany był teoretycznie jedynie w wypadkach różnych sieci kubicznych (czy zbliżonych do nich), przy czym zawsze zakładano hamiltonian postaci Heisenberga-Diraca, odpowiednio niską temperaturę i uwzględniano sprzężenie wymienne tylko z najbliższymi sąsiadami (stąd w teoriach występują jedynie:  $J$  — całka wymiany między dwoma sąsiednimi spinami-„gospodarzami“ i  $J'$  — całka wymiany między atomem domieszki i sąsiednim atomem kryształu wyjściowego). Opracowywano następujące zagadnienia: prosta (sc) ferromagnetyczna sieć kubiczna z atomem domieszki o sprzężeniu z sąsiadami ferromagnetycznym ( $J' > 0$  [6—9]) i o sprzężeniu antyferromagnetycznym ( $J' < 0$ ) [10, 11], sieci ferromagnetyczne powierzchniowo (fcc) i przestrzennie centrowane (bcc) z  $J' > 0$  [12], dwie przenikające się nawzajem proste kubiczne sieci ferromagnetyczne (o spinach równoległych lub antyrównoległych —  $J \geq 0$ ) i  $J'$  zgodnym co do znaku z  $J$  [13], sieć bcc antyferromagnetyczna z  $J'$  dowolnego znaku [14].

W zarysie ogólny wynik wszystkich wyżej wymienionych prac jest następujący:

W rozważanych kryształach oprócz kwasiciągłego widma wzbudzeń (odpowiadających falam spinowym doskonałego kryształu) istnieją dodatkowe dyskretne poziomy energetyczne. Liczba tych dodatkowych poziomów zależy

od struktury sieci, a stany te oznacza się literami  $s, p, d, f$ , itd., przy czym nomenklatura oznaczeń podyktowana jest własnościami symetrii odpowiadających im funkcji falowych (w stanach tych dla atomów sąsiadujących z domieszką symetria rozłożenia odchylenia wartości składowej zetowej spinu od odpowiednich wartości występujących w doskonałym kryształcie pokrywa się ze symetrią  $s, p, d$ , etc. elektronowych funkcji falowych w polu kubicznego kryształu). Położenie poziomów domieszkowych zależy od stosunków  $\beta = S'/S$  liczb kwantowych spinów atomu domieszki i atomów czystego kryształu, oraz od  $\alpha = J'/J$ , przy czym przy ustalonych  $\alpha$  i  $\beta$  kolejnym poziomom  $s, p, d, \dots$  (o ile istnieją) odpowiadają coraz to wyższe energie. Dyskretne poziomy istnieć mogą jedynie poza pasmem magnonowym doskonałego kryształu i są one wtedy nieskończenie wąskie (czas ich życia jest teoretycznie nieskończenie długi), a odpowiadające im funkcje falowe są silnie zlokalizowane wokół atomu domieszki. Poziomy te w dalszym ciągu nazywać będziemy zlokalizowanymi.

Wprowadzenie atomu domieszki nie tylko może wywołać powstanie poziomów zlokalizowanych, ale może również zmienić strukturę kwasiciągłego widma fal spinowych, deformując nieznacznie (w skali globalnej) samą relację dyspersji (efekty w pierwszym przybliżeniu proporcjonalne do stężenia domieszki równego  $1/N$ ), a lokalnie zmieniając nawet silnie kształt funkcji  $g(E)$ . Otóż wewnątrz pasma magnonowego mogą pojawić się pewne poziomy energetyczne zwane poziomami rezonansowymi lub wirtualnymi, lub kwasizlokalizowanymi, w pobliżu których funkcja rozkładu gęstości  $g(E)$  stanów magnonowych posiada ostre maksima. Przy tych samych energiach występują maksima w przekroju czynnym na rozpraszanie magnonów na atomie domieszki (mamy tu do czynienia z analogią do stanów rezonansowych w wypadku potencjalnego rozpraszania cząstki na centrum rozpraszającym umieszczonym w próżni). Poziomy wirtualne traktować można jako specjalne stany energetyczne o skończonym czasie życia (skończonej szerokości), którym odpowiadają funkcje falowe posiadające tendencje lokalizacji wokół atomu domieszki i zbliżające się, jak odwrotność pewnej potęgi odległości od domieszki, do pewnej stałej wartości.

## B. Wypadek prostej ferromagnetycznej sieci kubicznej i $J' > 0$

Celem bliższego zorientowania się w jakiejś konkretnej sytuacji rozważmy dokładniej wypadek ferromagnetycznego kryształu złożonego z  $N$  atomów jednego rodzaju o spinie  $S$ , dla których całka wymiany  $J$  pomiędzy najbliższymi sąsiadami jest dodatnia ( $J > 0$ ). Przypuśćmy, że w węzle 0 znajdującym się w początku kartezjańskiego układu współrzędnych macierzysty atom został zastąpiony innym o spinie  $S'$ , którego oddziaływanie z najbliższymi sąsiadami charakteryzuje całka wymiany  $J' > 0$ . Stan „próżni“ ( $|0\rangle$ ) pokrywający się w takim kryształcie ze stanem podstawowym odpowiada sytuacji, w której

wszystkie bez wyjątku spiny posiadają maksymalne rzuty na wybrany kierunek osi  $z$ . Hamiltonian tego kryształu zapisać można w postaci

$$\mathcal{H} = -J \sum_n \sum_{\Delta} \left[ \hat{S}_n \cdot \hat{S}_{n+\Delta} + 2J \sum_{\Delta} \hat{S}_0 \cdot \hat{S}_{0+\Delta} - 2J' \sum_{\Delta} \hat{S}_0^z \cdot \hat{S}_{0+\Delta}^z \right], \quad (2.1)$$

gdzie indeks  $n$  numerujący atomy sieci przebiega po wszystkich węzłach kryształu (od 0 do  $N-1$ ), a  $\Delta$  numeruje najbliższych sąsiadów. Pierwszy człon (2.1) daje hamiltonian układu niezaburzonego, tj. czystego kryształu. Do dalszych obliczeń wprowadza się zazwyczaj poprzez relacje

$$\hat{a}_j^{\pm} = (2S_j)^{-1} (\hat{S}_j^x \mp i \hat{S}_j^y) = (2S_j)^{-1} \hat{S}_j^{\mp}, \quad \hat{S}_j^z = S_j - \hat{a}_j^+ \hat{a}_j, \quad (2.2)$$

nowe operatory  $\hat{a}_j^+$  i  $\hat{a}_j = \hat{a}_j^-$  (zwane operatorami kreacji i anihilacji odchylenia składowej zetowej spinu w  $j$ -tym węzle sieci) spełniające reguły komutacji Bosego, przy czym  $S_0 = S'$ , a  $S_n = S$  dla  $n = 1, \dots, N-1$ .

O ile ponadto w hamiltonianie (2.1) z podstawieniem (2.2) ograniczymy się tylko do pewnej formy kwadratowej nowych operatorów (zgodnie z przyjętym przybliżeniem niezależnych fal spinowych), to łańcuch równań dla funkcji Greena

$$G_{nm}(E) = G_{\hat{a}_n, \hat{a}_m^+}(E) \quad (2.3)$$

automatycznie oberwie się na odpowiednim równaniu typu (1.6), dostarczając pewnego związku łączącego różne  $G_{ik}(E)$  (zob. (2.6) w [8]). Szukając rozwiązań tego równania funkcyjnego w postaci kombinacji liniowych funkcji Greena  $G_{nm}^0(E)$  dla kryształu bez domieszki

$$G_{nm}^0(E) = N^{-1} \sum_{\mathbf{q}} G_{\mathbf{q}}^0(E) e^{i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{n}-\mathbf{m})} = N^{-1} \sum_{\mathbf{q}} (E - \varepsilon_{\mathbf{q}})^{-1} \cdot e^{i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{n}-\mathbf{m})} \quad (2.4)$$

(w (2.4) wektory sieci odwrotnej  $\mathbf{q}$  przybierają wszystkie  $N$  możliwych wartości z pierwszej strefy Brillouina) uzyskuje się następujący wynik: Macierz  $G = \|G_{nm}(E)\|$  ma postać

$$G = (1 - G^0 V)^{-1} G^0, \quad (2.5)$$

gdzie  $G^0 = \|G_{nm}^0\|$

$$V = \begin{bmatrix} \varepsilon z, & -\gamma, & -\gamma, & \dots, & -\gamma \\ -\gamma, & \varrho, & & & \\ -\gamma, & & \varrho, & 0 & \\ \vdots & & & \ddots & \\ -\gamma, & 0 & & & \varrho \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon &= J'/J - 1 = \alpha - 1, & \varrho &= \beta - 1 + \varepsilon\beta, \\ \gamma &= \beta^{1/2}(1 + \varepsilon) - 1, & \beta &= S'/S. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Macierz  $V$  jest ogólnie wymiarów  $(z+1) \times (z+1)$ , gdzie  $z$  — liczba najbliższych sąsiadów (w naszym przypadku  $z = 6$ ), a dla wykonywania mnożenia  $G^0 V$  w (2.5) należy ją uzupełnić zerami aż do wymiaru  $N \times N$ .



Z kształtu związku (2.5) widać, że funkcje Greena  $G_{nm}$  posiadają osobliwości w biegunach funkcji  $G^0$ , a więc dla  $E = \varepsilon_q$ , a ponadto dla energii będących rozwiązaniem równania

$$D(E) = \det[1 - G^0(E)V] = 0. \quad (2.8)$$

Okazuje się, że rzeczywiste rozwiązania równania (2.8) istnieć mogą jedynie dla energii leżących poza pasmem (wtedy również funkcje Greena są rzeczywiste). W naszym szczególnym wypadku rozwiązania te występują tylko ponad pasmem. Ponieważ macierz  $1 - G^0V$  oprócz swej części o wymiarach  $(z+1) \times (z+1)$  ma same jedynki na przekątnej, więc dla prostej sieci kubicznej (sc) jej wyznacznik sprowadza się do wyznacznika rzędu 7. Dalsze uproszczenie zyskuje się korzystając z metod teorii grup [43]. Stosując przekształcenie podobieństwa o stosownej (zob. (2.12)) macierzy unitarnej  $T$  interesujący nas minor macierzy  $1 - G^0V$  sprowadzić można do postaci blokowej ( $2 \times 2 + 3 \times 3 + 2 \times 2$ ), przy czym liczba bloków i ich wymiary podyktowane są przez nieredukowalne reprezentacje grupy punktowej wyznaczonej przez wektory położenia oddziaływających z domieszką atomów. Stąd

$$D(E) = D_s(E) \cdot D_p^3(E) \cdot D_d^2(E), \quad (2.9)$$

gdzie  $D_s(E)$ ,  $D_p(E)$ ,  $D_d(E)$  są pewnymi skomplikowanymi funkcjami (zob. np. [8, 9]) energii, wyrażającymi się formalnie prosto poprzez parametry  $\varepsilon$ ,  $\rho$  i funkcje Greena  $G_{00}^0$ ,  $G_{12}^0$  i  $G_{13}^0$ . Tak np.

$$D_p(E) = 1 - 2JS\rho[G_{00}^0(E) - G_{12}^0(E)]. \quad (2.10)$$

Z (2.9) widać, że w kryształach sc występować mogą trzy typy stanów oznaczone symbolami  $s$ ,  $p$  i  $d$  (stany  $p$  i  $d$  są odpowiednio trzy- i dwukrotnie zdegenerowane), które odpowiadają energiom  $E_\mu^0$  ( $\mu = s, p, d$ ) będącym rozwiązaniami równań

$$D_s(E) = 0, \quad D_p(E) = 0, \quad D_d(E) = 0. \quad (2.11)$$

Transformacja  $T$  podana została w pracy [6] i ma postać

$$T = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & a & b & 0 & 0 & 0 & d \\ 0 & a & -b & 0 & 0 & 0 & d \\ 0 & a & 0 & b & 0 & c & e \\ 0 & a & 0 & -b & 0 & c & e \\ 0 & a & 0 & 0 & b & -c & e \\ 0 & a & 0 & 0 & -b & -c & e \end{bmatrix} \quad \begin{aligned} a &= z^{-1/2} = \left(\frac{1}{6}\right)^{1/2} \\ b &= \left(\frac{1}{2}\right)^{1/2} \\ c &= \frac{1}{2} \\ d &= \left(\frac{1}{3}\right)^{1/2} \\ e &= \left(\frac{1}{12}\right)^{1/2}, \end{aligned} \quad (2.12)$$

przy czym kolejność wierszy koresponduje z następującą numeracją położenia atomów:  $R(0) = (0, 0, 0)$ ,  $R(1) = (1, 0, 0)$ ,  $R(2) = (-1, 0, 0)$ ,  $R(3) = (0, 1, 0)$ ,  $R(4) = (0, -1, 0)$ ,  $R(5) = (0, 0, 1)$  i  $R(6) = (0, 0, -1)$ . Kolumny macierzy  $T$  posiadają określony sens fizyczny, a mianowicie: kolumny odpowiadające tej samej  $\mu$ -tej nieredukowalnej reprezentacji stanowią bazę dla wektorów własnych opisujących  $\mu$ -ty stan (mod). Pierwsze dwie kolumny macierzy (2.12) odpowiadają stanowi  $s$ , następne trzy stanowi  $p$ , itd.

Należy pamiętać, że wektory własne sieci spinowej są kształtu  $\psi = \Sigma \varphi(j)|j\rangle$ , gdzie wektory  $|j\rangle$  zdefiniowane są przez związek

$$|j\rangle = (2S_j)^{-1/2} \hat{S}_j^- |0\rangle \quad (2.13)$$

i opisują hipotetyczne stany fizyczne, w których maksymalny rzut na oś  $z$  spinu  $j$ -tego atomu uległ zmniejszeniu o jedność. Wielkość  $|\varphi(j)|^2$  wyznacza prawdopodobieństwo odchylenia spinu w  $j$ -tym węźle. Właśnie te współczynniki  $\varphi(j)$  dane są przez kolumny macierzy  $T$ , przy czym  $\varphi(j) = 0$  dla  $j > z+1$ . Warto tu może przypomnieć, że w stanie jednomagnonowym o wektorze kwasipędu  $\mathbf{q}$  współczynniki te dane są przez związek:

$$\varphi(j) = N^{1/2} \exp[i\mathbf{R}(j) \cdot \mathbf{q}].$$

Jeśli rozważać obszar energii odpowiadający pasmu magnonowemu, to celem usunięcia osobliwości funkcji Greena (2.4) na osi rzeczywistej stosuje się trick polegający na zastąpieniu energii  $E$  przez liczbę zespoloną  $E - i \cdot 0^+$ , gdzie  $0^+$  oznacza infeniezytymalnie małą część urojoną energii. Funkcje Greena są teraz zespolone i równanie (2.8), czy (2.9) nie ma na ogół rozwiązań rzeczywistych. Mogą natomiast istnieć rozwiązania  $E_\mu^0$  równań

$$\text{Re} D_\mu^*(E) = 0 \quad \mu = s, p, d. \quad (2.14)$$

W teorii funkcji Greena pokazuje się, że funkcja rozkładu gęstości stanów wyraża się wzorem

$$g(E) = (N\pi)^{-1} \text{Im Tr } G(E). \quad (2.15)$$

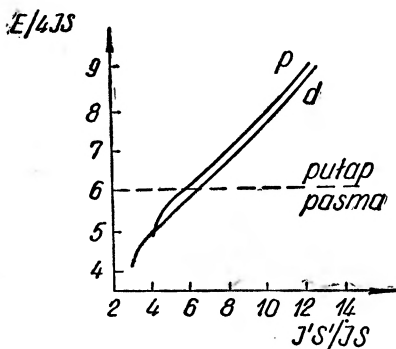
W szczególnym wypadku (2.5) okazuje się w wyniku czysto algebraicznych obliczeń, że

$$g(E) = g_0(E) + \frac{1}{N\pi} \left[ \text{Im} \frac{D'_s}{D_s} + 3 \text{Im} \frac{D'_{2p}}{D_p} + 2 \text{Im} \frac{D'_d}{D_d} \right], \quad (2.16)$$

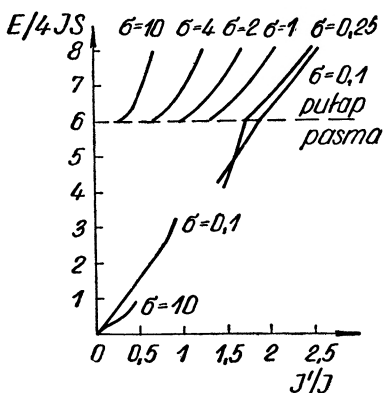
gdzie ' oznacza różniczkowanie po energii, a  $g_0(E)$  jest funkcją rozkładu dla idealnego kryształu. Z wzoru (2.16) widać, że rozkład gęstości kryształu z domieszką jest sumą  $g_0(E)$  i przyczynków  $\Delta_\mu g(E) = (N\pi)^{-1} \cdot \text{Im} D'_\mu(E) / D_\mu(E)$  branych z wagami statystycznymi równymi stopniowi degeneracji stanów.

W pobliżu energii  $E_\mu^0$  funkcja  $\Delta_\mu g(E)$  zachowuje się w przybliżeniu jak funkcja

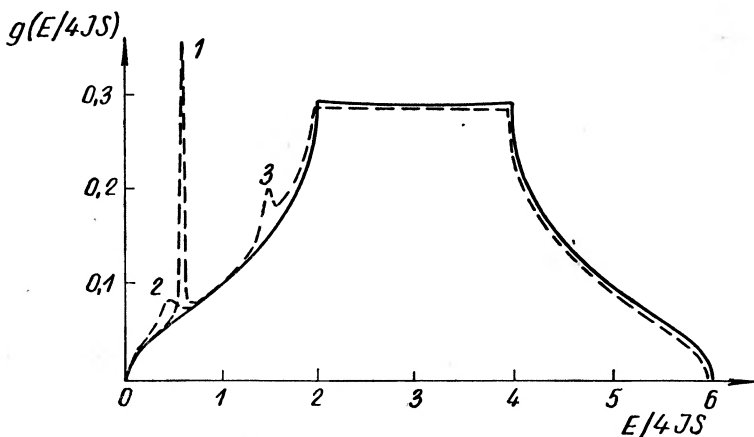
$$n_\mu(E) = \frac{1}{N\pi} \cdot \frac{\Gamma}{(E - E_\mu^0)^2 + \Gamma^2}, \quad (2.17)$$



Rys. 1. Zależność od  $(\alpha\beta)$  energii stanów  $p$  i  $d$  dla sc sieci ferromagnetycznej i  $J' > 0$  (według [9])



Rys. 2. Zależność od  $\alpha = J'/J$  energii stanów  $s$  dla sc sieci ferromagnetycznej i  $J' > 0$  (według [9]). Parametr  $\beta = S'/S$  oznaczony jest na rysunku przez  $\sigma$



Rys. 3. Gęstość stanów magnonowych  $g(E)$  dla sc sieci ferromagnetycznej (według [9]). Linia ciągła daje kształt  $g(E)$  dla kryształu czystego, a linie przerywane odnoszą się do wypadku 1% domieszki o  $J' > 0$  i następujących wartościach parametrów  $\alpha$  i  $\beta$ : (1)  $\beta = 0,25$ ,  $\alpha = 0,2$ ; (2)  $\beta = 4$ ,  $\alpha = 0,2$ ; (3)  $\beta = 0,25$ ,  $\alpha = 0,5$

gdzie

$$\Gamma = - \frac{\text{Im } D_{\mu}(E_{\mu}^0)}{\text{Re } D'_{\mu}(E_{\mu}^0)}, \quad (2.18)$$

a więc w rozkładzie gęstości przy  $\Gamma > 0$  pojawia się w pobliżu  $E_{\mu}^0$  maksimum, którego ostrość rośnie z maleniem części urojonej wyznacznika. Energie  $E_{\mu}^0$  będące rozwiązaniem (2.14), dla których  $\Gamma > 0$ , nazywamy energiami  $s$ ,  $p$  lub  $d$  poziomów rezonansowych. Rozwiązaniom (2.14) o  $\Gamma < 0$  odpowiadają tzw. antyrezonanse, w okolicach których gęstości stanów maleją.

Przechodząc teraz z kolei do omówienia uzyskanych konkretnych wyników liczbowych należy przede wszystkim zwrócić uwagę na fakt, że równania (2.11) czy (2.14) można jedynie rozwiązywać metodami numerycznymi lub graficznymi. Dla prostego kryształu kubicznego obliczenia wartości funkcji Greena wykonali Wolfram i Callaway [6], a na podstawie ich danych dokładną analizę rozwiązań przeprowadzili Izjumow i Medwedew [9]. Znalezienie stanów  $p$  czy  $d$  jest stosunkowo proste, gdyż rozwiązania równań (2.14) zależą wtedy jedynie od jednego parametru  $\varrho$  (zob. np. związek (2.10)). Uzyskane dla tych stanów wyniki pokazane są na rys. 1. W wypadku stanów  $s$  sprawa jest bardziej skomplikowana, gdyż wtedy rozwiązania zależą od dwóch parametrów:  $\beta$  i  $\varrho$  (wyniki obliczeń ilustruje rys. 2). W końcu na rys. 3 podane są przykłady deformacji funkcji  $g(E)$ .

### C. Sytuacje w bardziej złożonych sieciach krystalicznych oraz wypadek $J' < 0$

W wypadku sieci kubicznej przestrzennie lub powierzchniowo centrowanej o spinie domieszki z  $J' > 0$  sytuacja nie ulega zasadniczym zmianom z tym, że w tych kryształach mamy do czynienia z większą liczbą możliwych typów stanów. Tak więc w kryształach bcc dochodzi nowy stan  $f$ , a w kryształach fcc mamy dwa różne stany  $d$  i jeden stan  $f$ . Należy przy tym pamiętać, że stany  $d$  i  $f$  w różnych kryształach kubicznych odpowiadają różnym reprezentacjom nieredukowalnym stosownych grup punktowych.

Wzory na wyznaczenie energii stanów zlokalizowanych i wirtualnych w kryształach bcc i fcc oraz wykresy analogiczne do rys. 1 i 2 podane zostały w pracy [12], przy czym autor tej pracy stosował trochę odmienny schemat rachunkowy opierając się na ogólnej teorii rozpraszania wzbudzeń kwasicząstkowych na defektach sieci [16], [17]. Odpowiednikami  $D_{\mu}(E)$  są w [12] pewne wyznaczniki (zawierające funkcje Greena) występujące w mianownikach wzorów na parcjalne amplitudy rozpraszania fal spinowych.

Ograniczając omówienie prac [10] do [14] do niezbędnego minimum zaznajmy od uwagi, że w przypadku pojedynczego antyrównoległego spinu lub dwóch podsieci ustawionych antyrównolegle definicja (2.2) ulega odpowiednim modyfikacjom i na ogół rośnie liczba równań typu (1.6). Związek (2.5) zachowuje

jednak swą uniwersalność z tym, że oczywiście forma macierzy zaburzenia  $V$  zmienia swą postać. Natomiast pojawia się istotna nowość, tj. możliwość występowania dwóch rodzajów stanów (modów) zlokalizowanych.

Rozpatrzmy teraz bliżej kryształ ferromagnetyczny z wprowadzoną domieszką o  $J' < 0$  (prace [10], [11]), tj. wypadek spinu  $S'$  ustawionego antyrównoległe do spinów pozostałych atomów w kryształ. Wyniki teorii są następujące: w wypadku prostej sieci kubicznej stany  $p$  i  $d$  nie różnią się od analogicznych dla wypadku  $J' > 0$  (ma to poglądowe wyjaśnienie w fakcie, że w tych stanach — dla tych modów — spiny  $S$  precesują zupełnie niezależnie od spinu domieszki, zob. (2.12)). Natomiast oprócz modu  $s_1$ , który jest analogiczny do stanu  $s$  dla  $J' > 0$  i który może pojawiać się w paśmie lub nad nim, zawsze (tzn. bez względu na  $\alpha$  i  $\beta$ ) istnieje silnie zlokalizowany mod  $s_0$ . Dla  $|\alpha\beta| \ll 1$  energia tego stanu dana jest wzorem

$$|\hbar\omega| \approx |-2|J'|Sz|. \quad (2.19)$$

Narzucające wydaje się postawienie pytania, czym fizycznie różnią się stany  $s_1$  i  $s_0$ . Na gruncie modelu półklasycznego odpowiedź jest następująca. W wypadku modu  $s_1$  w polu magnetycznym wyróżniającym pewien kierunek przestrzeni, spiny  $S$  precesują zgodnie z naturalną tendencją precesji klasycznego momentu magnetycznego i taka precesja może rozprzestrzeniać się na cały kryształ. Natomiast dla modu  $s_0$  w naturalnym kierunku precesuje właśnie spin  $S'_0$  (antyrównoległy do  $S$ ) i siłami wymiany pociąga do takiej samej precesji najbliższych sąsiadów. Taka „nienaturalna“ precesja dla  $S$  musi podlegać silnemu tłumieniu w sieci i stąd silna lokalizacja stanu  $s_0$ . W stanie  $s_1$  wypadkowy spin kryształu  $S_w^z = \sum S_p^z$  ulega zmniejszeniu w stosunku do stanu podstawowego, natomiast w stanach  $s_0$  ulega on powiększeniu (analogia do modów optycznych w antyferromagnetyku). Ten ostatni efekt możliwy jest dzięki występowaniu w wypadku kryształu z domieszką o  $J' < 0$  zerowej kontrakcji spinów w stanie podstawowym. Średnia wartość składowej zetowej ([10], [11]) poszczególnych spinów w stanie podstawowym jest różna od  $S$  czy  $S'$ . Jednak ze względu na warunki normalizacyjne kontrakcje spinu domieszki i spinów gospodarzy nawzajem się rekompensują w tym sensie, że wypadkowa zetowa spinów w stanie podstawowym wynosi  $(N-1)S - S'$  w zgodzie z klasyczną teorią.

Problem kontrakcji spinów w stanie podstawowym w kryształ z domieszką wiąże się ściśle z problemem stanu podstawowego w antyferromagnetyku [18] i wzbudził już głębsze zainteresowanie [19], [20].

Dla kryształów antyferromagnetycznych o strukturze bcc lub typu  $MnF_2$ , w których  $J < 0$ , sytuacja w ogólnych zarysach [14] jest analogiczna jak w wypadku kryształów ferromagnetycznych (z pominięciem efektów anizotropii) z tym, że: a) dwa stany typu  $s$  pojawiają się teraz w przypadku  $J' > 0$  i obydwa stany zlokalizowane występują ponad pasmem; b) dla  $J' > 0$  mod  $s_1$  pojawia się dla  $\alpha(\beta-1) > 1$ ; c) dla  $J' < 0$  oba mody  $s_0$  i  $s_1$  zlewają się i ten

jeden mod  $s$  jest zlokalizowany, o ile  $|\alpha|(\beta+1) > 1$ ; d) mody  $p$ ,  $d$  i  $f$  nie zależą od znaku  $J'$  i są zlokalizowane, o ile  $|\alpha|\beta > 1$ .

Naturalnym uogólnieniem antyferromagnetycznej sieci bcc jest wypadek bcc sieci ferrimagnetycznej (w sensie Néela), dla której wyróżnić można dwie ferromagnetyczne podsieci o spinach  $S_1$  i  $S_2$  o wzajemnym ustawieniu równoległym lub antyrównoległym. Wpływ domieszki na widmo magnonowe w takich sieciach rozważano w pracy [9]. Rozmieszczenie poziomów wirtualnych w obu pasmach magnonowych lub poziomów zlokalizowanych (na ogół między pasmami czy nad pasmem optycznym) zależy od numeru podsieci, do której wprowadzono domieszkę. W wypadku podsiatek antyrównoległych i  $J'$  tego samego znaku, co pomiędzy atomami właściwej sieci ( $S'$  równoległy do  $S_1$  podsieci, w której umieszczono atom) istnieją zarówno stany zlokalizowane pierwszego rodzaju odpowiadające zmniejszeniu wypadkowego spinu kryształu, jak i stany drugiego rodzaju powodujące zwiększenie wypadkowego spinu. Jeśli np. jakiś stan pierwszego rodzaju powstający przez „odszczepienie się” od pasma akustycznego przypadnie na energię pasma optycznego, to nie ulega on rozmyciu w stan wirtualny, ale zachowuje swoją indywidualność. Jest to ogólna prawidłowość wynikająca z braku przejść między stanami obu rodzajów w modelu niezależnych fal spinowych. Wzrost wypadkowego spinu w stanach drugiego rodzaju jest możliwy dzięki występowaniu we wszystkich kryształach ferrimagnetycznych wstępnej kontrakcji spinów w stanie podstawowym.

#### D. Stosowalność teorii

Jest rzeczą oczywistą, że w realnych kryształach mamy do czynienia z bardzo wieloma atomami domieszkowymi. Tym niemniej dla niskich koncentracji domieszki lokalnie sytuacja jest zbliżona do tej wyidealizowanej, rozważanej powyżej. Stąd omówione dotychczas teorie powinny przynajmniej jakościowo opisywać realnie występujące zmiany widma energetycznego i mogą służyć jako baza wyjściowa do dalszego rozwoju teorii (zob. rozdz. IV). Niestety, trudno jest sprecyzować górną granicę stężenia, przy którym można jeszcze z powodzeniem stosować model pojedynczej domieszki. Pewną informację w tym względzie mogą dać następujące cyfry: Dla stężenia domieszki 2% i kryształów kubicznych fcc i bcc prawdopodobieństwo znalezienia dwóch atomów domieszkowych w sąsiednich węzłach wynosi ([15]) odpowiednio 0,19 i 0,14. Zespół dwu sąsiadujących ze sobą spinów domieszkowych wytwarza oczywiście dodatkowe stany energetyczne odmienne od uprzednio rozważanych (zob. [15]).

Innym źródłem ograniczonej stosowalności powyżej zreferowanej teorii magnetyków z pojedynczymi atomami domieszkowymi są przybliżenia stosowane w obliczeniach. Tak np. uwzględnienie [43] większej liczby sąsiadów w zaburzeniu  $V$  prowadzi do zmian (choć niewielkich) w położeniach poziomów energetycznych występujących w pierwszym przybliżeniu i ponadto do pojawienia się zupełnie nowych poziomów.

### 3. Widma energetyczne ferromagnetyków zawierających wiele atomów domieszkowych tego samego rodzaju

Rozwinięcie teorii fal spinowych dla kryształów zawierających pewną koncentrację  $1-c$  chaotycznie rozmieszczonych atomów magnetycznych innego rodzaju napotyka znaczne trudności ze względu na brak niezmienniczości translacyjnej kryształu. Problem został rozwiązany jedynie dla kryształów kubicznych i to w pewnych wypadkach skrajnych, tj. albo przy założeniu małej koncentracji atomów domieszkowych [21], albo dla dowolnego  $1-c$ , ale dla nisko energetycznej części pasma magnonowego [22]. W obu pracach [21] i [22] formalnie pozostawiono klasyfikację stanów energetycznych przy pomocy wektorów  $\mathbf{q}$  kwasipędu, z tym, że stany odpowiadające tym energiom nie są stanami stacjonarnymi i muszą charakteryzować się skończonym czasem życia. Przy przypadkowym rozmieszczeniu atomów domieszkowych w rozważanych kryształach wartości obserwowane w eksperymentach są pewnymi średnimi po wszelkich możliwych konfiguracjach domieszek w kryształach. W toku odpowiednio przeprowadzanego średniowania kryształ jak gdyby odzyskuje niezmienniczość translacyjną, co uzasadnia posługiwanie się terminologią ściśle słuszną jedynie dla kryształów idealnych.

Praca [21] traktuje wypadek ferromagnetycznej prostej sieci kubicznej i atomów domieszkowych jednego rodzaju o  $J' > 0$ . W pracy tej przyjęto model jednego atomu domieszkowego jako przybliżenie zerowe i założono na tyle niską koncentrację, aby były zaniedbywalne sytuacje, w których dwa atomy domieszkowe są położone w sąsiednich węzłach sieci. Wtedy w macierzy zaburzenia  $\|V_{ip}\|$  wydzielić można na przekątnej niezachodzące na siebie bloki typu (2.6). Wprowadzając w sposób analogiczny do lewej części związku (2.4) w miejsce funkcji  $G_{nm}(E)$  ich transformaty Fouriera  $G_{\mathbf{q}}^{(n)}$  (zależne z powodu braku symetrii translacyjnej od jednego wskaźnika  $n$ ), a następnie wyrażając  $G_{\mathbf{q}}^{(n)}(E)$  poprzez  $G_{\mathbf{q}}^0(E)$  w postaci pewnego szeregu zawierającego elementy macierzowe  $V_{ip}$  oraz dokonując średniowania po wszelkich możliwych konfiguracjach atomów domieszkowych, Izjumow uzyskał ostatecznie wynik:

$$\langle G_{\mathbf{q}}(E) \rangle = [E - \varepsilon_{\mathbf{q}} - (1-c)(\text{Re } W(\mathbf{q}, E) + i \text{Im } W(\mathbf{q}, E))]^{-1}, \quad (3.1)$$

gdzie

$$W(\mathbf{q}, E) = \frac{Z_s(\mathbf{q}, E)}{D_s(E)} + 3 \frac{Z_p(\mathbf{q})}{D_p(E)} + 2 \frac{Z_d(\mathbf{q})}{D_d(E)}. \quad (3.2)$$

Wyrażenia  $Z_s(\mathbf{q}, E)$ ,  $Z_p(\mathbf{q})$  i  $Z_d(\mathbf{q})$  są dość skomplikowanymi funkcjami zawierającymi parametry  $\varepsilon$ ,  $\gamma$ ,  $\varrho$  oraz  $\varepsilon_{\mathbf{q}}$  i  $G_{00}^0(E)$ . Składnik  $(1-c)W(\mathbf{q}, E)$  w mianowniku (3.1) pełni rolę samouzgodnionej energii (self energy) liniowej względem koncentracji domieszek.

Z kształtu związku (3.1) będącego odpowiednikiem (1.5) można się domysleć, że stany energetyczne kryształu będą teraz podyktowane równaniem

$$E - \varepsilon_{\mathbf{q}} - (1-c)\text{Re } W(\mathbf{q}, E) = 0, \quad (3.3)$$

które w pierwszym przybliżeniu ma rozwiązanie

$$E(\mathbf{q}) \approx \varepsilon_q + (1-c) \operatorname{Re} W(\mathbf{q}, \varepsilon_q), \quad (3.4)$$

a składnik  $(1-c) \operatorname{Im} W(\mathbf{q}, \varepsilon_q) = \Gamma_q$  określać będzie szerokość stanów czyli czas ich życia. Biorąc pod uwagę (3.4), (3.2) oraz pamiętając, że  $D_\mu(E)$  dla energii w paśmie magnonowym zawiera część urojona, można oczekiwać, że w pobliżu energii odpowiadających stanom wirtualnym  $E_\mu^0$  (dla których  $\operatorname{Re} D_\mu(E_\mu^0) = 0$ ) w relacji dyspersji  $E(\mathbf{q})$  wystąpią raptowne zniekształcenia jej normalnie monotonicznego przebiegu. Równocześnie zależność szerokości poziomów od energii wykaże też maksima o szerokości podyktowanej przez wzór (2.18).

Dla energii powyżej pasma magnonowego z wzorów (3.1) do (3.3) wynika, że w miejsce pojedynczych stanów zlokalizowanych powinny pojawić się całe pasma deltowatych poziomów. Tak np. w pobliżu poziomu  $E_s^0$  powstanie pasmo domieszkowe o energiach

$$E \equiv E_s(\mathbf{q}) = E_s^0 + \frac{\operatorname{Re} Z_s(\mathbf{q}, E_s^0)}{D_s'(E_s^0) \cdot (E_s^0 - \varepsilon_q)}. \quad (3.5)$$

Jak przyznaje autor pracy [21], rzeczywista sytuacja w pasmach domieszkowych nie może być poprawnie opisana bez uwzględnienia oddziaływań między samymi atomami domieszkowymi, tak że wzory (3.5) stanowią na pewno jedynie bardzo grubą aproksymację rzeczywistości.

W pracy [22] S. Murray zajęła się wypadkiem dowolnego kubicznego kryształu ferromagnetycznego o dowolnym składzie procentowym  $c$  i  $1-c$  dwóch składników o spinach  $S_1$  i  $S_2$ . Stąd w teorii muszą występować aż trzy całki wymiany  $J_{11}$ ,  $J_{12}$  i  $J_{22}$  między najbliższymi sąsiadami w zależności od rodzaju sąsiadujących ze sobą atomów. Autorka zajęła się dokładnie obszarem energetycznym poniżej pierwszego stanu rezonansowego położonym w pobliżu dna pasma magnonowego. Stosowana w [22] metoda rachunkowa jest całkowicie odmienna od opisywanej powyżej i nie będzie tu referowana. Ostatecznie energię fal spinowych w kryształach z domieszkami uzyskuje się w postaci szeregu kolejnych przybliżeń, przy czym najprostszy człon zerowego przybliżenia ma postać:

$$E^{(0)}(\mathbf{q}) = 2z[S_1^2 c^2 J_{11} + 2S_1 S_2 c(1-c)J_{12} + S_2^2(1-c)^2 J_{22}] \times \\ \times [cS_1 + (1-c)S_2]^{-1} \cdot (1-\gamma_q). \quad (3.6)$$

Wielkość  $\gamma_q = z^{-1} \sum_{\mathbf{A}} \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{A})$  określa kształt prawa dyspersji fal spinowych w idealnym kryształach, a czynnik stojący przed  $1-\gamma_q$  ma sens fizyczny średniej energii wymiany podzielonej przez średni spin. Wzory na kolejne, dalsze przybliżenia są znacznie bardziej skomplikowane.

W szczególności Murray przedyskutowała dokładnie w swej pracy wypadek małego stężenia  $(1-c)$  domieszki (wtedy suma szeregu na  $E(\mathbf{q})$  wyraża się stosunkowo prostym wzorem

$$E(\mathbf{q}) = \left[ 1 - (1-c) \left( \beta - 1 - \frac{2\varrho}{1 + \Lambda\varrho} \right) \right] \varepsilon_q \quad (3.7)$$



uzyskanym już wcześniej przez Izjumowa —  $\Lambda$  czynnik numeryczny zależny od rodzaju sieci kubicznej) oraz wypadek domieszki niemagnetycznej ( $S_2 = 0$ ), kiedy to prawo dyspersji ma postać

$$E(q) = 2a^2q^2S_1J_{11}\Phi(c). \quad (3.8)$$

Wykresy funkcji  $\Phi(c)$  dla różnych stopni przybliżenia znaleźć można w oryginalnej pracy [22] lub w reporcie [40].

#### 4. Możliwości eksperymentalnego sprawdzenia teorii

W poprzednich rozdziałach została naszkicowana istniejąca w tej chwili teoria widm energetycznych kryształów magnetycznych z domieszkami. Można zapytać teraz, czy i jak można ją sprawdzić eksperymentalnie. Odpowiedź odnośnie do pierwszej części pytania jest pozytywna, a metody pomiarowe zależą od rodzaju interesujących nas stanów.

Teoretycznie bogate możliwości eksperymentalnego sprawdzenia teorii istnieją dla najniższej położonych energetycznie stanów rezonansowych typu  $s$ , gdyż jak widzieliśmy stany te mają silny wpływ na przebieg funkcji  $g(E)$ , ta z kolei decyduje o wielu termodynamicznych własnościach kryształu. Tak więc na przykład istnienie domieszek zmienia temperaturową zależność namagnesowania kryształu [9], [23], [11], [24], [25], [26], przy czym zmienia się współczynnik w prawie Blocha, jak i mogą dojść dodatkowe eksponencjalne człony. Szczególnie drastyczne zmiany zachodzą w temperaturowej zmianie średniego spinu atomu domieszki [24], [25], [44] i jego sąsiadów, co można obserwować eksperymentalnie np. przy pomocy jądrowego rezonansu magnetycznego [27] (badano stop 1,5% Mn w Fe) i efektu Mössbauera (zob. uwagi w [25]). Wyraźnej zmianie ulega też przewodnictwo cieplne magnetyku [12], [28], [29] oraz ciepło właściwe [25] — bardzo silne efekty przewidywane są dla  $kT$  bliskich poziomowi rezonansowemu. Ponieważ wyżej wymienione efekty mają charakter całkowity, więc dostarczają informacji pośrednich i głównie odnośnie do stosunków  $\alpha$  i  $\beta$ .

Jeśli czynniki  $g'$  i  $g$  atomów domieszki i „gospodarzy“ są w kryształcie ferromagnetycznym różne ( $g - g' \neq 0$ ), to oprócz rezonansowej absorpcji energii (w jednorodnym oscylującym polu magnetycznym radiowej lub mikrofalowej częstości) w pobliżu częstości odpowiadającej jednorodnej precesji Larmora spinów  $S$  (tzw. rezonans ferromagnetyczny) może występować rezonansowa absorpcja w pobliżu  $\hbar\omega$  odpowiadającego  $E_{st}^0$ . Wypadek  $J' > 0$  rozpatrywany był w pracy [23], a wypadek  $J' < 0$  w pracy [10]. Można więc pobudzać stany zlokalizowane przy pomocy pola elektromagnetycznego, ale odnosi się to tylko do stanów  $s$  ( $s_0$  i  $s_1$  dla  $J' < 0$ ), które cechuje największa symetria.

Być może najszersze możliwości bezpośredniego pomiaru widm energetycznych „zanieczyszczonej“ magnetyków dostarcza metoda neutronowa, ściśle mówiąc metoda nieelastycznego magnetycznego rozpraszania neutronów. (Przy

gdzie współczynniki  $A_\mu$  dane są explicite wzorem (3.15) w pracy [[31] i opisują kątową zależność rozpraszania, a prawo zachowania energii opisane czynnikiem  $\delta$ -Diraca mówi, że jest możliwe rozpraszanie jedynie ze wzbudzeniem lub wygaszaniem odpowiedniego stanu zlokalizowanego. Rozpraszanie to ma zdaniem Izjumowa charakter niekoherentny.

Dla obszaru energii leżących wewnątrz pasma magnonowego i dla kryształu zawierającego skończone stężenie atomów domieszek w wyniku średniowania po wszystkich możliwych konfiguracjach atomów domieszkowych w [kryształe Izjumow otrzymał wyrażenie typu (zob. [31], wzór (4.27)):

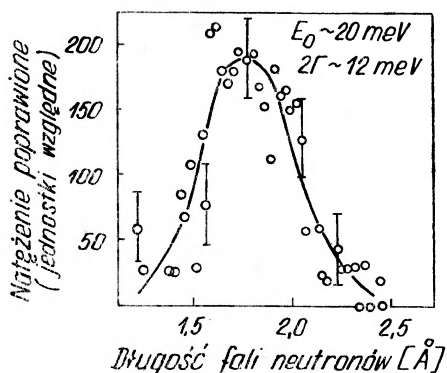
$$\frac{d^2\sigma^\pm}{d\Omega dE} = \text{const} \frac{k_1}{k_0} [1 + (\mathbf{e} \cdot \mathbf{m})^2] \left[ n(\Delta E) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right] \times \\ \times \left[ \frac{A_1(\Delta E) \text{Im} \bar{W}}{(\Delta E - \varepsilon_\kappa - \text{Re} \bar{W})^2 + (\text{Im} \bar{W})^2} + \frac{B_1(\Delta E, \kappa) g_0(\Delta E)^2}{[\text{Re} D_s(\Delta E)]^2 + [\text{Im} D_s(\Delta E)]^2} \right] \quad (4.4) \\ \bar{W} = (1 - c) W(\kappa, E),$$

gdzie pierwszy człon opisuje rozpraszanie koherentne,  $W(\kappa, E)$  dane jest wzorem (3.2),  $A_1(\Delta E)$  zależy szczególnie silnie od energii w pobliżu rezonansowych stanów  $s$ , a drugi człon opisuje rozpraszanie niekoherentne. Wektor  $\kappa$  w ogólnym wypadku można zapisać jako  $\tau \pm \mathbf{q}$ , gdzie  $\tau$  wektor magnetycznej sieci odwrotnej, a  $\mathbf{q}$  wektor mieszczący się w pierwszej strefie Brillouina.

Z kształtu (4.4) widać, że w rozkładzie energetycznym koherentnie rozproszonych neutronów będziemy obserwować maksuma kształtu funkcji Lorentza odpowiadające emisji lub absorpcji magnonów o znormalizowanej energii (3.4) i o szerokościach uwarunkowanych przez  $(1 - c) \cdot \text{Im} W(\kappa, E)$ , które będą funkcją energii wykazującą maksuma w pobliżu energii rezonansowych  $E_\mu^0$  ( $\mu = s, p, d$ ). Natomiast przekrój czynny na rozpraszanie niekoherentne jest proporcjonalny do funkcji gęstości stanów magnonów w czystym kryształe i do pewnej funkcji wykazującej charakter rezonansowy jedynie w pobliżu przekazu energii odpowiadającego energii stanu rezonansowego typu  $s$ .

W wypadku jednego atomu domieszki o  $J' < 0$  teoria [42] przewiduje ponadto wystąpienie w rozpraszaniu niekoherentnym ostrego maksimum przy przekazie energii odpowiadającym energii stanu zlokalizowanego typu  $s_0$  (stanu drugiego rodzaju).

Ogólne wyniki omawianej powyżej teorii zostały już potwierdzone doświadczalnie. Problemem zmiany przebiegu relacji dyspersji w obszarze małych  $q$  w zależności od składu stechiometrycznego kryształu zajmowano się już od dość dawna (zob. np. pracę [38] dla stopów żelazoniklowych). Wpływ poziomów rezonansowych na widmo nieelastycznie, niekoherentnie rozproszonych neutronów badany był przez grupę węgierską (zob. prace [35, 45, 39]). Badano następujące proszki o matrycach Fe i Ni: Fe(Mn), Fe(Er), Fe(V), Fe(Cr), Ni(V) i Ni(Cr). Udział procentowy Er w stopie wynosił jedynie 0,4%, w pozostałych wypadkach domieszka wynosiła 3%. Odejmując od siebie odpowiednio skorygowane na poprawki aparaturowe widma energetyczne dla kryształów z do-



Rys. 4. Różnica pomiędzy widmami (przy pewnym ustalonym kącie rozpraszania) nieelastycznie, niekoherentnie rozproszonych neutronów na proszkach: stopu Fe+3% Mn i czystego Fe (według [35])

mieszką i dla czystego chemicznie stwierdzono występowanie szerokich maksimumów we wszystkich badanych substancjach z wyjątkiem Fe(V) (przykład takiego maksimum zob. rys. 4). Pomiary interpretowano w oparciu o poniższy wzór otrzymany w pracy [8]:

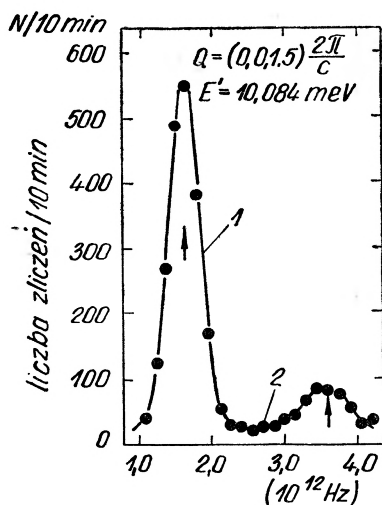
$$\frac{d^2\sigma_{\text{incoh}}}{d\Omega dE} \sim [1 + (\mathbf{e} \cdot \mathbf{m})^2] \cdot [F'(\kappa)S^{1/2} - F(\kappa)S^{1/2}] \cdot \frac{\Gamma}{(E - E_s^0)^2 + \Gamma^2} \quad (4.5)$$

W wypadku Fe(Mn) i Ni(V) mierzono efekt z polem magnetycznym i bez niego i w granicach błędów stwierdzono zgodność zmian z wartością przewidywaną w oparciu o pierwszy czynnik wzoru (4.5). Dopasowując do krzywych eksperymentalnych krzywe Lorentza dane trzecim czynnikiem w (4.5) otrzymano następujące wyniki (tablica I):

Tablica I

Stop	$E_s^0$ (meV)	$2\Gamma$ (meV)	$J'/J$	$\tau$ (s)
Fe(Mn)	19,8	13,4	0,16	$0,5 \cdot 10^{-13}$
Fe(Er)	0,6	0,1	0,005	$6,6 \cdot 10^{-12}$
Fe(Cr)	1,6	1,0	0,013	$6,6 \cdot 10^{-13}$
Ni(V)	24	23	0,21	$0,3 \cdot 10^{-13}$
Ni(Cr)	20	16	0,17	$0,4 \cdot 10^{-13}$

Symbolem  $\tau$  oznaczono w tablicy I czas życia magnonów obliczony ze zmierzonej wartości  $\Gamma$ . Całkując natężenie obserwowanych pod różnymi kątami maksimumów, autorzy otrzymali informacje odnośnie do środkowego czynnika we wzorze (4.5), czyli odnośnie do efektywnego magnetycznego czynnika atomowego. Badając zależność temperaturową szerokości maksimumów w Fe(Cr) zaobserwowano w pobliżu punktu Curie około dwukrotny wzrost czasu życia magnonów w porównaniu z temperaturą pokojową, co pozostaje w dobrej zgodzie z wynikami pracy [25].



Rys. 5. Rozkład natężenia neutronów rozproszonych koherently na próbce  $\text{MnF}_2 + 5\% \text{Co}$  uzyskany przez Buyersa *et al.* ([36]) metodą stałego  $\kappa$  ( $Q$  według oznaczenia na rysunku)  
1 — magnony odpowiadające granicy strefy Brillonina, 2 — drgania lokalne

Jeśli chodzi o koherentne nieelastyczne rozpraszanie neutronów na kryształach magnetycznych z domieszkami, to dotychczas znane są tylko dwa wyniki. W kryształach  $\text{MnF}_2 + 5\% \text{Co}$  ([36]) obserwowano ponad pasmem magnonowym wyraźny pik (zob. rys. 5) niezależnie od zmian różnych parametrów geometrycznych i aparaturowych i znikający ponad  $T_N$  i przypisano go wzbudzeniu stanu zlokalizowanego (ponadto jego energetyczne położenie zgadza się z teoretycznymi oszacowaniami). Natomiast w stopie  $90\% \text{Tb} + 10\% \text{Ho}$  w pomiarach relacji dyspersji magnonów ([37]) stwierdzono w pobliżu energii 4 meV występowanie niemonotoniczności, którą autorzy wiążą z obecnością poziomu rezonansowego ok. 4 meV wewnątrz pasma magnonowego.

Z powyższego przeglądu widać jasno, że eksperymentalne badania magnetycznych stanów domieszkowych są raczej dopiero w fazie początkowej i w najbliższym czasie należy się spodziewać szybkiego wzrostu tego działu fizyki ciała stałego.

*Abstract:* A general review of existing theories of the energy spectrum in a magnetic crystal containing one or more impurity atoms is given. Only the excited states of the spin lattice are dealt with. The possibilities of experimental checking of the theory are discussed and special attention is paid to the method of inelastic magnetic scattering of neutrons.

#### Literatura

- [1] I. Lifshitz, *Advanc. Phys.*, **13**, 483 (1964).
- [2] D. A. Zubariiev, *Uspiechi Fiz. Nauk*, **71**, 71 (1960).
- [3] S. W. Tablikov, *Miethody kwantowej teorii magnietizama*, Moskwa 1965.
- [4] G. F. Koster, J. C. Slater, *Phys. Rev.*, **96**, 1208 (1954).

- [5] A. Maradudin, *Rep. Progr. Phys.*, **28**, 331 (1965).
- [6] T. Wolfram, J. Callaway, *Phys. Rev.*, **130**, 2207 (1963).
- [7] S. Takeno, *Progr. Theoret. Phys.*, **30**, 731 (1963).
- [8] Ju. A. Izyumov, M. W. Miedwiediev, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **48**, 574 (1965).
- [9] Ju. A. Izyumov, M. W. Miedwiediev, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **49**, 1887 (1965).
- [10] H. Ishi, J. Kanamori, T. Nakamura, *Progr. Theor. Phys.*, **33**, 795 (1965).
- [11] Ju. A. Izyumov, M. W. Miedwiediev, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **51**, 517 (1966).
- [12] P. Vashishta, *Proc. Phys. Soc.*, **91**, 372 (1967).
- [13] Ju. A. Izyumov, M. W. Miedwiediev, *F.T.T.*, **9**, 567 (1967).
- [14] T. Tonegawa, J. Kanamori, *Phys. Letters*, **21**, 130 (1966).
- [15] E. Frikkee, *Report RCN-Int-68-042 of the Reactor Centrum Nederland*, Petten, May 1968.
- [16] J. Callaway, *J. Math. Phys.*, **5**, 783 (1964).
- [17] M. Yussouff, J. Mahanty, *Proc. Phys. Soc.*, **85**, 1223 (1965).
- [18] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **86**, 694 (1952).
- [19] Yung Li, H. Callen, *Phys. Rev.*, **160**, 358 (1967).
- [20] J. B. Parkinson, *Solid State Comm.*, **5**, 419 (1967).
- [21] Yu. Izyumov, *Proc. Phys. Soc.*, **87**, 505 (1966).
- [22] G. A. Murray, *Proc. Phys. Soc.*, **89**, 87 (1966).
- [23] Ju. A. Izyumov, M. W. Miedwiediev, *Zh. Eksper. Teor. Fiz.*, **48**, 1723 (1965).
- [24] Ju. A. Izyumov, M. W. Miedwiediev, *F.T.T.*, **28**, 2117 (1966).
- [25] T. Wolfram, W. Hall, *Phys. Rev.*, **143**, 284 (1966).
- [26] P. Vashishta, J. Mahanty, *Proc. Phys. Soc.*, **84**, 309 (1964).
- [27] V. Jaccarino, L. R. Welker, G. K. Wertheim, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 752 (1964).
- [28] J. Callaway, *Phys. Rev.*, **132**, 2003 (1963).
- [29] J. Callaway, R. Boyd, *Phys. Rev.*, **134**, A 1655 (1964).
- [30] M. F. Collins, G. G. Low, *Proc. Phys. Soc.*, **86**, 535 (1965).
- [31] Ju. Izyumov, *Proc. Phys. Soc.*, **87**, 521 (1966).
- [32] S. W. Lovesey, *Proc. Phys. Soc.*, **91**, 658 (1967).
- [33] S. W. Lovesey, *Proc. Phys. Soc.*, **92**, 845 (1967).
- [34] I. P. Dzub, *Ukrain. Fiz. Zh.*, **12**, 705 (1967).
- [35] N. Kroó, L. Bata, *Phys. Letters*, **24A**, 22 (1967).
- [36] W. J. L. Buyers, R. A. Cowley, T. M. Holden, R. W. Stevenson, *J. Appl. Phys.*, **39**, 1118 (1968).
- [37] H. Bjerrum Møller, J. C. Gylden Houmann, A. R. Mackintosh, *J. Appl. Phys.*, **39**, 807 (1968).
- [38] M. Hatherly *et al.*, *Proc. Phys. Soc.*, **84**, 55 (1964).
- [39] N. Kroó, L. Pal, Dj. Jović, *Inelastic Scattering of Neutrons in Liquids and Solids*, Vienna 1968 or 1969 (to be published), Proceedings of the Symposium on Neutron Inelastic Scattering, Copenhagen, May 1968, paper SM-104/7.
- [40] S. Kraśnicki, *Raport 617/PS IFJ w Krakowie*, Maj 1968.
- [41] I. P. Dzuby, *Report UTΦ-67-45*, Academy of Sciences of Ukrainian SSR, Institute for Theoretical Physics, Kiev 1967.
- [42] Ju. A. Izyumov, M. W. Miedwiediev, *Fiz. Miet. Metailloid.*, **22**, 801 (1966).
- [43] Ju. A. Izyumov, M. W. Miedwiediev, *Fiz. Miet. Metailloid.* **22**, 641 (1966).
- [44] Ju. A. Izyumov, M. W. Miedwiediev, *Fiz. Miet. Metailloid.* **22**, 506 (1966).
- [45] N. Kroó, L. Pál, *J. Appl. Phys.*, **39**, 453 (1968).

Kazimierz Wojciechowski

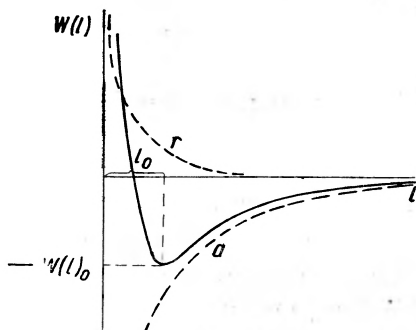
Katedra Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Wrocławskiego

## Kwantowa teoria adsorpcji na metalach

The Quantum Theory of Adsorption on Metals

### § 1. Wstęp

Zjawisko adsorpcji polega na tym, że przy zbliżaniu molekuly lub atomu do powierzchni ciała stałego, między atomem ( $A$ ) i powierzchnią zaczynają działać siły, które powodują na dużych odległościach  $l$  atomu od powierzchni przyciąganie, a na małych odpychanie. Jeżeli przez  $W(l)$  oznaczymy energię wzajemnego oddziaływania atomu i ciała stałego, w zależności od odległości między nimi, to niezależnie od postaci tej funkcji musi ona zawsze spełniać następujące warunki:  $W(\infty) = 0$ ,  $W(0) = \infty$ . W wyniku występowania podczas adsorpcji zarówno sił przyciągania, którym na rys. 1 odpowiada krzywa  $a$ , oraz odpychania (krzywa  $r$  na rys. 1), funkcja  $W(l)$  ma postać, jaką obrazuje schematycznie krzywa ciągła na rys. 1. Posiada ona w odległości  $l_0$  od powierzchni ciała stałego minimum, które jest miarą tzw. energii adsorpcji  $-E(l_0)$ <sup>1</sup>.



Rys. 1. Zależność energii oddziaływania adsorbat — adsorbent od ich wzajemnej odległości

<sup>1</sup> Energia adsorpcji zależy silnie od liczby zaadsorbowanych na jednostce powierzchni atomów, zatem przez  $-E(l_0)$  będziemy rozumieć tzw. zerową energię adsorpcji, która jest miarą energii wiązania pojedynczego atomu z czystą powierzchnią.

Atom w stanie zaadsorbowanym będziemy dalej nazywać adatomem lub adsorbatem, natomiast ciało stałe, na którym zachodzi adsorpcja adsorbentem.

Podstawowym zadaniem teorii adsorpcji jest wyliczenie energii wiązania atomu z adsorbentem oraz opisanie procesów elektronowych towarzyszących adsorpcji.

W pracach doświadczalnych poświęconych adsorpcji przyjął się podział adsorpcji, ze względu na energię wiązania, na adsorpcję fizyczną i chemiczną. Pierwsza z nich odpowiada małej energii wiązania (rzędu setnych eV), a druga dużej energii wiązania (rzędu kilku eV) [1, 2]. Ze współczesnym stanem badań nad adsorpcją fizyczną można się zapoznać z monografią Younga i Crowella [3], natomiast dane dotyczące adsorpcji chemicznej na półprzewodnikach zebrane są w monografii Wolkensteina [2], a adsorpcji chemicznej na metalach w monografii Trapnella [4] oraz w artykułach przeglądowych Culvera i Tompkinsa [5], Gundry'ego i Tompkinsa [6]. Z teoretycznego punktu widzenia powyższy podział adsorpcji jest nieostry [7], będziemy więc dalej pomijać to rozróżnienie.

W tym artykule postaramy się przedstawić aktualny stan kwantowej teorii adsorpcji na metalach. Zjawisko adsorpcji posiada podstawowe znaczenie dla poznania procesu katalizy, prócz tego ma duże zastosowanie w technice lamp elektronowych oraz w technice próżniowej, a także odgrywa istotną rolę w takich procesach jak korozja. Nic więc dziwnego, że teoria tego zjawiska stanowi ciągle centralny problem fizyki powierzchni. W przeciwieństwie jednak do teorii adsorpcji na kryształach jonowych czy półprzewodnikach teoria adsorpcji na metalach jest mniej rozwinięta i nie doczekała się jeszcze przeglądowego omówienia. Wynika to z faktu, że teoretyczny opis adsorpcji na metalach jest niewspółmiernie trudniejszy niż w dwu pozostałych przypadkach. Trudność, o której mowa, wynika ze skomplikowanej specyfiki fizycznej elektronów w metalu. Niezależnie jednak od tego ukazało się szereg prac poświęconych kwantowej teorii adsorpcji na metalach, a ponieważ w ostatnich czasach liczba ich ciągle wzrasta, wydaje się celowe podanie przeglądu ważniejszych z nich.

## § 2. Teorie „chemiczne” i rola stanów powierzchniowych w procesie adsorpcji

Zanim przystąpimy do omawiania prac uwzględniających oddziaływanie adsorbatu z metalem jako całością, zreferujemy krótko prace, w których adsorpcję traktowano jako akt powstawania powierzchniowych związków chemicznych, utworzonych przez atom lub molekułę adsorbatu z atomem lub kilkoma atomami powierzchniowymi adsorbentu.

Pierwsza z takich prób pochodzi od Eleya [8]. Rozważa on adsorpcję  $H_2$  na wolfranie, traktując to zjawisko jako reakcję chemiczną pomiędzy H i W:  $H_2 + 2W \rightarrow 2HW$ , i określa energię adsorpcji  $Q$ , jako następującą różnicę energii

$$Q = 2E(W-H) - E(H-H),$$

gdzie  $E(W-H)$  jest energią wiązania atomu wolframu z atomem wodoru, a  $E(H-H)$  jest energią wiązania molekuly  $H_2$ . Energię wiązania  $W-H$  Eley określa przy pomocy równania Paulinga [9] dla energii pojedynczych wiązań:

$$E(W-H) = \frac{1}{2}\{E(W-W) + E(H-H)\} + 23,06(x_W - x_H)^2,$$

gdzie  $x_W$  i  $x_H$  są elektroujemnościami W i H. Energię wiązania  $W-W$  wylicza się z ciepła parowania  $L$  metali, biorąc  $2L/12$  dla struktur powierzchniowo centrowanych i  $2L/8$  dla wewnętrznie centrowanych. Podobną próbę wyliczenia energii wiązania w przypadku adsorpcji na metalach podjęli inni autorzy [10].

Nieco inne próby zostały oparte o tzw. teorię „charge-transfer — no bond“, zastosowaną po raz pierwszy przez Mullikena [11] do wyliczenia oddziaływania pomiędzy związkami organicznymi. Zastosowanie tej teorii do adsorpcji jest omówione w pracy Gundry'ego i Tompkinsa [6], gdzie podano także wcześniejszą literaturę. Metoda ta oparta jest na dobrze znanej w chemii kwantowej metodzie kombinacji liniowej orbitali.

Charakterystyczną cechą omówionych prac jest to, że pomija się w nich zupełnie oddziaływanie z elektronami przewodnictwa metalu. Inną grupę prac, które wiążą się w pewnym sensie z podejściem chemicznym, tworzą prace, w których istotną rolę w procesie adsorpcji na metalach przypisuje się stanom powierzchniowym. Pierwsza z takich prac pochodzi od Pollarda [12]. Według jego sugestii adsorpcję można tłumaczyć poprzez utworzenie się jednoelektronowego wiązania między orbitalem stanu powierzchniowego, zlokalizowanym na powierzchni adsorbentu, a orbitalem walencyjnym adsorbentu. Interpretacja ta wydaje się jednak bardzo dyskusyjna. Po pierwsze dlatego, że samo istnienie stanów powierzchniowych o odpowiedniej energii, potrzebnej do powstania takiego wiązania jest wątpliwe [4]. Po drugie, oddziaływanie pomiędzy elektronem wiążącym i elektronami metalu może być tego samego rzędu, co oddziaływanie odpowiadające wiązaniu.

Podobne ujęcie teorii adsorpcji zawierają prace [13, 14], zanedbuje się w nich jednak oddziaływanie elektronów wiążących z elektronami metalu. Z tych względów wydaje się, że bardziej ogólną i bezpośrednią metodą jest obliczanie energii adsorpcji, bez zakładania stanów powierzchniowych, a poprzez rozważenie oddziaływania pomiędzy atomem i metalem jako całością. Omówieniu prac o takim podejściu poświęcimy pozostałe paragrafy tego artykułu.

### § 3. Siły van der Waalsa

Zajmiemy się obecnie przyciągającymi siłami van der Waalsa, zwanymi także niekiedy siłami dyspersyjnymi<sup>2</sup> i ich rolą w procesie adsorpcji. Kwantowej teorii tego zagadnienia poświęcono kilka prac [16—18]. Bardeen [16] traktując atom  $A$  jako dipol wirtualny oraz posługując się przybliżeniem elek-

<sup>2</sup> Ogólna teoria sił van der Waalsa podana jest w artykule [15].



tronów swobodnych w odniesieniu do powierzchni  $M$  ocenił energię  $E_D(l)$  oddziaływania dyspersyjnego między  $A$  i  $M$ , jako

$$E_D^B(l) = -\frac{\gamma \overline{\mu^2}}{12(1+\gamma)l^3}, \quad (1)$$

gdzie  $\overline{\mu^2}$  średni kwadrat momentu dipolowego  $A$ , a  $\gamma$  — stała w przybliżeniu równa jedności niezależnie od rodzaju  $A$ . Według sugestii Bardeena można przyjąć, że

$$\overline{\mu^2} = \frac{3}{2} \alpha I, \quad (2)$$

gdzie  $\alpha$  jest polaryzowalnością  $A$ , a  $I$  jego energią jonizacji.

Margenau i Pollard [17] potraktowali oddziaływania dyspersyjne pomiędzy  $A$  i  $M$  jako oddziaływanie indukowanych dipoli molekuly i małej objętości metalu. W pracy tej zupełnie zignorowano istnienie elektronów przewodnictwa metalu. Z tego względu podejście to należy traktować jako bardzo grube przybliżenie, które można ewentualnie stosować dla odległości  $l \gg l_0$ ; jednak na tych odległościach nie można już mówić o adsorpcji [19]. Otrzymany przez autorów wynik jest następujący

$$E_D^{MP}(l) = -\frac{\varepsilon^2 \alpha}{8l^3} \left( 1,25 \frac{h^2 \rho_0}{r_s} - \frac{h^2 \rho_0}{2\pi m l} \right) \quad (3)$$

gdzie  $\varepsilon$  — ładunek elektronu,  $r_s$  jest promieniem kuli zawierającej jeden elektron przewodnictwa,  $h$  — stała Plancka,  $m$  — masa elektronu.

W pracy [17] podane jest porównanie  $E_D^B(l)$  i  $E_D^{MP}(l)$  obliczonych dla helu, argonu, neonu, wodoru i azotu, oddziałujących z szeregiem metali jedno- i dwuwartościowych. Ogólnie wyrażenie (3) daje znacznie większe wartości niż wyrażenie (1).

Prosen i Sachs [18] potraktowali oddziaływanie pomiędzy  $A$  i  $M$  jako oddziaływanie pola wytworzonego przez dipol wirtualny, za jaki można uważać  $A$ , z elektronami przewodnictwa i jonami metalu. Energię oddziaływania dyspersyjnego wyrazili poprzez następujące wielkości

$$E_D = -\frac{1}{2} \alpha \sum_{\xi, i} H_{0i}^{\xi} H_{i0}^{\xi}, \quad (4)$$

gdzie  $\alpha$  jest polaryzowalnością atomu lub molekuly, oraz

$$H_{0i}^{\xi} = \int \Phi_0^* H^{\xi} \Phi_i d\tau, \quad \xi = x, y, z. \quad (5)$$

W tym wzorze  $\Phi_0$  jest funkcją falową stanu podstawowego metalu, a  $\Phi_i$  funkcją falową stanu wzbudzonego;

$$H^{\xi} = \sum_e H^{\xi}(e) + \sum_n H^{\xi}(n),$$

gdzie

$$H^{\xi}(e) = \frac{\varepsilon \xi_e}{r_e^3}, \quad H_n^{\xi}(n) = -\frac{Z \varepsilon \xi_n}{r_n^3}, \quad (6)$$

oraz  $r_e = (x_e, y_e, z_e)$  jest odległością pomiędzy molekułą a  $e$ -tym elektronem metalu;  $r_n = (x_n, y_n, z_n)$  jest odległością pomiędzy molekułą a  $n$ -tym jony metalu;  $Z$  jest wartościowością jonu metalu.

Autorzy przyjąwszy, że podczas oddziaływania  $A$  z  $M$  jony dodatnie metalu nie podlegają przejściom do stanu wzbudzonego (por. [22]), otrzymali dla sumy w (4) następujące wyrażenie

$$\sum_{\xi, i} \left\{ \sum_e H_{0i}^{\xi}(e) + \sum_n H_{0i}^{\xi}(n) \delta_{0i} \right\} \left\{ \sum_e H_{i0}^{\xi}(e) + \sum_n H_{i0}^{\xi}(n) \delta_{i0} \right\}, \quad (7)$$

które następnie uprościli do postaci

$$\sum_{i \neq 0} \left( \sum_e H_{0i}^{\xi}(e) \right) \left( \sum_e H_{i0}^{\xi}(e) \right), \quad (7a)$$

zakładając, że ładunek jonów dodatnich można traktować jako rozmyty w sposób ciągły w całej objętości metalu. W takim przypadku sumy diagonalnych elementów macierzowych w (7) znoszą się z członami  $\sum_n H_{00}^{\xi}(n)$  i (7) przechodzi w (7a).

Dalsze obliczenia autorów opierają się na założeniu, że funkcja falowa  $\Phi$  opisująca elektrony metalu jest zwykłym iloczynem fal płaskich. Uwzględniając zakaz Pauliego przez odpowiedni dobór granic całkowania w przestrzeni pędów Prosen i Sachs otrzymali następujący wzór na  $E_D$ :

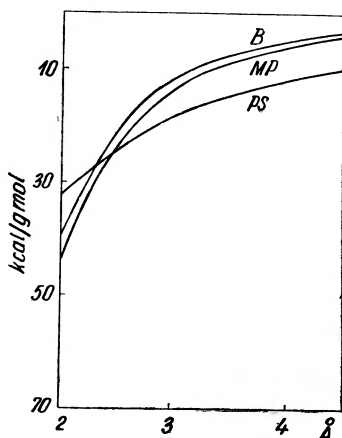
$$E_D^{PS}(l) = -\frac{\alpha \varepsilon^2 k_F^3}{8\pi^2} \frac{\ln(2k_F l)}{l^2}, \quad (8)$$

gdzie  $k_F$  jest wartością wektora falowego odpowiadającą poziomowi Fermiego; dla elektronów swobodnych mamy

$$k_F = \left( \frac{3\rho_0}{\pi} \right)^{1/3}. \quad (9)$$

Na rys. 2 podane jest wg [21] graficzne porównanie funkcji  $E_D(l)$  obliczonych ze wzorów (1), (3) i (8) dla przypadku oddziaływania benzenu z rtęcią. Z tego rysunku widać, że  $E_D^B(l)$  i  $E_D^{MP}(l)$  leżą blisko siebie, natomiast  $E_D^{PS}(l)$ , choć jest też tego samego rzędu, maleje ze wzrostem  $l$  o wiele wolniej.

Należy tu zwrócić uwagę na fakt, że w obu pracach [16, 18], w których uwzględniono gaz elektronów w metalu, użyto do jego opisu fal płaskich. Wydaje się, że to założenie w odniesieniu do zjawiska adsorpcji zawiera pewną sprzeczność. Wiadomo mianowicie, że fala płaska, a więc funkcja typu  $\varphi_k(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$  spełnia tzw. okresowe warunki Borna-Karmana, które oznaczają, że na granicy powtarzających się okresowo w przestrzeni sześcianów o ustalonym boku  $\varphi_k(\mathbf{r})$  przyjmuje tę samą wartość. Opisuje więc ona wewnętrzne



Rys. 2. Porównanie zależności energii dyspersyjnej od odległości wg Bardeena (B), Margenau'a i Pollarda (MP) i wg Proseny i Sachsa (PS) dla układu benzen — rtęć

własności metalu, który możemy sobie wyobrazić, jako sześciąt o boku  $L$ , ale zanurzony w nieskończonym bloku metalicznym. Zatem fala płaska nie uwzględnia efektów powierzchniowych [26] i może być używana do opisu takich własności metalu, które przy dostatecznie dużych wymiarach próbki nie zależą od tych efektów, jak np. przewodnictwo. Adsorpcja jest zjawiskiem czysto powierzchniowym; mamy w tym przypadku do czynienia, z grubsza biorąc, z atomem poza metalem oraz z metalem, co do którego możemy przyjąć, że zajmuje półprzestrzeń. Warunki Borny-Karmana żądają od  $\varphi_k(\mathbf{r})$  cykliczności, więc nie dopuszczają takiej możliwości. Zatem użycie fal płaskich do opisu oddziaływania atomu z metalem sprowadza się raczej do rozpatrzenia problemu zanieczyszczeń, a nie adsorpcji. Z tego względu w [22] przyjęto przy obliczaniu  $E_D(l)$  jednoelektronowe funkcje falowe elektronów swobodnych w metalu w postaci następującej

$$\varphi_k(\mathbf{r}) = 2^{1/2} L^{-3/2} \sin[k_3(z-l)] e^{i(k_1x + k_2y)}. \quad (10)$$

Powyzsza funkcja spełnia warunki cykliczności o okresie  $L$  w kierunkach  $x$  i  $y$ , równoległych do powierzchni metalu, znika dla  $z = l$  i jest określona dla  $0 \leq z \leq L$ , przy czym

$$k_1 = \frac{2\pi n_1}{L}, \quad k_2 = \frac{2\pi n_2}{L}, \quad n_1, n_2 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots; \quad k_3 = \frac{\pi n_3}{L}, \quad n_3 = 1, 2, \dots \quad (11)$$

Przyjęcie fal stojących utrudniło znacznie rachunki, biorąc jednak metal w postaci płytki o grubości  $L$  i nieskończonej w pozostałych dwóch kierunkach, a następnie dążąc z  $L$  do nieskończoności udało się przeprowadzić całkowanie po współrzędnych przestrzennych do końca, a całkowanie po pędach do całki potrójnej, którą obliczono następnie numerycznie [22]. Wyniki obliczeń dla wolframu i miedzi są podane w tablicy I wg [23]. Jak widać z tej tablicy otrzy-

mane wartości energii są dla każdego rozpatrywanego  $l$  i dla obu metali około 10 razy mniejsze od  $E_D^{PS}(l)$ , obliczonej wg wzoru (8). Na przykład dla układu Ba—W, oraz dla  $l = 2,6 \text{ \AA}$  i  $\alpha_{\text{Ba}} = 62 \text{ \AA}^3$  [24], wzór Proseny i Sachsa daje  $-15,25 \text{ eV}$ , a z tablicy I odczytujemy  $-1,05 \text{ eV}$ . Liczby te dowodzą, że wzór (8) daje wyniki niewłaściwe.

Tablica I

Wartości  $-E_D/a$  w eV obliczone wg [18] i [23]

$l$ [Å]	Cu		W	
	[18]	[23]	[18]	[23]
0,8	0,866	0,083	1,304	0,119
1,0	0,677	0,060	0,997	0,086
1,2	0,537	0,046	0,782	0,065
1,4	0,437	0,035	0,629	0,051
1,6	0,363	0,029	0,520	0,041
1,8	0,306	0,024	0,437	0,034
2,0	0,263	0,020	0,374	0,028
2,2	0,229	0,017	0,338	0,023
2,4	0,199	0,015	0,280	0,020
2,6	0,170	0,013	0,246	0,017

Powróćmy obecnie do założenia o ciągłym rozkładzie dodatniego ładunku jonów metalu, które pozwoliło na uproszczenie (7) do postaci (7a). Otóż jeśli odrzucimy to założenie, we wzorze (4) znajdują się, poprzez (7), elementy diagonalne zależne od atomowej struktury powierzchni metalu. Zatem, aby uwzględnić zależność  $E_D$  od kierunku krystalograficznego, należy obliczyć całki

$$H_{kk}^{\xi} = \int \varphi_k^*(\mathbf{r}) H_e^{\xi}(\mathbf{r}) \varphi_k(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad \xi = x, y, z, \quad (12)$$

które w przypadku, gdy  $\varphi_k(\mathbf{r})$  jest falą płaską lub stojącą, a  $H^{\xi}(\mathbf{r})$  jest dane przez (6) — są rozbieżne. (Jak wiadomo, podobne trudności pojawiają się w teorii metali, przy rozważaniu oddziaływania kulombowskiego [25, 26].) Zatem w przypadku, gdy  $H^{\xi}(e)$  posiada postać (6), jedynie założenie, że

$$\sum_e H_{00}^{\xi}(e) - \sum_n H_{00}^{\xi}(n) = 0,$$

przyjęte przez Proseny i Sachsa może dać rozsądny wynik. Jeśli jednak przyjmiemy się zamiast (6) oddziaływanie ekranowane, to całki (12) nie są rozbieżne i można podać zależność  $E_D$  od kierunku krystalograficznego [27].

Należy tu nadmienić, że w poprzednich pracach dotyczących teorii adsorpcji na metalach nie uwzględniano struktury atomowej powierzchni zależnej od rodzaju ściany krystalograficznej.



elektronów i jonów metalu, a także oddziaływanie między nimi. Pokazał on, że poszczególne człony oddziaływania wymiennego odnoszą się do tych elektronów, które posiadają ten sam spin, co elektron atomu.

Odrzucając człony proporcjonalne do odwrotności pola powierzchni kryształu, energię oddziaływania wymiennego można wyrazić w następujący sposób <sup>3</sup>

$$E_E(l) = \frac{I_1(l) - I_2(l) + 2I_3(l)}{1 - D^2(l)}, \quad (17)$$

gdzie

$$\begin{aligned} D^2 &= \iint \psi_{1s}^*(1) \psi_{1s}(2) f(1, 2) d\tau_1 d\tau_2, \\ I_1 &= e^2 \iint \frac{\psi_{1s}^*(1) \psi_{1s}(2) f(1, 2)}{r_{a_1}} d\tau_1 d\tau_2, \\ I_2 &= e^2 \iint \frac{\psi_{1s}^*(1) \psi_{1s}(2) f(1, 2)}{r_{12}} d\tau_1 d\tau_2, \\ I_3 &= e^2 \iiint \frac{\psi_{1s}^*(1) \psi_{1s}(2) f(3, 2) f(1, 3)}{r_{13}} d\tau_1 d\tau_2 d\tau_3, \end{aligned} \quad (18)$$

$$f(1, 2) = \sum_{i=1}^n \varphi_i^*(\mathbf{r}_2) \varphi_i(\mathbf{r}_1). \quad (19)$$

Przyjmując  $\varphi_i(\mathbf{r}_j)$  jako fale płaskie, Pollard obliczył całki (18) zakładając, że

$$f(1, 2) = \begin{cases} N/v, & \text{dla } r_{12} \leq R = \left(\frac{8\pi\rho}{3}\right)^{1/3}, \\ 0, & \text{dla } r_{12} > R, \end{cases} \quad (20)$$

gdzie  $\rho$  jest gęstością elektronów przewodnictwa. Założenie to pozwoliło autorowi na dalsze uproszczenia:

$$r_{A2} = r_{A1} - r_{12} \cos \theta, \quad (21)$$

gdzie  $\theta$  jest kątem pomiędzy  $\mathbf{r}_{A1}$  i  $\mathbf{r}_{12}$ , oraz

$$\begin{aligned} \psi_{1s}(2) &= \psi_{1s}(1) e^{a\mathbf{r}_{12} \cos \theta} \\ \iint d\tau_1 d\tau_2 &= \left( \int_M d\tau_1 \right) \left( \int_S d\tau_2 \right)', \end{aligned} \quad (22)$$

gdzie  $a$  jest stałą,  $M$  obszarem zajęтым przez metal, a  $S$  jest kulą o promieniu  $R$  ze środkiem w punkcie  $\mathbf{r}_1$ , wewnątrz której  $f(1, 2)$ , zgodnie z (20), przyjmuje wartość stałą, a na zewnątrz równą zeru.

Pollard obliczył  $E_E$  dla atomów helu i cząsteczek wodoru, zakładając, że całkowite oddziaływanie wymienne obu elektronów jest dwa razy większe niż oddziaływanie jednego z nich z metalem posiadającym tę samą liczbę

<sup>3</sup> W pracy Pollarda błędnie opuszczono czynnik 2 przed  $I_3$  [29].

elektronów swobodnych o jednym kierunku spinu. W obu przypadkach  $E_E(l)$  była funkcją dodatnią, co wskazuje na to, że oddziaływanie wymienne w przypadku atomu o jednym elektronie walencyjnym — z metalem — prowadzi do odpychania. Wyczerpania Pollarda powtórzono dla  $H_2$  w pracy [29].

W pracy [22] podano obliczenia  $E_E(l)$  dla atomów alkalicznych oraz Sr i Ba oddziałujących z wolframem i miedzią. We wszystkich tych przypadkach, podobnie jak dla opisanych wyżej,  $E_E$  jest związana z siłami odpychającymi. Elektron walencyjny atomu był opisany przez orbital Slatera, a elektrony w metalu przez funkcje o postaci (10), z których tworzą funkcję  $\psi_E$  w taki sam sposób, jak opisano wyżej. Jak wspomnieliśmy w § 3, funkcje falowe typu (10) bardziej nadają się do opisu zjawisk adsorpcyjnych niż fale płaskie, ale ich przyjęcie znacznie komplikuje rachunki. W przypadku fal płaskich można było przybliżyć  $f(1, 2)$  (tzw. gęstość Wignera-Seitz) wg (20), ponieważ wtedy

$$f_{FP}(i, j) = 3 \left( \frac{n}{V} \right) \frac{\sin \xi_{ij} - \xi_{ij} \cos \xi_{ij}}{\xi_{ij}^3},$$

gdzie  $\xi_{ij} = k_F r_{ij}$ ,  $k_F$  — pęd Fermiego; natomiast w przypadku funkcji (10)

$$f(i, j) = f_{FP}(i, j) - 3 \left( \frac{n}{v} \right) \frac{\sin \eta_{ij} - \eta_{ij} \cos \eta_{ij}}{\eta_{ij}^3}, \quad (23)$$

gdzie

$$\eta_{ij} = k_F [(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i + z_j - 2l)^2]^{1/2}.$$

Zatem dla  $\xi_{ij} \rightarrow 0$  nie otrzymujemy  $f_{ij} \rightarrow n/V$ , lecz

$$3 \left( \frac{n}{v} \right) \left[ \frac{1}{3} - \frac{\sin x - x \cos x}{x^3} \right] \equiv f_{\xi \rightarrow 0}(i, j),$$

gdzie  $x = 2k_F(z_i - l)$ , możemy więc aproksymować  $f(i, j)$  następująco:

$$f(i, j) = \begin{cases} f_{\xi \rightarrow 0}(i, j), & \text{dla } r_{ij} \leq R, \\ 0, & \text{dla } r_{ij} > R. \end{cases} \quad (24)$$

Powyzszy fakt powoduje dodatkową komplikację przy sprowadzaniu całek (18) do podwójnych i potrójnych. Rozważymy to na przykładzie całki  $D^2(l)$ . W przypadku fal płaskich można było przyjąć upraszczające założenia (20), (21) i (22) i dzięki nim przeprowadzić całkowanie do końca, otrzymując

$$D^2(l) = \frac{3}{2} \frac{x \cosh x - \sinh x}{x^3} e^{-2l}, \quad (25)$$

gdzie  $x = R/a_0$ ,  $a_0$  — promień Bohra.

W przypadku funkcji typu (10), funkcję  $f(i, j)$  aproksymuje się wg (24), następnie przyjmując zamiast przybliżonego związku (21) związek dokładny:

$$r_2^2 = r_1^2 + r_{12}^2 - 2r_1 r_2 \cos \theta \quad (26)$$

i używając współrzędnych biegunowych:  $r = r_{12}$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  można całkę  $D^2$  przedstawić w postaci

$$D^2(l) = \frac{2\pi}{\gamma^{\beta+2}} \int_l^\infty g(z_1) dz_1 \int_{-\infty}^{+\infty} r_1^{\beta-1} e^{-\gamma r_1} h_{\beta+1}(r_1) dx_1 dx_2.$$

Powyżej  $\gamma$  i  $\beta$  są stałymi Slatera w funkcji falowej atomu (zamiast ułamkowych wartości  $\beta$  brano najbliższe wartości całkowite) oraz

$$g(z_1) \equiv f_{\xi \rightarrow 0}(1, 2),$$

$$h_{\beta+1}(r_1) = \int_0^R r R_{\beta+1}(r, r_1) dr,$$

$$R_{\beta+1}(r, r_1) = \int_{\gamma(r_1-r)}^{\gamma(r_1+r)} v^{\beta+1} e^{-v} dv.$$

Wyrażając  $x_1$ ,  $y_1$  i  $z_1$  przez współrzędne biegunowe  $r$ ,  $\theta$ ,  $\varphi$  otrzymuje się całkę podwójną po  $r_1$  i  $\theta$ , która była liczona numerycznie.

W pracy [23] podano wynik obliczenia całki  $D^2$  także przy założeniu (20), ale przy użyciu zamiast przybliżonego związku (21) związku (26). Okazało się, że błąd spowodowany przez założenie (21) jest znaczny i tym większy im mniejsze jest  $l$ .

## § 5. Oddziaływanie jonowe

W przypadku oddziaływania dyspersyjnego i wymiennego mieliśmy do czynienia z obojętnymi konfiguracjami elektronowymi układu, czyli z takimi, którym nie towarzyszyło przeniesienie ładunku z atomu do metalu i na odwrót. Istnieje jednak także takie oddziaływanie, w wyniku którego ładunek zostaje częściowo przeniesiony do adsorbentu lub do adsorbentu. Używając chemicznego zapisu, możemy dwie poprzednie konfiguracje oznaczyć jako  $A-M$ , natomiast ostatnią jako  $A^+-M^-$ , lub  $A^--M^+$ .

Z konfiguracją  $A^+-M^-$  będziemy mieli do czynienia np. przy adsorpcji atomów alkalicznych na metalach (por. prace doświadczalne [4, 5, 30, 31]). Konfiguracja taka odpowiada następującej sytuacji: elektron atomu przechodzi na wolny poziom energetyczny  $a$  w metalu i mamy do czynienia ze stanem, który można opisać funkcją falową  $\Psi_I$ ,  $N+1$  elektronów. Funkcję  $\Psi_I$  stanu jonowego otrzymamy w taki sam sposób, jak funkcję  $\Psi_E$  (por. (14)) z tym, że ponieważ elektron walencyjny przeszedł do metalu, należy  $\psi_{ns}(\mathbf{r})$  zamienić na  $\varphi(\mathbf{k}_a, \mathbf{r})$ :

$$\Psi_I = \frac{1}{\sqrt{(N+1)!}} \begin{vmatrix} \varphi(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_1) & & & & \\ \vdots & & & & \\ \vdots & & & \Phi & \\ \vdots & & & & \\ \varphi(\mathbf{k}_a, \mathbf{r}_a), \varphi(\mathbf{k}_1, \mathbf{r}_a), \dots, \varphi(\mathbf{k}_N, \mathbf{r}_a) & & & & \end{vmatrix}, \quad (27)$$



gdzie funkcje spinowe są już włączone do  $\varphi$ , a  $\Phi$  ma tę samą postać co w (14).

Energię tej konfiguracji można wyrazić w następujący sposób

$$E_I(\mathbf{k}_a, l) = I - \varepsilon(\mathbf{k}_a) - Q(l), \quad (28)$$

gdzie  $I$  jest energią jonizacji atomu,  $\varepsilon(\mathbf{k}_a)$  oznacza energię elektronu walencyjnego na poziomie  $a$  metalu, a  $Q(l)$  — energię elektrostatycznego oddziaływania adjonu z metalem.

W przypadku, gdy mamy do czynienia z odwrotnym kierunkiem przeniesienia ładunku, lub gdy taką konfigurację należy także uwzględnić, musimy zbudować funkcję  $\Psi_I^-$ , która będzie się różniła od (27) tym, że w kolumnie ograniczającej należy napisać funkcje falowe atomu dla elektronu przeniesionego z jakiegoś poziomu wewnątrz metalu.

Energię konfiguracji  $A^+ - M^-$  przyjmuje się zazwyczaj [4, 5, 29] w postaci następującej

$$E_I = I - \varphi + \frac{\varepsilon^2}{4l}, \quad (29)$$

gdzie  $\varphi$  jest pracą wyjścia z metalu, a ostatni człon jest energią klasycznej siły obrazowej. Pojęcie siły obrazowej zostało wprowadzone do teorii adsorpcji już w pierwszych latach rozwoju teorii [32]. Dyskusję stosowalności pojęcia klasycznej siły obrazowej do adsorpcji podał Bardeen [16], stwierdzając, że dla odległości porównywalnych z rozmiarami atomowymi istnieje znaczne odstępstwo od wzoru klasycznego, który w (29) reprezentuje ostatni człon. Poprawka do tego członu posiada charakter kwantowy [16, 33] i dopiero w odległościach rzędu  $10^{-4}$  cm od powierzchni metalu można ją zaniedbać całkowicie [34]. Ze względu na to, że adsorpcja jest przecież zjawiskiem powierzchniowym, w pracach [22, 23] uwzględniono we wzorze (28) kwantową poprawkę do klasycznej siły obrazowej wg [35] oraz przez rozważenie oddziaływania ekranowanego pomiędzy adjonem a powierzchniowymi jonami metalu, otrzymując zależność  $E_I$  od kierunku krystalograficznego.

## § 6. Energia adsorpcji

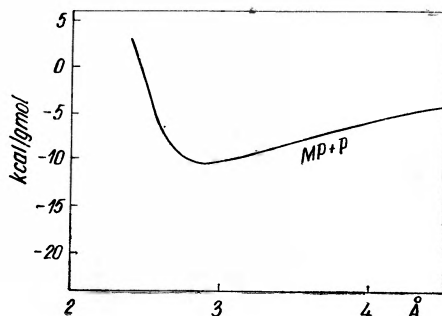
Jak już wspomnieliśmy we wstępie, jednym z ważniejszych parametrów określających adsorpcję jest energia adsorpcji. Ponieważ wielkość ta zależy silnie od stopnia pokrycia  $\theta$  [4, 5, 37], a teoretyczne uwzględnienie wpływu  $\theta$  na energię adsorpcji jest zagadnieniem bardzo trudnym, w pracach teoretycznych oblicza się tzw. zerową energię adsorpcji. Zerowa energia adsorpcji  $E(l_0)$  jest miarą energii wiązania pojedynczego adatomu z czystą powierzchnią metalu, zatem jej doświadczalne wyznaczenie sprowadza się do ekstrapolacji krzywej doświadczalnej  $E(\theta)$  do wartości  $\theta = 0$ .

W literaturze stosuje się kilka sposobów obliczania  $E(l_0)$ . Jeden z nich tzw. chemiczny został opisany w § 2, gdzie podano także krytykę tego podejścia. Inny sposób polega na bezpośrednim sumowaniu energii sił przycią-

gających i odpychających, obliczonych oddzielnie. Właśnie w taki sposób Pollard [28] obliczył energię wiązania  $H_2$  i He na niklu. Dodał on obliczoną przez siebie energię wymienną do energii dyspersyjnej, obliczonej wg wzoru (3), otrzymując

$$E(l) = E_E(l) - E_D(l), \quad (30)$$

z przebiegu której wyznaczył  $E(l_0)$ .



Rys. 3. Przebieg energii adsorpcji dla układu benzen — rtęć, obliczonej w [21]

Na rys. 3 przedstawiono przebieg  $E(l)$  wyliczonej tym sposobem dla układu benzen—rtęć [21].  $E_D(l)$  obliczono wg (3), a  $E_E(l)$  wg [28] korzystając z otrzymanych tam wyników dla wodoru. Wyliczono  $E(l_0) = -10,2$  kcal/gmol, podczas gdy wartość doświadczalna wynosi  $-15,4$  kcal/gmol.

Taki sposób obliczania energii wiązania budzi najmniej zastrzeżeń w odniesieniu do adsorpcji atomów gazów szlachetnych, bowiem w tym przypadku rzeczywiście można przypuszczać, że chmura elektronowa adsorbentu podlega nieznacznej tylko deformacji podczas zbliżania się atomu do powierzchni metalu. Natomiast w innych przypadkach deformacja chmury elektronowej adsorbentu pod wpływem oddziaływania z metalem jest znaczna. Będzie ona szczególnie silna w przypadku atomów alkalicznych, które posiadają niski stosunkowo pierwszy potencjał jonizacyjny, w związku z czym podczas adsorpcji elektron walencyjny atomu może łatwo oderwać się od niego i wejść do metalu. W takim przypadku, w pewnej odległości adsorbentu od powierzchni adsorbentu, atom stanie się jonem, a więc układem fizycznym, który charakteryzuje nie tylko zupełnie inną polaryzowalność, lecz także inny ładunek w porównaniu z atomem swobodnym.

Aby uwzględnić efekty towarzyszące deformacjom chmury elektronowej adsorbentów w procesie adsorpcji i ich wpływ na energię wiązania, należy posłużyć się bardziej dokładną metodą niż powyższa. Wydaje się, że szczególnie przydatna do tego celu jest metoda liniowej kombinacji orbitali atomowych oparta o metodę Ritza [38]. Metodę taką zastosował Toya [29] wyliczając energię adsorpcji wodoru na platynie. Funkcję falową  $\Psi$  rozpatrywanego układu przyjął on w postaci liniowej kombinacji funkcji falowych konfiguracji:

a) wymiennej (por. § 4); b) obojętnej konfiguracji odpowiadającej przejściu elektronu metalu pod wpływem adsorpcji na wyższy wolny poziom; c) dwóch konfiguracji jonowych  $M^+ - H^-$  i  $M^- - H^+$ . Konfiguracje a) i b) były opisane za pomocą funkcji o postaci (14), a konfiguracja c) za pomocą funkcji (27). Funkcje falowe elektronów swobodnych wzięto w postaci fal płaskich. Energię  $E_E$  wyliczono ze wzoru (17), a  $E_I^+$  i  $E_I^-$  ze wzorów typu (29). W wyniku obliczeń otrzymano  $E(l_0) = -5 \text{ eV}$  i  $l_0 = 0,8 \text{ \AA}$ .

Tę samą metodę przyjęto w celu wyliczenia energii adsorpcji dla atomów alkalicznych oraz Sr i Ba na kilku pojedynczych ściankach krystalicznych wolframu i miedzi [22, 23]. Nim jednak przejdziemy do zreferowania wyników tych prac, zatrzymamy się krótko na omówieniu wcześniejszego sposobu wyliczania  $E(l_0)$  atomów alkalicznych z powierzchnią metalu, oraz na silnej zależności energii wiązania atomów alkalicznych od kierunków krystalograficznych powierzchni monokryształów metali. Otóż w literaturze bardzo często stosuje się następującą metodę obliczania  $E(l_0)$  dla rozważanych układów [4, 5, 37]: W małej odległości od powierzchni metalu słabo związany elektron walencyjny atomu przechodzi do metalu. W czasie tego aktu wydziela się energia równa  $\varphi - I$ , gdzie  $\varphi$  jest pracą wyjścia elektronu z metalu, a  $I$  energią jonizacji atomu. Powstały w ten sposób jon zatrzymuje się w odległości  $r_0$  od powierzchni metalu i w wyniku przeniesienia adjonu w położenie równowagi wydziela się energia  $Q$ , zatem

$$E(r_0) = \varphi - I + Q,$$

gdzie  $Q$  traktuje się jako energię siły obrazowej: przy czym odległość środka jonu od powierzchni metalu bierze się jako równą promieniowi jonowemu  $r_0$ , czyli  $Q = \varepsilon^2/4r_0$ . Jest to więc energia konfiguracji jonowej, obliczona dla  $l = r_0$ , którą utożsamia się tu z energią adsorpcji.

Jest oczywiste, że takie podejście nie może być traktowane poważnie, ponieważ, oprócz założenia, że powierzchnia metalu jest idealną płaszczyzną doskonale przewodzącą, zakłada się jeszcze, że położenie równowagi adjonu  $l_0$  równe jest promieniowi jonowemu  $r_0$ , a także pomija się całkowicie siły odpychania.

Energia adsorpcji atomów alkalicznych, a także Sr i Ba zależy znacznie od kierunku krystalograficznego. W tablicy II zestawiono doświadczalne wartości  $E(l_0)$  (dla  $\theta \rightarrow 0$ ) wyznaczone przy pomocy różnych technik eksperymentalnych i przez różnych autorów w przypadku adsorpcji atomów alkalicznych oraz Sr i Ba na wolfranie. Z tego zestawienia widać, że istnieją znaczne rozbieżności pomiędzy wynikami różnych autorów, dotyczącymi tego samego układu. Rozbieżności te mogą być wynikiem zanieczyszczeń powierzchni, użycia różnych technik oraz różnych warunków doświadczalnych. Pewne rozbieżności może także powodować ekstrapolacja wyników otrzymanych dla  $\theta \neq 0$  do wartości  $\theta = 0$ . Z drugiej strony, wartości średnie  $E(l_0)$  odpowiadające małym pokryciom nie mogą dać realnej informacji, ponieważ w takim przypadku wiele ścianek monokryształu jest zupełnie nie pokrytych, a inne są pokryte

Doświadczalne wartości energii adsorpcji na wolframie w eV

Adsorbat	$-E(l_0)$	Ścianka	Autor	Technika doświadczalna
Na	1,39	—	Bosworth [39]	termojonowa (T)
	3,09	(112)	Kühl [40]	*
	2,51	(110)	Kühl [40]	*
	2,73	—	Starodubcew [41]	impulsowa (I)
K	2,64	—	Evans [41]	T
	2,55	—	Starodubcew [41]	I
	2,90	—	Knauer [43]	I
	3,36	(112)	Kühl [40]	*
	2,75	(110)	Kühl [40]	*
	2,6 **	—	Schmidt i Gomer [44]	desorpcja termiczna (DT)
	2,9	(110)	Schmidt i Gomer [31]	DT
2,5	(111)	Schmidt i Gomer [31]	DT	
Rb	2,54	—	Evans [42]	T
	2,61	(110)	Hughes i inni [46]	I
Cs	2,46	—	Evans [42]	T
	2,83	—	Taylor i Langmuir [47]	T
	3,6	—	Knauer [43]	I
	3,58	(112)	Kühl [40]	*
	3,08	(110)	Kühl [40]	*
2,04	—	Scheer i Fine [48]	I	
Sr	3,26	—	Moore i Allison [49]	T
	4,21	—	Madey i inni [50]	DT
Ba	3,48	—	Moore i Allison [49]	T
	4,68	—	Zingrman i inni [30]	DT
	3,77	—	Utsugi i Gomer [51]	desorpcja polowa

\* Technika Kühla nie jest znana autorowi ze względu na nieosiągalność pracy oryginalnej, natomiast Popp [40] nie opisuje tej techniki.

\*\* Dla  $\theta = 0,2$ .

z  $\theta_{hkl} > \theta$ , gdzie  $\theta_{hkl}$  jest stopniem pokrycia ścianki o wskaźnikach  $hkl$ , a  $\theta$  średnim stopniem pokrycia wszystkich ścianek. Na tę kwestię zaczyna się obecnie zwracać coraz baczniejszą uwagę [45, 53]. Mimo jednak tych zastrzeżeń, porównanie zmierzonych wartości  $E(l_0)$  przez tego samego autora, na tej samej ściance, może dać pewną informację o procesie adsorpcji. Mianowicie, w przypadku ścianek (110) i (112) można na podstawie wyników otrzymanych w pracy [40] napisać następujący ciąg wzrastających energii adsorpcji pierwiastków alkalicznych na wolframie

$$E_{\text{Na}} < E_{\text{K}} < E_{\text{Rb}}^* < E_{\text{Cs}} \quad (31)$$

W powyższym ciągu wyróżniliśmy  $E_{\text{Rb}}$  przez gwiazdkę, ponieważ została ona wyznaczona przez różnych autorów. Dla wszystkich przebadanych układów zachodzi także nierówność następująca

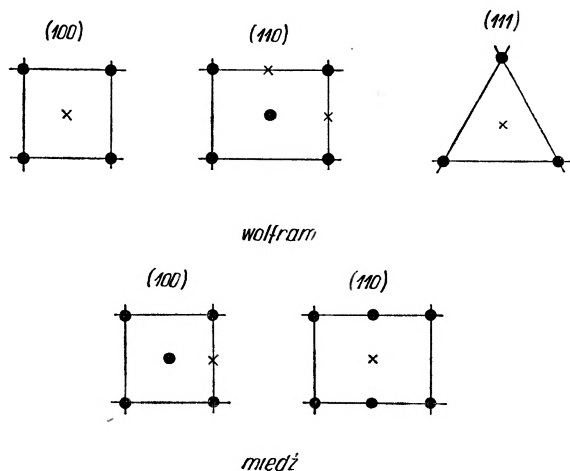
$$E_{110} > E_{100} . \quad (32)$$

W przypadku Sr i Ba z tablicy II wynika, że

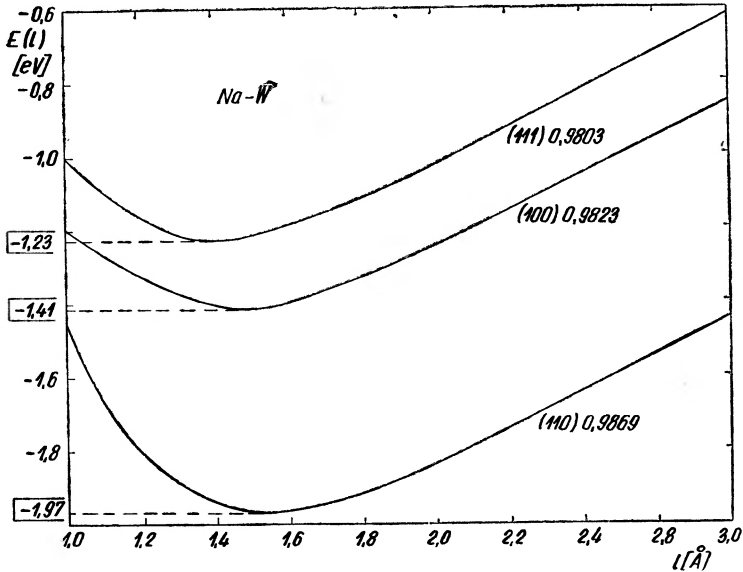
$$E_{\text{Sr}} < E_{\text{Ba}} . \quad (33)$$

W pracach [22, 23] obliczono energie wiązania atomów alkalicznych oraz Sr i Ba na ściankach (100), (110) i (111) wolframu i na ściankach (100) i (110) miedzi, posługując się wspomnianą już metodą liniowej kombinacji orbitali atomowych. Układ atom—metal opisano za pomocą funkcji falowej  $\Psi_{12}$  będącej kombinacją funkcji falowych  $\Psi_1$  i  $\Psi_2$  konfiguracji: 1) wymiennej, oraz 2) jonowej  $A^+ - M^-$ :  $\Psi_{12} = c_1 \Psi_1 + c_2 \Psi_2$ . Jak wiadomo,  $|c_i|^2$  można interpretować jako prawdopodobieństwo danej konfiguracji. Zatem wyliczenie  $c_2^2(l_0)$  pozwoliło także na określenie stopnia jonowości na danej ściance.

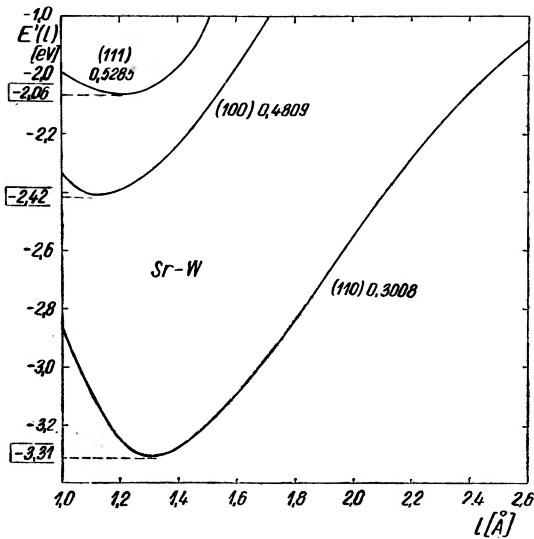
Dla elektronów przewodnictwa przyjęto funkcje falowe (10) i przeprowadzono rachunki opisane w § 3 i § 4, przy czym strukturę atomową powierzchni uwzględniono przez dodatkowy człon  $Q^j(l)$  we wzorze (29) oraz przez użycie doświadczalnie wyznaczonych prac wyjścia dla różnych ścianek. Obliczone wartości energii  $E(l)$  kombinacji konfiguracji 1 i 2 odnoszą się do przypadków, gdy atom zbliża się do powierzchni metalu wzdłuż prostopadłych przechodzących przez miejsca zaznaczone na rys. 4 krzyżykiem na każdej z rozważanych ścianek.  $E(l_0)$  otrzymywano minimalizując  $E(l)$  ze względu na  $l$ . Typowy przebieg  $E(l)$  dla Na—W i Sr—W przedstawiają krzywe na rys. 5 i 6. Porównanie otrzymanych dla wolframu wyników z wartościami doświadczalnymi podano w tablicy III. Z tablicy tej wynika, że prawdopodobieństwo jonizacji  $c = c_2^2$  atomów alkalicznych w pobliżu ich położenia równowagi  $l_0$  jest



Rys. 4. Centra adsorpcyjne na poszczególnych ściankach wolframu i miedzi



Rys. 5. Przebieg energii adsorpcji sodu na ściankach wolframu, obliczony wg [22, 23]



Rys. 6. Przebieg energii adsorpcji strontu na ściankach wolframu, obliczony wg [22, 23]

bliskie jedności. Wypływa stąd wniosek, że atomy te adsorbują się na powierzchni wolframu jako jony, w związku z czym możemy obliczoną energię  $E(l_0)$  rezonansu pomiędzy konfiguracjami  $A-M$  i  $A^+-M^-$  uważać za energię wiązania (ze względu na małą polaryzowalność jonów alkalicznych  $E_D$  jest wielkością bardzo małą). Wyliczone wartości energii dobrze się zgadzają z wartościami wyznaczonymi doświadczalnie. Dla każdego rozważanego układu

otrzymano następujący ciąg energii adsorpcji w zależności od kierunku kry-  
stalograficznego

$$E_{110} > E_{100} > E_{111}.$$

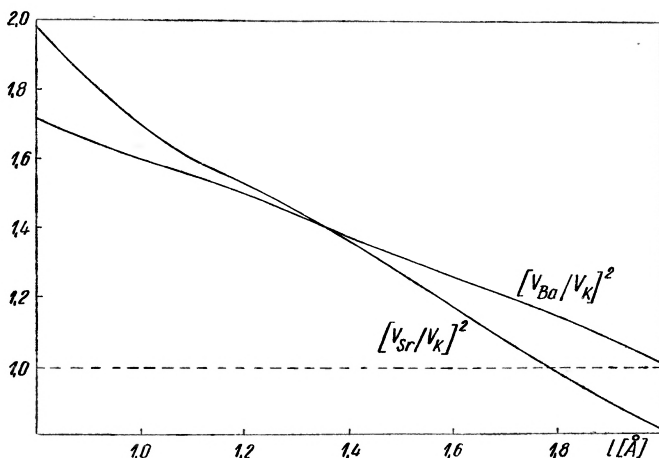
Tablica III \*

Układ		Ścianki		
		(100)	(110)	(111)
Na—W	$-E(l_0)$ eV	1,41	1,97	1,23
	$-E_{\text{exp}}$ eV	—	2,51 *1	—
	$C(l_0)$	0,9823	0,9869	0,9803
	$l_0$ Å	1,42	1,52	1,56
K—W	$-E(l_0)$ eV	2,34	2,86	2,16
	$-E_{\text{exp}}$ eV	—	2,75 *1	2,5 *2
	$C(l_0)$	0,9771	0,9813	0,9762
	$l_0$ Å	1,26	1,42	1,23
Rb—W	$-E(l_0)$ eV	2,41	2,95	2,24
	$-E_{\text{exp}}$ eV	—	2,61 *3	—
	$C(l_0)$	0,9877	0,9892	0,9865
	$l_0$ Å	1,33	1,45	1,31
Cs—W	$-E(l_0)$ eV	2,67	3,23	2,51
	$-E_{\text{exp}}$ eV	—	3,08 *1	—
	$C(l_0)$	0,9914	0,9924	0,9910
	$l_0$ Å	1,31	1,41	1,31
Sr—W	$-E(l_0)$ eV	2,42	3,31	2,06
	$-E_{\text{exp}}$ eV	—	3,26 *4	4,21 *5
	$C(l_0)$	0,4809	0,3008	0,5285
	$l_0$ Å	1,13	1,32	1,22
Ba—W	$-E(l_0)$ eV	3,23	4,17	2,89
	$-E_{\text{exp}}$	3,48 *4	4,68 *5	3,77 *7
	$C(l_0)$	0,3801	0,2311	0,4192
	$l_0$ Å	1,20	1,14	1,35

\* Dla układów Sr—W i Ba—W w tablicy podano średnie wartości energii adsorpcji wyznaczone doświadczalnie. 1) [40]; 2) [31]; 3) [46]; 4) [49]; 5) [50]; 6) [30]; 7) [51].

W pracy [52] pokazano, że w przypadku adsorpcji potasu na monokryształ wolframu osiadanie adsorbentu następuje w pierwszej fazie na ściankach o względnie wysokich wskaźnikach Millera takich, jak np. (124), a w fazach następnych — kolejno na ściankach (112), (110) i (100). Większą wartość energii adsorpcji na ściance (110) niż na ściance (100) otrzymano także w pracy [53]:  $E_{110} = 3,2$  eV,  $E_{100} = 2,8$  eV. Można zatem przyjąć, że otrzymane wyniki teoretyczne są dobrze zgodne z doświadczeniem.

W przypadku adsorpcji Sr i Ba na wolframie na wszystkich rozpatrywanych ściankach otrzymano stosunkowo małe prawdopodobieństwa jonizacji. Z tego



Rys. 7. Zależność kwadratu stosunku energii rezonansu Sr i Ba do energii rezonansu K na wolframie od odległości wg [23]

oraz z faktu, że energia rezonansu  $V = \int \psi_1(H-E)\psi_2 d\tau$  jest w tym przypadku znaczna (por. rys. 7), należy wnosić, że adsorpcja Sr i Ba na wolframie tylko częściowo posiada charakter jonowy. Ponieważ polaryzowalność swobodnego jonu jest kilkadziesiąt razy mniejsza od polaryzowalności swobodnego atomu Sr czy Ba, można przypuszczać, że również w stanie zaadsorbowanym atomy posiadają tym większą polaryzowalność im więcej ładunku ujemnego znajduje się w ich pobliżu. W pracy [23] przytoczono doświadczalną wartość polaryzowalności baru zaadsorbowanego na wolframie, która wynosi  $7,22 \text{ \AA}^3$ ; otóż przyjmując tę wartość oraz biorąc  $l_0 = 1,20 \text{ \AA}$  można z tablicy I obliczyć, że odpowiednia energia dyspersyjna wynosi  $-0,448 \text{ eV}$ . Można stąd wnosić, że energia dyspersyjna powiększa energię adsorpcji Ba o około  $0,5 \text{ eV}$ , zmniejszając tym samym różnicę między wartościami obliczonymi i zmierzonymi.

### § 7. Gęstość ładunku w pobliżu adatomu

Równie ważnym zagadnieniem teorii adsorpcji jak obliczanie energii wiązania, a może jeszcze ważniejszym, jest teoretyczne określenie gęstości elektro- nowej w pobliżu zaadsorbowanego atomu czy molekuly. Zagadnienie to, jako trudne, znalazło jak dotąd tylko częściowe rozwiązanie w kilku pracach poświęconych adsorpcji atomów alkalicznych. Bennett i Falicov [54] podali jedno z nich. Pomijając ewentualny wpływ stanów powierzchniowych założyli oni, że funkcję falową  $\psi$  całego układu atom + metal można przedstawić jako iloczyn funkcji jednoelektronowych i obliczyć ładunek  $q$  w objętości  $V$  dookoła adatomu, otrzymując

$$q = |\epsilon|(1 - q^-),$$



gdzie

$$q^- = \sum_{\substack{E, l, \nu \\ \text{stany obsadzone}}} \int |\psi(E, l, \nu, \mathbf{r})|^2 d^3\mathbf{r} = \frac{1}{\pi} \left[ \operatorname{tg}^{-1} \frac{E_F - E_\varphi}{\Delta} + \frac{\pi}{2} \right]. \quad (34)$$

W powyższym wzorze  $E_F$  oznacza energię Fermiego, a  $E_\varphi$  i  $\Delta$  wielkości obliczone na podstawie następujących założeń upraszczających: hamiltonian  $H$  opisujący rozważany układ w obecności zewnętrznego pola elektrycznego o natężeniu  $F$  ma postać

$$H = T + V_M + V_A + V_F + V_{ee}, \quad (35)$$

gdzie  $T$  jest operatorem energii kinetycznej,  $V_M$  jest potencjałem pochodzącym od jonów metalu,  $V_A$  jest potencjałem zaadsorbowanych jonów,  $V_F$  jest potencjałem pola zewnętrznego, a  $V_{ee}$  samouzgodnionym potencjałem działającym na jeden elektron ze strony uśrednionego rozkładu ładunku pozostałych elektronów. Ponieważ dokładne rozwiązanie równania Hartree jest niemożliwe, autorzy upraszczają (35) do postaci

$$H = T + UP_L + (V'_A + V_F + V_{obr})P_R, \quad (36)$$

gdzie  $U$  jest stałym potencjałem wewnątrz metalu,  $V'_A$  jest potencjałem wywołanym przez adjon, zmodyfikowanym przez efektywny ładunek  $q^-$  elektronów w pobliżu niego, a  $P_L(P_R)$  jest następującą funkcją

$$\begin{aligned} P_L = 1, & \quad P_R = 0, & \quad x < 0, & \quad \text{metal;} \\ P_L = 0, & \quad P_R = 1, & \quad x > 0, & \quad \text{próżnia.} \end{aligned}$$

Założenia, które pozwoliły na sprowadzenie hamiltonianu (35) do postaci (36), można streścić następująco: 1) potencjał wewnątrz metalu przyjmuje się jako stały; 2) elektrony metalu ekranują każde pole zewnętrzne, więc nie wnika ono do metalu; 3) warstwa podwójna na powierzchni metalu posiada znikomą grubość; 4)  $V_{ee}$  można w przybliżeniu zastąpić przez potencjał obrazowy  $V_{obr}$ . Następnie autorzy przyjmując metodę podaną w [55] obliczają  $E_\varphi$  i  $\Delta$  wchodzące do wzoru (34), przy czym

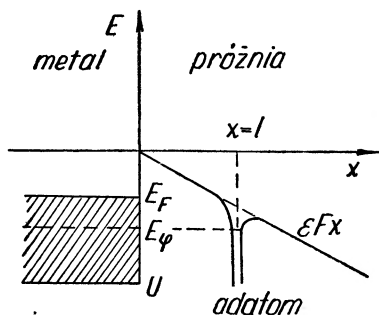
$$E_\varphi = \langle \varphi | H | \varphi \rangle, \quad (37)$$

$$\Delta = \pi \int |\langle \chi | H | \chi \rangle|^2 N_0(\mu, E) d\mu, \quad (38)$$

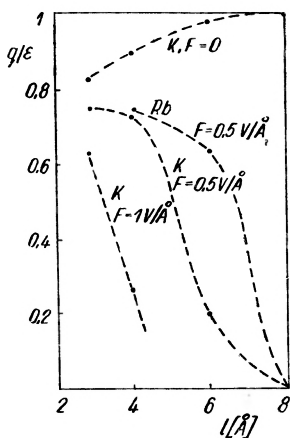
gdzie  $\varphi$  są funkcjami stanu  $s$  atomu, a  $\chi$  funkcjami falowymi metalu,  $\mu$  jest radialnym momentem pędu, a  $N_0$  gęstością stanów metalicznych dla pojedynczego spinu.

W obliczeniach prowadzących do końcowego wyniku przyjęto ponadto, że: 1) ogranicza się rozważania do takich odległości  $l$  atomu od powierzchni metalu, że mniej niż 10% ładunku związanego z  $|\varphi|^2$  znajduje się wewnątrz metalu; 2)  $V_F + V_{obr}$  oblicza się dla ustalonej odległości  $l$ ; 3) funkcje  $\varphi$  bierze się w postaci Slatera

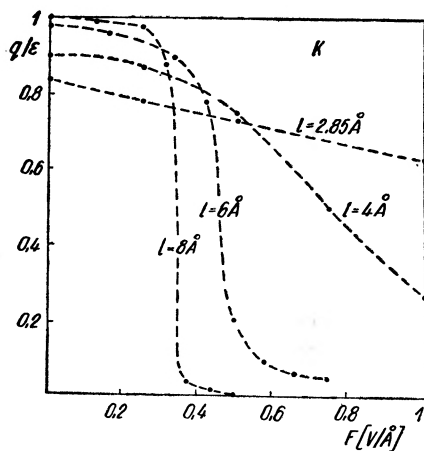
$$\varphi(r) = \left[ \frac{(2\gamma)^{2n^*+1}}{4\pi\Gamma(2n^*+1)} \right]^{1/2} r^{n^*-1} e^{-\gamma r}, \quad (39)$$



Rys. 8. Model potencjału przyjęty w pracy [54]



Rys. 9. Zależność ładunku atomów potasu i cezu od odległości od powierzchni metalu obliczona w [54] dla różnych natężeń pola zewnętrznego



Rys. 10. Zależność ładunku atomów potasu od natężenia pola zewnętrznego przy powierzchni metalu, obliczona w [54] dla różnych odległości atomu od metalu

gdzie  $\gamma$  jest stałą ekranowania, a  $n^*$  efektywną liczbą kwantową; 4) w celu uwzględnienia zmiany  $E_\varphi$ , wywołanej obecnością ładunku efektywnego  $q^-$  wprowadza się zamiast stałej ekranowania  $\gamma$  stałą  $\gamma^* = \gamma - \alpha q^-$ , gdzie polaryzowalność  $\alpha = \text{const}$ ; 5)  $V_{\text{obr}}$  jest częściowo ekranowany przez  $q^-$ , więc  $V_{\text{obr}} = \frac{(1 - \beta q^-) \varepsilon^2}{4l}$ , gdzie  $\beta \sim 1$ .

Ostatecznie przesunięcie poziomu atomowego  $E_\varphi$  (por. rys. 8) wyraża się następująco przez  $F$ ,  $l$  oraz  $q^-$

$$E_\varphi = -R \left( \frac{\gamma^*}{n^*} \right)^2 - |\varepsilon| Fl + \frac{(1 - \beta q^-) \varepsilon^2}{4l}, \quad (40)$$

gdzie  $R$  — stała Rydberga.

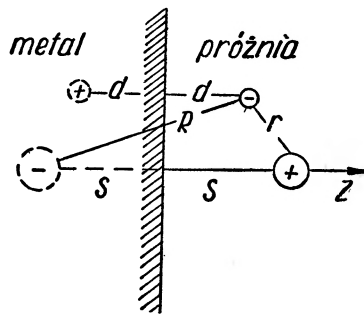
Końcowe obliczenia zostały przeprowadzone na maszynie cyfrowej; wyniki podane są w tablicy IV oraz na rysunkach 9 i 10, gdzie zaznaczono obliczone punkty i połączono je liniami przerywanymi, aby lepiej uchwycić zależność  $q$

Tablica IV

Wartości $q^-$ obliczone w [54]				
$l$ , [Å]	F, V/Å	K <sup>-</sup>	Rb	Cs
8	0,00	0,00	0,00	0,00
	0,12	0,01	0,01	0,01
	0,25	0,02	0,02	0,02
	0,31	0,12	0,03	0,05
	0,37	0,97	0,75	0,25
	0,44	0,98	0,98	0,92
	0,50	1,00	0,99	0,96
6	0,00	0,02	0,04	0,06
	0,16	0,04	0,05	0,07
	0,33	0,10	0,10	0,14
	0,42	0,22	0,17	0,22
	0,50	0,80	0,37	0,35
	0,58	0,91	0,77	0,65
	0,66	0,94	0,86	0,77
0,75	0,96	0,91	0,85	
4	0,00	0,10	0,12	0,14
	0,25	0,13	0,17	0,18
	0,50	0,27	0,26	0,26
	0,75	0,50	0,44	0,38
	1,00	0,74	0,67	0,57
	1,25	0,85	0,78	0,70
2,85	0,00	0,17		
	0,25	0,22		
	0,50	0,25		
	1,00	0,37		
	1,50	0,62		
	2,00	0,77		

od odległości i pola zewnętrznego. Z tablicy IV oraz z rys. 8 wynika, że podczas adsorpcji bez pola zewnętrznego ( $F = 0$ ) atomy alkaliczne jonizują się już na znacznych odległościach ( $l = 8 \text{ \AA}$ ) od powierzchni metalu. Natomiast na odległościach bliższych, stopień jonowości staje się mniejszy od jedności i osiąga wartość około 0,8 dla odległości  $l = 2,85 \text{ \AA}$ . Wyniki te, choć oparte na znacznych uproszczeniach, prowadzą do wniosku, że atom alkaliczny staje się adjonem. Autorzy sami zastrzegają się, że dokładniejsze porównanie ich teorii z doświadczeniem nie jest możliwe z powodu braku dostatecznej liczby wyników doświadczalnych. Do sprawy wyników doświadczalnych dotyczących ładunku adatomów jeszcze powrócimy.

Potwierdzenie przypuszczenia, że atomy alkaliczne adsorbują się jako jony, zawierają prace Gadzuka [56], są one jednak oparte na bardzo uproszczonych założeniach. Wymienimy podstawowe z nich dotyczące użytego w pracy hamiltonianu. Otóż autor zakłada, że oddziaływanie atomu alkalicznego z metalem



Rys. 11. Model oddziaływania atomu elektrododatniego z powierzchnią metalu przyjęty w [56]

można aproksymować poprzez oddziaływanie adjonu i elektronu walencyjnego z ich obrazami w metalu (por. rys. 11). W związku z czym hamiltonian ma postać

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 - \frac{\varepsilon^2}{r} - \frac{\varepsilon^2}{4d} + \frac{\varepsilon^2}{R}.$$

Jest zupełnie zrozumiałe, że przy takim uproszczeniu autor nie mógł otrzymać żadnych ilościowych wyników.

W pracach [22, 23] obliczono stopień jonowości  $C$  atomów alkalicznych oraz Sr i Ba na ściankach (100), (110) i (111) wolframu. Posłużono się w tym celu metodą liniowej kombinacji orbitali atomowych, opisaną w § 6. Wyniki tych obliczeń podane są w tablicy III. Dla atomów alkalicznych otrzymano następujący ciąg wzrastających stopni jonowości w zależności od kierunku krystalicznego:

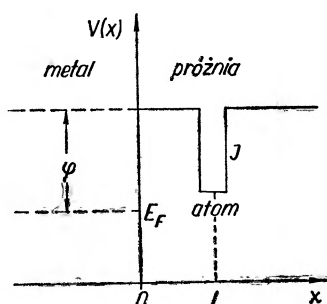
$$C_{110} > C_{100} > C_{111}.$$

Dla Sr i Ba ciąg ten jest następujący

$$C_{111} > C_{100} > C_{110}.$$

Wyniki te dobrze zgadzają się z doświadczeniem [31, 44, 45].

Ponieważ w literaturze dotyczącej zjawisk powierzchniowych często używa się modeli jednowymiarowych, w [23] obliczono prawdopodobieństwo jonizacji atomu zbliżającego się do metalu, posługując się takim modelem (rys. 12).



Rys. 12. Jednowymiarowy model potencjału atomu w pobliżu metalu

W wyniku tunelowania przez przyjętą barierę prostokątną pomiędzy metalem i atomem elektron walencyjny atomu przechodzi do metalu. Obliczono prawdopodobieństwo takiego przejścia jako

$$P(l) = nT(l),$$

gdzie  $n$  jest procentem nieobsadzonych stanów w metalu, a  $T(l)$  współczynnikiem przezroczystości bariery. Otrzymane wyniki, dla układu K — W podane są w tabelicy V. Dla innych atomów alkalicznych oraz dla Sr i Ba na wolframie ciąg wartości  $P(l)$  jest taki sam jak podany w tabl. V, z której widać, że jednowymiarowy model daje niezgodnie z doświadczeniem większe  $P$  dla ścianki (100) niż dla ścianki (110). Można więc uważać, że wynik ten jest sygnałem ostrzegawczym przed stosowaniem do zagadnień powierzchniowych modeli jednowymiarowych.

W wyniku adsorpcji atomu lub molekuly na metalu następuje zaburzenie gęstości elektronów w metalu, które może okazać się na tyle duże, że będzie wyczuwalne nawet na dużych odległościach od adsorbentu. Z tego wynika, że w przypadku adsorpcji następnego atomu na proces jego wiązania się z po-

Tablica V

Temp.		300° K		1000° K	
ścianka		(100)	(110)	(100)	(110)
$l$	1,96	$5,10 \cdot 10^{-2}$	$4,88 \cdot 10^{-2}$	$5,01 \cdot 10^{-2}$	$4,82 \cdot 10^{-2}$
Å	2,16	3,35	3,20	3,29	3,16
	2,36	2,19	2,10	2,16	2,07
	2,56	1,43	1,37	1,41	1,35
	2,76	0,94	0,89	0,92	0,88

wierzchnią będzie miał wpływ atom zaadsorbowany poprzednio, choćby znajdował się on nawet w takiej odległości, że bezpośrednie oddziaływanie ich obu byłoby znikome. Ten ciekawy problem rozważył Grimley [57], rozpatrując układ: metal + dwa zaadsorbowane atomy. Rachunek przeprowadzony techniką funkcji Greena pokazał, że energia takiego pośredniego oddziaływania dwóch atomów odległych o  $R$  jest oscylującą funkcją  $R$ :

$$\Delta W(R) = C \frac{\sin(2p_F R)}{R^2},$$

gdzie  $C$  — stała,  $p_F^2 = 2mE_F/\hbar^2$ ,  $E_F$  — energia Fermiego.

Zdaniem autora to pośrednie oddziaływanie może być bardzo istotne w przypadku adsorpcji atomów alkalicznych.

W pracy [58] ten sam autor przy użyciu podobnej techniki pokazał, że zmiana gęstości elektronowej spowodowana przez adatom maleje, jak  $R^{-3}$  wraz ze wzrostem odległości  $R$  od adatomu. Dla atomów alkalicznych zależność ta jest następująca

$$\Delta N(R) = C_1 \frac{\sin(2p_F R)}{R^3},$$

gdzie  $C_1$  stała.

W obu przypadkach — oddziaływania pośredniego i zmiany gęstości spowodowanej przez adsorpcję — występują kierunki, wzdłuż których zarówno  $\Delta W(R)$ , jak i  $\Delta N(R)$  maleją wraz z  $R$  szybciej niż to podają powyższe wzory. Autor stwierdza, że na razie nie ma potwierdzenia doświadczalnego tego rodzaju efektów. Warto tu dodać, że doświadczalne informacje na temat gęstości elektronowej w pobliżu adatomu, a także jej zmiany wraz ze wzrostem pokrycia są bardzo skąpe, a w niektórych przypadkach wręcz wątpliwe. Tak można nazwać np. wykresy przytoczone w pracach [31, 44, 52] podające zależność momentu dipolowego adatomów alkalicznych od  $\theta$ , ponieważ przy ich otrzymaniu założono, że polaryzowalność  $a$  adatomów nie zależy od  $\theta$ . Zważywszy, że polaryzowalność jonów alkalicznych jest kilkadziesiąt razy mniejsza niż polaryzowalność atomów, oraz że energia adsorpcji znacznie maleje ze wzrostem pokrycia, powyższe założenie należy traktować jako grube przybliżenie.

## § 8. Uwagi końcowe

Jak wynika ze zreferowanego materiału, w dziedzinie teorii adsorpcji na metalach wiele problemów zostało już w przybliżony sposób rozwiązanych. Nie należy jednak patrzeć na te osiągnięcia zbyt optymistycznie, choć nie wolno także traktować ich wyłącznie sceptycznie. Do takiej paradoksalnej refleksji prowadzi analiza procesu adsorpcji, jako bardzo kompleksowego i skomplikowanego zjawiska fizycznego. Dobrze wiadomo na przykład, że adsorpcja jest zjawiskiem wieloelektronowym, jednak podanie zadowalającego opisu teoretycznego adsorpcji w ramach teorii wieloelektronowej jest na razie

niemożliwe, choć pewne próby w tym kierunku już poczyniono [59, 60]. W celu głębszego ujęcia teoretycznego zagadnień związanych z adsorpcją należałoby uzyskać dokładniejsze informacje na temat elektronowej struktury powierzchni metalu, a także na temat wpływu istnienia tej powierzchni na charakterystyki objętościowe metalu, np. na energię Fermiego i kształt powierzchni Fermiego. Niestety, problemy te jako bardzo trudne czekają jeszcze na rozwiązanie. Nie znamy nawet dostatecznie dobrze położenia atomów powierzchniowych metalu; badania takie zaczęto prowadzić dopiero od niedawna. Problem dodatkowo się komplikuje, gdy się chce rozważyć adsorpcję atomów wieloelektronowych i choć brak zupełnie prac kwantowych poświęconych temu zagadnieniu, wydaje się, że przynajmniej jakościowe informacje na ten temat można uzyskać stosując statystyczną metodę Thomasa-Fermiego. W tej sytuacji nie należy odnosić się ze sceptycyzmem do prac jednoelektronowych, jakie były przedmiotem tego przeglądu, lecz traktować je jako pierwsze przybliżenie w poznaniu procesu adsorpcji na metalach. Można nawet zaryzykować stwierdzenie, że dały one dość dużą liczbę ważnych informacji, m. in. wydaje się nie ulegać wątpliwości w świetle tych prac, że atomy alkaliczne adsorbują się (dla małych pokryć) jako jony.

Autor pragnie wyrazić podziękowanie Profesorowi drowi J. Nikliborcowi za przeczytanie rękopisu tego artykułu i krytyczne uwagi.

*Abstract:* In the paper a brief review of quantum mechanical works devoted to theory of adsorption on metals is given. There is presented discussion of the following problems: The „chemical” theories and the role of the surface states in the adsorption process; van der Waals forces; the exchange interaction; the ionic interaction; the adsorption energy; the electron density near an adsorbed atom and some final remarks.

#### Literatura

- [1] S. Brunauer, *The Adsorption of Gases and Vapours*, vol. I, *Physical Adsorption*, Princeton, USA 1945.
- [2] F. F. Wolkenstein, *Elektronnaja Teorija Kataliza*, Moskwa 1960.
- [3] D. M. Young, A. D. Crowell, *Physical Adsorption of Gases*, London, Butterworths 1962.
- [4] B. M. W. Trapnell, *Chemisorption*, London, Butterworths 1955.
- [5] R. V. Culver, F. C. Tompkins, *Advances in Catalysis*, **11**, 67 (1959).
- [6] P. M. Gundry, F. C. Tompkins, *Quarterly Rev.*, London, **1**, 257 (1960).
- [7] M. Boudart, *Adsorption and Chemisorption*, w zb. *The Surface Chemistry of Metals and Semiconductors*, J. Wiley and Sons Inc., New York, London 1960.
- [8] D. D. Eley, *Disc. Faraday Soc.*, **8**, 34 (1950); *Trans. Faraday Soc.*, **49**, 643 (1953).
- [9] L. Pauling, *Nature of Chemical Bond*, Cornell Univ. Press, Ithaca, New York 1948.
- [10] I. Higuchi, T. Ree, H. Eyring, *J. Amer. Chem. Soc.*, **79**, 1330 (1957).
- [11] R. S. Mulliken, *J. Amer. Chem. Soc.*, **74**, 811 (1953).
- [12] W. G. Pollard, *Phys. Rev.*, **56**, 324 (1939).
- [13] T. B. Grimley, *Chemisorption*, wyd. Garner 1957, str. 17.
- [14] J. Koutecky, *Trans. Faraday Soc.*, **54**, 1038 (1958).
- [15] J. E. Działoszyński, E. M. Lifszyc, L. P. Pitajewski, *Postępy Fizyki*, **14**, 3 (1963).
- [16] J. Bardeen, *Phys. Rev.*, **58**, 727 (1940).

- [17] H. Margenau, W. G. Pollard, *Phys. Rev.*, **60**, 128 (1941).
- [18] E. J. R. Prosen, R. G. Sachs, *Phys. Rev.*, **61**, 65 (1942).
- [19] W. L. Boncz-Brujewicz, *Usp. Fiz. Nauk*, **56**, 55 (1955).
- [20] J. B. Zeldowicz, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.*, **5**, 22 (1935).
- [21] C. Kemball, *Proc. Roy. Soc.*, A **187**, 73 (1946).
- [22] K. F. Wojciechowski, *Acta Phys. Polon.*, **29**, 119 (1966).
- [23] K. F. Wojciechowski, *Acta Phys. Polon.*, **33**, 363 (1968).
- [24] A. Dalgarno, *Advances in Phys.*, **11**, 281 (1962).
- [25] D. Pines, *Phys. Rev.*, **92**, 626 (1953); *The Many Body Problem*, W. A. Benjamin Inc. Publ., New York 1962.
- [26] S. Raimes, *The Wave Mechanics of Electrons in Metals*, North Holland Publ. Comp., Amsterdam 1960.
- [27] K. F. Wojciechowski, *Surface Science* (w druku).
- [28] W. G. Pollard, *Phys. Rev.*, **60**, 578 (1941).
- [29] T. Toya, *J. Res. Inst. Catalysis* (Hokkaido Univ.), **6**, 308 (1958).
- [30] J. Zingerman, W. A. Iszczuk, W. A. Morozowski, *Fiz. Tw. Tiela*, **2**, 2276 (1960).
- [31] L. D. Schmidt, R. Gomer, *J. Chem. Phys.*, **42**, 3573 (1965); **45**, 1605 (1966).
- [32] J. E. Lennard-Jones, *Trans. Faraday Soc.*, **28**, 334 (1932).
- [33] R. G. Sachs, D. L. Dexter, *J. Appl. Phys.*, **21**, 1304 (1950).
- [34] R. Parsons, *Modern Aspects of Electrochemistry*, wyd. J. O'M. Bockirs, Butterworths, London 1954, rozdz. 3.
- [35] P. H. Cutler, J. C. Davis, *Surface Science*, **1**, 194 (1964).
- [36] A. Modinos, *Surface Science*, **9**, 459 (1968).
- [37] M. Kaminsky, *Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces*, Springer Verlag, Berlin—Heidelberg, New York 1965.
- [38] H. Eyring, J. Walter, G. Kimball, *Chemia kwantowa*, PWN, Warszawa 1961; por. także A. Gołębiowski, Supplement I.
- [39] R. C. L. Bosworth, *Proc. Roy. Soc.*, A **162**, 32 (1937).
- [40] W. Kühn — wg G. Popp, *Ann. Phys.*, **13**, 115 (1964).
- [41] S. W. Starodubcew, *Ż. Eksp. Teor. Fiz.*, **19**, 215 (1949).
- [42] R. C. Evans, *Proc. Roy. Soc.*, A **139**, 604 (1933).
- [43] F. Knauer, *Z. Phys.*, **125**, 278 (1949).
- [44] L. Schmidt, R. Gomer, *J. Chem. Phys.*, **42**, 3573 (1965).
- [45] Z. Sidorski, I. Pelly, R. Gomer, *J. Chem. Phys.* (w druku).
- [46] F. L. Hughes, H. Levinstein, R. Kaplan, *Phys. Rev.*, **113**, 1023 (1959); F. L. Hughes, H. Levinstein, *Phys. Rev.*, **113**, 1029 (1959).
- [47] J. B. Taylor, I. Langmuir, *Phys. Rev.*, **44**, 423 (1933).
- [48] M. D. Scheer, J. Fine, *J. Chem. Phys.*, **37**, 107 (1962).
- [49] G. E. Moore, H. W. Allison, *J. Chem. Phys.*, **23**, 109 (1955).
- [50] T. E. Madey, A. A. Petruskas, E. A. Coomes, *J. Chem. Phys.*, **42**, 479 (1965).
- [51] H. Utsugi, R. Gomer, *J. Chem. Phys.*, **37**, 1706 (1962).
- [52] R. Błaszczyszyn, M. Maślankówna, R. Męciewski, J. Nikliborc, *Acta Phys. Polon.*, **29**, 403 (1966).
- [53] W. M. Gawriluk, J. S. Weduła, A. G. Naumowiec, A. G. Fedorus, *Fiz. Tw. Tiela*, **9**, 1127 (1967).
- [54] A. J. Bennett, L. M. Falicov, *Phys. Rev.*, **151**, 512 (1966).
- [55] V. Fano, *Phys. Rev.*, **124**, 1866 (1961); P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **124**, 41 (1961).
- [56] J. W. Gadzuk, *Surface Science*, **6**, 133 (1967); tamże **6**, 159 (1967).
- [57] T. B. Grimley, *Proc. Phys. Soc.*, **90**, 751 (1967).
- [58] T. B. Grimley, *Proc. Phys. Soc.*, **92**, 776 (1967).
- [59] W. L. Boncz-Brujewicz, W. B. Chłasko, *Wiestnik MGU*, **5**, 91 (1958).
- [60] W. L. Boncz-Brujewicz, S. W. Tiablikow, *Metod funkcji Grina w statisticzkiej mechanice*, Gos. Izd. fiz. mat. lit., Moskwa 1961.



*Aleksander R. Giebułtowicz*

Politechnika Wroclawska

## O odległości hiperfokalnej

On the Hyperfocal Length of Lenses

### 1. Wstęp

Fotografując w celach naukowych lub technicznych na otwartej przestrzeni, często chcemy uzyskać ostre obrazy kilku przedmiotów znajdujących się, na tle dali, w różnej odległości od aparatu fotograficznego.

Formułując wymagania dotyczące ostrości obrazów wszystkich przedmiotów (obiektów) na odbitce należy zawsze podać maksymalną krotność ( $N$ ) liniowego powiększenia negatywu oraz minimalną odległość ( $L$ ), z której obrazy oglądane mają być ostre.

W przypadku, gdy obrazy na odbitce mają być ostre w szczegółach, przyjmuje się najmniejszą odległość obserwacji odbitki  $L_0 = 250$  mm [1].

Z teorii fotografii [2] wiadomo, że jeżeli odległość na skali obiektywu aparatu fotograficznego nastawi się na nieskończoność, to począwszy od pewnej odległości od aparatu aż do nieskończoności obrazy wszystkich obiektów będą ostre. Z tym zjawiskiem wiąże się pojęcie odległości hiperfokalnej. Definicję odległości hiperfokalnej można podać jak następuje: „Odległość od aparatu<sup>1</sup> (fotograficznego) do punktu, w którym zaczyna się strefa ostrości idąca aż w nieskończoność (przy nastawieniu odległości na skali aparatu na nieskończoność) nazywa się odległością hiperfokalną“. Odległość hiperfokalna między innymi zależy od ogniskowej  $f$  obiektywu i od nastawionej przysłony  $K$ . Można ją obliczyć za pomocą wzoru:

$$h = f^2/KC, \quad (1)$$

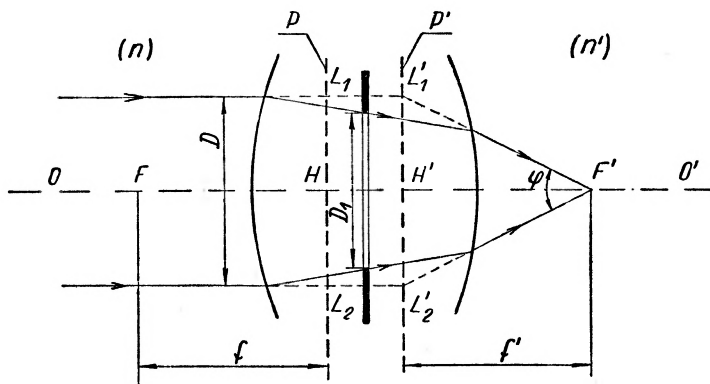
gdzie  $h$  oznacza odległość hiperfokalną,  $f$  — ogniskową obiektywu (focus),  $K$  — przysłonę obiektywu,  $C$  — przyjętą średnicę krążka rozproszenia na emulsji negatywu.

Podane wielkości wymagają bardziej szczegółowego omówienia.

<sup>1</sup> Ściśle od głównej płaszczyzny przedmiotowej  $P$  obiektywu (patrz rys. 1, ARG).

## 2. Ogniskowa obiektywu, $f$

W skład współczesnych obiektywów wchodzi układy soczewek. Dla takich obiektywów ogniskową obrazową określa się jako odległość ogniska obrazowego układu  $F'$  od punktu głównego obrazowego  $H'$  (rys. 1).



Rys. 1. Układ optyczny obiektywu:  $f$  — ogniskowa przedmiotowa;  $F$  — ognisko przedmiotowe;  $F'$  — ognisko obrazowe;  $n$  — współczynnik bezwzględny załamania środowiska przedmiotów;  $n'$  — współczynnik bezwzględny załamania środowiska obrazów;  $H$  — punkt główny przedmiotowy;  $H'$  — punkt główny obrazowy;  $P$  — płaszczyzna główna przedmiotowa;  $P'$  — płaszczyzna główna obrazowa;  $D_1$  — średnica otworu przysłony;  $D$  — średnica źrenicy wejściowej obiektywu,  $\varphi$  — kąt pomiędzy promieniami skrajnymi;  $0-0'$  — oś optyczna obiektywu

Na rys. 1 pęk promieni równoległych do osi optycznej zostaje przekształcony przez układ optyczny na wiązkę promieni skupiających się w punkcie  $F'$  zwanym ogniskiem obrazowym. Położenie głównej płaszczyzny obrazowej  $P'$  wyznaczają punkty przecięcia się przedłużonych promieni wejściowych i wyjściowych ( $L'_1$  i  $L'_2$ ). Punkt przejścia osi optycznej przez płaszczyznę  $P'$  oznaczono jako  $H'$ . Odległość  $H'F'$  nazywa się ogniskową obrazową  $f'$ , a odległość  $HF$  — ogniskową przedmiotową  $f$ . Zależność pomiędzy bezwzględnymi współczynnikami załamania środowisk a ogniskowymi jest następująca

$$n/f = n'/f'. \quad (2)$$

W przypadku aparatu fotograficznego środowisko przedmiotowe jest takie samo jak środowisko obrazowe

$$\begin{aligned} \text{skąd} \quad n &= n', \\ \text{a więc} \quad f &= f'. \end{aligned} \quad (3)$$

Obiektywy standardowe do aparatów fotograficznych mają ogniskową w przybliżeniu równą przekątnej formatu negatywu, np. aparat małoobrazkowy (wymiary klatki  $36 \times 24$  mm) posiada obiektyw standardowy o ogniskowej  $f = 50$  mm. Poza tym są produkowane obiektywy specjalne o ogniskowej od 20 mm do 1000 mm. Współcześnie znajdują się w sprzedaży obiektywy o zmiennej ogniskowej.

### 3. Przysłona obiektywu $K$

Przysłona  $K$  obiektywu określa zależność pomiędzy ogniskową  $f$  obiektywu a średnicą źrenicy wejściowej  $D$  obiektywu (rys. 1).

$$f = KD . \quad (4)$$

Równanie (4) mówi nam, że ogniskowa  $f$  jest  $K$  razy większa od średnicy źrenicy wejściowej  $D$ . Dla danego obiektywu  $f$  ma wartość stałą (z wyjątkiem specjalnych obiektywów o zmiennej ogniskowej), natomiast  $D$  można zmieniać przez zmianę średnicy otworu  $D_1$  przysłony (rys. 1). Ile razy zmniejszy się  $D$ , tyle razy wzrośnie  $K$ , by równanie (4) było spełnione. Zmniejszenie średnicy źrenicy wejściowej  $D$  obiektywu oznacza zwiększenie przysłony, tak więc wartość  $K$  może być miarą przysłony. Z (4) przysłona

$$K = f/D . \quad (5)$$

W przemyśle budowy aparatów fotograficznych przyjęto oznaczać wartość  $K$  na skali przysłon obiektywów w postaci ciągu liczb. Stosowane są dwa ciągi:

1. skala systemu kontynentalnego:

$$\dots; 1,1; 1,5; 2,2; 3,2; 4,5; 6,3; 9; 12,5; 18; 25; 36; \dots$$

2. skala systemu angielskiego:

$$\dots; 1; 1,4; 2; 2,8; 4; 5,6; 8; 11; 16; 22; 32; \dots$$

Drugą skalę stosuje przemysł krajowy, została ona również objęta przez normy radzieckie (GOST).

Wzór na  $m$ -ty wyraz ciągu skali pierwszej ma postać

$$K_m = 1,1 \cdot 2^{m/2}, \quad \text{gdzie} \quad m = \dots, -2, -1, 0, +1, +2, \dots$$

dla skali drugiej

$$K_m = 2^{m/2}, \quad \text{gdzie} \quad m = \dots, -2, -1, 0, +1, +2, \dots$$

W obu wzorach na  $m$ -ty wyraz ciągu występuje liczba niewymierna  $2^{1/2}$ . W związku z tym wartości liczbowe wyrazów ciągu są podawane w zaokrągleniu do jednego miejsca po przecinku. Podane ciągi liczbowe w praktyce są ograniczone od dołu i od góry. Ograniczenie od dołu jest spowodowane względami konstrukcyjnymi, bo wykonanie skorygowanych obiektywów o dużej średnicy i stosunkowo krótkiej ogniskowej napotyka znaczne trudności. Z tych względów pierwsza liczba ciągu (najmniejsza) nie musi przynależać do danego ciągu. Często jest ona wyznaczana na podstawie pomiarów. Najmniejsza liczba przysłony spotykana w praktyce fotograficznej wynosi ok. 1. Specjalne obiektywy mają przysłonę 0,6, co zbliża się do granicy teoretycznej wynoszącej 0,5 [3].

Ograniczenie ciągu od góry wynika z dwóch względów. Po pierwsze, warunki oświetleniowe spotykane w praktyce fotograficznej nie wymagają przy-

ślony większej niż 32, po drugie, zdolność rozdzielcza obiektywu przy przysłonie 30 wynosi około 50 linii na milimetr, co odpowiada zdolności rozdzielczej bardzo czulej błony negatywnej, np. Isopan Rapid 25 DIN (NP 27). Przy większej przysłonie zdolność rozdzielcza obiektywu byłaby mniejsza od zdolności rozdzielczej emulsji czułych filmów. Stosowanie natomiast mało czułych filmów przy dużych przysłonach nie jest celowe.

#### 4. Otwór względny obiektywu, 1 : K

W dziedzinie fotografii bardzo często posługujemy się pojęciem otworu względnego obiektywu, określanym jako stosunek średnicy źrenicy wejściowej obiektywu do ogniskowej.

$$\text{Otwór względny} = D/f. \quad (6)$$

Porównując (6) i (5) widzimy, że z matematycznego punktu widzenia otwór względny jest odwrotnością przysłony, tzn.

$$\text{otwór względny} = 1 : K. \quad (7)$$

Bardzo często posługujemy się ciągiem otworów względnych zamiast ciągiem przysłon, na przykład

$$1 : 2; 1 : 2,8; 1 : 4; 1 : 5,6; 1 : 8; 1 : 11; 1 : 16; 1 : 22.$$

#### 5. Porównywanie jasności obiektywów fotograficznych

W praktyce fotograficznej przyjmuje się uproszczoną zależność, wg której jasność obiektywu jest proporcjonalna do otworu względnego podniesionego do potęgi drugiej.

$$\text{Jasność obiektywu fotograficznego} \approx k_1(D/f)^2, \quad (8)$$

gdzie  $k_1$  jest współczynnikiem proporcjonalności. Kładąc (5) do (8) otrzymamy wzór w postaci praktycznej.

$$\text{Jasność obiektywu} \approx k_1(1/K)^2. \quad (8a)$$

Zależność (8a) pozwala porównywać jasności obiektywów lub jednego obiektywu przy różnych przysłonach.

$$\frac{\text{Jasność obiektywu nr 1}}{\text{Jasność obiektywu nr 2}} \approx \frac{(1/K_1)^2}{(1/K_2)^2} = \frac{K_2^2}{K_1^2}. \quad (9)$$

Wzór (9) jest zależnością uproszczoną, lecz daje wyniki o dostatecznej dokładności dla praktyki fotograficznej, jeśli nie stosuje się zbyt małych przysłon oraz jeśli nie fotografuje się przedmiotów z bliskich odległości (poniżej 1,0 m).

W praktyce bardzo rzadko stosuje się przysłone mniejszą niż 4. Sprawa zostanie bliżej objaśniona przy omawianiu dokładnych sposobów określania jasności obiektywów specjalnych (punkt 6).

## 6. Porównywanie jasności obiektywów specjalnych

W mikrofotografii przy wykonywaniu zdjęć fotograficznych posługujemy się obiektywami mikroskopowymi.

Jasność obiektywu mikroskopowego określa się jako proporcjonalną do apertury numerycznej podniesionej do potęgi drugiej.

$$\text{Jasność obiektywu} = k_2 A^2, \quad (10)$$

gdzie:  $k_2$  = współczynnik proporcjonalności,  $A$  = apertura numeryczna określona równaniem

$$A = n_{21} \sin \varphi / 2, \quad (11)$$

$$n_{21} = n' / n, \quad n' = c / v', \quad n = c / v; \quad (12)$$

gdzie:  $c$  — prędkość światła w próżni,  $v'$  — prędkość światła w środowisku obrazowym,  $v$  — prędkość światła w środowisku przedmiotowym,  $\varphi/2$  = kąt, jaki tworzy skrajny promień z osią optyczną obiektywu, po przejściu przez obiektyw (rys. 2).

Zależność (10) można wyprowadzić przy założeniu, że oświetlenie obrazu jest wprost proporcjonalne do źrenicy wejściowej obiektywu, tj. do powierzchni  $S = \pi D^2/4$  oraz jest odwrotnie proporcjonalne do kwadratu powiększenia liniowego  $\beta$  obrazu,

$$\beta = y' / y = x' / x, \quad (13)$$

gdzie:  $y$  — wymiar poprzeczny przedmiotu,  $y'$  — wymiar poprzeczny obrazu,  $x$  — odległość przedmiotu od głównej płaszczyzny przedmiotowej,  $x'$  — odległość obrazu od głównej płaszczyzny obrazowej (rys. 2).

$$\text{Jasność obiektywu} = k_2' S / \beta^2. \quad (14)$$

Powiększenie liniowe obrazu można wyrazić znanym wzorem stosowanym do określenia warunku Abbego ( $\beta = \text{const.}$ ):

$$\beta = \frac{n \sin \varphi / 2}{n' \sin \varphi' / 2}, \quad (13a)$$

gdzie:  $\varphi/2$  = kąt, jaki tworzy skrajny promień z osią optyczną obiektywu, wychodzący z punktu 0 leżącego na osi w odległości  $x$  (rys. 2).

Kąt  $\varphi/2$  jest zwykle bardzo mały tak, że słuszna jest zależność przybliżona

$$\sin \varphi / 2 \approx \varphi / 2 \text{ rad.} \quad (15)$$

Z kolei

$$\varphi / 2 \approx \text{tg } \varphi / 2 = D / 2x. \quad (16)$$



kładowo można porównać wyniki obliczeń porównując jasności obiektywów o otworach względnych 1 : 4 oraz 1 : 8.

$$\text{Wg (19)} \quad \frac{\text{Jasność obiektywu nr 1}}{\text{Jasność obiektywu nr 2}} \approx \frac{(1/4) + 8^2}{(1/4) + 4^2} = 3,95.$$

$$\text{Wg (9)} \quad \frac{\text{Jasność obiektywu nr 1}}{\text{Jasność obiektywu nr 2}} \approx \frac{8^2}{4^2} = 4,00;$$

$$\text{Uchyb względny} = \frac{4,00 - 3,95}{4,00} 100 = +1,25\%.$$

Współczesne negatywy mają dużą tolerancję naświetlenia, w związku z czym dokładne określenie jasności obiektywu nie jest potrzebne, tym bardziej, że rzeczywista jasność zależy od wielu czynników, między innymi od ilości soczewek w obiektywie, obecności warstwy przeciwoodblaskowej itp. Powyższe wyjaśnia, dlaczego wzór przybliżony (9) ma zastosowanie w technice fotografii.

## 7. Sposoby oznaczania obiektywów

Współczesne obiektywy mają oznaczenia określające minimalną przysłonę (lub maksymalny otwór względny, co na jedno wychodzi) oraz długość ogniskowej, np. 2/50 mm lub 1 : 2/50 mm.

Niektóre firmy stosują oznaczenie otworu bezwzględnego np.  $F : 2$ , gdzie  $F$  — ogniskowa obiektywu. Częściej jednak ogniskową obiektywu oznacza się małą literą  $f$ .

$$\text{Otwór bezwzględny} = f : K = f : (f/D) = D. \quad (20)$$

Obiektywy specjalne, np. mikroskopowe, zamiast otworu względnego mają podaną aperturę numeryczną. W związku z tym ważna jest znajomość zależności obu wielkości. Na podstawie (11) przy założeniu  $n_{21} = 1$  (środoisko obrazów i przedmiotów jest takie same) oraz, że przedmiot fotografowany znajduje się w znacznej odległości (ponad 1 m):

$$A = \sin \varphi / 2 = \frac{D/2}{\sqrt{(D/2)^2 + (x')^2}} \approx \frac{D/2}{\sqrt{(D/2)^2 + f^2}} = \frac{1}{[1 + (2K)^2]^{1/2}}. \quad (21)$$

Jeżeli nie zależy nam na dużej dokładności, to można posługiwać się zależnością uproszczoną:

$$A \approx 1/2K. \quad (21a)$$

W tabelicy I zestawiono wartości apertury numerycznej obliczonej wg (21) oraz (21a). Uchyb dla wzoru przybliżonego (21a) obliczono na podstawie wzoru

$$\delta \% = \frac{A(21a) - A(21)}{A(21a)} 100.$$

<i>K</i>	1	1,4	2	2,8	4	5,6
<i>A</i> (21)	0,447	0,337	0,243	0,176	0,124	0,089...
<i>A</i> (21a)	0,500	0,357	0,250	0,179	0,125	0,089...
$\delta$ %	+14,3	+5,6	+2,8	+1,7	+0,8	$\sim 0$

### 8. Średnica krążka rozproszenia na emulsji negatywu, *C*

Z kolei we wzorze (1) na odległość hiperfokalną należy rozpatrzeć wielkość *C*, jest to przyjęta średnica krążka rozproszenia na emulsji negatywu. W literaturze fachowej zaleca się przyjmować dla celów naukowych i technicznych

$$C = f/3000, \quad (22)$$

natomiast przy mniejszych wymaganiach

$$C = f/1000. \quad (23)$$

Podstawowe założenia, na których oparto zalecenie (22) i (23) są następujące:

1. Przyjęto, że istnieje stała proporcja pomiędzy ogniskową obiektywów a rozmiarami negatywów. Było to w okresie, gdy wymienne obiektywy nie były powszechnie używane, a aparaty fotograficzne z obiektywami o różnych ogniskowych miały negatywy o różnych rozmiarach; w przybliżeniu ogniskowa obiektywu równała się przekątnej negatywu.

2. Przyjęto, że jeśli całe negatywy lub ich wycinki, przy zachowaniu takich samych proporcji względem rozmiarów negatywów, przynależne do aparatów o różnych ogniskowych, zostaną powiększone do tych samych rozmiarów, to powiększenia te mają być ostre w jednakowym stopniu.

Z obu założeń wynika równanie (22) i (23), co zostanie wykazane na przykładzie.

Jeśli dany jest aparat fotograficzny o ogniskowej  $f_1$  i przekątnej negatywu  $a_1 = f_1$  oraz drugi aparat o danych  $f_2 = 2f_1$  i  $a_2 = 2f_1$ , to w celu otrzymania takiej samej średnicy krążka rozproszenia na obrazach uzyskanych przez powiększenie negatywów do tych samych rozmiarów, należy dobrać np. wg (22):

$$C_1 = f_1/3000 \quad \text{oraz} \quad C_2 = f_2/3000 = 2f_1/3000.$$

W celu otrzymania takich samych rozmiarów powiększenia negatywów, pierwszy należy powiększyć liniowo dwa razy więcej niż drugi (bo jest on dwa razy mniejszy liniowo z założenia), a więc jeśli przyjmiemy  $N_1 =$  krotność powiększenia liniowego negatywu nr 1, to  $N_2 = N_1/2 =$  krotność powiększenia liniowego negatywu nr 2.

Średnice krążków rozproszenia na uzyskanych odbitkach (o tych samych rozmiarach) wyniosą odpowiednio

$$C'_1 = N_1 C_1 = N_1 f_1 / 3000$$



oraz

$$C'_2 = N_2 C_2 = (N_1/2)(2f_1/3000) = N_1 f_1/3000$$

czyli  $C'_1 = C'_2$ , czego należało dowieść.

W dobie dzisiejszej takie postawienie sprawy należy uznać za przestarzałe, bo szeroko stosuje się obiektywy wymienne o różnych długościach ogniskowej, a rozmiary negatywu pozostają bez zmiany, a więc pierwsze założenie nie jest spełnione. Prowadzi to do błędnej interpretacji odległości hiperfokalnej jak i głębi ostrości w ogólności. Na przykład kładąc (22) i (5) do (1) otrzymamy

$$h = 3000 D . \quad (24)$$

Stąd błędny wniosek ogólny, że odległość hiperfokalna zależy tylko od średnicy źrenicy wejściowej obiektywu, a nie zależy od ogniskowej [2, str. 60].

### 9. Wyprowadzenie praktycznego wzoru na średnicę krążka rozproszenia na emulsji negatywu, $C$

Praktyczny wzór na średnicę krążka rozproszenia na emulsji negatywu  $C$  można wyprowadzić stosując następujące rozumowanie: Średnica maksymalnego krążka rozproszenia na obrazie powiększonym liniowo  $N$ -krotnie powinna być widziana z założonej odległości  $L$  pod kątem jednej minuty. Wynika to stąd, że zdolność rozdzielcza oka jest rzędu jednej minuty kątowej, co odpowiada w mierze łukowej wartości ok. 0,0003 rad. Innymi słowy, oko ludzkie jest zdolne odróżnić dwa punkty położone blisko siebie, jeśli widać je pod kątem większym od jednej minuty, przy mniejszym kącie oba punkty zlewają się w jeden. Stąd mamy równanie:

$$NC/L = 0,0003 .$$

Ostatecznie

$$C = 3 \cdot 10^{-4} L/N , \quad (25)$$

gdzie:  $L$  — odległość obserwacji powiększenia,  $N$  — krotność powiększenia liniowego negatywu. Wzór (25) jest szukanym wzorem praktycznym w zastępstwie przestarzałych wzorów (22) i (23). Kładąc (25) i (5) do (1) otrzymamy zależność prawidłową, zamiast (24),

$$h = \frac{f^2}{K \cdot 3 \cdot 10^{-4} L/N} = \frac{f \cdot D}{3 \cdot 10^{-4} L/N} . \quad (1a)$$

Wnioski

1. Jeżeli przyjmimy  $C$  wg (25), to odległość hiperfokalna będzie mieć następujące znaczenie: obraz przedmiotów sfotografowanych z odległości większej niż połowa odległości hiperfokalnej (przy nastawieniu odległości na

odległość hiperfokalną), uzyskany z  $N$ -krotnie liniowo powiększonego negatywu, oglądany z odległości  $L$  będzie sprawiał wrażenie ostrego.

2. Przy określaniu  $C$  wg (25) zachowuje się naturalną zależność pomiędzy rozmiarami negatywu a rozmiarami powiększenia; jeśli aparat fotograficzny ma większe rozmiary negatywu, to można uzyskać proporcjonalnie większe rozmiary powiększenia przy takiej samej ostrości obrazów oglądanych z tej samej odległości (np. z odległości 250 mm, w celu obserwacji szczegółów).

3. Przy założonej krotności powiększenia liniowego negatywów,  $N$ , oraz odległości obserwacji powiększenia,  $L$ , odległość hiperfokalna zależy zarówno od średnicy źrenicy wejściowej obiektywu jak i od ogniskowej, patrz (1a).

4. Z zależności (1a) wynika, że dla danego obiektywu (dana ogniskowa  $f$ ) oraz przyjętej przysłony  $K$ , odległość hiperfokalna zależy od wartości stosunku  $L/N$ , gdzie  $L$  jest odległością, z której oglądane powiększenie będzie sprawiał wrażenie ostrego przy  $N$ -krotnym powiększeniu liniowym negatywu. A więc wartość stosunku  $L/N$  jest parametrem odległości hiperfokalnej.

## 10. Parametr głębi ostrości, $p$

Odległość hiperfokalna  $h$  dla danego obiektywu (dana  $f$ ) i przyjętej przysłony  $K$  jest określona jednoznacznie, jeśli podana jest wartość stosunku  $L/N$ . W niniejszym artykule ten stosunek nazwano parametrem głębi ostrości i oznaczono literą  $p$ .

$$\text{Parametr głębi ostrości } p = L/N. \quad (26)$$

Wartość parametru głębi ostrości można podawać w postaci ułamka, w którym licznik jest odległością wyraźnego widzenia dla normalnego oka wynoszącą  $L_0 = 250$  mm, natomiast mianownik — krotnością  $N_0$  liniowego powiększenia negatywu, przy której powiększenie będzie ostre w szczegółach, wówczas

$$p = 250 \text{ mm}/N_0. \quad (26a)$$

### Przykład 1

Przyjmujemy  $p = 250 \text{ mm}/4,5$ . Oznacza to, że 4,5-krotne powiększenie liniowe negatywu da obraz ostry w szczegółach. Przy powiększeniu całego negatywu  $36 \times 24$  mm obraz będzie miał maksymalne rozmiary ok.  $16 \times 10$  cm. Dla przyjętego parametru głębi ostrości średnica krążka rozproszenia na emulsji negatywu nie może być większa niż wartość obliczona wg (24):

$$C_{4,5} = 3 \cdot 10^{-4} \cdot 250/4,5 = 0,0166 \text{ mm};$$

formalnie odpowiada to przyjęciu  $C = f/3000$  dla  $f = 50$  mm, bo  $C = 50/3000 = 0,0166$  mm.

Uwaga: Indeks 4,5 przy  $C$  oznacza krotność liniowego powiększenia  $N_0$  dla  $L_0 = 250$  mm.

## Przykład 2

Dana jest skala głębi ostrości dla  $C = f/1000$  przy  $f = 50$  mm. Parametr głębi ostrości  $p$  dla tej skali obliczamy posługując się zależnością (25):

$$3 \cdot 10^{-4} L_0 / N_0 = f/1000 ,$$

skąd

$$p = L_0 / N_0 = f/0,3 = 50/0,3 = 166,6 \text{ mm} .$$

Kładąc  $L_0 = 250$  mm obliczamy  $N_0 = L_0/p = 250/166,6 = 1,5$ . Ostatecznie

$$p = 250 \text{ mm}/1,5 .$$

Wniosek: Przy 1,5-krotnym powiększeniu negatywu obraz będzie ostry w szczegółach. Jeżeli powiększymy cały negatyw formatu  $36 \times 24$  mm, to rozmiary obrazu wyniosą  $5,25 \times 3,60$  cm. Przy 1,5-krotnym powiększeniu wycinka negatywu obraz będzie odpowiednio mniejszy.

## 11. Sposób posługiwania się parametrem głębi ostrości, $p$

Jeżeli wszystkie obiekty fotografowane znajdowały się w strefie określonej na podstawie odległości hiperfokalnej wyznaczonej dla założonego parametru głębi ostrości, wynoszącego np.  $p = 250 \text{ mm}/1,5$ , to przy 1,5-krotnym powiększeniu liniowym negatywu wszystkie obrazy obiektów na powiększeniu będą ostre w szczegółach. Wspomniana strefa, przy nastawieniu aparatu na odległość hiperfokalną, rozciąga się od połowy odległości hiperfokalnej do nieskończoności (Aneks II). Jeżeli natomiast powiększymy negatyw  $N$ -krotnie, to obraz będzie się przedstawiał jako ostry z odległości:

$$L = pN . \quad (26b)$$

Na przykład, jeśli negatyw powiększymy liniowo 6-krotnie, to powiększenie będzie sprawiać wrażenie ostrego, przy oglądaniu z odległości:  $L = (250/1,5) \cdot 6 = 1000$  mm. Przy powiększeniu całego negatywu  $36 \times 24$  mm, rozmiary odbitki wyniosą  $21,6 \times 14,4$  cm.

## 12. Nowe tablice na odległość hiperfokalną

Na podstawie (1), (25), (26) i (26a) można ułożyć nowe tablice na odległość hiperfokalną  $h_{N_0} = g(K, f, N_0)$ , przy czym  $f$  i  $N_0$  są parametrami. Zakładając 5-krotne liniowe powiększenie negatywu  $N_0 = 5$  (negatyw  $36 \times 24$  mm; max. rozmiary powiększenia:  $18 \times 12$  cm) oraz odległość obserwacji  $L_0 = 250$  mm można sporządzić tablicę dla wybranych obiektywów.

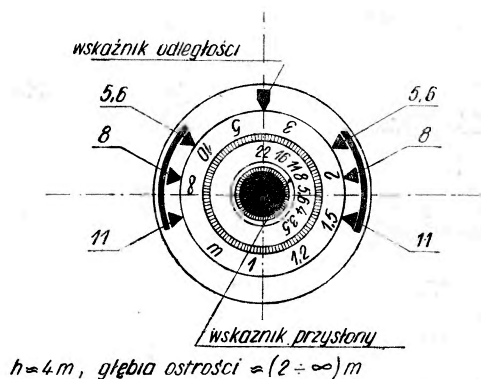
Przysłona $f$ [mm]	$K$	2	2,8	4	5,6	8	11	16	22
50	$h_5$ [m]	84	60	42	30	21	15,2	10,5	7,6
15	$h_5$ [m]	—	15	10,5	7,5	5,2	3,8	2,6	1,9
180	$h_5$ [m]	—	780	550	390	273	143	137	99

Uwaga: Indeks 5 przy symbolu odległości hiperfokalnejszy ( $h_5$ ) oznacza krotność powiększenia liniowego negatywu ( $N_0 = 5$ ) dla odległości obserwacji  $L_0 = 250$  mm.

Z obliczeń zestawionych w tablicy II wynika, że odległość hiperfokalna jest znacznie większa od ogniskowej obiektywu. Stąd też jej nazwa „hiper“ — z greckiego oznacza: „nadmierne“ i występuje tylko jako część wyrazów złożonych, tutaj, złożona z wyrazem „focus“ — ogniskowa, oznacza odległość znacznie większą od ogniskowej obiektywu. W konkretnym przypadku dla obiektywu standardowego 2/50 mm, przy zmianie przysłony od 22 do 2,  $h_5 = (152 \div 1680)f$ ; dla obiektywu szerokokątnego 2,8/25 mm, przy zmianie przysłony od 22 do 2,8,  $h_5 = (76 \div 600)f$ ; dla teleobiektywu 2,8/180 mm, przy zmianie przysłony od 22 do 2,8,  $h_5 = (550 \div 4340)f$ .

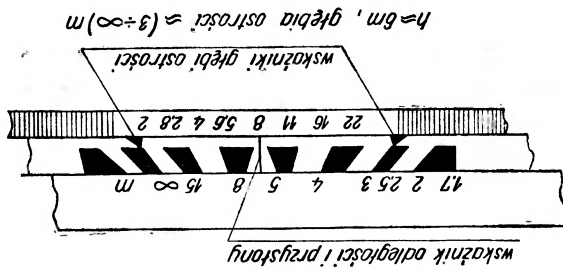
### 13. Wyznaczanie odległości hiperfokalnych bez pomocy tablic

Niektóre aparaty fotograficzne starejszy konstrukcji mają na skali przysłon jedną liczbę oznaczoną czerwoną kropką. Na skali odległości również jedna liczba jest oznaczona w sposób analogiczny, jest to właśnie odległość hiperfokalna dla oznaczonejszy przysłony. W nowszych aparatach takie oznaczenie jest zbędne, bo obiektyw posiada skalę głębi ostrości. Wystarczy kreskę skali głębi ostrości, oznaczoną liczbą nastawionejszy przysłony, ustawić naprzeciw znaku  $\infty$  na skali odległości, by nastawić odległość hiperfokalną (rys. 3).



Rys. 3. Skala głębi ostrości obiektywu fotograficznego Meyer-Optik Trioplan 1 : 3,5/30 mm. Przykład nastawienia odległości hiperfokalnej dla przysłony 8

Najnowsze obiektywy posiadają wskaźniki głębi ostrości przesuwane auto-matycznie w zależności od nastawianej przysłony. W tym przypadku nastawienie obiektywu na odległość hiperfokalną jest łatwiejsze, wystarczy odległość nastawić tak, by odpowiedni (jeden z dwóch) wskaźnik głębi ostrości wskazywał znak  $\infty$  na skali odległości (rys. 4).



Rys. 4. Skala głębi ostrości obiektywu Zeiss'a Pancolar 2/50 mm. Przykład nastawienia odległości hiperfokalnej dla przysłony 8 przy pomocy wskaźników głębi ostrości

W praktyce na ogół nie wiemy jaka wartość parametru głębi ostrości od-powiada skali ostrości danego obiektywu fotograficznego. W celu wyznaczenia tej wartości można posłużyć się równaniem (25) i (1).

$$Z \text{ (25)} \quad p = L/N = C/3 \cdot 10^{-4},$$

$$Z \text{ (1)} \quad C = f_z/Kh;$$

Ostatecznie

$$(27) \quad p = f_z^2/3 \cdot 10^{-4}Kh.$$

Teraz wystarczy na skali danego obiektywu odezwać odległość hiperfokalną odpowiadającą nastawionej przysłonie  $K$  i odezysane wartości wstawić do wzoru (27): znając obiektyw i wartość parametru głębi ostrości  $p$ . Zaleca się nastawić dużą wartość przysłony, aby łatwiej było od-czytać odległość hiperfokalną, co jest związane z charakterem skali odległości. Przykład: Dany jest obiektyw Zeiss'a Pancolar 2/50 mm. Dla nastawionej przysłony  $K = 16$  odezysano odległość hiperfokalną  $h = 3,1 \cdot 10^3$  mm. Wsta-wiając dane do wzoru (27) otrzymamy:

$$p = 50^2/3 \cdot 10^{-4} \cdot 16 \cdot 3,1 \cdot 10^3 = 168 \text{ mm.}$$

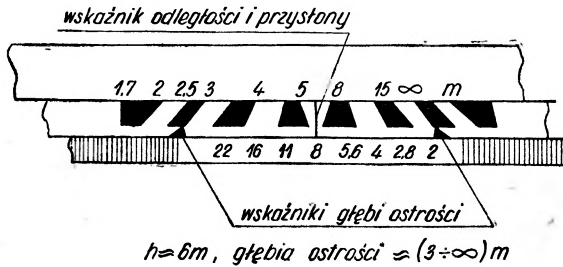
Z kolei na podstawie (26a):  $N_0 = 250 \text{ mm}/p = 250/168 \approx 1,5$ . Ostatecznie  $p = 250 \text{ mm}/1,5$ .

ANEXS I

Wyprowadzenie wzoru na odległość hiperfokalną

Na rys. 5 pokazano wybrane drogi wiązek promieni świetlnych przy przejściu przez obiektyw. Promień  $a$  jest równoległy do osi optycznej obiektywu, a po przejściu przez obiektyw przecina os optyczną w punkcie  $F'$  zwanym ogniskiem

Najnowsze obiektywy posiadają wskaźniki głębi ostrości przesuwane automatycznie w zależności od nastawianej przysłony. W tym przypadku nastawienie obiektywu na odległość hiperfokalną jest łatwiejsze, wystarczy odległość nastawić tak, by odpowiedni (jeden z dwóch) wskaźnik głębi ostrości wskazywał znak  $\infty$  na skali odległości (rys. 4).



Rys. 4. Skala głębi ostrości obiektywu Zeissa Pancolar 2/50 mm. Przykład nastawienia odległości hiperfokalnej dla przysłony 8 przy pomocy wskaźników głębi ostrości

W praktyce na ogół nie wiemy jaka wartość parametru głębi ostrości odpowiada skali ostrości danego obiektywu fotograficznego. W celu wyznaczenia tej wartości można posłużyć się równaniem (25) i (1).

$$Z \text{ (25)} \quad p = L/N = C/3 \cdot 10^{-4},$$

$$z \text{ (1)} \quad C = f^2/Kh ;$$

Ostatecznie

$$p = f^2/3 \cdot 10^{-4}Kh . \quad (27)$$

Teraz wystarczy na skali danego obiektywu odczytać odległość hiperfokalną odpowiadającą nastawionej przysłonie  $K$  i odczytane wartości wstawić do wzoru (27): znając ogniskową obiektywu łatwo określimy parametr głębi ostrości  $p$ . Zaleca się nastawić dużą wartość przysłony, aby łatwiej było odczytać odległość hiperfokalną, co jest związane z charakterem skali odległości.

Przykład: Dany jest obiektyw Zeissa Pancolar 2/50 mm. Dla nastawionej przysłony  $K = 16$  odczytano odległość hiperfokalną  $h = 3,1 \cdot 10^3$  mm. Wstawiając dane do wzoru (27) otrzymamy:

$$p = 50^2/3 \cdot 10^{-4} \cdot 16 \cdot 3,1 \cdot 10^3 = 168 \text{ mm} .$$

Z kolei na podstawie (26a):  $N_0 = 250 \text{ mm}/p = 250/168 \approx 1,5$ . Ostatecznie  $p = 250 \text{ mm}/1,5$ .

#### ANEKS I

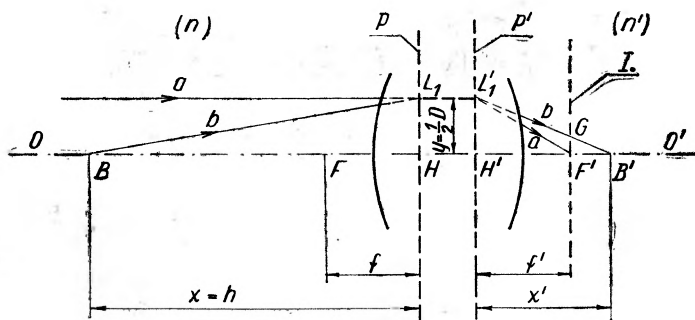
#### Wyprowadzenie wzoru na odległość hiperfokalną

Na rys. 5 pokazano wybrane drogi wiązek promieni świetlnych przy przejściu przez obiektyw. Promień  $a$  jest równoległy do osi optycznej obiektywu, a po przejściu przez obiektyw przecina oś optyczną w punkcie  $F'$  zwanym ogniskiem

obrazowym. Promień  $b$  wychodzi z punktu  $B$  leżącego na osi optycznej w odległości hiperfokalnej; po przejściu przez obiektyw przecina oś optyczną w punkcie  $B'$ , spełnione jest przy tym równanie soczewkowe Newtona:  $(BF) \cdot (B'F') = f \cdot f'$ . Na podstawie rys. 4,

$$BF = x - f \quad \text{oraz} \quad B'F' = x' - f', \quad (28)$$

a więc  $(x - f) \cdot (x' - f') = f \cdot f'$ .



Rys. 5. Układ optyczny obiektywu do określenia odległości hiperfokalnej,  $h$ . I. — płaszczyzna obrazowa przy nastawieniu odległości na skali obiektywu na nieskończoność.  $F'G$  — promień krążka rozproszenia na emulsji negatywu dla obrazu przedmiotu w odległości hiperfokalnej ( $h$ )

Posługując się zależnością (2) i (28) po przekształceniach otrzymamy równanie soczewkowe Newtona w innej postaci:

$$(n/x) + (n'/x') = n'/f'. \quad (29)$$

Mnożąc obie strony równania przez  $y$  otrzymamy

$$n(y/x) + n'(y/x') = n'(y/f'). \quad (29a)$$

Na rysunku 5 płaszczyzna obrazu przechodzi przez ognisko obrazowe  $F'$ . Jeśli przyjmiemy, że  $x$  jest odległością hiperfokalną ( $x = h$ ), to  $F'G$  jest promieniem krążka rozproszenia na emulsji negatywu, tj.  $F'G = C/2$ . Jeżeli będziemy rozpatrywać skrajny promień świetlny, to  $y = D/2$ . Uwzględniając powyższe, równanie (29a) na podstawie rys. 5 można napisać w postaci:

$$n \frac{D/2}{h} + n' \frac{(D/2) - (C/2)}{f'} = n' \frac{D/2}{f'}, \quad (30)$$

skąd

$$h = \frac{n}{n'} \cdot \frac{f'^2}{(f'/D)C}. \quad (31)$$

Jeśli  $n = n'$ , to  $f = f'$  i równanie (31) przyjmie postać (1).





znajduje się w odległości  $x$ . Zadanie do rozwiązania jest następujące: znaleźć odległość  $x$ , dla której zachodzi równość promieni krążków rozproszenia,

$$x = ? , \quad \text{by} \quad B'I = F'G = C/2 . \quad (32)$$

W celu uproszczenia obliczeń przyjmuje się zależność (3) słuszną dla aparatów fotograficznych, gdzie środowisko przedmiotowe jest takie same jak środowisko obrazowe. Uwzględniając (3) równanie (29a) przyjmie postać:

$$(y/x) + (y/x') = y/f . \quad (29b)$$

Na podstawie rysunku 6:

$$y = D/2 , \quad (33)$$

$$y/x' = (D/2)/x = [(D/2) - (C/2)]/h' . \quad (34)$$

W celu określenia  $h'$  można posłużyć się równaniem (29b):

$$(D/2)/h + (D/2)/h' = (D/2)/f ,$$

skąd

$$1/h' = (1/f) - (1/h) . \quad (35)$$

Kładąc (35) do (34) otrzymamy

$$y/x' = [(D/2) - (C/2)][(1/f) - (1/h)] . \quad (36)$$

Podstawiając (36) i (33) do (29b) mamy

$$(D/2)/x + [(D/2) - (C/2)][(1/f) - (1/h)] = (D/2)/f . \quad (37)$$

Po przekształceniu (37) otrzymamy

$$x = h \frac{Df}{Df + C(h-f)} . \quad (38)$$

Z (1)  $h = f^2/KC = Df/C$ , co podstawiamy do mianownika prawej strony równania (38), wtedy

$$x = h \frac{D}{2D - C} . \quad (39)$$

Wzór (39) jest wzorem ostatecznym. Można łatwo wykazać, że  $C \ll 2D$ , mianowicie maksymalną średnicę krążka rozproszenia na emulsji negatywu, przyjmuje się równą  $C = 3 \cdot 10^{-4} \cdot 250/1,5 = 0,05$  mm, natomiast minimalną średnicę źrenicy wejściowej obiektywu określa się na podstawie największej przysłony. Przyjmując  $K = 32$  oraz  $f = 50$  mm otrzymamy wg (5):

$$D = f/K = 50/32 = 1,56 \text{ mm} .$$

Z kolei

$$\delta = (C/2D)100 = (0,05/2 \cdot 1,56)100 = 1,6\% .$$

Na tej podstawie można napisać zależność przybliżoną

$$x \approx h/2. \quad (39a)$$

W ten sposób zostało udowodnione, że przy nastawieniu odległości hiperfokalnejszy na skali obiektywu strefa ostrości rozciąga się od połowy tej odległości do nieskończoności. Wynika stąd znana wskazówka, że przy fotografowaniu przedmiotów na tle dala (horyzontu) chcąc dysponować możliwie największą głębią ostrości należy aparat nastawić na odległość hiperfokalną. Dlatego też nastawienie na nieskończoność ( $\infty$ ) stosuje się bardzo rzadko i tylko w przypadku bardzo dalekiej panoramy.

Jest rzeczą oczywistą, że w przypadku nastawienia na odległość hiperfokalną, najbardziej ostre będą obrazy przedmiotów znajdujących się właśnie w tej odległości. Wynika to bezpośrednio z rys. 6. Negatyw znajduje się w II. płaszczyźnie obrazowej. Ostrość obrazów maleje w miarę, gdy przedmioty fotografowane znajdują się w odległości bliższej lub dalszej niż odległość hiperfokalna. Przy skróceniu odległości do  $1/2$  odległości hiperfokalnej promień krążka rozproszenia na emulsji negatywu wzrasta od zera do wartości  $B'I = C/2$ , natomiast przy wzroście odległości (fotografowanego przedmiotu) do nieskończoności promień krążka rozproszenia wzrasta do wartości  $B'A'$ , która jest nieco większa niż  $B'A'' = C/2$  (odcinek  $F'A''$  jest równoległy do odcinka  $GB'$ ). Różnice są jednak pomijalnie małe, tym bardziej, że obrazy przedmiotów znajdujących się w nieskończoności i tak nie będą czytelne w szczegółach ze względu na ograniczoną zdolność rozdzielczą obiektywu.

*Abstract:* The paper gives an analysis of the formula for the hyperfocal length,  $h = f^2/KC$ . This formula is applied in photography and describes a peculiar case of depth of field.

Depth of field is a relative quantity and, therefore, a detailed analysis is desirable. The author considers the individual quantities entering the formula for the hyperfocal length, such as the lens focal length  $f$ , the so-called aperture  $K^{-1}$ , and the diameter  $C$  of the diffusion disk on the negative's emulsion.

A critical analysis of the formula for the abovementioned diffusion disk diameter,  $C = f/3000$  or  $C = f/1000$ , led to the new formula

$$C = 3 \times 10^{-4} p,$$

where  $p = L/N = 250 \text{ mm}/N_0$ ,  $L$  being the assumed minimum distance of observation of the print ( $L \geq 250 \text{ mm}$ ),  $N$  the lateral enlargement of the negative, and  $N_0$  the lateral enlargement of the negative when the print is assumed to have sharp details ( $L = L_0 = 250 \text{ mm}$ ).

In connection with this, the article contains an example of a new table of hyperfocal lengths and exemplary methods of determining the value of  $N_0$  for the depth-of-field scale of a given photographic camera lens.

In the discussion on methods of comparing lens speeds, the techniques employing the notions of relative lens opening and numerical aperture of a lens are confronted.

The formula for the hyperfocal length is derived in Appendix I, whereas in Appendix II the author proves that in setting the hyperfocal length on the scale of a camera lens, the depth of field extends from half this length to infinity.

Apart from the theoretical problems involved, the paper may prove interesting to those who, when taking scientific or technical photographs in open spaces, want to get sharp pictures of several objects at different distances from the camera against a distant background.

## Literatura

- [1] *Rukowodstwo po projektowaniu izmierzalnych przyborow* (przekł. z ang.: *A Guide to Instrument Design*, Edited by the Staff of SIRA). Leningrad 1967. Izd. „Energia“.
- [2] T. Cyprian, *Fotografia. Technika i technologia*. Warszawa 1966, Wydanie 7, WNT.
- [3] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna. Część IV. Optyka*. Warszawa 1967, PWN.
- [4] *Vademecum fotografa*, Warszawa 1956. Filmowa Agencja Wydawnicza.
- [5] I. N. Bronsztejn, K. A. Siemiendiajew, *Matematyka, Poradnik encyklopedyczny*. Wyd. II, Warszawa 1968, PWN.

# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Janina Kostuch  
Władysław Weisto*

Wyższa Szkoła Pedagogiczna  
Gdańsk

## Zarys działalności Sekcji Dydaktycznej PTF podczas zjazdów fizyków polskich do roku 1939

**Polish Physical Society — A Review of the Work of the Didactic Section during the Congresses of Polish Physicists to the Year 1939**

W bieżącym roku mija pięćdziesięciolecie powstania i działalności Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Z okazji tego jubileuszu podjęliśmy próbę zebrania, zewidencjonowania i wstępnego opracowania działalności Sekcji Dydaktycznej PTF do roku 1938 włącznie.

Zagadnienia historii dydaktycznej działalności PTF jak również i całej działalności Towarzystwa nie były dotychczas całościowo opracowywane. Wprawdzie Władysław Kapuściński pisał na temat historii Polskiego Towarzystwa Fizycznego, jednak nie zatroszczył się o właściwe udokumentowanie swoich twierdzeń przyjmując, że „dokładne odtworzenie jego historii jest obecnie zadaniem bardzo trudnym, jeśli w ogóle wykonalnym“, a to na skutek zniszczenia prawie wszystkich dokumentów.

W niniejszej publikacji, opartej na ocalałych aktach archiwalnych i źródłach drukowanych pragniemy wykazać, jak w naszym przekonaniu subiektywna i krzywdząca dla PTF była ocena pracy Sekcji Dydaktycznej wyrażona w stwierdzeniu W. Kapuścińskiego, że „Sekcja Dydaktyczna Towarzystwa pędziła żywot raczej suchotniczy i właściwie była przeważnie uważana za niezbyt interesujący i niezbyt potrzebny dodatek do organizmu Towarzystwa“ [1].

Z góry przepraszamy tych wszystkich, którzy stwierdzą usterki lub nieściśności wynikłe częściowo z braku pełnej dokumentacji, a częściowo z niewystarczającego przygotowania autorów w zakresie metodologii badań historycznych. Z prawdziwą radością i serdecznym podziękowaniem przyjmujemy wszelkie dokumenty, relacje i uwagi na adres: Katedra Dydaktyki Fizyki, WSP, Gdańsk 6, ul. Sobieskiego 18, skrytka pocztowa 216.

### Powstanie PTF

Pięćdziesiąt lat temu, w pierwszych miesiącach po odzyskaniu niepodległości, grono fizyków skupione w Warszawie postanawia zespolic swoje wysiłki dla dobra rozwoju fizyki polskiej.

W tym celu „dnia 13 stycznia 1919 roku na zebraniu organizacyjnym zwołanym przez profesorów: Grotowskiego, Kalinowskiego i Wierusz-Kowalskiego powstaje załączek przyszłego

Polskiego Towarzystwa Fizycznego tzw. «Towarzystwo Fizyczne w Warszawie». Pierwszym przewodniczącym zostaje Józef Wierusz-Kowalski [1].

Podobne dążenia do zrzeszenia się fizyków przejawiają na ogół i inne ośrodki akademickie, toteż z inicjatywy Towarzystwa Fizycznego w Warszawie zostaje zwołany w dniu 11 kwietnia 1920 roku do Warszawy zjazd organizacyjny z udziałem przedstawicieli Krakowa, Lwowa, Wilna i Poznania, na którym powołano Polskie Towarzystwo Fizyczne, przyjęto jego statut i wybrano Zarząd Główny.

Na pierwszego przewodniczącego PTF wybrano prof. Władysława Natansona (Kraków), na zastępcę prof. Stanisława Kalinowskiego (Warszawa). Ponadto w skład Zarządu Głównego weszli: Cz. Białobrzeski, T. Godlewski, M. Grotowski, S. Pieńkowski i M. Pożaryski.

Nauka polska, a szczególnie fizyka, mogą być dumne z faktu powołania PTF. Trzeba bowiem pamiętać o tym, że pomimo wiekowego rozdarcia naszej Ojczyzny i świadomych usiłowań zaborców do dezintegracji dążeń społeczno-politycznych w poszczególnych zaborach, już w pierwszych latach po wyzwoleniu doszło do zespolenia się wszystkich ośrodków fizyki w Polsce. Tę dążność do integracji i przewyciężania partykularnych interesów pięknie i dobitnie wypowiedział Wł. Natanson w czasie organizacyjnego posiedzenia PTF. „Nie oddawajmy się dłużej bolesnym wspomnieniom i kierujmy raczej w przyszłość nasze spojrzenia: czeka nas droga daleka i trudna, droga znoejnej pracy i nieprzerwanego wysiłku.“

„Chcemy iść razem, iść naprzód z wielką nauką świata, chcemy korzystać ze wszystkich zdobyczy szerokiej myśli wszechludzkiej, chcemy uczestniczyć spółrzednie i czynnie w jej niepowstrzymanym i wspaniałym pochodzie.“ „Postanawiamy iść ku tym celom w karnym szeregu. Fizycy wiemy może najlepiej jak istotna i silna jest zwartość i spójnia każdego zespołu, jak ona bezgranicznie góruje nad anarchią i ponad chaosem“ [2].

Celem nowo powstałego Polskiego Towarzystwa Fizycznego — czytamy w statucie — jest uprawianie i krzewienie fizyki i nauk pokrewnych z uwzględnieniem dydaktyki, historii i zastosowań, a środkami prowadzącymi do tego są:

1. Urządzanie posiedzeń naukowych i dyskusyjnych, odczytów, wykładów, wystaw, konkursów i ankiet oraz zjazdów naukowych i dydaktycznych.
  2. Wydawanie czasopism, a w szczególności stałego, periodycznego organu Towarzystwa, książek i broszur z dziedziny fizyki oraz jej zastosowań.
  3. Utrzymywanie księgozbiorów, czytelnicy, wypożyczalni itp.
  4. Zakładanie i utrzymywanie pracowni naukowych, popieranie i nagradzanie badań, przyznawanie i udzielanie zapomóg i stypendiów.
  5. Utrzymywanie łączności z pokrewnymi stowarzyszeniami w kraju i za granicą oraz organizowanie wymiany wydawnictw naukowych.
  6. Zapraszanie i organizowanie przyjazdów uczonych zagranicznych do Polski.
  7. Przyjmowanie darowizn, zapisów i zasiłków itp. od władz, instytucji i osób prywatnych na poszczególne cele Towarzystwa.
  8. Tworzenie spośród swych członków komisji do wykonywania poszczególnych zadań.
- Działalność swoją PTF rozwija za pośrednictwem oddziałów organizowanych w poszczególnych ośrodkach akademickich: Oddział Warszawski, Oddział Wileński, Oddział Krakowski, Oddział Lwowski i Oddział Poznański.

Do powstania oddziału, bądź z inicjatywy Zarządu Głównego, bądź też czynników lokalnych, wymagany jest udział co najmniej dziesięciu kandydatów na członków.

#### Prace z dydaktyki fizyki na zjazdach PTF

Zgodnie ze statutem jednym z głównych celów działalności PTF jest „krzewienie fizyki... z uwzględnieniem dydaktyki...“, co znalazło wyraz w przemówieniu powitalnym wygłoszonym przez prof. Wł. Natansona: „pragniemy uczyć się nieprzerwanie i innym pomagać się uczyć,

Polskiego Towarzystwa Fizycznego tzw. «Towarzystwo Fizyczne w Warszawie». Pierwszym przewodniczącym zostaje Józef Wierusz-Kowalski [1].

Podobne dążenia do zrzeszenia się fizyków przejawiają na ogół i inne ośrodki akademickie, toteż z inicjatywy Towarzystwa Fizycznego w Warszawie zostaje zwołany w dniu 11 kwietnia 1920 roku do Warszawy zjazd organizacyjny z udziałem przedstawicieli Krakowa, Lwowa, Wilna i Poznania, na którym powołano Polskie Towarzystwo Fizyczne, przyjęto jego statut i wybrano Zarząd Główny.

Na pierwszego przewodniczącego PTF wybrano prof. Władysława Natansona (Kraków), na zastępcę prof. Stanisława Kalinowskiego (Warszawa). Ponadto w skład Zarządu Głównego weszli: Cz. Białobrzeski, T. Godlewski, M. Grotowski, S. Pieńkowski i M. Póżyarski.

Nauka polska, a szczególnie fizyka, mogą być dumne z faktu powołania PTF. Trzeba bowiem pamiętać o tym, że pomimo wiekowego rozdarcia naszej Ojczyzny i świadomych usiłowań zaborców do dezintegracji dążeń społeczno-politycznych w poszczególnych zaborach, już w pierwszych latach po wyzwoleniu doszło do zespolenia się wszystkich ośrodków fizyki w Polsce. Tę dążność do integracji i przewycięzania partykularnych interesów pięknie i dobitnie wypowiedział Wł. Natanson w czasie organizacyjnego posiedzenia PTF. „Nie oddawajmy się dłużej bolesnym wspomnieniom i kierujmy raczej w przyszłość nasze spojrzenia: czeka nas droga daleka i trudna, droga znoejnej pracy i nieprzerwanego wysiłku.“

„Chcemy iść razem, iść naprzód z wielką nauką świata, chcemy korzystać ze wszystkich zdobyczy szerokiej myśli wszechludzkiej, chcemy uczestniczyć spółrzednie i czynnie w jej niepowstrzymanym i wspaniałym pochodzie.“ „Postanawiamy iść ku tym celom w karnym szeregu. Fizycy wiemy może najlepiej jak istotna i silna jest zwartość i spójnia każdego zespołu, jak ona bezgranicznie góruje nad anarchią i ponad chaosem“ [2].

Celem nowo powstałego Polskiego Towarzystwa Fizycznego — czytamy w statucie — jest uprawianie i krzewienie fizyki i nauk pokrewnych z uwzględnieniem dydaktyki, historii i zastosowań, a środkami prowadzącymi do tego są:

1. Urządzanie posiedzeń naukowych i dyskusyjnych, odczytów, wykładów, wystaw, konkursów i ankiet oraz zjazdów naukowych i dydaktycznych.
2. Wydawanie czasopism, a w szczególności stałego, periodycznego organu Towarzystwa, książek i broszur z dziedziny fizyki oraz jej zastosowań.
3. Utrzymywanie księgozbiorów, czytelni, wypożyczalni itp.
4. Zakładanie i utrzymywanie pracowni naukowych, popieranie i nagradzanie badań, przyznawanie i udzielanie zapomóg i stypendiów.
5. Utrzymywanie łączności z pokrewnymi stowarzyszeniami w kraju i za granicą oraz organizowanie wymiany wydawnictw naukowych.
6. Zapraszanie i organizowanie przyjazdów uczonych zagranicznych do Polski.
7. Przyjmowanie darowizn, zapisów i zasiłków itp. od władz, instytucji i osób prywatnych na poszczególne cele Towarzystwa.
8. Tworzenie spośród swych członków komisji do wykonywania poszczególnych zadań.

Działalność swoją PTF rozwija za pośrednictwem oddziałów organizowanych w poszczególnych ośrodkach akademickich: Oddział Warszawski, Oddział Wileński, Oddział Krakowski, Oddział Lwowski i Oddział Poznański.

Do powstania oddziału, bądź z inicjatywy Zarządu Głównego, bądź też czynników lokalnych, wymagany jest udział co najmniej dziesięciu kandydatów na członków.

#### Prace z dydaktyki fizyki na zjazdach PTF

Zgodnie ze statutem jednym z głównych celów działalności PTF jest „krzewienie fizyki... z uwzględnieniem dydaktyki...“, co znalazło wyraz w przemówieniu powitalnym wygłoszonym przez prof. Wł. Natansona: „pragniemy uczyć się nieprzerwanie i innym pomagać się uczyć,

Polskiego Towarzystwa Fizycznego tzw. «Towarzystwo Fizyczne w Warszawie». Pierwszym przewodniczącym zostaje Józef Wierusz-Kowalski [1].

Podobne dążenia do zrzeszenia się fizyków przejawiają na ogół i inne ośrodki akademickie, toteż z inicjatywy Towarzystwa Fizycznego w Warszawie zostaje zwołany w dniu 11 kwietnia 1920 roku do Warszawy zjazd organizacyjny z udziałem przedstawicieli Krakowa, Lwowa, Wilna i Poznania, na którym powołano Polskie Towarzystwo Fizyczne, przyjęto jego statut i wybrano Zarząd Główny.

Na pierwszego przewodniczącego PTF wybrano prof. Władysława Natansona (Kraków), na zastępcę prof. Stanisława Kalinowskiego (Warszawa). Ponadto w skład Zarządu Głównego weszli: Cz. Białobrzeski, T. Godlewski, M. Grotowski, S. Pieńkowski i M. Póżyarski.

Nauka polska, a szczególnie fizyka, mogą być dumne z faktu powołania PTF. Trzeba bowiem pamiętać o tym, że pomimo wiekowego rozdarcia naszej Ojczyzny i świadomych usiłowań zaborców do dezintegracji dążeń społeczno-politycznych w poszczególnych zaborach, już w pierwszych latach po wyzwoleniu doszło do zespolenia się wszystkich ośrodków fizyki w Polsce. Tę dążność do integracji i przezwyciężania partykularnych interesów pięknie i dobitnie wypowiedział Wł. Natanson w czasie organizacyjnego posiedzenia PTF. „Nie oddawajmy się dłużej bolesnym wspomnieniom i kierujmy raczej w przyszłość nasze spojrzenia: czeka nas droga daleka i trudna, droga znoejnej pracy i nieprzerwanego wysiłku.“

„Chcemy iść razem, iść naprzód z wielką nauką świata, chcemy korzystać ze wszystkich zdobyczy szerokiej myśli wszechludzkiej, chcemy uczestniczyć spórzędnie i czynnie w jej niepowstrzymanym i wspaniałym pochodzie.“ „Postanawiamy iść ku tym celom w karnym szeregu. Fizycy wiemy może najlepiej jak istotna i silna jest zwartość i spójnia każdego zespołu, jak ona bezgranicznie góruje nad anarchią i ponad chaosem“ [2].

Celem nowo powstałego Polskiego Towarzystwa Fizycznego — czytamy w statucie — jest uprawianie i krzewienie fizyki i nauk pokrewnych z uwzględnieniem dydaktyki, historii i zastosowań, a środkami prowadzącymi do tego są:

1. Urządzanie posiedzeń naukowych i dyskusyjnych, odczytów, wykładów, wystaw, konkursów i ankiet oraz zjazdów naukowych i dydaktycznych.

2. Wydawanie czasopism, a w szczególności stałego, periodycznego organu Towarzystwa, książek i broszur z dziedziny fizyki oraz jej zastosowań.

3. Utrzymywanie księgozbiorów, czytelni, wypożyczalni itp.

4. Zakładanie i utrzymywanie pracowni naukowych, popieranie i nagradzanie badań, przyznawanie i udzielanie zapomóg i stypendiów.

5. Utrzymywanie łączności z pokrewnymi stowarzyszeniami w kraju i za granicą oraz organizowanie wymiany wydawnictw naukowych.

6. Zapraszanie i organizowanie przyjazdów uczonych zagranicznych do Polski.

7. Przyjmowanie darowizn, zapisów i zasiłków itp. od władz, instytucji i osób prywatnych na poszczególne cele Towarzystwa.

8. Tworzenie spośród swych członków komisji do wykonywania poszczególnych zadań.

Działalność swoją PTF rozwija za pośrednictwem oddziałów organizowanych w poszczególnych ośrodkach akademickich: Oddział Warszawski, Oddział Wileński, Oddział Krakowski, Oddział Lwowski i Oddział Poznański.

Do powstania oddziału, bądź z inicjatywy Zarządu Głównego, bądź też czynników lokalnych, wymagany jest udział co najmniej dziesięciu kandydatów na członków.

#### Prace z dydaktyki fizyki na zjazdach PTF

Zgodnie ze statutem jednym z głównych celów działalności PTF jest „krzewienie fizyki... z uwzględnieniem dydaktyki...“, co znalazło wyraz w przemówieniu powitalnym wygłoszonym przez prof. Wł. Natansona: „pragniemy uczyć się nieprzerwanie i innym pomagać się uczyć,



ażebym przyczynić się do postępu i... do rozkwitu Narodu, ażebym spełnić nasz obowiązek względem jego przyszłych pokoleń" [2].

Już w dniach od 4 do 7 kwietnia 1923 roku podczas I Zjazdu Fizyków Polskich w Warszawie, Waclaw Werner wygłosił referat *Kształcenie nauczycieli fizyki* [3].

Podczas I Walnego Zebrania PTF „wyrażano życzenie, aby na Zjazdach tych były wygłaszane... również referaty o treści ogólnej i pedagogicznej“ [3]. Życzenia tego nie spełnił II Zjazd Fizyków Polskich (wrzesień 1924 r.) w Krakowie, gdyż nie zawierał w swoim programie żadnego referatu z dydaktyki fizyki. Zjazd ten oprócz fizyki zajmował się w dużym stopniu sprawami meteorologii.

Trzeci Zjazd Fizyków Polskich (wrzesień 1926 r.) we Lwowie przejawia żywą działalność dydaktyczną. Obrady Zjazdu odbywały się w dwóch sekcjach: naukowej i pedagogicznej.

Spośród wielu referatów wygłoszonych w Sekcji Pedagogicznej, największe zainteresowanie wzbudziła praca L. Infelda *O wpływie nowych teorii fizyki na nauczanie w szkole średniej* [4]. Referent, wbrew tendencjom w ówczesnej dydaktyce, wypowiadał się za budową historycznie zmiennego programu nauczania fizyki. Uwypuklając związek materiału nauczania z rozwojem nauki stwierdza, że „materiał nauczania musi ulegać zmianom i wpływom wynikającym z ciągłego potężnego rozwoju Nauki...“ „...Tam, gdzie zrozumienie materiału jest możliwe, winniśmy korzystać w nauczaniu szkolnym z nowoczesnych zdobyczy nauki“ [4].

L. Infeld postulował wprowadzenie do programu szkoły średniej podstawowych elementów teorii kwantów. Z teorii względności należy korzystać przy omawianiu mechaniki klasycznej. Zalecał wprowadzenie układów odniesienia dla lepszego zrozumienia przez ucznia „istotnej treści zasad mechaniki“ oraz „wytłumaczenia uczniowi tzw. siły dośrodkowej i odśrodkowej“ [5].

W związku z referatem E. Tenczyna *O programie fizyki* rozwinęła się bardzo ożywiona dyskusja, z udziałem m. in. K. Zakrzewskiego, S. Lorii i innych, zakończona uchwaleniem rezolucji pod adresem PTF, aby Oddziały podjęły opracowywanie projektów programu nauczania fizyki, które następnie Zarząd Główny przedstawi odpowiednim władzom [6].

Śledząc rozwój działalności dydaktycznej PTF nie sposób pominąć referatu St. Ziemeckiego ogłoszonego w dniu 1. X. 1926 r. na zebraniu Oddziału Warszawskiego pt. *Dydaktyka fizyki* [7].

Referent, po raz pierwszy w historii PTF i w historii polskiej dydaktyki fizyki, uwypuklił znaczenie dydaktyki fizyki jako przedmiotu nauczania w programie kształcenia nauczycieli. Między innymi stwierdził, iż „nie można dać talentu człowiekowi zupełnie pozbawionemu zdolności pedagogicznych..., można jednak uchronić człowieka od popełniania ciężkich błędów dydaktycznych, które mszczą się niestety, nie tylko na nim samym, lecz również i na młodzieży“ [7].

W sprawie doboru materiału nauczania i metod jego realizacji St. Ziemecki wyprzedził dydaktykę ogólną przynajmniej o lat trzydzieści, gdyż np. postulował wprowadzenie problemowego nauczania fizyki wykazując jego wyższość. Jest to bardzo poważny wkład do dydaktyki fizyki, jak również do dydaktyki ogólnej.

Następnym ważnym zagadnieniem poruszonym przez referenta była sprawa zespolenia teorii i praktyki w przygotowywaniu nauczycieli fizyki. St. Ziemecki zaproponował prowadzenie specjalnych kursów, posiedzeń dydaktycznych i lekcji próbnych dla kandydatów na nauczycieli fizyki. Sekcja Pedagogiczna zaakceptowała projekty St. Ziemeckiego i posiedzenia takie z lekcyjami próbnymi odbywały się co dwa tygodnie.

We wrześniu 1928 r. odbył się w Wilnie IV Zjazd Fizyków Polskich, który przyniósł jeszcze bardziej ożywioną działalność dydaktyczną.

Z ważniejszych prac przedstawionych na posiedzeniach Sekcji Pedagogicznej należy wymienić [8]:

1. Referat A. Dmochowskiego pt. *Organizacja pracowni fizycznych w szkołach średnich i powszechnych*.

2. Referat W. Staszewskiego na temat roli praktycznych ćwiczeń w nauczaniu fizyki.

3. Referat St. Ziemeckiego, który rozważał problem możliwości wprowadzenia nowych teorii fizycznych do programu szkoły średniej.



Poza tym dyskutowano sprawę programów fizyki, poziomu nauczania, warunków materialnych szkół i inne.

Na zakończenie obrad, po stwierdzeniu, że przeciętny poziom nauczania fizyki w szkołach średnich jest niski i upatrując przyczyny tego stanu rzeczy w werbalnym nauczaniu fizyki, uchwalono pod adresem władz oświatowych między innymi następujące postulaty, które w naszym przekonaniu do dnia dzisiejszego, z uwzględnieniem przemian społeczno-politycznych, nie straciły na aktualności:

1. Zagwarantować do pracy nauczycieli z pełnym przygotowaniem teoretycznym i praktycznym.

2. Zorganizować w każdym okręgu przykładową pracownię fizyczną i ośrodek instruktażowy.

3. Wyznaczyć stałą dotację na urządzenie i prowadzenie gabinetu fizycznego.

4. Za prowadzenie pracowni wyznaczyć wynagrodzenie nie mniejsze niż 4 godziny wykładowe.

5. Uniwersytety winny zwrócić większą uwagę na praktyczne przygotowanie nauczycieli do działalności dydaktycznej.

6. Wyznaczyć w szkołach woźnych do pomocy w pracowniach.

Prace nad stanem nauczania fizyki w szkołach były kontynuowane również na V Zjeździe Fizyków Polskich, który odbył się we wrześniu 1930 roku w Poznaniu.

Analizując prace Sekcji Dydaktycznej (dawna Sekcja Pedagogiczna), na uwagę zasługuje referat Wacława Wernera pt. *Rola zadań liczbowych w szkolnym nauczaniu fizyki*. Referent zaakcentował potrzebę rozwiązywania zadań na lekcjach fizyki i sygnalizował bardzo słabą umiejętność rozwiązywania zadań przez kandydatów na studia politechniczne.

Wiele spostrzeżeń referenta nie straciło do dzisiaj na swej aktualności, a niektóre z twierdzeń np. sposób rozwiązywania złożonych zadań obliczeniowych dopiero teraz doczekał się eksperymentalnej weryfikacji [9].

Dalszy, bardzo intensywny rozwój działalności dydaktycznej PTF obserwujemy w czasie VI Zjazdu Fizyków Polskich, który odbył się w ostatnich dniach września 1932 r. w Warszawie [10].

Prace Sekcji Dydaktycznej obejmowały przede wszystkim dyskusje nad nowymi programami fizyki. Dyskutowano zagadnienia dotyczące kształcenia nauczycieli fizyki i uchwalono postulaty odnośnie do wprowadzanej reformy szkolnej.

Z ważniejszych referatów należy wymienić następujące:

1. A. Dmochowski i W. Staszewski, *Kształcenie nauczycieli fizyki*.

2. K. Frycz, *Metody prowadzenia ćwiczeń z fizyki i chemii*.

3. M. Jeżewski, *Czy do nauki szkolnej należy włączyć działy nowoczesnej fizyki?*

4. A. Piekara, *O kilku próbach poczynionych w nauczaniu fizyki w Rydzynie*.

5. M. Pożaryski, *Tematy z techniki w nauczaniu fizyki szkolnej*.

6. W. Werner, *Dezyderaty dotyczące programu nauczania fizyki w gimnazjach nowego typu*.

7. St. Ziemecki, *Tematy klasyczne i nieklasyczne w fizyce szkolnej*.

Należy nadmienić, że wiele z postulatów i twierdzeń zgłoszonych przez referentów do dzisiaj nie znalazło należytego eksperymentalnego rozstrzygnięcia. K. Frycz był prekursorem tzw. „problemowego nauczania w zespołach”.

Na zakończenie obrad Zjazd, a wniosek Sekcji Dydaktycznej, podjął szereg doniosłych i do dzisiaj aktualnych uchwał, a wśród nich następujące [11]:

1. Nowe programy należy eksperymentalnie wprowadzić w kilkunastu szkołach, a dopiero potem polecać je jako obowiązujące dla wszystkich szkół w Polsce.

2. Zjazd uważa za konieczne wprowadzenie na wszystkich Uniwersytetach w Polsce obowiązkowych wykładów i ćwiczeń z dydaktyki fizyki, co najmniej w takim zakresie, w jakim są prowadzone na Uniwersytecie Jagiellońskim.

3. Należy dzielić na grupy ćwiczeniowe wszystkie oddziały (klasy) w szkołach powszechnych i innych, jeżeli liczba uczniów w klasie wynosi 25 i więcej.

W czasie omawianego Zjazdu na Walnym Zgromadzeniu PTF w dniu 29. IX. 1932 r. uchwalono zmiany statutowe mające na celu stworzenie możliwości zawiązywania się Sekcji Dydaktycznych przy poszczególnych Oddziałach PTF.

Ponadto wprowadzono do Zarządu Głównego każdorazowego przewodniczącego Sekcji Dydaktycznej Oddziału Warszawskiego jako reprezentanta wszystkich Sekcji Dydaktycznych w Polsce [12].

Zagadnienia związane ze stanem nauczania fizyki stały się przedmiotem bardzo szerokiej dyskusji również na VII Zjeździe Fizyków Polskich, który odbył się we wrześniu 1934 roku w Krakowie.

Z ważniejszych referatów przedstawionych w czasie obrad Sekcji Dydaktycznej wymienimy następujące [13]:

1. J. Alichniewicz, *Wychowanie obywatelsko-państwowe w nauczaniu fizyki.*
2. A. Dmochowski, *Realizacja nowego programu fizyki a pracownie fizyczne w szkołach powszechnych i średnich.*
3. M. Dadlerówna, *Cel wycieczek, ich organizacja i wyzyskanie.*
4. B. Gawęcki i W. Werner, *Metodyczna strona nowego programu fizyki.*
5. M. Halaunbrenner, *Rola i charakter podręcznika i lektury popularno-naukowej w nowych programach fizyki.*
6. J. Kowal, *Przyrządy, modele i inne pomoce w realizacji nowego programu.*
7. W. Kessel, *O reformie nauczania elektryczności w szkole średniej.*
8. S. Malec, *Tematy polityczno-życiowe, techniczne i gospodarcze w nowym programie.*
9. A. Ptaszycka, *Trudności realizacji nowego programu fizyki.*
10. W. Staszewski, *Fizyka i chemia w szkole — bilans dwuletniej pracy i zamierzenia na przyszłość.*

Podczas obrad zabrał głos między innymi W. Staszewski, „podnosząc niebezpieczeństwo obniżenia poziomu fizyki w szkołach jakie pociągnie za sobą wprowadzenie nowych programów“.

Na wniosek S. Pieńkowskiego zobowiązano Zarząd Główny PTF do interwencji w Min. WR i OP w sprawie niepokojącego obniżania się poziomu nauczania fizyki w szkołach.

Należy nadmienić, że większość przedstawionych referatów na posiedzeniach Sekcji Dydaktycznej VII ZFP może nadal stanowić punkt wyjścia do podejmowania odpowiednich prac badawczych.

Na szczególną uwagę zasługują wyżej wymienione referaty S. Malca i J. Alichniewicza, którzy wysunęli szereg postulatów, jeszcze bardziej aktualnych dzisiaj w zmienionych warunkach społeczno-politycznych i nadal oczekujących odpowiedniej naukowej weryfikacji.

W czasie VIII Zjazdu Fizyków Polskich, który odbył się w dniach od 28. IX. do 2. X. 1936 r. we Lwowie nastąpiła reorganizacja toku obrad. Obrady odbywały się w 2 Sekcjach Naukowych i w jednej Sekcji Dydaktycznej, przy czym tylko w jednym przypadku prowadzono dyskusję równoległe w Sekcji Naukowej (fizyka teoretyczna) i w Sekcji Dydaktycznej.

Poza pracą Sekcji Dydaktycznej, w której wzięło udział 78 nauczycieli tj. 30% uczestników Zjazdu, zorganizowano dwa wspólne posiedzenia na temat:

1. Programów nauczania fizyki w szkole średniej.
2. Potrzeby szkolnictwa w zakresie fizyki.

W czasie obrad Sekcji Dydaktycznej referaty wygłosili:

1. Czarnecki, *Projekt ujęcia radia w IV klasie gimnazjalnej.*
2. M. Halaunbrenner, *Zagadnienia lotnicze w nauczaniu fizyki.*
3. W. Kessel, *O poszukującej formie nauczania fizyki.*
4. J. Kowal, *Omawia korelacje fizyki z zajęciami praktycznymi.*
5. S. Malec, *Omawia naukowe podstawy organizacji pracy nauczyciela fizyki.*
6. A. Piekara, *Elektrostatyka w gimnazjum i liceum.*

Po burzliwej dyskusji nad stanem nauczania fizyki w szkołach, w której głos zabrali między innymi St. Ziemecki, M. Jeżewski, M. Halaunbrenner, A. Piekara, W. Staszewski, P. Ehrenfeucht, S. Malec i inni, zebrani uchwalili memoriał do Ministerstwa WR i OP, w którym domagają się:

1. Rewizji programów fizyki w gimnazjach ogólnokształcących.
2. Zwiększenia ilości godzin fizyki w liceach ogólnokształcących.
3. Wprowadzenia systematycznego kursu fizyki w liceach zawodowych.
4. Zwolnienia nauczyciela fizyki od dodatkowych nadmiernych obowiązków w szkole (m. in. dyżury).
5. Zmniejszenia liczby godzin zajęć w ramach etatu z 21 do 18 tygodniowo.
6. Wstawienia do budżetu szkoły stałej rocznej dotacji na zaopatrzenie i prowadzenie pracowni [14].

Dyskusja nad właściwym nauczaniem fizyki w szkole średniej trwała nadal na IX Zjeździe Fizyków Polskich, który odbył się we wrześniu 1938 r. w Wilnie. W obradach wzięto udział 150 nauczycieli.

W czasie obrad Sekcji Dydaktycznej referaty wygłosili:

1. G. Dobrzyński, *Niektóre pokazy z kursu liceów fizyko-matem. i przyrodniczego wprowadzające do mikrofizyki oraz Izotopia, promieniotwórczość, przetwarzanie pierwiastków w fizyce licealnej.*
2. A. Dmochowski, *Szkola współczesna a nauczanie fizyki.*
3. A. Łastowski, *Fizyka w liceum i gimnazjum na usługach wojskowości.*
4. W. Łagowski, *Wprowadzenie napięcia i wolta w kl. IV gimnazjum.*
5. A. Piekara, *Prace indywidualne uczniów w szkole średniej.*
6. A. Pasierbiński, *Ujęcie podstaw radiotechniki w liceum.*
7. Cz. Ścisłowski, *Korelacja zajęć praktycznych z fizyką na terenie szkoły średniej oraz Uwagi nad realizacją programu fizyki w kl. I Lic. Ped.*

Podobnie jak na VIII Zjeździe również i w czasie obrad Sekcji Dydaktycznej IX Zjazdu Fizyków Polskich „gorąca dyskusja na temat realizacji programu fizyki w liceach ogólnokształcących i pedagogicznych nie została zakończona z powodu braku czasu“ [15].

Z tego też względu zebrani uchwalili zwolnienie Specjalnego Zjazdu Nauczycieli Fizyki w roku 1939 „ze względu na nawał bieżących zagadnień dydaktycznych domagających się rozwiązania“ [15].

\*  
\*  
\*

Prace Sekcji Dydaktycznej nie ograniczały się do referowania i dyskusowania wybranych zagadnień z dydaktyki fizyki, ale udzielały szerokim rzeszom nauczycieli konkretnej i praktycznej pomocy w ich codziennej pracy szkolnej.

Jedną z takich form pomocy dla nauczycieli były niewątpliwie wystawy przyrządów i pomocy do ćwiczeń i demonstracji z fizyki. Pierwszą prawdopodobnie była wystawa przyrządów fizycznych w lokalu Zakładu Fizycznego Uniwersytetu Warszawskiego w dniach od 19 do 23 kwietnia 1922 r. Wystawa wzbudziła duże zainteresowanie, o czym zdaje się świadczyć fakt zwiedzenia jej przez 770 osób.

Począwszy od V Zjazdu Fizyków Polskich, podczas trwania obrad, regularnie czynne były wystawy przyrządów fizycznych jak również nowości wydawniczych z zakresu dydaktyki fizyki [16]. Szczególnie okazała reprezentowała się wystawa przyrządów i wydawnictw podczas VI Zjazdu Fizyków Polskich [17]. Ekspozowane przyrządy zestawiono w ćwiczenia obejmujące systematyczny kurs nauczania fizyki w szkołach średnich, a nawet częściowo i w szkołach powszechnych.

Podobne wystawy organizowano systematycznie łącząc je często ze specjalnie w tym celu przygotowanymi referatami, prelekcjami i pokazami. Jako przykład może posłużyć przebieg obrad Sekcji Dydaktycznej na IX ZFP.

Prace Sekcji Dydaktycznej w czasie IX ZFP, z udziałem 150 nauczycieli fizyki z całej Polski odbywały się w trzech miejscach:

- pierwszy dzień w Instytucie im. Jędrzeja Śniadeckiego USB,
- drugi dzień w Ognisku Metodycznym Fizyki, gdzie czynna była wystawa wraz z pokazami przyrządów do ćwiczeń i demonstracji z fizyki,

- trzeci dzień w Szkolnej Pracowni Przyrodniczej,
- czwarty dzień ponownie w Instytucie im. J. Śniadeckiego.

Poszczególne Oddziały PTF, a ściślej działające w ich ramach Sekcje Dydaktyczne prowadziły popularyzację fizyki zarówno wśród nauczycieli, jak i wśród szerszych kręgów społeczeństwa poprzez organizowanie specjalnych odczytów i cykli odczytów poświęconych wybranym zagadnieniom fizyki.

Na przykład Oddział Warszawski już w lutym i marcu 1922 r. zorganizował cykl odczytów popularnych na temat: *Podstawy teorii względności*. W roku 1923 na temat: *Teoria kwantów i promieniowania*, zaś w roku następnym: *Fizyka kosmiczna i geofizyka* [18].

Dokładne omówienie pracy popularyzacyjnej poszczególnych Oddziałów PTF wydaje się w obecnej chwili bardzo utrudnione z uwagi na brak skompletowanej odpowiedniej dokumentacji, a ponadto przekraczałoby to ramy niniejszej publikacji.

### Uwagi końcowe

Wnioski, jakie nasuwają się w wyniku przeprowadzonej analizy materiałów archiwalnych i źródeł drukowanych, jak również wyniki analizy fragmentarycznych relacji ustnych przekazywanych nam przez ranoicznych świadków, odnoszą się przede wszystkim do działalności Sekcji Dydaktycznej w okresie poszczególnych Zjazdów Fizyków Polskich.

Jednakże pomimo tych ograniczeń nasuwają się wnioski natury bardziej ogólnej, odnoszące się do całokształtu dydaktycznej działalności PTF.

Polskie Towarzystwo Fizyczne, zgodnie z założeniami statutowymi, przyczyniło się nie tylko do konsolidacji fizyków, rozwoju polskiej fizyki i dydaktyki fizyki, ale w coraz szerszym zakresie pomagało szkolnictwu. Wielu wybitnych fizyków polskich, z pasją godną podziwu u ludzi, którym w zasadzie obcy mógł być teren szkolny, walczyło nieustraszenie o właściwe nauczanie fizyki.

Z pasją i żarliwie dyskutowano programy nauczania, wyposażenie gabinetów fizycznych, warunki pracy nauczycieli fizyki wysuwając szereg postulatów, zaleceń i żądań pod adresem ówczesnego Ministerstwa Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego. Wiele z tych postulatów i żądań PTF napotykało na opór i obojętność ówczesnej administracji szkolnej, ale przecież to były czasy „kiedy państwo i rząd nie były takimi mecenasami nauki jak dzisiaj, nie przeznaczały takich sum pieniężnych jak obecnie na twórczość i pracę naukową“ [19].

Kontakt PTF z nauczycielami fizyki wzrastał coraz bardziej. Zarząd Główny rozsyłał do nauczycieli zaproszenia i prospekty informujące o programach Zjazdów. Przykładem dbałości PTF o udział szerokich rzesz nauczycieli w Zjazdach może być np. fakt wystarania się przez Komitet Organizacyjny VIII ZFP o specjalne urlopy, zniżki kolejowe i zakwaterowanie dla nauczycieli — uczestników Zjazdu.

Na trwałe do historii polskiej dydaktyki fizyki wpisali się L. Infeld, W. Natanson, K. Zakrzewski, M. Halaunbrenner, M. Jeżewski i A. Piekara oraz szczególnie nieustraszeni entuzjaści dydaktycznej działalności PTF jak: A. Dmochowski, W. Staszewski, W. Werner, S. Ziemecki. Spośród liczego grona aktywnych członków Sekcji Dydaktycznych, przeważnie nauczycieli fizyki, należy wymienić następujących: J. Alichniewicz, G. Dobrzyński, T. Gutkowski, W. Kessel, J. Kowal, S. Malec, Cz. Ścisłowski i inni.

Referowane podczas Zjazdów zagadnienia w wielu przypadkach są aktualne do dzisiaj. Np. referat Ziemeckiego z 1926 r. pt. *Dydaktyka fizyki* i późniejsza uchwała VII ZFP (1934 r.) o wprowadzeniu na wszystkich polskich uniwersytetach obowiązujących wykładów i ćwiczeń z dydaktyki fizyki sankcjonowały już wówczas dydaktykę fizyki jako przedmiot studiów wyższych.

Podobnych przykładów moglibyśmy przytoczyć znacznie więcej, jednak nie to jest naszym celem. Wydaje się, że cytowane na wstępie twierdzenie W. Kapuścińskiego wymaga wyjaśnienia. Dydaktyczna działalność PTF nie była tak szeroka jak działalność naukowa, ale

zasługi Sekcji Dydaktycznej są w naszym przekonaniu bardzo duże. Ilość referatów na pewno nie dorównywała ilości referatów wygłoszonych w sekcjach naukowych, jednak gdyby przypadło porównywać ich jakość oraz ich znaczenie społeczno-naukowe, decyzja byłaby trudna i przekraczałaby ramy niniejszej publikacji.

Autorzy czują się w obowiązku złożyć najserdeczniejsze podziękowanie Zarządowi Głównemu PTF, a w szczególności Panu prof. dr Wojciechowi Rubinowiczowi za okazanie życzliwości i troskliwej pomocy przy udostępnianiu nam materiałów archiwalnych.

*Abstract:* The review covers the work of the Didactic Section of the Polish Physical Society during the first nine Congresses of Polish Physicists held before World War II.

### Literatura

- [1] W. Kapuściński, *Postępy Fizyki*, 4, 139 (1953).
- [2] W. Natanson, *Sprawozdania i prace Polskiego Towarzystwa Fizycznego*, 1, 5 (1923).
- [3] *Sprawozdania i prace Polskiego Towarzystwa Fizycznego*, 2, 53 (brak roku wydania).
- [4] L. Infeld, *Mathesis Polska*, 1, nr 7, 103 (1926).
- [5] W. Wcisło, *Fizyka w szkole*, 14, nr 4—5, 70 (1968).
- [6] Kronika, *Mathesis Polska*, 1, 136 (1926).
- [7] S. Ziemecki, *Mathesis Polska*, 2, 31 (1928).
- [8] Sprawozdanie, *Mathesis Polska*, 3, 115, 156 (1929).
- [9] J. Mazurkiewicz, W. Wcisło, *Fizyka w szkole*, 13, nr 6, 9 (1967).
- [10] Sprawozdanie, *Fizyka i chemia w szkole*, 4, nr 2, 122 (1933).
- [11] Sprawozdanie, *Fizyka i chemia w szkole*, 4, nr 2, 124 (1933).
- [12] Sprawozdanie, *Fizyka i chemia w szkole*, 4, nr 2, 123 (1933).
- [13] Sprawozdanie, *Fizyka i chemia w szkole*, 6, nr 1, 105 (1934).
- [14] Sprawozdanie, *Fizyka i chemia w szkole*, 8, nr 1, 120 (1936/37).
- [15] Sprawozdanie, *Fizyka i chemia w szkole*, 10, nr 1, 90 (1938/39).
- [16] Sprawozdanie, *Mathesis Polska*, 5, 158 (1931).
- [17] Sprawozdanie, *Mathesis Polska*, 7, 135 (1932).
- [18] Sprawozdanie, *Sprawozdania i prace Polskiego Towarzystwa Fizycznego* 2, 53 (brak roku wydania).
- [19] M. Halaunbrenner, *Fizyka w szkole*, 5, 26 (1959).

Jerzy Ziemiak

Zakład Badania Drgań  
Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN  
Warszawa

### Jeszcze o terminie „Schliere“

W „Postęпах Fizyki“ (t. XIX, s. 573) p. K. Melzacki w artykule zatytułowanym *Schlieren* — *fotografia* przedstawił swój pogląd na temat stosowania polskiego odpowiednika terminu *Schliere*. Autor proponuje operowanie w języku polskim terminem „fotografia cieniowa“ zamiast „fotografia smugowa“ jako bliższym znaczeniowo „Schlieren — fotografia“.

Sytuacja jest jednak w omawianym przypadku bardziej skomplikowana. Trzeba mianowicie zauważyć, że terminem *Schlierenverfahren* (niem.) lub *Schlieren Methods* (ang.) obejmuje się zwyczajowo łącznie trzy metody:

- metodę smugową Toeplera,
- metodę cieniową Dvořaka,
- metodę interferencyjną (Macha).

Gdybyśmy przyjęli postulat Autora, zastępując niezupełnie — co trzeba przyznać — adekwatny odpowiednik polski terminu *Schliere* — „smuga“ terminem „cień“, zwięzilibyśmy pojęcie do nazwy jednej tylko metody: do metody cieniowej Dvořaka. W literaturze anglosaskiej operuje się bowiem terminem *Shadow Method*, którego najbliższym polskim odpowiednikiem jest właśnie „metoda cieniowa“. Trzeba tu na marginesie zauważyć, że nazwa „cień“ ma tu inne znaczenie niż w języku potocznym. To bowiem, co obserwujemy na ekranie zarówno w metodzie Toeplera, jak i Dvořaka, nie jest ściśle biorąc cieniem. Oświetlenie punktu obrazu jest bowiem w przypadku metody Toeplera proporcjonalne do pierwszej pochodnej, a w przypadku metody Dvořaka — do drugiej pochodnej zmian współczynnika załamania światła.

Prawdą jest, że w polskiej literaturze naukowej nie ustaliła się dotąd jednoznaczna terminologia dotycząca wspomnianych metod oraz, że należy dążyć do ustalenia i ujednolicenia takiego nazewnictwa. Wydaje się jednak, że nie należy dążyć za wszelką cenę do wiernego tłumaczenia terminów obcych na język polski. Kryje to w sobie, jak widać, niebezpieczeństwa, a nie zawsze prowadzi do celu. W omawianym przypadku rozsądnym kompromisem pomiędzy wiernością tłumaczenia a sensem naukowym będzie zachowanie terminu „metody smugowe“ jako pojęcia ogólniejszego i dodawanie „Toeplera“, „Dvořaka“ lub „interferencyjna“ w przypadku omawiania jednej z trzech metod.

Na zakończenie, dla ścisłości historycznej trzeba zauważyć, że prace Toeplera dotyczące wynalezionej przez niego metody opublikowane zostały już w latach 1866—68, a więc nie w końcu XIX stulecia jak sugerował p. Melzacki.

## Literatura

- [1] A. Toepler, Beobachtungen nach einer neuen optischen Methode, *Poggendorf Ann. Phys. Chem.*, **127**, 556 (1866); dalsze prace w następnych tomach: **128**, 126 (1866); **131**, 33 (1867); **134**, 194 (1868).
- [2] V. Dvořak, Ueber eine neue einfache Art der Schlierenbeobachtung, *Wiedermann Ann. Phys. Chem.*, **9**, 502 (1880).
- [3] L. Mach, Ueber ein Interferenzrefraktometer, *S. B. Wien. Akad.*, **98**, 1318 (1889).
- [4] H. Schardin, Die Schlierenverfahren und ihre Anwendungen. *Ergebn. Exakt Naturwissenschaft*, **303** 20, (1942).
- [5] H. Wolter, Schlieren- Phasenkontrast- u. Lichtschnittverfahren, *Encyclopedia of Physics* (ed. S. Flügge), vol. XXIV, s. 555. Springer, Berlin 1956.

Jerzy Bukowski: **Mechanika płynów**. Wydanie drugie poprawione, PWN, Warszawa 1968, stron 444

Podręcznik ten przeznaczony jest dla studentów wydziałów mechanicznych politechnik. Dlatego autor znaczną część książki poświęca zastosowaniom hydrodynamiki do zagadnień technicznych.

Trzy pierwsze rozdziały omawianej książki zawierają wykład analizy wektorowej i równoległe do niej wykład zasad hydrodynamiki płynów idealnych. Rozdział czwarty poświęcony jest zasadom hydrostatyki i jej technicznemu zastosowaniu. Rozdział piąty o przepływach z uwzględnieniem lepkości ma znowu charakter bardziej teoretyczny, a rozdział szósty omawia techniczne zagadnienia przepływów przez długie przewody pod ciśnieniem. W trzech następnych rozdziałach (od siódmego do dziewiątego) dyskutowane jest zagadnienie przepływów płaskich i sił występujących przy opływie ciał przez płyny lepkie z zastosowaniem do zagadnień przepływu warstw przyściennych i do opływania profilów lotniczych. Ostatni, dziesiąty rozdział, zawiera mechanikę płynów ściśliwych i jej zastosowania do przepływów przez dyszę, przez turbinę i teorię przepływów ponaddźwiękowych. Ostatnie rozdziały książki, omawiające zagadnienia nowoczesne uwzględniają literaturę do 1957 r., a więc przedstawiają współczesny stan wiedzy.

Podkreślić należy dydaktyczne walory książki i jasność wykładu. Ważne jest to, że autor wyprowadza większość wniosków i zastosowań z zasad hydrodynamiki, korzystając o wiele mniej z wzorów empirycznych niż inni autorzy podręczników hydrodynamiki, przez co wykład zyskuje na zwartości i staje się bardziej interesujący dla fizyka. Wydaje mi się tylko jako fizykowi, że wykład zasad hydrodynamiki zyskałby jeszcze na przejrzystości, gdyby bardziej konsekwentnie stosować reguły analizy wektorowej, a mniej rozpisywać wzory na składowe, ale metoda autora jest chyba lepiej dopasowana do wiadomości matematycznych studentów politechnik.

*Bronisław Średniawa*

A. P. Miszina, I. W. Proskuriakow: **Algebra wyższa**. Tłumaczyli z rosyjskiego T. Bażańska i M. Kolupa. PWN, Warszawa 1966, stron 336

Fizycy lub inni specjaliści, stosujący matematykę jako narzędzie pracy, napotykać często sytuacje, w których muszą skorzystać z różnych metod matematycznych bez konieczności studiowania teorii i dowodów, na których te metody się opierają. W takich przypadkach pożyteczne są książki matematyczne o charakterze informacyjnym, zawierające podstawowe definicje i twierdzenia pewnego działu matematyki wraz z przykładami wyjaśniającymi treść twierdzeń i pokazującymi jak należy je stosować. Taką właśnie książką, a właściwie repetytorium algebry wyższej, jest omawiany podręcznik.

Książka dzieli się na cztery rozdziały. W pierwszym rozdziale omówione są definicje i twierdzenia o wyznacznikach i różnych metodach rozwiązywania równań liniowych. Rozdział drugi poświęcony jest teorii macierzy, form dwuliniowych i kwadratowych. W rozdziale trzecim



przedstawiona jest algebra wielomianów jednej i wielu zmiennych, podane wzory interpolacyjne Lagrange'a i Newtona, omówione metody znajdowania pierwiastków wielomianów i sposoby znajdowania ich ograniczeń. Rozdział czwarty nosi inny charakter, stanowi mianowicie wstęp do algebry współczesnej. Omówione są w nim podstawowe pojęcia i twierdzenia odnoszące się do grup, pierścieni, ciał algebr i struktur. Książka kończy się wykazem symboli i obszernym skorowidzem.

Posiadanie tej książki i posługiwanie się nią w razie potrzeby pozwoli zaoszczędzić nieco czasu tym, którzy używają matematyki jako narzędzia pracy, a studentom może przydać się w przygotowaniu do egzaminu, gdyż znajdą w niej zestawienie podstawowych pojęć i twierdzeń algebry.

*Bronisław Średniawa*

### Członkowie korespondenci PAN

Rada Państwa na posiedzeniu w dniu 18 czerwca 1969 r. zatwierdziła dokonany przez Zgromadzenie Ogólne Polskiej Akademii Nauk wybór członków korespondentów PAN: profesora zwyczajnego, przewodniczącego Rady Naukowej Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie Jerzego Gierulę i profesora zwyczajnego Uniwersytetu Jagiellońskiego, dyrektora Instytutu Fizyki Jądrowej W Krakowie, Andrzeja Hrynkiwicza.

### Nie mogą znaleźć kwarków

Dwa ostatnie doświadczenia są dalszym etapem bezowocnych poszukiwań kwarków — cząstek z ułamkowym ładunkiem elektronu. W Sierpuchowie Y. Antipov z współpracownikami używali protonów o najwyższej osiągalnej obecnie energii 70 GeV. Kwarki i antykwarki mogą być teoretycznie produkowane w zderzeniach protonów i stabilnych jąder. Szukano kwarków w rozproszeniu do przodu. Warunki eksperymentu nastawione były na kwarki o ładunku  $2/3 e$ , mniej natomiast na  $1/3 e$ . Trzydzieści osiem przypadków zostało wydzielonych dla sprawdzenia czy spełniają pięć warunków, które powinny spełniać kwarki. Wszystkie przypadki odrzucono, ponieważ nie spełniały co najmniej dwu warunków. Otrzymano tylko bardzo małą wielkość różniczkowego przekroju czynnego na produkcji kwarków w zderzeniach nukleon-nukleon.

Inną próbę przeprowadził Y. Fukushima z współpracownikami badając produkty wysokoenergetycznych, ale sporadycznych

promieni kosmicznych. Użyto zespołu dwunastu liczników i komorę iskrową. Zapisywano kształt i wysokość impulsów zespołów liczników. Jeżeli wszystkie impulsy były rzędu od  $1/27$  do  $2/3$  wysokości impulsu cząstki jonizującej, to przypadek rejestrowano. Znalezione dwadzieścia pięć takich przypadków spełniających warunek dla cząstek z ładunkiem  $1/3 e$ . Jednak po przeanalizowaniu wysokości impulsów, przeprowadzeniu testu czasowego i porównania z danymi z komory iskrowej przekonano się, że pozostaje tylko jeden przypadek i ten zdarzył się w momencie, gdy komora była zamknięta.

### Zastosowanie efektu Mössbauera

Konferencja w Tihany (16—23 czerwca 1969 r.) była czwartą konferencją na temat zastosowania efektu Mössbauera, zorganizowaną przez kraje socjalistyczne. Poprzednie odbyły się w Dubnej 1962, w Moskwie 1966, w Warnie 1967. Obecna konferencja została zorganizowana przez Węgierską Akademię Nauk i Węgierskie Towarzystwo Fizyczne.

Program konferencji obejmował przede wszystkim zagadnienia związane z zastosowaniem efektu Mössbauera do badań struktury ciał stałych, do badań magnetyzmu, przejść fazowych, dynamiki sieci krystalicznej, struktury elektronowej, zjawisk relaksacyjnych i własności chemicznych ciał stałych.

Na konferencji ogłoszono ogółem 100 referatów, w tym około 10 przeglądowych. Uczestniczyło w konferencji około 120 fizyków z 20 krajów, w tym 8 z Polski. Referaty będą opublikowane w *Materiałach Konferencji*, które ukażą się prawdopodobnie w grudniu br.

## Struktura kryształów pod wysokim ciśnieniem

Diagramy fazowe dla wielu kryształów przy dużych ciśnieniach są znane tylko w ogólnych zarysach. Jeszcze mniej wiadomo o fazach wytworzonych przy dużych ciśnieniach. Jest to spowodowane trudnościami konstruowania naczyń, które wytrzymuje takie ciśnienia, a jednocześnie przepuszcza promienie  $X$ , pozwalające na pomiary dyfrakcyjne. Wiele wyników otrzymano ścisłując polikryształ w diamentowych okładkach. Jednak w tego rodzaju urządzeniach powstają bardzo duże gradienty ciśnień, które są źródłem znacznych błędów pomiarowych. Ostatnio Weir, Piermarini i Bloch opublikowali pracę, w której pomiary dyfrakcyjne promieni  $X$  wykonano na monokryształach poddanych wysokim ciśnieniom hydrostatycznym. W ich doświadczeniu kryształ był umieszczony w otworze wywierconym w podkładce berylowej, którą ścisłano w diamentowych okładkach. Promienie  $X$  linii  $K_{\alpha}$  srebra przechodziły przez okładki diamentowe, a rozpraszaly się na monokryształ. Niektóre fazy otrzymano badając kryształy przy ciśnieniach bliskich temperaturze topnienia i zostawiając pewną ilość cieczy w kontakcie z kryształem, inne otrzymano przez przejścia fazowe kryształ-kryształ. Pomiary wykazały, że na przykład faza  $CCl_4I$  otrzymana w temperaturze pokojowej przy ciśnieniu 1,3 kbara jest romboedryczna, a struktura  $CCl_4II$  otrzymana przez ochładzanie  $CCl_4I$  do pokojowej temperatury przy dużym ciśnieniu jest jednoskośna. Podobnych przykładów można przytoczyć wiele.

Obecnie prowadzi się również prace dyfrakcji neutronów na próbkach poddanych wysokim ciśnieniom.

### Czy istnieją fale grawitacyjne ?

Z rozważań teoretycznych wynika, że fale grawitacyjne podobnie jak elektromagnetyczne są falami poprzecznymi i rozchodzą się w próżni z prędkością światła. Einstein po raz pierwszy otrzymał przybliżone rozwiązanie równań ogólnej teorii

względności właśnie w postaci fal grawitacyjnych. Wydaje się obecnie, że ostatnie obserwacje potwierdziły ich istnienie. W grudniu zeszłego roku zanotowano siedemnaście przypadków, gdy zaburzenia — najprawdopodobniej fale grawitacyjne — przeszły jednocześnie przez detektory w Argonne National Laboratory w Illinois, oraz University of Maryland. Oba ośrodki odległe są od siebie o około 1000 km. Szansa przypadkowych koincydencji spowodowanych falami elektromagnetycznymi lub zaburzeniami sejsmicznymi jest znacznie mniejsza niż obserwowane przypadki. Detektorami były kryształy piezoelektryczne umieszczone w aluminiowych cylindrach. Użyto czterech detektorów. Eksperyment prowadzono 81 dni szukając fal grawitacyjnych w wąskim przedziale częstości około 1660 Hz. W przyszłości przewiduje się poprawienie czasowej zdolności rozdzielczej urządzenia Argonne-Maryland i szukanie fal grawitacyjnych w zakresie, gdzie Ziemia może być użyta jako detektor. Proponuje się również umieszczenie detektorów na Księżycu, ponieważ zaburzenia sejsmiczne powinny tam być znacznie mniejsze. Również koincydencje między księżycowymi i ziemskimi detektorami mogłyby dostarczyć wiadomości o promieniowaniu grawitacyjnym.

### Odkrycie własności ferromagnetycznych Pr i Nd

Dwa pierwiastki powiększyły liczbę materiałów ferromagnetycznych. Odkryto, że kubiczne płaskocentrowane fazy prazeodymu i neodymu stają się ferromagnetykami w temperaturach odpowiednio 8,7° K i 29° K. Odkrycie to jest nie tylko interesujące z punktu widzenia dodania dwu pierwiastków ferromagnetycznych do listy już istniejących, ale również z powodu mechanizmu powstania ferromagnetyzmu w tych kryształach. Atomy tych kryształów nie posiadają momentów magnetycznych. Powstanie stanu ferromagnetycznego jest związane z oddziaływaniem elektronów w siatce krystalicznej, niszczące niemagnetyczną symetrię. Oba pierwiastki posiadają singletowy stan elektronowy, który pod wpływem oddziaływania z elektronami przewodnictwa

rozszczepia się na stany będące magnetycznymi. Kalorymetryczne pomiary ciepła właściwego nie dają anomalii przy temperaturze Curie. Jest to spowodowane tym, że wyraz entropii w energii swobodnej jest prawie dokładnie zrównoważony przez energię rozszczepienia pola krystalicznego.

### Spektroskopia jądrowa i teoria jądra

W dniach od 1 do 5 lipca 1969 r. w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej odbyła się XI Konferencja Spektroskopii Jądrowej i Teorii Jądra. W porównaniu z poprzednią Konferencją ta należała do małych. Uczestniczyli w niej fizycy z krajów socjalistycznych.

Zgłoszono około 100 prac. Obrady odbywały się w Laboratorium Fizyki Teoretycznej ZIBJ od 10 do 13 przed południem i pomiędzy 16 a 19 po południu. Otwarcia konferencji dokonał wicedyrektor ZIBJ prof. N. Sodnom (Mongolia).

Wygłoszono około 50 referatów. Do najciekawszych problemów poruszanych na Konferencji należy spektroskopia na wiązce. Prace z spektroskopii jądrowej „on-line“ przeprowadzone w CERN-ie wg programu „ISOLDE“ przedstawił Jastrzębski (Świerk). G. Musiol (Drezno) przedstawił prace z spektroskopii jądrowej, robione na wiązce protonów synchrocyklotronu w Dubnej wg programu „JaSNAPP“ (Jądrowa Spektroskopia na Wiązce Protonów). Na uwagę zasługuje praca wygłoszona przez W. Neuberta *Nowe dane eksperymentalne w obszarze nowej deformacji*, w której autor dla wytłumaczenia ułożenia poziomów energetycznych dla jąder ciężkich wprowadza deformację ujemną.

Grupa K. Aleksandra i S. Chojnackiego przedstawiła referaty o stanach izomerycznych w  $^{203}\text{At}$  i  $^{208}\text{Po}$ , badanie rozpadu  $^{204}\text{At}$  i  $^{206}\text{At}$  oraz badanie własności jąder neutronowo-deficytowych cezu. Na Konferencji referowano również dużą grupę prac teoretycznych. N. I. Pyatov mówił o oddziaływaniu Coriolisa w nieparzystych jądrach zdeformowanych. Wzbudzenie poziomów wielocząstkowych przy rozpadzie beta przedstawił L. K. Peker. E. Berłowicz

omówił własności jąder bardzo odległych od obszaru stabilności.

Konferencja wykazała, że rozwój spektroskopii jądrowej jest ściśle związany z rozwojem metod pracy na wiązce i lepszym wykorzystaniem maszyn liczących.

Zamknięcia konferencji dokonał T. Żelew (Bułgaria). Sobota 7 lipca była przeznaczona na dyskusje w laboratoriach. Materiały konferencji będą publikowane w terminie późniejszym.

### Nowe izotopy

W Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie w grupie M. Gąsiora odkryto nowe izotopy  $^{97}\text{Pd}$  ( $T_{1/2} = 2,5$  min.) i  $^{113}\text{Te}$  ( $T_{1/2} = 11,5$  min.). Izotop  $^{113}\text{Te}$  otrzymano przez naświetlanie cząstkami alfa tarczy Sn wzbożonej do 63% w izotop  $^{112}\text{Sn}$ .

Izotop  $^{97}\text{Pd}$  otrzymano w reakcji  $^{86}\text{Ru}(\alpha, 3n)^{97}\text{Pd}$ . Izotopy Te i Pd wydzielono z tarczy Ru i Sn metodą odparowania w próżni.

### Układ zasilający sztuczne serce

W Stanach Zjednoczonych jest opracowywany izotopowy układ mocy do zasilania sztucznego serca. Badania te prowadzi Narodowy Instytut Serca. Szacuje się, że zainteresowanych podobnym urządzeniem jest około 700 000 osób.

Jako gorące źródło będzie użyty prawdopodobnie  $^{238}\text{Pu}$  lub  $^{147}\text{Pm}$ . Moc układu będzie regulowana w zakresie 1–7 W.

### Biblioteki przyszłości

Ekspertci od maszyn liczących i informacji wystąpili z poważną propozycją chaotycznego rozłożenia książek na półkach bibliotecznych, a nie według przyjętego schematu spisu autorów i zagadnień. A. D. Booth zaobserwował, że książki najczęściej pożyczane są ustawione na początku półki.

Jeżeli  $p_k$  jest prawdopodobieństwem, że  $k$ -ta książka jest pożyczona i książki będą oznakowane tak, że  $p_1 > p_2 > \dots > p_N$  ( $N$  — całkowita ilość książek) i jeżeli  $x_k$  jest odległością  $k$ -ej książki od początku półki, to  $X$  — odległość jaką przechodzi odszukana na półce książka jest zmienną chaotyczną z średnią wartością  $\mu = \sum x_k p_k$ , gdzie  $\mu$  posiada minimum wtedy, gdy  $x_1 < x_2 < \dots < x_N$ , tzn. na początku leży najczęściej pożyczana książka. Booth wyznacza  $\mu$  dla różnych kombinacji półek: liniowych, ustawionych równolegle i w gwiazdę, kołowych ustawionych koncentrycznie. W każdym przypadku  $\mu$  ma wartość mniejszą niż  $\mu$  dla konwencjonalnego ustawienia książek. Trudność jednak leży w tym, że

prawdopodobieństwo pożyczania książki  $p_k$  jest nieznane.

Tego rodzaju koncepcja mogła powstać tylko na widok potężnych bibliotek, takich jak Brytyjskie Muzeum, które posiada 158 milionów książek i z każdym rokiem przybywa dalsze dwa miliony. Jednak dla obecnych komputerów odnalezienie danej książki nie przedstawia trudności. Możliwe, że w przyszłości będą mechaniczne urządzenia zdejmujące książkę z półki, lub w następnym etapie książki będą zapisane na taśmach magnetycznych i odtwarzane w specjalnych czytelniach. Ale trudno dziś przewidzieć, czy wtedy będziemy mogli poszperać wśród książek interesującego nas działu?

## POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty czasopisma*

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—,  
rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

**Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma**

## TREŚĆ

J. Werle — Przemówienie otwierające uroczystości z okazji 80 rocznicy urodzin Profesora Wojciecha Rubinowicza . . . . .	523
J. Rayski — Osiemdziesięciolecie urodzin Profesora Wojciecha Rubinowicza . . . . .	527
W. Królikowski — Prace Profesora Wojciecha Rubinowicza nad promieniowaniem atomu . . . . .	531
B. Karczewski — Dorobek Profesora Wojciecha Rubinowicza w teorii dyfrakcji . . . . .	535
A. Jabłoński — O modelach w fizyce . . . . .	541
Z. Białynicka-Birula — Nadpromienistość . . . . .	547
Sz. Kraśnicki — Widma energetyczne sieci spinowej w kryształach magnetycznych zawierających domieszki . . . . .	559
K. Wojciechowski — Kwantowa teoria adsorpcji na metalach . . . . .	579
A. R. Giebułtowiec — O odległości hiperfokalnej . . . . .	607

## ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

J. Kostuch, W. Weisło — Zarys działalności Sekcji Dydaktycznej PTF podczas zjazdów fizyków polskich do r. 1939 . . . . .	625
--	-----

## KĄCIK JĘZYKOWY

J. Zieniuk — Jeszcze o terminie <i>Schliere</i> . . . . .	633
---	-----

## RECENZJE

J. Bukowski — Mechanika płynów ( <i>B. Średniawa</i> ) . . . . .	635
A. P. Miszina, I. W. Proskuriakow — Algebra wyższa ( <i>B. Średniawa</i> ) . . . . .	635

## KRONIKA

## CONTENTS

J. Werle — Opening Speech on the Occasion of the 80 <sup>th</sup> Birthday Celebration of Professor W. Rubinowicz . . . . .	523
J. Rayski — 80 <sup>th</sup> Birthday of the Professor W. Rubinowicz . . . . .	527
W. Królikowski — Scientific Activities of Professor W. Rubinowicz in the Field of Atomic Radiation. . . . .	531
B. Karczewski — Professor W. Rubinowicz's Contribution to the Diffraction Theory . . . . .	535
A. Jabłoński — On the Physical Models . . . . .	541
Z. Białynicka-Birula — Superradiancy . . . . .	547
Sz. Kraśnicki — Energy Spectra of the Spin Lattice in the Dotted Magnetic Crystals . . . . .	559
K. Wojciechowski — The Quantum Theory of Adsorption on Metals. . . . .	579
A. R. Giebułtowiec — On the Hyperfocal Length of Lenses . . . . .	607

## PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

J. Kostuch, W. Weisło — Polish Physical Society — A Review of the Work of the Didactic Section during the Congresses of Polish Physicists to the Year 1939 . . . . .	625
--	-----

## TERMINOLOGY QUESTIONS IN PHYSICS

## REVIEWS OF BOOKS

## CHRONICLE