

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XXIII

ZESZYT 3

1972

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Prof. dr ANDRZEJ TRAUTMAN
czł. koresp. PAN

Sekretarz
Doc. dr HALINA CHĘCIŃSKA

Skarbnik
Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu
Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Prof. dr KAROLINA LEIBLER
Prof. dr MACIEJ SUFFCZYŃSKI
Doc. dr JAN PETYKIEWICZ
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

- Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)
Doc. dr JERZY DERA (*Gdańsk*)
Doc. dr BOLESŁAW WYSŁOCKI (*Głiwice*)
Doc. dr ANDRZEJ PAWLIKOWSKI (*Katowice*)
Doc. dr JERZY JATCZAK (*Koszalin*)
Prof. dr JERZY RAYSKI (*Kraków*)
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)
Doc. dr HENRYK MAŁECKI (*Łódź*)
Dr MIECZYŚLAW PIRÓG (*Opole*)
Doc. dr JERZY MAŁECKI (*Poznań*)
Doc. dr CZESŁAW JANKIEWICZ (*Rzeszów*)
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)
Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)
Doc. dr EDMUND IGRAS (*Warszawa*)
Doc. dr ZBIGNIEW SIDORSKI (*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 XXIII, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1972

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weysenhoff, 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.

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

Nakład 2599 + 96 egz. Ark. wyd. 7,5. Ark. druk. 6⁵/₈ + 1 wkl.
Papier rotogr. kl. III. 70 × 100, 90 g.
Oddano do składania w lutym 1972
Podpisano do druku w maju 1972
Druk ukończono w maju 1972
Zam. 172/72 O-2. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4



Profesor dr Mieczysław Jeżewski

Józef Kalisz

Zakład Fizyki
Instytutu Towaroznawstwa WSE
Kraków

Profesor dr Mieczysław Jeżewski

(28. XI. 1890 — 28. XII. 1971)

Urodził się w Warszawie jako syn Adolfa, nauczyciela w Instytucie Głuchoniemych i Ociemniałych. Uczęszczał do IV Państwowego Gimnazjum w Warszawie, a po strajku szkolnym w roku 1905 do Szkoły Realnej Witolda Wróblewskiego w Warszawie. Ukończył ją w roku 1909 z odznaczeniem. W roku 1910 zdał egzamin z kursu Korpusu Kadetów w Warszawie celem uzyskania praw wojskowych oraz w tymże roku zapisał się jako student nadzwyczajny na Wydział Filozoficzny Uniwersytetu Jagiellońskiego. Po dwu latach studiów uzyskał prawa studenta zwyczajnego i indeks nr 12843. Podczas studiów słuchał wykładów z fizyki u profesorów: Natansona, Witkowskiego, Smoluchowskiego, a ponadto u profesorów: Śleszyńskiego, Heinricha, Zaręby, Olszewskiego, Brunera. W 1914 r. wybuch wojny zastał go w Warszawie i przerwał mu studia na cały okres wojenny. W tymże czasie był najpierw nauczycielem prywatnym, a następnie nauczycielem w Mławie. W roku 1915 ożenił się. W roku 1919 powrócił do Krakowa i rozpoczął na Uniwersytecie Jagiellońskim pracę doktorską na temat „O rezonancyjnej metodzie mierzenia stałych dielektrycznych”, na podstawie której uzyskał tytuł doktora filozofii dnia 30. X. 1920 r.

1. VII. 1919 r. został mianowany asystentem Akademii Górniczej w Krakowie. W tymże roku, jako szeregowiec, przeszedł przeszkolenie nadawania telegraficznego oraz ogólnego w dziale łączności. Po czteromiesięcznej służbie został zwolniony i z dniem 1. XI. 1919 r. przeniesiony do rezerwy. Uchwałą Kolegium Profesorów z dnia 6. VII. 1921 został na własne życzenie zwolniony z pracy w AG. Uchwałą Senatu Akademickiego UJ z dnia 8. VII. 1921 został na wniosek Rady Wydziału Filozoficznego zamianowany starszym asystentem przy Zakładzie Fizycznym na czas od 1 sierpnia 1921 do 31 lipca 1923 r., a uchwałą z dnia 17. X. 1923 r. nominacja ta została przedłużona do 30 maja 1925 r., a następnie powtórnie do 30 września 1926 r. 5. III. 1924 r. Ministerstwo Wyznań Religijnych i Oświecenia Publicznego zatwierdziło uchwałę Rady Profesorów, udzielając mu „veniam legendi” z zakresu fizyki doświadczalnej na Wydziale Filozoficznym UJ, rozszerzoną 4. XI. 1932 r. uchwałą Wydziału

Filozoficznego UJ, przyjętą przez Senat Akademicki na dydaktykę fizyki. Habilitację tę zatwierdziło Min. WR i OP w dniu 12. XII. 1932 r.

W tymże okresie dnia 1. IV. 1922 r. został mianowany zastępcą profesora zwyczajnego fizyki doświadczalnej na Uniwersytecie Jagiellońskim. 27. IV. 1923 r. został mianowany egzaminatorem z fizyki w Komisji Egzaminacyjnej Wydziału Lekarskiego UJ. W jesieni 1924 r. uzyskał roczny urlop i wyjechał do Zurychu jako stypendysta fundacji Rockefellera. Pracował tam, głównie w dziedzinie optyki, do 1. IX. 1924 r. Po powrocie z zagranicy objął kierownictwo Zakładu Fizyki oraz wykłady i prowadzenie ćwiczeń z fizyki w Akademii Górniczej w Krakowie. 30. I. 1926 r. został mianowany profesorem nadzwyczajnym fizyki. 19. IX. 1930 r. został mianowany egzaminatorem w Komisji Egzaminów Państwowych dla nauczycieli szkół średnich. Od 1922 r. z jednoroczną przerwą prowadził wykłady na Studium Pedagogicznym UJ z zakresu dydaktyki fizyki. W latach 1929/30, 1930/31, 1931/32 był dziekanem Wydziału Hutniczego AG. W maju 1934 został mianowany profesorem zwyczajnym fizyki. Dnia 15. XII. 1934 został wybrany przez Walne Zebranie członków Akademii Nauk Technicznych w Warszawie na członka korespondenta, a 12. XII. 1936 na członka czynnego. Dnia 14. VI. 1937 został wybrany przez Walne Zgromadzenie członków Polskiej Akademii Umiejętności na członka korespondenta Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego, a 5. VI. 1948 na członka czynnego. Po drugiej wojnie światowej był jej wiceprezesem, a w końcu ostatnim prezesem.

Dnia 6. XI. 1939 został aresztowany przez Niemców i wywieziony do obozu koncentracyjnego Sachsenhausen, skąd wrócił 8. II. 1940 r. Podczas okupacji uczył w Szkole Górniczo-Hutniczo-Mierniczej założonej przez profesorów Akademii Górniczej. W latach 1945/46 oraz 1946/47 był prorektorem Akademii Górniczo-Hutniczej. W latach 1950/54 wykładał w Państwowej Wyższej Szkole Pedagogicznej w Krakowie, gdzie w dniu 3. VII. 1951 został powołany na Członka Komisji Państwowych Uproszczonej Egzaminów na Nauczycieli Szkół Średnich z zakresu Fizyki. W latach 1945/6 był współorganizatorem i stałym prezesem zarządu Spółdzielni Wydawniczej Pracowników Technicznych Szkół Akademickich z siedzibą w Akademii Górniczo-Hutniczej. Dnia 1. X. 1960 r. został przeniesiony na emeryturę. 17 stycznia 1969 r. staraniem Jego wychowanków został urządzony Mu Jubileusz w Akademii Górniczo-Hutniczej z okazji 50-lecia lat pracy w Szkolnictwie Zawodowym i Wyższym. Charakterystykę jego działalności przedstawili zebrani profesorowie A. Krupkowski i M. Mięśowicz.

Był członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego od chwili jego powstania oraz piastował funkcje przewodniczącego Oddziału Krakowskiego w r. 1958/60. Z ramienia Zarządu Głównego PTF był aż do ostatniej chwili życia przewodniczącym Komitetu „Komisji dla Spraw Podręcznika Fizyki”. Z ramienia Ministerstwa Oświaty i Szkolnictwa Wyższego pełnił też do ostatniej chwili życia funkcję przewodniczącego Komisji d/s Programów i Podręczników Szkolnych.

Do działalności pedagogicznej w Akademii Górniczej, a później Akademii Górniczo-Hutniczej należą również wykonane pod jego kierunkiem prace magisterskie (Kalisza, Morstinównej, Œwiklińskiego, Kaweckiego, Karamary, Jędrzejczyka oraz Zbylutowskiej), prace doktorskie (Rozentala, Urbańskiego, Glücksmanna, Kaweckiego, Kalisza oraz Wierzbickiego) oraz prace habilitacyjne (Mięslowicza, Kameckiego).

Za swą działalność uzyskał odznaczenia: Złoty Krzyż Zasługi (1946), Medal Zwycięstwa i Wolności (1949), Medal 10-lecia Polski Ludowej (1955), Krzyż Oficerski Orderu Odrodzenia Polski (1959) oraz Złotą Odznakę „Za pracę Społeczną dla Miasta Krakowa” (1969).

Działalność naukowa

Podczas swej działalności naukowo-pedagogicznej opublikował 107 prac w latach od 1920—1971 r. Pierwszą publikacją była praca z zakresu pomiaru stałej dielektrycznej metodą rezonancyjną, opublikowana w Biuletynie Akademii Umiejętności w r. 1920. Z zakresu pomiarów stałej dielektrycznej pochodzą jego najcenniejsze prace naukowe. Polska Akademia Umiejętności przyznała mu dwukrotnie nagrodę z funduszu Konstantego Simona — pierwszy raz 23 maja 1921 r. za prace dotychczas opublikowane, a drugi raz w dniu 4 lipca 1922 r. za pracę *O zależności stałej dielektrycznej cieczy od temperatury i gęstości*. Także Towarzystwo Naukowe Warszawskie w dniu 14 grudnia 1927 r. przyznało mu nagrodę im. Mirosława Kernbauma za cykl prac nad wpływem pola magnetycznego i elektrycznego na stałą dielektryczną ciekłych kryształów. Komitet Ministrów do Spraw Kultury w dniu 21. VII. 1949 r. przyznał mu również Państwową Nagrodę II stopnia za osiągnięcia w dziedzinie nauki, techniki i organizacji pracy za rok 1945.

Wykrycie wpływu pola magnetycznego i elektrycznego na przenikalność dielektryczną ciekłych kryształów oraz opracowanie rezonancyjnej metody pomiarów stałej dielektrycznej, to trwały wkład jego pracy do nauki światowej uwieczniony pracami całego swego życia, bo pierwszą pracą w 1920 r. i ostatnią o stałej dielektrycznej benzenu w 1970 r. Na ten temat opublikował 35 prac sam lub wspólnie z innymi (Zakrzewski, Mięslowicz, Kamecki, Wierzbicki, Morstin). Drugą dziedziną jego pracy, bardzo blisko związaną z poprzednią, to prace badawcze nad elektrolitami, przeważnie nad przewodnictwem i pojemnością oporności elektrolitycznej. Na ten temat opublikował 5 prac. Tuż przed wybuchem drugiej wojny światowej wspólnie z M. Mięslowiczem zajmowali się badaniami związanymi z działalnością liczników Geigera-Müllera. Prace te zostały uwieńczone publikacją w roku 1946.

Po drugiej wojnie światowej zajął się praktycznym zastosowaniem zmian pola magnetycznego do badania uszkodzeń wewnętrznych lin stalowych. Wraz z L. Szklarskim, który wniósł szereg istotnych elementów do zbudowanej przez nich aparatury, i Z. Kaweckim uzyskali kilka patentów oraz ogłosili na

ten temat 12 prac naukowych. Ich wynalazek jest stosowany powszechnie przy badaniu uszkodzeń lin nośnych Polskich Kolei Linowych oraz sprzedawany odbiorcom zagranicznym. Wynalazek ten ma tak duże praktyczne znaczenie, iż autorowie zostali zaproszeni do Londynu, Rzymu przez Kongresy Naukowe celem wygłoszenia referatów na ten temat. Również po wojnie M. Jeżewski podjął nowy temat związany z badaniem zjawiska ferroelektrycznego w tytanianie baru i opublikował na ten temat trzy prace.

Działalność naukową z zakresu dydaktyki i metodyki fizyki rozpoczął od napisania książki *Nauczanie fizyki*, za którą uzyskał habilitację z zakresu dydaktyki fizyki. Do tej dziedziny możemy zaliczyć aż 9 publikacji i książek. Był wybitnym popularyzatorem fizyki i w tej dziedzinie przekazał społeczeństwu aż 18 różnych publikacji. Wraz z inżynierem Fabianim opublikował *Tablice matematyczno-fizyczne*, z Kaliszem *Tablice wielkości fizycznych* oraz podręcznik dla studentów wyższych szkół technicznych *Fizyka*, który doczekał się 8 wydań w postaci skryptu oraz 11 wydań książkowych. Podręcznik *Fizyka ogólna* doczekał się dwóch wydań — jest on przeznaczony dla nauczycieli szkół średnich. Napisał również skrypt *Elementy fizyki teoretycznej* oraz skrypt *Przewodnik metodyczny do podręcznika „Fizyka”*. Napisał również recenzję książki R. Resnicka i D. Hallidaya, a do Zeszytów Naukowych AGH artykuł pt. *Rozwój Katedry Fizyki I i jej kierunki pracy*. W pracy tej scharakteryzował najważniejsze kierunki pracy prowadzone w latach powojennych w Katedrze Fizyki przez niego kierowanej.

Wszystkie jego prace cechowała nadzwyczajna staranność wykonania dowodów, w których wykonywaniu był niedoścignionym mistrzem, a także we wszystkich publikacjach staranność i piękność budowy zdań. Prace i podręczniki zawsze bardzo starannie i sumiennie przeglądał przed drukiem. Wszystkie one cechują się niespotykaną często u innych jasnością wykładu.

Prace opublikowane przez Prof. dra Mieczysława Jeżewskiego

I. METODA REZONACYJNA I PRZENIKALNOŚĆ DIELEKTRYCZNA. PRZEWODNICTWO ELEKTROLITÓW

1. *Sur la détermination des constantes diélectriques par la méthode de résonance électrique*, Bull. Acad. Polon., 88 (1920).
2. *O rezonacyjnej metodzie mierzenia stałych dielektrycznych*, Rozprawy Wydz. Mat-Przyr. PAU, 73 (1920).
3. *Sur la variation des constantes diélectriques et des densités de quelques liquides avec température*, Bull. Acad. Polon., 105 (1921).
4. *O zależności stałych dielektrycznych i gęstości niektórych cieczy od temperatury*, Rozprawy Wydz. Mat.-Przyr. PAU, 85 (1921).
5. *Sur la variation des constantes diélectriques et des densités de quelques liquides avec la température*, J. Phys. Rad., 3, 293 (1922).
6. *Sur l'emploi du galvanomètre d'Eindhoven comme galvanomètre de résonance*, Bull. Acad. Polon., 43 (1922), (wspólnie z C. Zakrzewskim).
7. *Sur la prétendue dépendence de la conductibilité électrique des électrolytes de la fréquence du courant*, Bull. Acad. Polon., 25 (1923), (wspólnie z C. Zakrzewskim).

8. *Influence du champ magnétique sur les constantes diélectriques des cristaux liquides*, Bull. Acad. Polon., 43 (1923).
9. *O wpływie pola magnetycznego na stałą dielektryczną ciekłych kryształów*, Rozprawy Wydz. Mat.-Przyr. PAU, 63, 159 (1924).
10. *Influence du champ magnétique sur les constantes diélectrique des cristaux liquides*, J. Phys. Rad., 5, 59 (1924).
11. *Über elektrische Anisotropie kristallinischer Flüssigkeiten*, Bull. Acad. Polon., 263 (1926).
12. *Über elektrische Anisotropie der kristallinischer Flüssigkeiten*, Z. Phys., 40, 153 (1926).
13. *Über Resonanz in einem Schwingungskreise mit parallel geschaltetem Widerstand*, Z. Phys., 43, 442 (1927).
14. *Über Resonanz in einem Schwingungskreise mit parallel geschaltetem Widerstand*, Bull. Acad. Polon., 219 (1927).
15. *O rezonansie elektrycznym w obwodzie, w którym kondensator jest zwarty opornością*, Przegląd Radiotechniczny, 7, 73 (1927).
16. *Über elektrische Schwingungen in zusammengesetzten Kreisen und über die Kapazitätsmessung von Widerständen und Spulen nach der Resonanzmethode*, Bull. Acad. Polon., 15 (1928).
17. *Über elektrische Schwingungen in zusammengesetzten Kreisen und über die Kapazitätsmessung von Widerständen und Spulen nach der Resonanzmethode*, Phys. Z., 48, 123 (1928).
18. *O drganiach elektrycznych w obwodach złożonych i o sposobie mierzenia pojemności oporów i cewek przy pomocy metody rezonancyjnej*, Przegląd Radiotechniczny, 4, 25 (1928).
19. *Über den Einfluss des elektrostatischen Feldes auf die Dielektrizitätskonstante der Körper in nematischer Phase (flüssige Kristalle)*, Phys. Z., 51, 159 (1928).
20. *Über dielektrische Anisotropie der nematischen Flüssigkeiten im magnetischen Felde*, Bull. Acad. Polon., 397 (1928).
21. *Über dielektrische Anisotropie der nematischen Flüssigkeiten im magnetischen Felde*, Z. Phys., 52, 268 (1929).
22. *Über die dielektrischen Eigenschaften der nematischen Flüssigkeiten im gleichzeitigen magneto- und elektrostatischen Felde*, Phys. Z., 52, 878 (1929).
23. *O dielektrycznych własnościach ciał w fazie nematycznej*, Sprawozdania i Prace PTF, 4, 157 (1929).
24. *Application de la méthode de résonance à la détermination des constantes diélectriques des électrolytes aqueux*, CR Acad. Polon., (1932).
25. *Constantes diélectriques d'électrolytes aqueux*, CR Acad. Polon., (1932), (wspólnie z J. Kameckim).
26. *Über die Verwenbarkeit der Resonanzmethode zur Messung von Dielektrizitätskonstanten wässriger Elektrolytlösungen*, Phys. Z., 34, 88 (1933).
27. *Die Dielektrizitätskonstanten verdünnter starker Elektrolyte*, Phys. Z., 34, 561 (1933), (wspólnie z J. Kameckim).
28. *Über den thermischen, vom magnetischen Felde herforgerufenen Effekt in anisotropen Flüssigkeiten und den Einfluss des elektrischen Feldes auf denselben*, Phys. Z., 36, 107 (1935), (wspólnie z M. Mięśowiczem).
29. *Über die Leitfähigkeit mesomorpher Körper in nematische Phase*, Acta Phys. Polon., 4, 97 (1935), (wspólnie z M. Mięśowiczem).
30. *Dielektrizitätskonstanten verdünnter, starker Elektrolyten in verschiedenen Temperaturen*, Bull. Acad. Polon., 1 (1935), (wspólnie z M. Wierzbickim i J. Kameckim).
31. *Neue Messungen der Dielektrizitätskonstanten starker Elektrolyte und die Debye-Falkenhagensche Theorie*, Phys. Z., 37, 52 (1936).
32. *Über elektrischen Schwingungen in induktiv gekoppelten Kreisen*, Ann. Acad. Sci. Techn., 3, 137 (1937).
33. *O określeniu wilgotności drewna przy pomocy pomiarów elektrycznych i o nowym aparacie do mierzenia wilgotności*, Prace Rolniczo-Leśne PAU, 71, 32 (1953).
34. *New low dead capacity condensers for measuring dielectric constants of liquids*, Acta Phys. Polon., 14, 483 (1935).

35. *Test capacitors for absolute measurements of the permittivity of liquids*, J. Sci. Instrum., **3** (1970).
36. *O prądach elektrycznych w elektrolitach i o zagadnieniu elektrolitów mocnych*, Fizyka i Chemia w Szkole, **5**, 33 (1933).
37. *Über die Kapazität von elektrolytischen Widerständen*, Phys. Z., **35**, 748 (1934).
38. *Über die Leitfähigkeit des para-Azoxyanisols*, Acta Phys. Polon., **3**, 279 (1934), (wspólnie z M. Mięslowiczem).
39. *On the Immersion method of measuring the dielectric permittivity of solids as compared to other methods*, Acta Phys. Polon., **25**, 187 (1964), (wspólnie z T. Morstin i M. Wierzbickim).
40. *Wyznaczanie wilgotności drewna za pośrednictwem pomiarów pojemności elektrycznej*, Fizyka w Szkole, **10**, 12 (1964).

II. PRACE Z DZIEDZINY FERROELEKTRYCZNOŚCI. LICZNIKI G-M

41. *Étude des compteurs de Geiger-Müller*, Ann. Acad. Sci. Techn., **7**, 41 (1946), (wspólnie z M. Mięslowiczem).
42. *Dependence of the dielectric properties of ceramic BaTiO₃ for high frequency currents on the technology of the preparation of samples*, Acta Phys. Polon., **14**, 395 (1955), (wspólnie z T. Piechem).
43. *Double thermal hysteresis loop of the permittivity in BaTiO₃ ceramics*, Acta Phys. Polon., **26**, 212 (1964), (wspólnie z T. Piechem i S. Glücksmanem).
44. *Thermal hysteresis of ceramic BaTiO₃ in the low phase transition point*, Acta Phys. Polon., **31**, 883 (1967), (wspólnie z T. Piechem i S. Glücksmanem).

III. PRACE O USZKODZENIACH WEWNĘTRZNYCH LIN

45. *Ulepszona elektromagnetyczna metoda badania lin kopalnianych*, Biul. Inst. Nauk. Bad. Przem. Węgl., **2**, 1, (wspólnie z L. Szklarskim).
46. *Ulepszona elektromagnetyczna metoda badania lin drucianych*, Czasopismo Techn., **1** (1948), (wspólnie z L. Szklarskim).
47. *Przyrząd do magnetycznego badania lin kopalnianych magnesowanych podłużnie przy pomocy elektromagnesu*, Patent Nr 33472 (1949), (wspólnie z L. Szklarskim).
48. *Aparat do badania lin stalowych*, Horyzonty Techniki, **1**, 17 (1950), (wspólnie z L. Szklarskim).
47. *Przyrząd do magnetycznego badania lin stalowych magnesowanych podłużnie*, Patent Nr 34172 (1951), (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).
48. *New improvements of magnetic wire ropes testing method*, Bull. Acad. Polon., **1**, 1 (1951), (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).
49. *Investigation of the magnetic leakage fields deriving from defects in wire ropes in connection with the magnetic wire rope testing method*, Arch. Elektrotech., **3**, 127 (1954), (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).
50. *Polski aparat do wykrywania uszkodzeń w linach stalowych*, Fizyka w Szkole, **2**, 77 (1956).
51. *Polnisches Verfahren zur magnetischen Prüfung der Drahtseile und Untersuchungen über die Genauigkeit dieser Methode*, 1° Congresso Internazionale dei Trasporti a Fune, Roma, 13-19 maggio, **59** (1957), (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).
52. *Theoretisches und Experimentelles über das elektromagnetische Verfahren der Drahtseilprüfung*, Glückauf., **95**, 1067 (1959), (wspólnie z Z. Kaweckim).
53. *Przyrząd do magnetycznego badania lin stalowych magnesowanych podłużnie*, Patent dodatkowy Nr 42151 do Patentu 34170 (1959), (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).
54. *Grundlagen des elektromagnetischen Verfahren zur Untersuchung der Stahldrahtseile und Ergebnisse der praktischen Anwendung*, Internationale Berg- und Seilbahn-Rundschau, **4**, 14 (104) (1961), Sonderausgabe I (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).

35. *Test capacitors for absolute measurements of the permittivity of liquids*, J. Sci. Instrum., 3 (1970).
36. *O prądach elektrycznych w elektrolitach i o zagadnieniu elektrolitów mocnych*, Fizyka i Chemia w Szkole, 5, 33 (1933).
37. *Über die Kapazität von elektrolytischen Widerständen*, Phys. Z., 35, 748 (1934).
38. *Über die Leitfähigkeit des para-Azoxyanisols*, Acta Phys. Polon., 3, 279 (1934), (wspólnie z M. Mięśowiczem).
39. *On the Immersion method of measuring the dielectric permittivity of solids as compared to other methods*, Acta Phys. Polon., 25, 187 (1964), (wspólnie z T. Morstin i M. Wierzbickim).
40. *Wyznaczanie wilgotności drewna za pośrednictwem pomiarów pojemności elektrycznej*, Fizyka w Szkole, 10, 12 (1964).

II. PRACE Z DZIEDZINY FERROELEKTRYCZNOŚCI. LICZNIKI G-M

41. *Étude des compteurs de Geiger-Müller*, Ann. Acad. Sci. Techn., 7, 41 (1946), (wspólnie z M. Mięśowiczem).
42. *Dependence of the dielectric properties of ceramic BaTiO₃ for high frequency currents on the technology of the preparation of samples*, Acta Phys. Polon., 14, 395 (1955), (wspólnie z T. Piechem).
43. *Double thermal hysteresis loop of the permittivity in BaTiO₃ ceramics*, Acta Phys. Polon., 26, 212 (1964), (wspólnie z T. Piechem i S. Glücksmanem).
44. *Thermal hysteresis of ceramic BaTiO₃ in the low phase transition point*, Acta Phys. Polon., 31, 883 (1967), (wspólnie z T. Piechem i S. Glücksmanem).

III. PRACE O USZKODZENIACH WEWNĘTRZNYCH LIN

45. *Ulepszona elektromagnetyczna metoda badania lin kopalnianych*, Biul. Inst. Nauk. Bad. Przem. Węgl., 2, 1, (wspólnie z L. Szklarskim).
46. *Ulepszona elektromagnetyczna metoda badania lin drucianych*, Czasopismo Techn., 1 (1948), (wspólnie z L. Szklarskim).
47. *Przyrząd do magnetycznego badania lin kopalnianych magnesowanych podłużnie przy pomocy elektromagnesu*, Patent Nr 33472 (1949), (wspólnie z L. Szklarskim).
48. *Aparat do badania lin stalowych*, Horyzonty Techniki, 1, 17 (1950), (wspólnie z L. Szklarskim).
47. *Przyrząd do magnetycznego badania lin stalowych magnesowanych podłużnie*, Patent Nr 34172 (1951), (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).
48. *New improvements of magnetic wire ropes testing method*, Bull. Acad. Polon., 1, 1 (1951), (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).
49. *Investigation of the magnetic leakage fields deriving from defects in wire ropes in connection with the magnetic wire rope testing method*, Arch. Elektrotech., 3, 127 (1954), (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).
50. *Polski aparat do wykrywania uszkodzeń w linach stalowych*, Fizyka w Szkole, 2, 77 (1956).
51. *Polnisches Verfahren zur magnetischen Prüfung der Drahtseile und Untersuchungen über die Genauigkeit dieser Methode*, 1^o Congresso Internazionale dei Transporti a Funne, Roma, 13-19 maggio, 59 (1957), (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).
52. *Theoretisches und Experimentelles über das elektromagnetische Verfahren der Drahtseilprüfung*, Glückauf, 95, 1067 (1959), (wspólnie z Z. Kaweckim).
53. *Przyrząd do magnetycznego badania lin stalowych magnesowanych podłużnie*, Patent dodatkowy Nr 42151 do Patentu 34170 (1959), (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).
54. *Grundlagen des elektromagnetischen Verfahren zur Untersuchung der Stahldrahtseile und Ergebnisse der praktischen Anwendung*, Internationale Berg- und Seilbahn-Rundschau, 4, 14 (104) (1961), Sonderausgabe 1 (wspólnie z L. Szklarskim i Z. Kaweckim).

IV. PODRĘCZNIKI I KSIĄŻKI

55. *Radiotelegrafia i radiotelegrafia*, M. Arct 1927.
56. *Radioodbiorniki lampowe*, M. Arct 1927 (wspólnie z A. Janikiem).
57. *Nauczanie fizyki*, Książnica — Atlas 1932.
58. *Tajemnice rurki próżniowej. Promienie katodowe dodatnie*. Państwowe Wyd. Książek Szkolnych 1938.
59. *Słownik polskich wyrazów technicznych. Elektryczność i magnetyzm*, Ak. N. Techn. 1938 (wspólnie z L. Wertensteinem i W. Pogorzelskim).
60. *Zarys radiotechniki i zasad telewizji*, Spół. Wyd. Prac. Tech. Szk. Akad. 1947.
- 61/68. *Fizyka*. Skrypt, SSAG-1939, Spół. Wyd. Prac. Tech. Szk. Akad. 4 wyd. (PWN 3 wyd.).
- 69/79. *Fizyka*, PWN, 11 wydań.
80. *Tablice matematyczne czterocyfrowe*, Sp. Wyd. Prac. Tech. Szk. Akad. 1948 (wspólnie z S. Fabianim).
81. *Nauczanie fizyki*, PZWS (wspólnie z Cz. Fotymą).
82. *Elementy fizyki teoretycznej*, Skrypt, PWN 1954.
83. *Tablice wielkości fizycznych*, PWN 1957 (wspólnie z J. Kaliszem).
84. *Przewodnik metodyczny do podręcznika Fizyka*. Skrypt, Cz. I, Cz. II, wyd. Studium Zaocznego Politechniki Warszawskiej 1957.
- 85/87. *Fizyka ogólna*. Podręcznik dla Studiów Nauczycielskich, Cz. I i II, PZWS, dwa wydania.

V. PRACE POPULARYZATORSKIE I INNE

88. *O nowych badaniach i odkryciach w dziedzinie widma elektromagnetycznego*, Wiedza i Życie 1928.
89. *Materiały do polskiego słownictwa fizycznego*, Sprawozdania i Prace PTF 1929 (wspólnie z J. Weyssenhoffem i W. Kapuścińskim).
90. *Czy do nauki szkolnej należy włączyć działy nowoczesnej fizyki?*, Fizyka i Chemia w Szkole, 2, 16 (1933).
91. *Braki maturzystów w zakresie fizyki*, Fizyka i Chemia w Szkole, 3, 38 (1933).
92. *Objektywny pokaz ruchów Browna*, Fizyka i Chemia w Szkole, 3, 33 (1933).
93. *Dydaktyka fizyki*, Encyklopedia Wychowania, Nasza Księgarnia 1936.
94. *Własności promieniowania, materii i nowa mechanika*, Przegląd Mechaniczny, 3, 257 (1937).
95. *W sprawie nauczania elektryczności w nowym gimnazjum*, Fizyka i Chemia w Szkole, 8, 318 (1937).
96. *W sprawie nauczania elektryczności w gimnazjum* (art. drugi), Fizyka i Chemia w Szkole, 9, 49 (1937).
97. *Przenoszenie obrazów na drodze elektrycznej i telewizja*, Książka, Książnica — Atlas 1938.
98. *W sprawie pisowni nazw jednostek*, Postępy Fizyki, 2, 176 (1951).
99. *Terminy, oznaczenia, jednostki*, Postępy Fizyki, 2, 176 (1951).
100. *O elektryczności atmosferycznej i roli piorunochronów*, Fizyka w Szkole, 3, 137 (1957).
101. *Rozwój Katedry Fizyki I i jej kierunki pracy*, Zeszyty Naukowe AGH, 179 (1961).
102. *Marian Smoluchowski, jego życie, działalność naukowa i pedagogiczna*, Fizyka w Szkole, 10, 1 (1964).
103. *Zagadnienia dydaktyki fizyki w uczelniach akademickich*, Postępy Fizyki, 17, 81 (1966).
104. *Recenzja książki „Fizyka” E. Resnicka, D. Hallidaya*, Postępy Fizyki, 17 (1966).
105. *W sprawie interpretowania symboli w równaniach fizyki*, Postępy Fizyki, 17, 667 (1966).
106. *Profesor August Witkowski*, Wszechświat 7/8 (1971).
107. *Niektóre własności metali w związku z teorią budowy atomów*, Wszechświat 2, 45 (1959).

S. F. Szuszurin

Przyczynek do historii holografii *

A Contribution to the History of Holography

Abstract: In this paper there is described the role of the polish physicist M. Wolfke in the discovering of the holography. M. Wolfke theoretically predicted and experimentally proved the basic principles of the holography 28 years before D. Gabor. The papers of M. Wolfke was too early and was forgotten. In the second part of this paper there are described the fundamental papers of Yu. N. Denisiuk, who generalized the Gabor's method and results obtained by E. N. Leith and J. Upatnieks.

W roku 1970 Nagrodę Leninowską w dziedzinie nauki i techniki przyznano Ju. N. Denisiukowi za cykl prac poświęconych zapisowi holograficznemu w ośrodkach trójwymiarowych. Prace te stanowią wybitny wkład do burzliwie rozwijającego się kierunku optyki stosowanej, a mianowicie holografii. Zazwyczaj powstanie tego kierunku łączy się z nazwiskiem fizyka angielskiego Dennisa Gabora, który wniósł wielki wkład do jego rozwoju. Jednakże historia tej nowej dziedziny optyki nie jest tak prosta: prace D. Gabora były poprzedzone innymi pracami, w których zasady holografii również zostały sformułowane.

Najnowszy rozwój holografii przebiegał następująco. Metoda holograficznej rejestracji i odtwarzania obrazów obiektów została zaproponowana przez D. Gabora w roku 1948 jako jedna z metod optyki korpuskularnej (elektronowej). Powstała ona w wyniku badań różnych sposobów udoskonalenia mikroskopii elektronowej i została sprawdzona w przedziale optycznym. Jak stwierdza sam Gabor [1], ogólna idea metody holograficznej w mikroskopii elektronowej, jako procesu dwustopniowego, „w którym obraz przedmiotu rejestruje się za pomocą wiązki elektronów, a odtwarza za pomocą wiązki światła” powstała w wyniku modyfikacji idei W. L. Bragga przedstawionej w roku 1942 w pracy *Mikroskop rentgenowski* [2], w której została opisana metoda wizualizacji sieci krystalicznej za pomocą dyfrakcji na obrazie dyfrakcyjnym otrzymanym za pomocą promieniowania rentgenowskiego. W bardziej załączkowej postaci

* Przekładu dokonano z *Uspiechów Fizycznych Nauk*, 105, 145 (1971) za uprzejmą zgodą Wydawcy.

idea ta została sformułowana przez Bragga jeszcze wcześniej, w roku 1939, w pracy *Nowy typ mikroskopu rentgenowskiego* [3]. Gabor wspomina też o pracy optyka niemieckiego H. Boerscha z roku 1938 zatytułowanej *O powstawaniu obrazu w mikroskopie* [4]. W pracy tej autor podał metodę otrzymywania obrazu siatki za pomocą mikroskopu bez kładzenia jej na stolik przedmiotowy. Można to osiągnąć wytwarzając w tylnej płaszczyźnie ogniskowej obiektywu mikroskopu rozkład strumienia świetlnego, odpowiadający obrazowi dyfrakcyjnemu, otrzymywanemu za pomocą siatki.

O ile często wspomina się w literaturze o tym, że Gabor rozwinął idee Bragga, o tyle zupełnie przemilcza się inne prace, a mianowicie prace E. Abbégo i M. Wolfkego. Nie pomniejszając znaczenia wielkiego wkładu Gabora do rozwoju holografii, z całą pewnością można stwierdzić, że podstawy holograficznej metody otrzymywania obrazów zostały odkryte i sprawdzone doświadczalnie przez fizyka polskiego Mieczysława Wolfkego, który opublikował swoje wyniki 28 lat przed pracami Gabora, tj. w roku 1920. W podejściu Wolfkego podstawowe zasady i idee holografii były wynikiem syntezy badań z dziedziny analizy rentgenowskiej i teorii obrazu optycznego powstającego w mikroskopie.

Celowe jest zatrzymanie się na historii prac Wolfkego i na ich treści, jednak najpierw przytoczymy niektóre dane biograficzne z jego życia.

Mieczysław Wolfke urodził się w roku 1883 w miasteczku Łask koło Łodzi w rodzinie inżyniera. Po ukończeniu szkoły średniej od roku 1901 do 1904 studiował na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu w Liege (Belgia). W roku 1904 zdał tam egzamin kandydacki. W latach 1904—1907 studiował na Uniwersytecie Paryskim. Od roku 1907 do 1910 pracował na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Wrocławskiego pod kierunkiem znanego optyka profesora Otto Lummera. W roku 1910 otrzymał stopień doktora. W roku 1911 pracował w przedsiębiorstwie Karola Zeissa w Jenie, gdzie zbudował nowy rodzaj lampy rtęciowo-kadmowej. Potem pracował jako asystent na Wydziale Fizyki Uniwersytetu w Karlsruhe. W roku 1913 otrzymał tytuł docenta na Politechnice w Zurychu. Od roku 1914 do 1922 prowadził wykłady specjalistyczne z fizyki doświadczalnej i teoretycznej na Politechnice w Zurychu. Od roku 1922 aż do śmierci w dniu 3 maja 1947 r. był profesorem fizyki na Wydziale Elektroniki Politechniki Warszawskiej. W latach 1924—1926 wyjeżdżał do Lejdy, gdzie współpracował z profesorem H. Kammerlinghiem-Onnesem i profesorem W. H. Keesomem w Laboratorium Kriogenicznym Uniwersytetu Lejdejskiego. Prowadził tam badania przenikalności dielektrycznej ciekłego helu oraz ciekłego i stałego wodoru, a także oporu elektrycznego ciekłego helu. W roku 1928 profesor W. H. Keesom i M. Wolfke odkryli dwie postacie ciekłego helu: hel I i hel II, co jak wiadomo, odegrało ogromną rolę w rozwoju fizyki niskich temperatur i co w szczególności doprowadziło do odkrycia zjawiska nadprzewodnictwa. Przed wybuchem pierwszej wojny światowej Wolfke organizował w Warszawie Instytut Niskich Temperatur. M. Wolfke był członkiem Polskiej Akademii Umiejętności i Akademii Nauk Technicznych. Był on znany ze swych

demokratycznych poglądów. W roku 1936 podczas wykładu napadła nań grupa bojówkarzy faszystowskich, co wywołało oburzenie społeczeństwa polskiego.

Zagadnieniami teorii obrazu dyfrakcyjnego zaczął się Wolfke interesować podczas swej pracy we Wrocławiu w latach 1907-1910. Jego praca doktorska była poświęcona teorii obrazu siatki. W badaniach tego zagadnienia opierał się on na teorii obrazu powstającego w mikroskopie, podanej przez Ernesta Abbégo. Otrzymane wyniki opublikował w latach 1911-1912 [5]. Badania te Wolfke kontynuował w Zurychu, gdzie w roku 1914 przedstawił pracę habilitacyjną pt. *Ogólna teoria obrazu przedmiotów samoświecących i niesamoświecących*, która zawierała uogólnienie jego wyników z lat 1912-1913 [6].

Ukoronowaniem tego cyklu prac była praca *O możliwości otrzymania obrazu optycznego sieci krystalicznej* [7]. W pracy tej Wolfke postawił następujące pytanie: czy wykorzystując obrazy dyfrakcyjne otrzymywane podczas przechodzenia promieni rentgenowskich przez sieć krystaliczną można otrzymać obraz optyczny tej sieci? Na pytanie to odpowiada on twierdząco, proponując wykorzystanie pierwotnego rentgenogramu jako siatki dyfrakcyjnej dla fal świetlnych. Następnie formułuje on twierdzenie będące podstawą powyższej propozycji. Twierdzenie to w oryginalnym sformułowaniu brzmi następująco: „Przy oświetleniu monochromatyczną, równoległą wiązką światła, prostopadłą do obrazu dyfrakcyjnego przedmiotu symetrycznego bez struktury fazowej, pole dyfrakcyjne jest równoważne obrazowi tego przedmiotu” („Bei monochromatischer, paralleler, senkrechter Beleuchtung ist das Beugungsbild eines Beugungsbildes eines symmetrischen Objektes ohne Phasenstruktur identisch mit dem Abbild dieses Objektes”). Dowód tego twierdzenia przeprowadza na podstawie swych prac z lat 1912-1914.

Rozważania teoretyczne zostały sprawdzone przez Wolfkego doświadczalnie dla różnych struktur umieszczonych w równoległych promieniach żółtej linii widmowej rtęci. M. Wolfke pisał: „Udowodnione wyżej twierdzenie zostało sprawdzone na różnych strukturach optycznych w równoległej wiązce światła żółtej linii rtęci, przy czym okazało się, że jest ono spełnione we wszystkich przypadkach. Do otrzymania ostrego obrazu konieczne było stosowanie możliwie jak najsilniejszego źródła światła przy bardzo wąskiej punktowej szczelinie monochromatora”. Niestety, inne szczegóły doświadczalne w pracy Wolfkego nie zostały podane. Wyniki powyższe zostały ponownie otrzymane 28 lat później przez Gabora, który ponadto zauważył zmiany obrazu przedmiotu podczas zmian położenia obserwatora względem oświetlanego obrazu dyfrakcyjnego.

W zakończeniu pracy Wolfke wspomina, że coś podobnego do powstawania obrazu obserwował E. Hupka podczas badania odbicia promieni rentgenowskich [8].

Praca Wolfkego nie znalazła odzewu wśród fizyków, ponieważ, jak się wydaje, wyprzedzała potrzeby nauki w tym czasie i została zapomniana. Tylko w ten sposób można wyjaśnić to, że 18 lat później propozycję metody

otrzymywania obrazu wtórnego wysunął H. Boersch, zupełnie nie wspominając o pracach Wolfkego, chociaż praca tego ostatniego była opublikowana w czasopiśmie o szerokim zasięgu^{1,2}.

Na podstawowe znaczenie prac Wolfkego, w kilka lat od chwili, gdy zaczął się burzliwy rozwój holografii laserowej, zwrócił uwagę autor niniejszego artykułu w liście do polskiego tygodnika „Polityka” [9]. Skłoniło to prof. dr Szczepana Szczeniowskiego, członka-korespondenta Polskiej Akademii Nauk, dyrektora Instytutu Fizyki Politechniki Warszawskiej, do obszerniejszej publikacji pt. *Polski fizyk prekursorem holografii* [10].

W związku z uściśleniem historii rozwoju holografii i czynników na ten rozwój wpływających celowe jest krótkie przypomnienie dalszego rozwoju jej podstawowych zasad.

Następnym po pracach Wolfkego i Gabora, zasadniczo nowym etapem rozwoju holografii, były prace radzieckiego fizyka, członka-korespondenta AN ZSRR Ju. N. Denisiuka [11], wykonane w roku 1962. W pracach tych Denisiuk jasno sformułował zasadę holografii optycznej uogólniając w pewien sposób metodę Gabora. Praca E. N. Leitha i J. Upatnieksa (1964 r.) [12], rozszerzająca metodę Gabora na optykę, jest szczególnym przypadkiem wyników otrzymanych przez Denisiuka.

Istota metody Denisiuka polega na zapisie pola falowego powstającego przy nałożeniu się strumienia światła koherentnego na strumień światła rozproszonego przez przedmiot. Strumień padający i strumień rozproszony po nałożeniu się tworzą pole fal stojących, z którego po zarejestrowaniu można otrzymać dane o powierzchni rozpraszającej (powierzchni ciała). Późniejsze oświetlenie zapisu interferencyjnego pola falowego umożliwia odtworzenie obrazu przedmiotu. Jak zauważył sam autor, metoda jego stanowi dalszy rozwój idei metody fotografii barwnej, opracowanej przez fizyka francuskiego G. Lippmana (1892 r.) [13] i metody Gabora. Odtworzenia kształtu i barwy przedmiotu dokonuje się za pomocą oświetlenia światłem białym pola fal stojących, utrwalonego w grubej warstwie emulsji fotograficznej, w postaci charakterystycznego rozkładu zaczernienia.

W roku 1962 Denisiuk pisał: „Dane zjawisko może okazać się pożyteczne dla rozwoju techniki otrzymywania obrazów dających wrażenie pełnej rzeczywistości przedmiotów, analizy strukturalnej, hydrolokacji, radiolokacji, defektoskopii ultradźwiękowej, a także do przygotowywania elementów dyspersyjnych w rodzaju siatki dyfrakcyjnej”. Na możliwości zastosowania holografii do analizy strukturalnej wskazał Wolfke, natomiast perspektywy zastosowania

¹ W osobistej korespondencji autor niniejszego artykułu zwrócił uwagę prof. D. Gabora na pionierski charakter pracy M. Wolfkego [7]. W odpowiedzi z dnia 19 stycznia 1968 r. D. Gabor napisał: „Przeczytałem teraz pracę M. Wolfkego i widzę, że pierwszeństwo jeżeli chodzi o «podwójne przekształcenie Fouriera» należy się jemu, a nie W. L. Braggowi” („I have now read Wolfke's paper, and see that the priority for the «double Fourier transformation's» must go to him, not to W. L. Bragg”).

² Patrz Uzupełnienie na końcu artykułu.

analizy strukturalnej do otrzymywania obrazów po raz pierwszy zostały przedstawione w roku 1962; to samo można powiedzieć i o pozostałych możliwościach.

Należy jeszcze dodać, że praca Denisiuka została wykonana na samym początku rozwoju laserów — kwantowych generatorów optycznych. W całej teorii i doświadczeniach nie uwzględniano możliwości ich zastosowania (w doświadczeniach, tak jak i w doświadczeniach Wolfkego i Gabora, wykorzystywano linie widmowe rtęci). W następnym roku Denisiuk pisał: „Istotny postęp w tym kierunku 'powinno przynieść zastosowanie generatorów kwantowych, których promieniowanie jest niezwykle silne i wysoce monochromatyczne”. Przypuszczenie to potwierdziła praca Leitha i Upatnieksa wykonana rok później.

Burzliwy rozwój zastosowań holografii i udoskonalenie jej jako metody wymagają bezwarunkowo pogłębienia znajomości procesów prowadzących do powstawania obrazów. Szczegółowe badanie historii holografii i rozwoju jej podstaw wymaga uściślenia naszych wyobrażeń o jej podstawach fizycznych.

Tłumaczył Waldemar Gorzkowski

Literatura

- [1] D. Gabor, *Nature*, **161**, 777 (1948); *Proc. Roy. Soc. London*, **A197**, 454 (1949) i **B64**, 449 (1951); istnieje przekład rosyjski dwóch ostatnich prac: Dż. Strouk, *Wwiedienie w koherentnuju optiku i holografiju*, Moskwa 1967, str. 262-301.
- [2] W. L. Bragg, *Nature*, **149**, 470 (1942).
- [3] W. L. Bragg, *Nature*, **143**, 678 (1939).
- [4] H. Boersch, *Z. Techn. Phys.*, **19**, 337 (1938).
- [5] M. Wolfke, *Ann. Phys.*, **34**, 277 (1911); **37**, 96, 727 (1912); **38**, 585 (1912).
- [6] M. Wolfke, *Ann. Phys.*, **39**, 569 (1912); **40**, 194 (1913).
- [7] M. Wolfke, *Phys. Z.*, **21**, 495 (1920); *Arch. Sci. Nat.*, **2**, 254 (1920).
- [8] E. Hupka, *Verh. D. Phys. Ges.*, **15**, 369 (1913).
- [9] S. Szuszurin, *Polityka* (Warszawa), nr 45 (5. 11. 1966).
- [10] Sz. Szczeniowski, *Problemy*, **23**, 115 (1967).
- [11] Ju. N. Denisiuk, *DAN SSSR*, **144**, 1275 (1962); *Optika Spektrosk.*, **15**, 522 (1963); **18**, 276 (1965); *Ž. Naucz. Prikl. Fotogr. Kiniematogr.*, **11**, 46 (1966); *Optiko-miechanicz. Promyslenost*, Nr 11, 18 (1967).
- [12] E. N. Leith, J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Amer.*, **54**, 1295 (1964); zob. też: *Uspiechy Fiz. Nauk*, **87**, 521 (1965).
- [13] G. Lippman, *CR Acad. Sci. Paris*, **114**, 961 (1892); **115**, 575 (1892); *J. Phys.*, **3**, 97 (1894).

Uzupełnienie:

Profesor Szczepan Szczeniowski zwrócił uwagę na artykuł „Holografia i optyka elektronowa” opublikowany w piśmie *Phys. Blätter*, **23**, 9, 393 (1967) przez Prof. dra H. Boerscha. W pierwszym paragrafie tego artykułu Profesor Boersch pisze:

Dla zrozumienia powstawania obrazu, a więc dla rozwoju holografii decydujące znaczenie miały rozważania Abbego [1]. Ponieważ w biegu promieni świetlnych obraz jest następstwem

drgań świetlnych w pewnej płaszczyźnie przed obrazem, Abbe dzielił proces odwzorowania teoretycznie na dwa kroki. W pierwszym kroku z drgań świetlnych bezpośrednio za przedmiotem określa się rozkład światła w płaszczyźnie ogniskowej obiektywu za pomocą całki dyfrakcyjnej Kirchhoffa opartej na ideach Huygensa i Fresnela. Ten rozkład światła nazywa się obrazem pierwotnym. Pochodzi on z ugięcia Fraunhofera na przedmiocie. W drugim kroku określa się stąd rozkład światła właściwego obrazu zwanego obrazem wtórnym. Wybór płaszczyzny ogniskowej za obiektywem miał tę zaletę, że w obu krokach można było stosować tę samą operację rachunkową (transformację Fouriera).

Już w 1920 roku Wolfke [2] zaproponował, aby proces odwzorowania również praktycznie podzielić na dwa kroki i tworzenie obrazu pierwotnego pozostawić np. promieniom Röntgena, a obraz wtórny tworzyć przy pomocy światła widzialnego, tak aby w jednym optycznym układzie odwzorowującym pierwotny obraz był zastąpiony przez obraz dyfrakcyjny otrzymany przez fotografię promieniami rentgenowskimi. Zdjęcia otrzymane tą metodą nie zostały opublikowane przez Wolfkego.

Mniej więcej w tym samym czasie Laue [3] zwrócił uwagę, iż w mikroskopie rentgenowskim nie byłoby możliwe odwzorowanie sieci przestrzennej. W ogólności mianowicie przy oświetleniu kryształu równoległymi promieniami Röntgena powstaje co najwyżej jeden promień interferencyjny. Wynikiem tego rodzaju ugięcia jest według Abbego tylko jedna siatka prążków, która jednak nie jest interesująca.

Pomysł Wolfkego popadł w niepamięć. Odegrała w tym rolę niewłaściwa ocena uwagi Lauego i brak pogładowej demonstracji zrealizowania pomysłu. Został on ponownie odkryty [4] w 1940 roku, gdy już były opublikowane rekonstrukcje obrazu.

Tłumaczył Maciej Suffczyński

- [1] Por. np. O. Lummer i H. Reiche, *Die Lehre von der Bildentstehung im Mikroskop von Ernst Abbe*, Verlag Vieweg, Braunschweig 1910.
 [2] M. Wolfke, *Phys. Z.*, **21**, 495 (1920).
 [3] M. v. Laue, *Naturwiss.* **8**, 968 (1920).
 [4] H. Boersch, *Z. Elektrochemie*, **46**, 446 (1940).

Halina Chęcińska

Instytut Fizyki
Politechniki Warszawskiej
Warszawa

Warstwy monomolekularne — nowa metoda badań optycznych

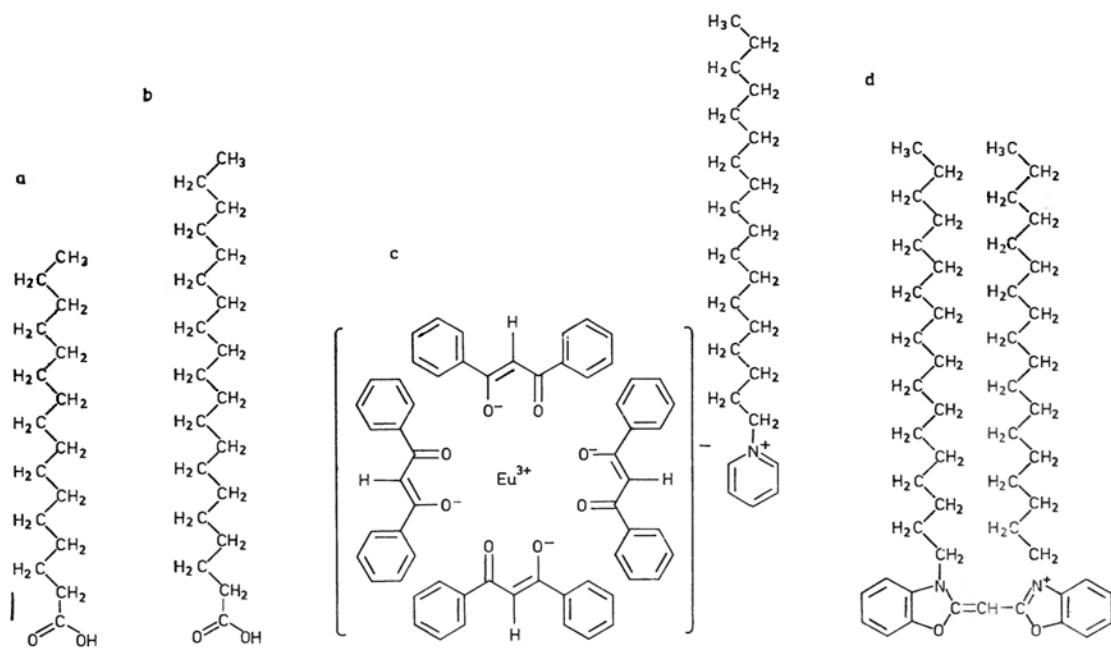
Monomolecular Layers — a New Technique of the Optical Investigations

Abstract: A system of numbers of the monomolecular layers of long-chain fatty acid molecules and fluorescent dye molecules to study a light emission are used. With this technique the phenomenon can be investigated with greatly improved resolution.

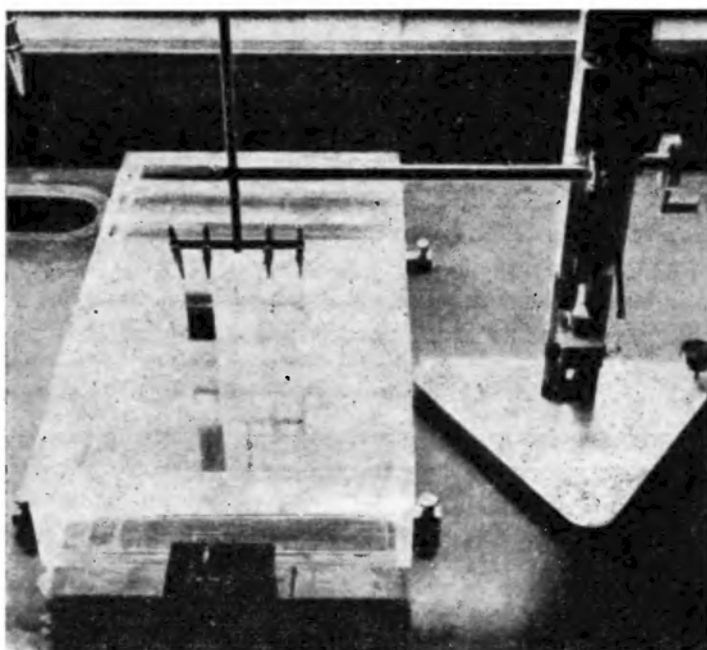
Metoda ta odkryta w r. 1931 przez K. Blodgett i I. Langmuire [1] dopiero w ostatnich latach znalazła interesujące zastosowania, dzięki udoskonaleniu jej przez grupę badaczy pod kierunkiem Prof. K. Drexhage z Marburga (NRF) [2]. Katerine Blodgett pierwsza zauważyła, że niektóre związki organiczne, nierozpuszczalne w wodzie, posiadające budowę asymetryczną, składające się jak gdyby z „główki” i długiego łańcucha, mają skłonność do układania się na powierzchni wody w regularne warstwy. Dzisiaj znamy już sporo takich związków. Do najlepiej zbadanych należą długołańcuchowe kwasy tłuszczowe, jak np. olej arachidowy, palmowy oraz pewne związki kompleksowe np. opracowany przez Drexhage „Europium” oraz niektóre barwniki, których wzory strukturalne przedstawia rys. 1.

Chociaż warstwy monomolekularne mają grubość rzędu 10 Å i należą do światła mikroskopu elektronowego, sposób ich tworzenia jest bardzo prosty. Również nieskomplikowana, w stosunku do narzędzi nowoczesnej fizyki, jest aparatura do ich otrzymywania, którą prezentujemy na rys. 2. Płaskie naczynie z wodą, kroplicznik, szklana płytka ślizgająca się po powierzchni wody, szklana płytka zanurzająca się i wynurzająca się z wody w sposób delikatny i stopniowy — oto elementy składowe aparatu. Najważniejszy problem — to użycie dostatecznie czystych materiałów wyjściowych dla tworzenia się warstw.

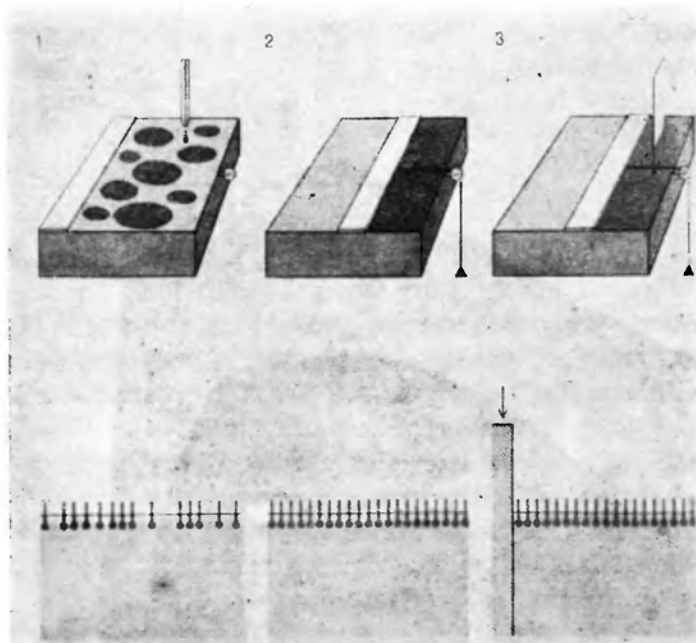
Jeżeli kilka kropel roztworu kwasu arachidowego w benzenie rzucimy na powierzchnię wody w płaskim naczyniu, to po odparowaniu benzenu powstanie na wodzie warstwa monomolekularna. Dzieje się tak dlatego, że jak przedstawiają schematy na rys. 3, molekula kwasu tłuszczowego składa się z „główki”



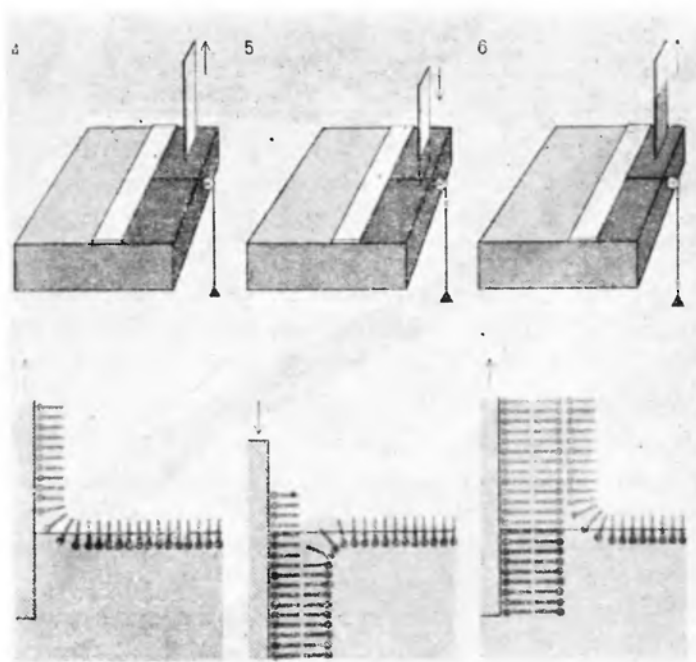
Rys. 1. Wzory strukturalne. a — kwas palmowy, b — kwas arachidowy, c — „Europium”
związek kompleksowy, d — cyanina



Rys. 2. Urządzenie do otrzymywania warstw monomolekularnych (wg [4])



Rys. 3. Schemat powstawania warstwy monomolekularnej (wg [4])



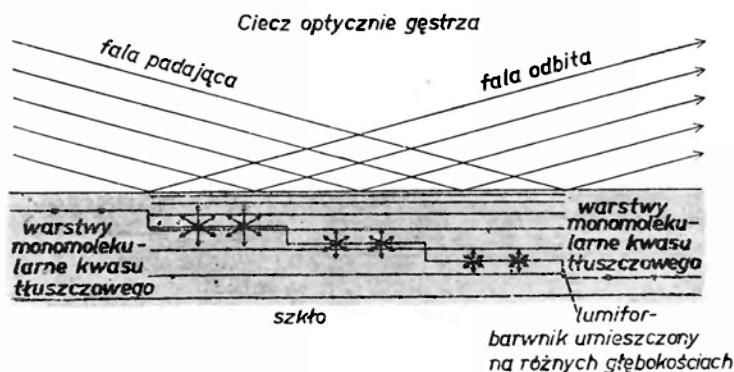
Rys. 4. Schemat przenoszenia warstwy na płytkę szklaną (wg [4])

hydrofilowej i łańcucha hydrofobiowego, co skłania ją do symetrycznego ustawiania się na powierzchni wody. Jeżeli zastosujemy płytkę szklaną, ślizgającą się pod wpływem niewielkiej siły po powierzchni wody — otrzymamy zwartą warstwę monomolekularną, bez luk. Jeżeli w wodę pokrytą warstwą monomolekularną, ostrożnie nie mącąc, zanurzymy czystą płytkę szklaną, woda nie zwilży jej, a gdy płytkę delikatnie i pionowo wynurzamy z wody, warstwa monomolekularna przyłgnie do szkła (jak wskazuje schematycznie rys. 4) tworząc warstwę monomolekularną na płytce szklanej. Gdy tę samą płytkę zanurzymy po raz drugi w naczyniu z wodą, na powierzchni której znajduje się zwarta warstwa monomolekularna, na szkłe powstaje druga warstwa. Operację tę możemy powtarzać wielokrotnie (od 1 do 500). W ten sposób powstaje na płytce coś w rodzaju monokryształu składającego się z równoległych i równoodległych płaszczyzn molekuł. Od zręczności eksperymentatora (częściej wykonują to panie!) i od czystości użytych materiałów wyjściowych zależy stopień odstępstwa takiego monokryształu od idealnej struktury. Okazało się, że najlepsze i najtrwalsze monokryształy powstają z soli kadmowej kwasu arachidowego, która powstaje przez zadziałanie chlorkiem kadmu na kwas arachidowy. Sól ta ma wzór chemiczny CdC_{20} .

Różne są sposoby sprawdzenia struktury monokryształu warstwowego. Jednym z nich jest napylenie na kryształ warstw metalicznych i pomiar pojemności powstałego w ten sposób kondensatora. Dokładniejszym sposobem jest zbadanie prążków interferencyjnych warstw naniesionych na półprzezroczystym podłożu. Pomiar potwierdza, że monokryształy otrzymane tym sposobem przewyższają jakością kryształy otrzymywane konwencjonalnymi metodami. Kryształy takie zachowują swoją strukturę przez szereg miesięcy (najtrwalsze ze znanych są kryształy CdC_{20}) ze względu na to, że łańcuch służy molekułom do zakotwiczenia w masie krystalicznej. Kryształy monomolekularne możemy budować na podłożu szklanym, metalicznym lub innym w zależności od potrzeb doświadczalnych. Przy zastosowaniu czystego CdC_{20} odległości między płaszczyznami wynoszą $26,5 \text{ \AA}$, tj. tyle ile wynosi długość molekuły soli kadmowej kwasu arachidowego.

Kryształy monomolekularne okazały się przydatne do badania mechanizmu emisji światła, przy tym metoda ta zdolnością rozdzielczą przewyższa wszystkie dotychczas znane sposoby. Długość fal świetlnych, jak wiemy, jest rzędu $8000\text{--}4000 \text{ \AA}$; „stała sieci” kryształu monomolekularnego jest rzędu 10 \AA . Ponieważ natężenie fluorescencji jest proporcjonalne do kwadratu natężenia wektora świetlnego fali pobudzającej, możemy badać pole fali świetlnej w odległościach od 10 do 10000 \AA od fluoryzującej molekuły. Do tego celu budujemy warstwy monomolekularne w sposób schodkowy, tj. co parę milimetrów nanosimy większą liczbę warstw, a następnie na „schodkach” umieszczamy fluoryzujące molekuły barwnika. Oświetlając „schodkowe” warstwy CdC_{20} monochromatycznym światłem wzbudzającym fluorescencję molekuł barwnika, umieszczonych na różnych głębokościach i mierząc natężenie fluorescencji — mierzymy rozkład natężenia fali pobudzającej. Grupa Drexhage opracowała

specjalną odmianę cyaniny wysyłającą zieloną fluorescencję pod wpływem ultrafioletu oraz inną odmianę cyaniny emitującą zielone światło fluorescencji pod wpływem niebieskiego. Jeśli obydwa rodzaje barwników odpowiednio rozmieścimy przestrzennie przy pomocy warstw monomolekularnych CdC_{20} , możemy badać pole elektryczne bliskiego zasięgu otaczające wzbudzoną molekułę. Molekuła świecąca niebiesko pod wpływem nadfioletu pobudza do świecenia barwnik fluoryzujący zielono pod wpływem światła niebieskiego. Tym sposobem Drexhage stwierdził, że natężenie pola molekuły wzbudzonej spada wraz z odległością proporcjonalnie do trzeciej potęgi [3] i jest do zaniebdania dopiero w odległościach około 100 \AA . Ponieważ w konwencjonalnych źródłach światła odległości między świecącymi molekułami (rozżarzone ciała



Rys. 5. Schemat budowy warstw „schodkowych” luminoforu dla badania natężenia fali zanikającej granicznej przy całkowitym wewnętrznym odbiciu (wg [4])

stałe!) są rzędu 1 \AA , wzbudzona molekuła przed aktem emisji spontanicznej mogłaby oddziaływać na wszystkie inne wzbudzone molekuły znajdujące się w promieniu 100 \AA .

Jeżeli warstwy monomolekularne naniesiemy na zwierciadło (płytką szklaną pokrytą cienką warstwą srebra), a następnie na różnych głębokościach umieścimy warstwy fluoryzujących barwników, możemy w warunkach o wiele bardziej przekonywających powtórzyć doświadczenie Wienera [4] z falami stojącymi. Stojące fale świetlne wykorzystujemy dziś przy pomiarach najkrótszych impulsów laserowych rzędu pikosekundy [5]. Warstwy monomolekularne odgrywają w tych subtelnym doświadczeniach poważną rolę.

Przy pomocy warstw monomolekularnych udało się powtórzyć, z o wiele większą zdolnością rozdzielczą, pomiary Goos i Handchen przeprowadzone w r. 1947 [6], wykazujące przesunięcie promienia przy całkowitym wewnętrznym odbiciu. Przez zastosowanie odpowiedniego rozcieńczenia roztworu barwnika fluoryzującego możemy wbudować do monokryształu monomolekularnego niemalże pojedyncze molekuły. Być może, uda się w ten sposób zbadać mechanizm emisji światła wysyłanego przez pojedynczą molekułę. Wydaje się, że metoda warstw monomolekularnych przełamała pewną barierę technolo-

giczną w poznawaniu i doświadczalnym badaniu „białego hałasu”, jakim jest światło, i w konsekwencji przyniesie dalszy rozwój wiedzy teoretycznej o naturze i mechanizmie emisji.

Metoda ta znalazła również szereg interesujących zastosowań w fizyce ciała stałego. Wszczepianie pojedynczych atomów metalu w sieć monokryształu molekularnego pozwala na „budowanie” siatki przestrzennej o stałej sieci około 50 Å, co stwarza nowe, dogodne warunki do badań półprzewodników.

Literatura

- [1] K. B. Blodgett, *J. Amer. Chem. Soc.*, **57**, 1007 (1935), I. Langmuire, K. Blodgett, *Kolloid Z.*, **73**, 257 (1935).
- [2] H. Drexhage *et al.*, *Molecular Crystals*, **2**, 199 (1967).
- [3] H. Drexhage, *Habilitationschrift*, Marburg Universität (BRD) 1966.
- [4] H. Drexhage, *Sci. Amer.*, **222**, No 3 (1970).
- [5] H. Drexhage, *Appl. Phys. Letters*, **14**, 318 (1969).
- [6] Goos, Handchen, *Ann. Phys.*, **1**, 333 (1947).

Maria Ingot

Institut Fizyki
Politechniki Śląskiej

Badanie powierzchni Fermiego metali metodą korelacji kątowych kwantów anihilacyjnych

Investigation of Fermi Surface of Metals by Angular Correlations of Annihilation Photons

Abstract: A method of investigation of Fermi surface in metals was described with an analysis of annihilation spectrum for oriented single crystals of metals as the starting-point. A survey of more important papers concerning this problem was presented for pointing out results of this methods and factors influencing its further improvements.

1. Powierzchnie Fermiego

Powierzchnie Fermiego są podstawowym pojęciem używanym w kwantowo-statystycznej teorii ciała stałego. Jak wiadomo, mechanika kwantowa w oparciu o równanie Schrödingera, przedstawiające stany elektronów w ciele stałym, pozwala w zasadzie wyjaśnić, dlaczego zbiór jąder i elektronów może tworzyć określony typ sieci krystalicznej oraz pozwala opisać własności termiczne, elektryczne, magnetyczne i optyczne badanego ciała stałego.

Matematyczne trudności wynikające przy rozwiązywaniu układów równań różniczkowych dla przypadku wielu cząstek spowodowały konieczność stosowania innych metod, w szczególności metody statystycznej, która dąży do znalezienia funkcji rozkładu energii, pędów lub prędkości elektronów w kryształach. Funkcja ta z kolei może określać prawdopodobieństwo występowania elektronu w stanie energetycznym $E \pm \Delta E$.

Kwantowy i statystyczny opis stanów elektronów prowadzi między innymi do wniosku, iż w temperaturze 0°K wszystkie quasi-swobodne elektrony metalu wypełniają poziomy energetyczne aż do pewnej wartości granicznej E_0 , zwanej energią Fermiego. Wprowadzenie wektora falowego k , charakteryzującego stan elektronu, pozwala w przestrzeni quasi-pędów $\hbar k$ znaleźć wypełnienie stanów wewnątrz obszaru ograniczonego powierzchnią $E(k) = E_0$. Powierzchnię tę nazwano powierzchnią Fermiego. W zależności od rodzaju metalu, czyli od typu sieci krystalicznej i ilości elektronów quasi-swobodnych, powierzchnie

Fermiego czystych metali przyjmują nieraz bardzo skomplikowane kształty. Teoria pasmowa ciał stałych i koncepcja powierzchni Fermiego metali i stopów dają jakościowe wyjaśnienie wielu zjawisk fizycznych.

Doświadczalne oszacowanie powierzchni Fermiego może być punktem wyjścia dla teoretycznego opisu stanu układu wieloelektronowego z uwzględnieniem dodatniego potencjału sieci krystalicznej, zewnętrznych pól i lokalnych zaburzeń. Ten sposób postępowania ilustruje praca [1], w której autorzy rozpatrują przesunięcia fal cząstkowych, charakteryzujących rozproszenie elektronowych fal płaskich na rdzeniach jonowych w sieci w oparciu o dane doświadczalne informujące o powierzchniach Fermiego. Dla ustalenia programu doświadczeń korzysta się niejednokrotnie z modeli powierzchni Fermiego. Modele takie otrzymuje się biorąc funkcję gęstości stanów elektronów zmodyfikowaną ze względu na strefy Brillouina i przedstawiając w k -przestrzeni zależność energii od wektora falowego k . Na przykład, zgodnie z pracą [2], rozkładowi energetycznemu quasi-swobodnych elektronów przypisuje się periodyczny potencjał zaburzający V pochodzący od siatki krystalicznej, dany wyrażeniem:

$$V = V_1(e^{iG_1x} + e^{-iG_1x}), \quad (1)$$

gdzie: $G_1 = 2\pi/a$ — pierwszy wektor sieci odwrotnej, a — stała sieci prostej. Obraz elementów macierzowych potencjału V w reprezentacji fal płaskich dany jest wyrażeniem:

$$\begin{aligned} \langle k'|V|k \rangle &= V_1 \int_0^1 dx \exp[i(k-k')x] [\exp(iG_1x) + \exp(-iG_1x)] = \\ &= V_1 [\Delta(k-k'+G_1) + \Delta(k-k'-G_1)]. \end{aligned} \quad (2)$$

W rezultacie zaburzenia nakładają się na siebie stany, które są reprezentowane przez różne wektory sieci odwrotnej. Energia w przypadku granicznym dana jest wyrażeniem

$$E_k = \frac{\hbar k^2}{2m} \pm |V_1| \quad (3)$$

m — masa elektronu.

Na granicy strefy istnieje przerwa energetyczna $E_g = 2V_1$ odpowiadająca stanom wzbronionym (urojone wartości k), a warunek nieciągłości funkcji $E(k)$ dla przypadku trójwymiarowego przyjmuje postać:

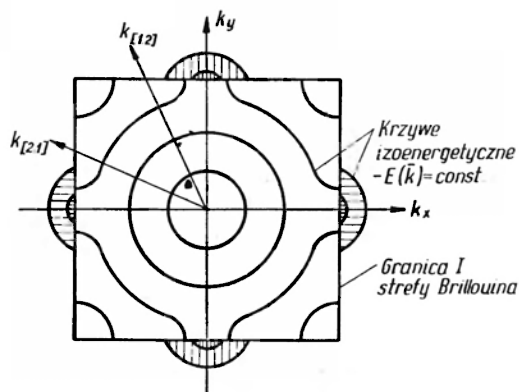
$$k_x n_1 + k_y n_2 + k_z n_3 = \frac{\pi}{a} (n_1^2 + n_2^2 + n_3^2) \quad (4)$$

n — liczba całkowita, a — stała sieci.

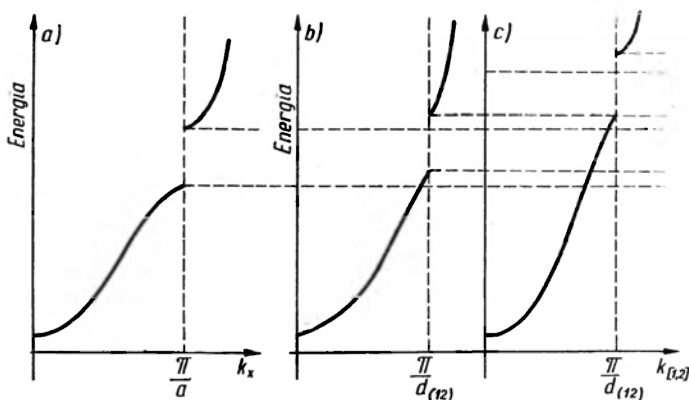
Przy takim podejściu do problemu zależność E od k ma postać podobną do wyprowadzonej dla elektronów swobodnych, pod warunkiem, że zamiast masy m wstawi się masę efektywną m^* . Na rysunku 1 przedstawiono krzywe izoenergetyczne w przestrzeni k wpisane w I strefę Brillouina dla sieci regularnej, jednocześnie przedstawiając dwa pierwsze kontury w strefie II. Jeśli elektron

porusza się w kierunkach k_x , k_{12} , k_{21} (rys. 1), zależność $E(k)$ można przedstawić również tak, jak pokazano na wykresach — rys. 2.

Gdy elektron porusza się w kierunku [1.2] lub [2.1], istnieją dwie możliwości: występowania i niewystępowania stanów wzbronionych (rys. 2b, 2c). W ujęciu



Rys. 1. Zmiana konturu powierzchni Fermiego w miarę wypełniania elektronami stanów energetycznych I i II strefy Brillouina

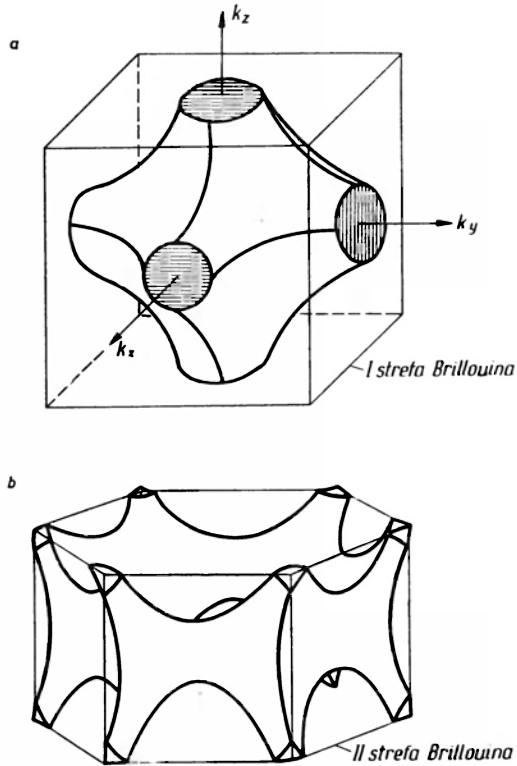


Rys. 2. Zależność $E(k)$ dla I i II strefy Brillouina; a) elektron porusza się w kierunku k_x , b) i c) dwa przypadki dla elektronu poruszającego się w kierunku $k_{[1,2]}$

przestrzennym powierzchnie izoenergetyczne w przestrzeni k w sąsiedztwie środka strefy i przy wierzchołkach sześcianu ($\pm k_x = \pm k_y = \pm k_z = \pi/a$) mają kształt kulisty. Dla pośredniej wartości energii ich forma geometryczna jest bardziej złożona, co widać na rysunku 3a według pracy [3] i na rysunku 3b według pracy [4].

Przykład tworzenia powierzchni Fermiego dla tego rodzaju przypadków podał Harrison [4], [5]. Po utworzeniu sieci odwrotnej, wokół każdego jej węzła umieszcza się sferę przedstawiającą sobą powierzchnię Fermiego dla elektronów swobodnych. Każdy punkt przestrzeni k leżący wewnątrz jednej chociażby

sfer odpowiada zapełnionemu stanowi I strefy Brillouina. Punkty należące równocześnie do dwu sfer należą do II strefy Brillouina itd. Uzyskane różnymi drogami modele powierzchni Fermiego metali są podstawą analizy uzyskanych na ten temat, nie zawsze jednoznacznych, danych doświadczalnych. Dla oszacowania powierzchni Fermiego różnych metali prowadzone są doświadczenia oparte na efekcie de Haas van Alphen (zmiany podatności magnetycznej



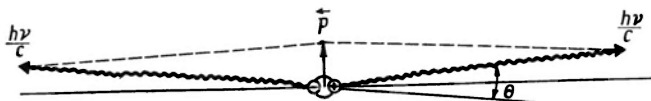
Rys. 3. Modele powierzchni Fermiego; a) prymitywna sieć regularna (I strefa Brillouina), b) struktura heksagonalna z gęstym upakowaniem (II strefa Brillouina)

w niskich temperaturach) i na pomiarach anomального skin-efektu. Do tego samego celu wykorzystano także efekty magnetoakustyczne i zmianę tzw. poprzecznego oporu magnetycznego (zmiana oporu elektrycznego przewodnika umieszczonego w poprzecznym polu magnetycznym), a także nieelastyczne rozproszenia neutronów. Również rezonans cyklotronowy pozwala wyznaczyć anizotropową masę efektywną nośników prądu w półprzewodnikach, skąd można już wnioskować o kształcie powierzchni Fermiego.

Równoległe z wyżej wymienionymi badaniami, prowadzona jest seria badań powierzchni Fermiego oparta na zjawisku anihilacji pozytonów w metalach.

2. Korelacje kątowe anihilacyjnych kwantów γ

Anihilacje pozytonów z elektronami metalu wyzwalają w przeważającej mierze dwa kwanty o energii $\simeq 0,51$ MeV, rozlatujące się w przeciwnych kierunkach. Zaobserwowano jednakże odchylenie od równoległości mieszczące się w przedziale od 0 do 1° dla około 95% kwantów anihilacyjnych. Schematycznie przedstawia to rysunek 4, na którym pęd p pary elektron-pozyton oraz pęd kwantów $h\nu/c$ zaznaczono w układzie środka masy anihilujących cząstek. Wy tłumaczenie odchylenia kwantów od równoległości sprowadza się do za-



Rys. 4. Kierunek kwantów powstałych przy anihilacji dwukwantowej, rozpatrywany w układzie środka masy anihilującej pary posiadającej pęd p

stosowania zasady zachowania pędu. Ogólnie biorąc cząstki przed anihilacją posiadają pęd, którego wartość uzależniona jest od stanu energetycznego, w jakim znajduje się elektron przed anihilacją oraz od stopnia spowolnienia (termalizacji) pozytonu. Związek kąta rozrzutu kwantów z pędem anihilującej pary wyraża wzór:

$$\sin \Theta = \frac{p_{\perp}}{m_0 c}, \quad (5)$$

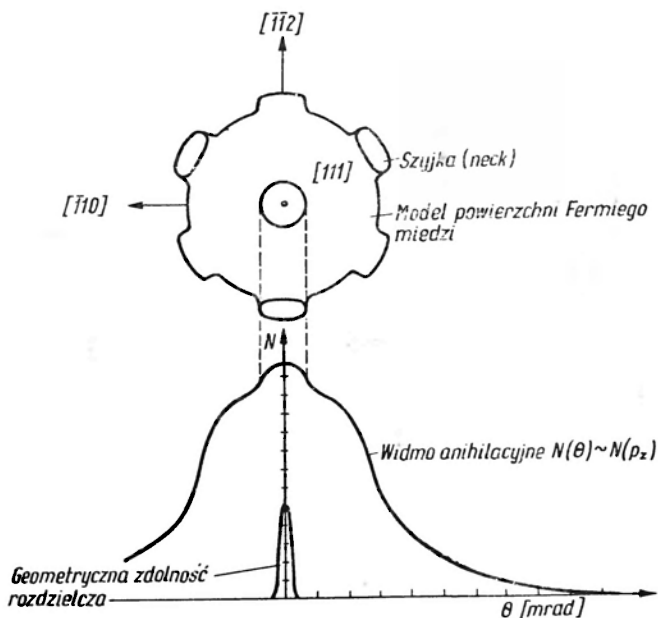
przy czym p_{\perp} jest składową pędu cząstek $p \neq 0$, normalną do kierunku kwantów w przypadku, gdy $p = 0$, m_0 — masa spoczynkowa elektronu, c — prędkość światła.

W warunkach laboratoryjnych mierzy się kąt płaski, który zawiera się w granicach od 0 do ± 20 miliradianów, wydzielając długą szczeliną kwanty γ zawierające informację o składowej pędu w wybranym kierunku. Mówiąc o pędzie cząstek zazwyczaj rozumie się przez to pęd elektronu, gdyż obliczenia i doświadczenia wskazują na prawie całkowite spowolnienie pozytonów przed anihilacją. Układ koincydencyjny pozwala rejestrować równoczesne pojawienie się dwóch kwantów γ wydostających się z badanej próbki. Ilość koincydencji zmierzonych przez układ w wybranym kierunku, np. w kierunku z , odpowiada prawdopodobieństwu, że anihilacji uległy elektrony posiadające składową pędu p_z , zawartą w przedziale $p_z, p_z + dp_z$ w tym właśnie kierunku. To prawdopodobieństwo jest związane z rozkładem elektronów $\varrho(p)$ w metalu następującą zależnością:

$$N(p_z) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varrho(p) dp_x dp_y, \quad (6)$$

gdzie $N(p_z)$ — ilość koincydencji rejestrowanych w kierunku z . Na kierunki x i y nie ma ograniczenia w typowych układach pomiarowych z tzw. długą szczeliną. Wybierając szczeliną kolejne kąty w zakresie 0-20 mrad odpowia-

dające w myśl wzoru (5) składowym pędu p_z elektronów w zorientowanej próbce metalu oraz mierząc odpowiadające tym kątom ilości koincydencji zdejmuje się krzywą rozkładu kąтового $N(\theta)$ anihilacyjnych kwantów γ , zwaną też widmem anihilacyjnym metalu (rys. 5). Takie widmo pozwala przy pewnych założeniach



Rys. 5. Przykład widma anihilacyjnego miedzi (wg pracy [17])

na znalezienie maksymalnej wartości pędu elektronów danego metalu, pędu Fermiego i związanej z nim energii Fermiego.

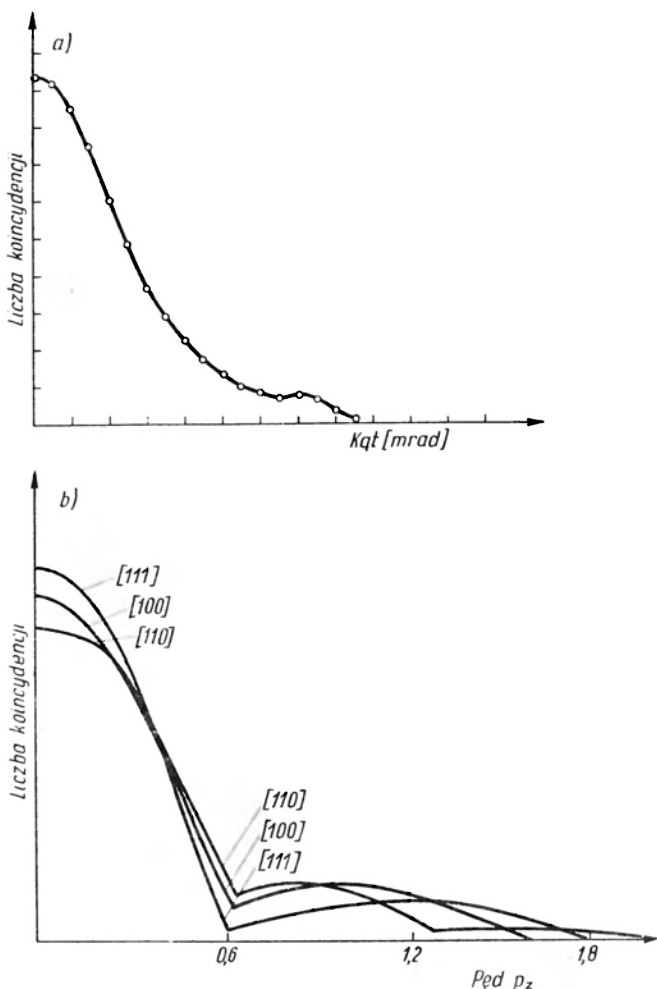
Dla temperatur $\sim 300^\circ\text{K}$ nie ma wyraźnego odstępstwa od wartości energii Fermiego wyliczonej dla 0°K . Dokładność wyznaczenia wartości E_F zależy od umiejętnego uwzględnienia poprawki na anihilację pozytonu z elektronami rdzenia jonowego metalu, aczkolwiek prawdopodobieństwo tego procesu — różne dla różnych metali — jest niewielkie ze względu na elektrostatyczne oddziaływanie rdzenia jonowego z pozytonem.

Na wynik pomiarów wpłynąć może również w niewielkim stopniu anihilacja elektronu z niedostatecznie stermalizowanym pozytonem oraz, w większym stopniu, zdolność rozdzielcza przyrządu. Trudność metody polega na niemożności równoczesnego uwzględnienia wszystkich nakładających się czynników.

3. Powiązanie powierzchni Fermiego ze zdejmowanym doświadczalnie widmem anihilacyjnym

Oszacowanie powierzchni Fermiego metalu przy pomocy metody anihilacyjnej wymaga stosowania próbek w postaci monokryształów o dużym stopniu czystości i jak najmniejszej ilości defektów sieciowych. Pomiary polegają na

eksperymentalnym wyznaczeniu krzywej rozkładu kąтового pędów kwantów γ w wybranym kierunku krystalograficznym, a następnie przez zmianę orientacji monokryształu zdjęcie podobnych krzywych dla jak największej ilości orientacji.



Rys. 6. Krzywe korelacji kątowej kwantów anihilacyjnych otrzymane dla miedzi według pracy [6] i [7]: a) miedź polikrystaliczna [6], b) monokryształ miedzi zorientowany w kierunku [111], [100] i [110] ([7])

W zależności od tego czy rozkład pędu $\varrho(p)$ przedstawiony w k -przestrzeni jest izotropowy czy anizotropowy, otrzymane doświadczalnie widma anihilacyjne metali mają kształt paraboli, dzwonu lub krzywej Gaussa, wykazując jednocześnie nieciągłości i załamania charakterystyczne dla różnych metali, co zostało pokazane na rysunku 6.

Zasadnicze znaczenie dla zrozumienia uzyskanych doświadczalnie danych posiada wcześniejsze, teoretyczne wyznaczenie funkcji rozkładu gęstości pędów

elektronów $\varrho(\mathbf{p})$ danego metalu. Zagadnienie to sprowadza się do dwóch problemów:

1. rozwiązania równania całkowego

$$N(\mathbf{p}_z) \sim \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \varrho(\mathbf{p}) dp_x dp_y = \int_0^{2\pi} \int_{|\mathbf{p}_z|}^{\infty} \varrho(\mathbf{p}) p dp d\varphi, \quad (7)$$

(φ — azymutalny kąt dookoła osi przyrządu), co jest problemem czysto matematycznym;

2. opracowania widma anihilacyjnego w celu otrzymania rozkładu pędów $\varrho(\mathbf{p})$

Autorzy prac [7] i [8] pokazali, jak trójwymiarowe równanie całkowe (7) zastąpić przez zbiór niezależnych, jednowymiarowych równań całkowych i z ich rozwiązań zbudować rozkład $\varrho(\mathbf{p})$. Przy zaniedbaniu oddziaływań wielu ciał prawdopodobieństwo, że anihilacyjne dwa kwanty γ będą wysłane z pędem \mathbf{p} jest proporcjonalne do następującego wyrażenia

$$\sum_{\text{po wszystkich elektronach}} \left| \int e^{i\mathbf{p}\cdot\mathbf{r}} \Phi_+(\mathbf{r}) \Psi(\mathbf{r}) d^3r \right|^2, \quad (8)$$

gdzie $\Phi_+(\mathbf{r})$ i $\Psi(\mathbf{r})$ są funkcjami falowymi pozytonu i elektronu. Wskutek obecności periodycznego potencjału siatki rozkład $\varrho(\mathbf{p})$ nie będzie kuliście symetryczny, ale pozostanie niezmienniczy przy wszelkich operacjach grupy punktowej kryształu.

Autorzy rozwijają $\varrho(\mathbf{p})$ w szereg kubicznych harmonicznych sieci $F_{\mathbf{l}\nu}(\Omega)$ o odpowiedniej symetrii

$$\varrho(\mathbf{p}) = \sum_{\mathbf{l}\nu} \varrho_{\mathbf{l}\nu}(\mathbf{p}) F_{\mathbf{l}\nu}(\Omega). \quad (9)$$

(Indeksy odróżniają różne harmoniczne tego samego rzędu i symetrii). Po wprowadzeniu dwu ortogonalnych układów współrzędnych, jednego związanego z kryształem i drugiego związanego z przyrządem, a następnie po podstawieniu szeregu (8) do równania (6), następuje całkowanie po φ (φ — azymutalny kąt wokół osi z przyrządu). Wynik przedstawić można równaniem

$$N_{\beta,\alpha}(\mathbf{p}_z) \sim \sum_{\mathbf{l}} F_{\mathbf{l}}(\beta, \alpha) g_{\mathbf{l}}(\mathbf{p}_z), \quad (10)$$

gdzie β i α są kątami: biegunowym i azymutalnym wokół osi z przyrządu w układzie związanym z orientacją monokryształu, oraz

$$g_{\mathbf{l}}(\mathbf{p}_z) = \int_{|\mathbf{p}_z|}^{\infty} \varrho_{\mathbf{l}}(\mathbf{p}) P_{\mathbf{l}}\left(\frac{\mathbf{p}_z}{p}\right) p dp. \quad (11)$$

Jeśli korelacje kątowe kwantów γ zmierzone zostaną dla n orientacji monokryształu β, α , równanie (9) przedstawiać będzie n równań liniowych z $g_{\mathbf{l}}(\mathbf{p}_z)$ jako niewiadomymi. Obrywając szereg przy pewnej wartości l i stosując inwersję

układu równań (10) autorzy otrzymali $g_i(p_*)$ wyrażone przez liniowe kombinacje n obserwowanych korelacji kątowych

$$g_i(p_*) = \sum_{\beta, \alpha} c_i(\beta, \alpha) N_{\beta, \alpha}(p_*). \quad (12)$$

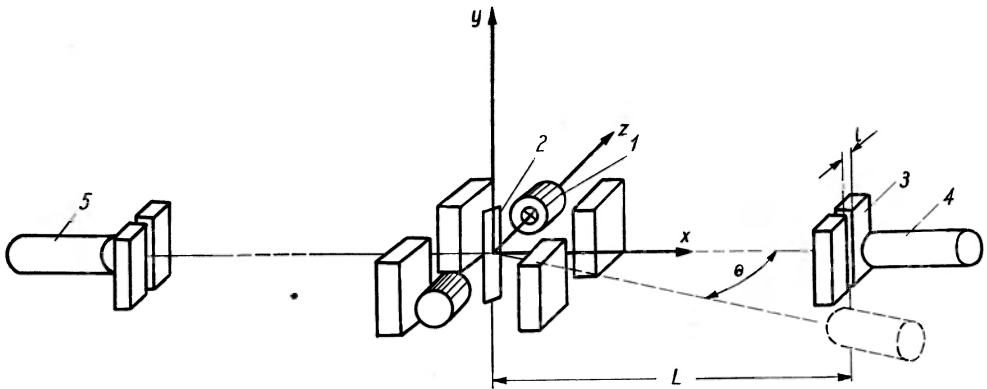
Rozwiązując następnie całkę (11) można było wyznaczyć $\varrho(p)$ za pośrednictwem $g(p)$ według równania

$$e_1(p) = -\frac{1}{p} \left[\frac{dg_1(p)}{dp} - \frac{l(l+1)}{2p} g_1(p) + \frac{1}{p^2} \int_0^p g_1(z) P_l''\left(\frac{z}{p}\right) dz \right] \quad (13)$$

Otrzymane tą drogą związki można już podstawić do równania (9) dla skonstruowania funkcji rozkładu gęstości pędów $\varrho(p)$. Autorzy sprawdzili wyżej przytoczoną metodę na prostym modelu fikcyjnego metalu, a obecnie stosuje się ją do badanych metodami anihilacyjnymi metali rzeczywistych.

4. Aparatura

Typowe układy służące do zdejmowania krzywych korelacji kątowych kwantów anihilacyjnych zawierają urządzenia determinujące geometrię układu, tzn. położenie badanej próbki, źródła pozytonów i sond pomiarowych oraz regulację ustawienia kątów (rys. 7). Z tą częścią układu wiąże się geometryczna



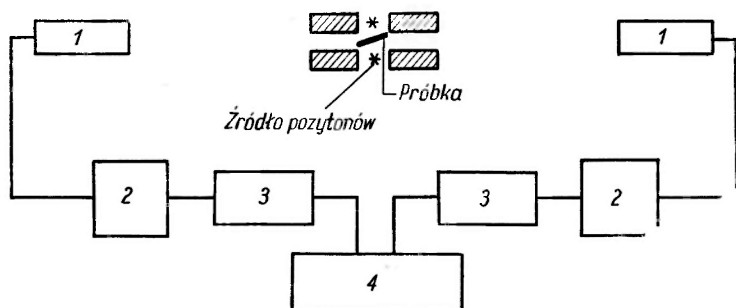
Rys. 7. Geometria układu do zdejmowania widma anihilacyjnego; 1 — emiter pozytonowy, 2 — próbka, 3 — szczeliny analizujące, 4 — sonda ruchoma, 5 — sonda nieruchoma

zdolność rozdzielcza przyrządu (określona przez stosunek l/L , gdzie l — szerokość szczeliny, L — odległość próbka-detektor), mająca duży wpływ na rezultaty pomiarów.

Część elektroniczna układu zawiera takie zasadnicze elementy, jak sondy scyntylacyjne z fotopowielaczami, analizatory amplitudy impulsów i układ koincydencyjny, co zostało przedstawione na rysunku 8. Jedna z sond umo-

cowana jest na stałe, natomiast drugą przesuwają w sposób kontrolowany tak, by mogła rejestrować kwanty wychodzące z próbki pod różnymi, dokładnie odmierzonymi, kątami. Najczęściej stosowanymi źródłami pozytonów są ^{22}Na ($T_{1/2} = 2,58$ lat) oraz ^{64}Cu .

Kwanty γ po przejściu przez szczelinę przetwarzane są na impulsy elektryczne przez sondy scyntylacyjne. Z widma energii analizatory wybierają pik odpowiadający energii anihilacyjnych kwantów $\simeq 0,51$ MeV i informacja biegnąca w obu kanałach równocześnie uruchamia układ koincydencyjny o możliwie dużej czasowej zdolności rozdzielczej.



Rys. 8. Schemat aparatury elektronicznej do pomiarów korelacji kątowych; 1 — detektor, 2 — dyskryminator, 3 — przelicznik, 4 — układ koincydencyjny

Wzajemne usytuowanie badanej próbki i źródła, kolimacja źródła i kształt próbki dobierane są według szacowań teoretycznych w celu uzyskania optymalnych warunków pomiaru. Optymalizacja w tym przypadku oznacza uzyskanie jak największej wydajności procesu, niskiego tła koincydencji przypadkowych oraz osiągnięcie możliwie największej geometrycznej zdolności rozdzielczej układu (minimalny zakres p_z , $p_z + dp_z$).

Podstawowe znaczenie dla interpretacji eksperymentalnych wyników posiada kształt używanych szczelin, bowiem również od rodzaju szczeliny zależy, jakie składowe pędów elektronów wnoszą swój wkład w uzyskiwane widmo anihilacyjne. W szczególności najczęściej stosowana długa szczelina nie ogranicza składowych przestrzennych pędu elektronów wzdłuż osi szczeliny, dlatego ostatnio stosuje się szczeliny o ograniczonej długości, a nawet szczeliny punktowe. Zmniejsza to oczywiście wydajność metody i wprowadza dodatkowe komplikacje teoretyczne. Ciekawą pracą uwzględniającą skomplikowane poprawki na skończoną długość szczeliny jest praca Mijnaarsa [9].

5. Przegląd ciekawszych prac

Najwcześniejsze publikowane prace dotyczyły korelacji kątowych kwantów anihilacyjnych dla monokryształu grafitu [10], [11]. Badania wykazały anizotropię widma anihilacyjnego grafitu dla kilku wybranych kierunków krystalolo-

graficznych. Równocześnie prowadzone były obserwacje anihilacji w monokryształach metali alkalicznych [12], w których nie oczekiwano dużych anizotropii energii Fermiego. Dla badanego Na i Li otrzymano wyniki potwierdzające modelową, prawie sferyczną powierzchnię Fermiego, na przykład dla Li wyliczony promień sfery Fermiego w kierunku [110] jest około 6% dłuższy niż w kierunku [100], w innych kierunkach są (w granicach błędu) równe. Następnie badania wykazały wyraźną anizotropię wartości energii Fermiego wyznaczoną dla monokryształów Mg [13] i Be [14], [14a] oraz Bi [15] i Zn [16]. Oszacowanie sfery Fermiego dla tych metali było trudne ze względu na niewielką ilość danych (mała ilość orientacji próbek) oraz nakładanie się efektów z powodu zbyt małej zdolności rozdzielczej aparatury. Bardziej dokładne pomiary przedstawiono w pracy [17]. Autorzy posłużyli się silnym źródłem pozytonów otrzymanym w sposób nietypowy, mianowicie monokryształ miedzi napromieniowano neutronami otrzymując w ten sposób źródło w samej badanej próbce. W celu zwiększenia wydajności procesu użyto dwu par szczelin wzajemnie równoległych. Na podstawie wyników doświadczalnych tej pracy sprawdzony został model powierzchni Fermiego dla orientacji [110] i [111], dla których przewidywano największe różnice energii. Prócz części sferycznej model wykazuje również szyjki (neck), to znaczy obszary w przestrzeni k , które zawierają wysokie wartości pędów elektronów. Wyznaczony przez autorów promień szyjki wynosi $2,7 \cdot 10^{-20}$ g·cm/s, co zgadza się z wynikiem uzyskanym przy użyciu metody magnetoakustycznej [18]. Niektóre prace przedstawiają badania prowadzone dla stopów w postaci monokryształów. Praca [19] omawia wyniki uzyskane dla monokryształu Cu_3Au , dla którego znana była anizotropia stałej Halla, praca [20] zajmuje się stopem interesującym ze względu na zauważony brak zmiany koncentracji elektronów przy zmianie procentowego składu stopu, zaś praca [21] przedstawia wpływ domieszek Al i Zn na kształt badanej przez autorów uprzednio powierzchni Fermiego miedzi [16].

Duży postęp w badaniach anihilacyjnych spowodowało wprowadzenie nowych metod opracowania danych pomiarowych. Na przykład w cytowanej już pracy [7] drogą teoretycznej analizy uproszczonego modelu metalu dopasowano funkcję rozkładu pędów elektronów uzyskaną metodą Berko i Plaschetta do funkcji rozkładu pędów elektronów uzyskaną z rozkładu kątowych korelacji kwantów anihilacyjnych odpowiadających temu fikcyjnemu metalowi. Pozwoliło to autorowi znaleźć szereg poprawek, które zostały następnie uwzględnione przy badaniach miedzi monokrystalicznej. Najciekawszym wynikiem badań przeprowadzonych dla ośmiu różnych orientacji kryształu było stwierdzenie wyraźnej anizotropii rozkładu $\varrho(\mathbf{p})$ w zakresie udziału w procesie anihilacji elektronów rdzenia jonowego (przypuszczalnie elektronów $3d$). Autor podkreśla konieczność znalezienia sposobu na rozgraniczenie udziału elektronów rdzenia i elektronów quasi-swobodnych w procesie anihilacji. Brak takiego rozgraniczenia jest słabą stroną wielu prac. Z podobnymi trudnościami, wynikłymi przy interpretacji wyników doświadczenia zetknęli się autorzy pracy [22], którzy zastosowali wirującą próbkę monokryształu zdejmując krzywą zależności

ilości koincydencji od całki z funkcji rozkładu gęstości pędów elektronów $\int e(\mathbf{p})d\mathbf{p}$.

Przyczyną niedokładności metody anihilacyjnej są również trudności w uwzględnieniu lokalnych zaburzeń wprowadzonych przez pozyton. Pozyton wchodzący do metalu zaburza otaczający go gaz elektronowy lokalnie zniekształcając periodyczny potencjał $V(r)$ pochodzący od sieci krystalicznej. Zwiększona gęstość elektronów wokół pozytonu może spowodować, że po anihilacji informacja dostarczona przez kwanty anihilacyjne dotyczy tylko lokalnej energii elektronów metalu, która prawdopodobnie jest większa od rzeczywistej energii w nieobecności pozytonu. Należy oczekiwać, że lokalna powierzchnia Fermiego będzie najbardziej zniekształcona w silnie anizotropowych metalach. Dla Li będącego metalem o małej anizotropii, mimo wymienionych zastrzeżeń, otrzymuje się wyniki zgodne z teorią [23], [24].

Literatura

- [1] Martin J. G. Lee, *Phys. Rev.*, **178**, 953 (1969).
- [2] C. Kittel, *Kwantowa teoria twierdych ciał*, Izd. Nauka, Moskwa 1967.
- [3] A. L. Anselm, *Wstęp do teorii półprzewodników*, PWN, Warszawa 1967.
- [4] W. A. Harrison, *Phys. Rev.*, **118**, 1190 (1960).
- [5] W. A. Harrison, *Quasipotentials in Theory of Metals*, N. Y. 1966.
- [6] M. Inglot, G. Kamionka, *Zeszyty Naukowe Politechniki Śląskiej*, seria Matematyka-Fizyka (w druku).
- [7] P. E. Mijnarends, *Phys. Rev.*, **160**, 512 (1967).
- [8] P. E. Mijnarends, *Phys. Rev.*, **178**, 622 (1969).
- [9] P. E. Mijnarends, *J. Appl. Phys.*, **40**, 3027 (1969).
- [10] S. Berko, R. E. Kelly, J. S. Plaskett, *Phys. Rev.*, **106**, 824 (1957).
- [11] S. Berko, J. S. Plaskett, *Phys. Rev.*, **112**, 1877 (1958).
- [12] M. A. Kriwogłaz, A. A. Smirnow, *Fizika Metalow i Metallovedenie*, **7**, 151 (1967).
- [13] S. Berko, J. S. Plaskett, *Phys. Rev.*, **128**, 2166 (1962).
- [14] A. T. Stewart, J. B. Shand, *Phys. Rev.*, **128**, 118 (1962).
- [14a] R. W. Williams, A. R. Mackintosh, *Phys. Rev.*, **168**, 679 (1968).
- [15] I. Ja. Dekhtjar, W. S. Michalenkow, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **133**, 60 (1960).
- [16] I. Ja. Dekhtjar, W. S. Michalenkow, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **140**, 1293 (1961).
- [17] J. Fujiwara, O. Sueoka, *J. Phys. Soc. Japan*, **21**, 1947 (1966); **23**, 1246 (1967).
- [18] H. W. Bohn, W. J. Easterling, *Phys. Rev.*, **128**, 1021 (1962).
- [19] I. Ja. Dekhtjar *et al.*, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **147**, 1332 (1962).
- [20] A. T. Stewart, *Phys. Rev.*, **133**, 1651 (1964).
- [21] J. Fujiwara, O. Sueoka, *J. Phys. Soc. Japan*, **21**, 1947 (1966).
- [22] D. L. Williams *et al.*, *Phys. Rev. Letters*, **20**, 448 (1968).
- [23] J. J. Donaghy, A. T. Stewart, *Phys. Rev.*, **164**, 391 (1967).
- [24] H. Stachowiak, *Phys. Status Solidi*, Germany, **41**, 599 (1970).

Anna Pajęczkowska

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Własności fizyko-chemiczne chalcogenidków rtęci

The Physico-Chemical Properties of Mercury Chalcogenides

Abstract: A review of the physico-chemical properties of mercury chalcogenides.

Interesujące zjawiska fizyczne obserwowane w chalcogenidkach rtęci wpłynęły na rozwój prac związanych z badaniem fizyko-chemicznych własności tych związków. Bliższe poznanie własności fizyko-chemicznych ma istotny wpływ na postęp w stosowanych metodach krystalizacji chalcogenidków rtęci, jak również pozwala otrzymać kryształy o zadanych własnościach.

Niniejszy artykuł przedstawia omówienie własności fizyko-chemicznych pierwiastków i związków takich jak siarczek, selenek i tellurek rtęci ze szczególnym uwzględnieniem ostatnich prac poświęconych równowagom fazowym ciało stałe — ciecz. Prace te przedstawiają dość istotne znaczenie w związku ze stosowaną w ostatnich latach metodą wzrostu kryształów chalcogenidków rtęci z roztworu rtęci. Ponadto krzywe równowag pozwalają obliczyć ciśnienie cząstkowe składników, z czego można wnioskować o wpływie obróbki termicznej kryształu na jego własności fizyczne.

Własności fizyko-chemiczne pierwiastków siarki, selenu, telluru i rtęci przedstawiono w tabelicy I [1, 2]. Na rysunku 1 przedstawiono zależności prężności pary nasyconej w funkcji temperatury dla poszczególnych pierwiastków. Zmiany prężności pary nasyconej od temperatury dla układu dwufazowego ciecz — para znajdującego się w równowadze termodynamicznej opisuje empiryczne równanie Kirchoffa o ogólnej postaci:

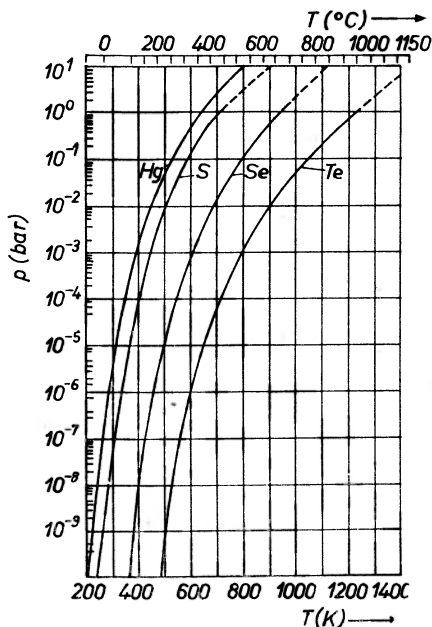
$$\lg P = A + \frac{B}{T} \quad (1)$$

gdzie P oznacza równowagowe ciśnienie pary, A i B — stałe charakterystyczne dla danej substancji, T — temperatura.

Siarka w fazie gazowej występuje w postaci cząstek 2-, 4-, 6- lub 8-atomowych. Braune, Peter i Neveling badali dysocjacje par siarki [3]. Wyznaczyli ciśnienie pary nasyconej ΣP w zakresie temperatur od 120 do 540°C. Zbadali

Własności fizyko-chemiczne siarki, selenu, telluru i rtęci

	Siarka		Selen	Tellur	Rtęć
Symbol chemiczny	S		Se	Te	Hg
Odmiana	α	β			
Liczba atomowa	16		34	52	80
Ciężar atomowy	32,066		78,96	127,61	200,61
Ciężar właściwy g/cm ³	2,07	1,96	4,82	6,25	13,595
Struktura	-rombowa	-jednoskośna	heksagonalna D_3^4	heksagonalna D_3^4	romboedryczna
Stale sieci, Å [1]	$a = 10,467$ $b = 12,870$ $c = 24,403$	$a = 26,4$ $b = 9,26$ $c = 12,32$ $\beta = 100^\circ 45'$	$a = 4,366$ $c = 4,954$	$a = 4,457$ $c = 5,929$	$a = 3,01$ $\alpha = 70^\circ 32'$
Promień jonowy, Å (wg Paulinga)	1,85		1,96	2,21	1,10
Temperatura topnienia, °C	112,8	119,2	220	452	-38,8
Temperatura wrzenia, °C $p = 1$ bar	444,6		688	1380	357
Struktura elektronowa ostatnich powłok	$3s^2p^4$		$4s^2p^4$	$5s^2p^4$	$5s^2p^6d^{10}6s^2$



Rys. 1. Prężność pary nasyconej rtęci, siarki, selenu i telluru w funkcji temperatury

produkty dysocjacji i wyznaczyli równania stałych dysocjacji dla odpowiednich reakcji:

$$S_4 = 2S_2; \lg K_4 = \lg \frac{p_2^2}{p_4} = -\frac{28400}{4,57T} + 9,85 \quad (T^\circ K; p - \text{mmHg}) \quad (2)$$

$$S_6 = 3S_2; \lg K_6 = \lg \frac{p_2^3}{p_6} = -\frac{63710}{4,57T} + 20,97 \quad (T^\circ K; p - \text{mmHg}) \quad (3)$$

$$S_8 = 4S_2; \lg K_8 = \lg \frac{p_2^4}{p_8} = -\frac{92180}{4,57T} + 30,76 \quad (T^\circ K; p - \text{mmHg}) \quad (4)$$

p_2, p_4, p_6, p_8 oznaczają odpowiednio ciśnienia par cząsteczek dwu-, cztero-, sześć-, ośmioatomowych, K — stała równowagi danej reakcji. Korzystając z równań (2), (3), (4) i zależności, że ciśnienie całkowite jest sumą ciśnień cząstkowych

$$\sum P = p_2 + p_4 + p_6 + p_8 \quad (5)$$

można obliczyć dla odpowiedniej temperatury i ciśnienia całkowitego ΣP wartości ciśnienia par dla poszczególnych cząsteczek i ich udział w ciśnieniu całkowitym. Z przedstawionych zależności (2)–(5) wynika, że udział cząsteczek wieloatomowych maleje ze wzrostem temperatury i ciśnienia całkowitego. I tak np. dla temperatury $850^\circ C$ i ciśnienia całkowitego $\Sigma P = 800 \text{ mmHg}$ udział odpowiednich rodzajów cząsteczek w ciśnieniu całkowitym przedstawia się następująco: p_8 — nie obserwuje się, $p_6 = 1,1$, $p_4 = 29,0$, $p_2 = 770 \text{ mmHg}$.

Selen w fazie gazowej występuje również w postaci cząsteczek wieloatomowych

Se_2 , Se_4 , Se_6 , Se_8 . Krzywa ciśnienia pary nasyconej ΣP została przedstawiona przez Brooksa w postaci [4]:

$$\lg P_{(\text{bar})} = -4,9895 \cdot 10^3/T - 5,2078 (533-962^\circ \text{K}). \quad (6)$$

Illarionov i Lapina zapisali równania stałych dysocjacji cząsteczek 2-, 4-, 6-, 8-atomowych w zakresie temperatur od 823° - 1173°K w postaci [5]:

$$\begin{aligned} \text{Se}_4 = 2\text{Se}_2; \quad \lg K_4 &= \lg \frac{p_2^2}{p_4} \\ \lg K_4 &= 8,429 - 8,020 \cdot 10^3/T \quad (T^\circ \text{K}; p - \text{bar}) \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \text{Se}_6 = 3\text{Se}_2; \quad \lg K_6 &= \lg \frac{p_2^3}{p_6} \\ \lg K_6 &= 13,468 - 13,702 \cdot 10^3/T \quad (T^\circ \text{K}; p - \text{bar}) \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \text{Se}_8 = 4\text{Se}_2; \quad \lg K_8 &= \lg \frac{p_2^4}{p_8} \\ \lg K_8 &= 20,768 - 20,521 \cdot 10^3/T \quad (T^\circ \text{K}; p - \text{bar}) \end{aligned} \quad (9)$$

Brebrick przeprowadził pomiary absorpcji par selenu w temperaturach 330° , 400° , 500°C , 600° , 700° , 860°C w zakresie długości fal od $0,19$ do $2 \mu\text{m}$ [6]. Uzyskana stąd wartość ciśnienia p_2 jest zgodna z dokładnością 8% z wartością obliczoną z równań (7)-(9) i nieznacznie niższa od obliczonej ze standardowych funkcji termodynamicznych. Badania widma absorpcji wykazały, że cząsteczka Se_n występuje w postaci Se_4 przy 860°C i Se_5 przy 700 i 500°C i że n ma średnią wartość niecałkowitą $4,6$ przy 400°C . Wartość ciśnienia p_2 obliczona na podstawie pomiarów Brebricka jest dość dobrze zgodna z wartościami obliczonymi z zależności podanych w pracy Illarionov i Lapina. Dlatego Brebrick proponuje uznać dotychczas stosowane oznaczenie, że cząsteczki 2-, 4-, 6-, 8-atomowe istnieją w parach selenu. Cząsteczki Se_5 i $\text{Se}_{4,6}$ są interpretowane przez Brebricka jako średni wynik z sumowania ciśnień cząstkowych selenu cztero- i sześćoatomowego.

Ciśnienie par telluru przedstawiono na rysunku 1 [4, 7]. Brebrick i Strauss na podstawie widm absorpcji i analizy danych termodynamicznych stwierdzili, że cząsteczki telluru dwuatomowego Te_2 dominują w fazie gazowej [8].

Ciśnienie cząstkowe par rtęci podał Hicks do temperatury 725°K [9]. Wartości te uzupełniają dane w zakresie temperatur od 673 do 1573°K , dla których krzywa prężności pary nasyconej jest opisana wzorem [7].

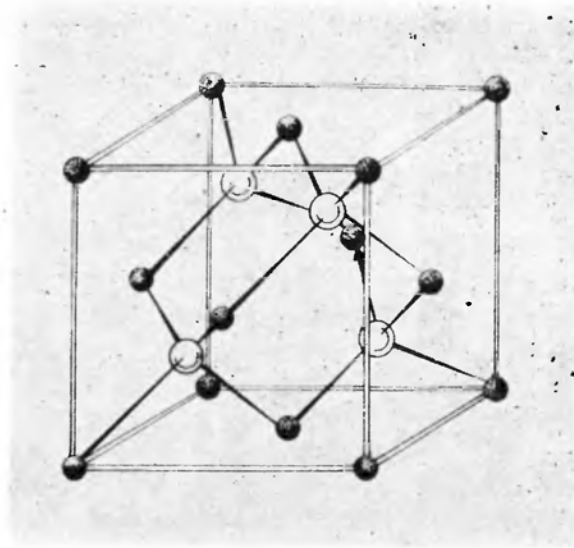
$$\lg P = -\frac{0,05223 \cdot 58700}{T} + 7,752 \quad (P - \text{mmHg}, T - ^\circ \text{K}). \quad (10)$$

Pary rtęci rozważa się na ogół jako jednoatomowe, lecz spektralne i termochemiczne badania wykazują w wyższych temperaturach ($\sim 1000^\circ \text{K}$) obecność cząsteczek dwuatomowych. Jednak stężenie $\text{Hg}_2(g)$ jest bardzo małe, a ciepło dysocjacji wynosi tylko 2 kcal/mol [8], tak więc z dobrym przybliżeniem w zakresie do 1000°K pary Hg można traktować jako gaz jednoatomowy.

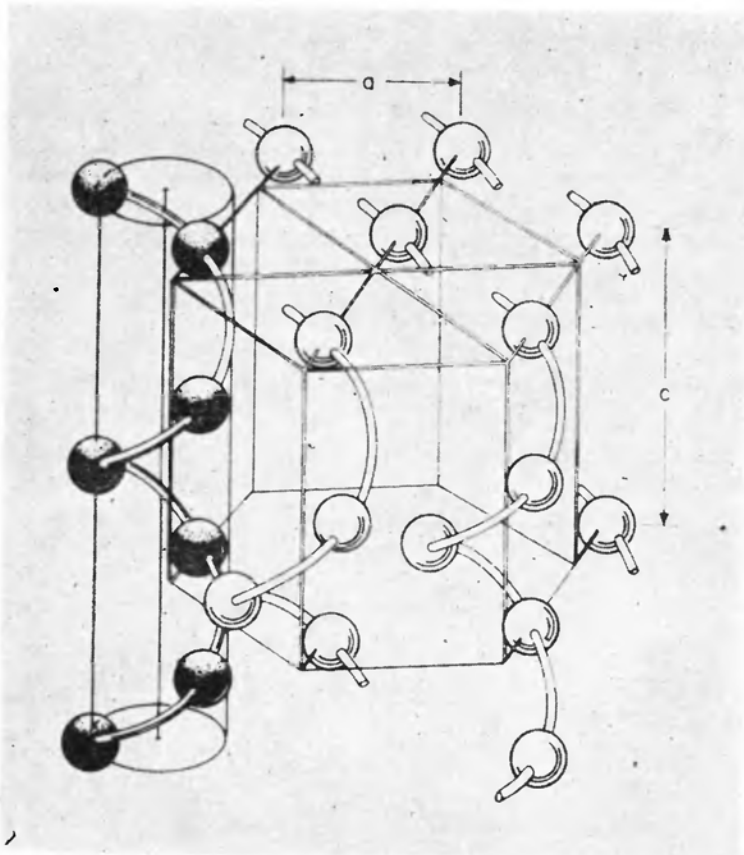
Własności fizyko-chemiczne chalcogenidków rtęci przedstawiono w tabelicy II. Struktury, w których krystalizują odpowiednie związki, przedstawiono na rysunku 2 i 3. W tabelicy II podano, że siarczek rtęci występuje w dwu od-

Własności fizyko-chemiczne chalcogenidków rtęci

	α -HgS	β -HgS	HgSe	HgTe
Ciężar cząsteczkowy	232,676		279,57	328,22
Struktura [23], [12]	heksagonalny D_6^4	regularny T_d^a	regularny T_d^a	regularny T_d^a
Stałe sieci, Å	$a = 4,146$ [12] $b = 9,497$ [12]	$a = 5,852$ [24]	$a = 6,084$ [25]	$a = 6,461 \pm 0,001$ [26, 27]
Liczba koordynacyjna [23], [12]	2	4	4	4
Ciężar właściwy, g/cm ⁻³	8,10 [7]	7,73 [7]	8,25 [7]	8,12 [28]
Temperatura topnienia, °C	Przemiana fazowa 344 ± 2 $\alpha \rightleftharpoons \beta$ [29]	1750 [30] 1450 [24] 1100 [31] $p = 120$ bar	799 ± 1 [6] $p = 1$ bar	670 ± 1 [8] 1 bar
Temperatura sublimacji, °C	—	580 [7] 446 ± 10 [32]	—	—
Ciepło tworzenia, ΔH_{298}° kcal/mol	-13,8 [14] -13,9 [34]	—	-14,0 [14] -10,8 [15]	-12 [14] -24 [8]
Entropia ΔS_{298}° , kal/mol. K	18,6 [34]	—	-4,99 [15]	-22 [14] -26,5 [8]
Promienie jonowe	Hg : S 0,59	—	Hg : Se 0,561	Hg : Te 0,49
Typ przewodnictwa	n	n	n	$n \rightleftharpoons p$
Mikrotwardość wg Knapa (300°K)	—	—	23 [33]	37 [33]



Rys. 2. Struktura regularna T_d^2 (sfalerytu). Ciemne — atomy chalkogenu, jasne — atomy rtęci



Rys. 3. Struktura heksagonalna D_3^2 (cynobru). Na rys. widoczne spiralne ułożenie atomów Hg i S

mianach krystalograficznych T_2^2 i D_3^4 , a przejście zachodzi przy temperaturze 344°C i pod ciśnieniem 1 bara. Należy zwrócić uwagę, że selenek i tellurek rtęci wykazują również przemianę strukturalną z regularnej T_2^2 do heksagonalnej D_3^4 . Przemiana fazowa określona na podstawie pomiarów elektrycznych dla próbek o różnych koncentracjach zachodzi w przedziale ciśnień dla HgSe od 6 do 9 kbar [10], a dla HgTe od 14,5 do 17,5 kbar [11]. Stałe sieci dla odmiany D_3^4 podane przez Pearsona wynoszą dla HgSe: $a = 4,32$, $c = 9,68$ Å, a dla HgTe: $a = 4,46$, $c = 9,17$ Å [12].

Jak wynika z przedstawionych danych w tabelicy II, największe trudności technologiczne związane są z otrzymaniem kryształów siarczku rtęci. Niska temperatura przemiany fazowej, całkowita dysocjacja związku w pobliżu temperatury sublimacji oraz wysokie prężności par (rys. 1) pierwiastków stwarzają niekorzystne warunki dla krystalizacji.

Metacynober, β -HgS krystalizujący w układzie regularnym jest odmianą trwałą powyżej temperatury przemiany. Przy obniżaniu temperatury przechodzi on w odmianę cynobru, α -HgS i odwrotnie (przemiana enancjotropowa). Odmiana β -HgS występuje również w temperaturze pokojowej. Otrzymuje się ją w postaci proszku przez strącanie z roztworów soli rtęciowych pod działaniem siarkowodoru. Odmiana ta w tych warunkach jest nietrwała i przy nieznacznym podwyższeniu temperatury przechodzi w odmianę α -HgS (przemiana monotropowa).

W postaci krystalicznej otrzymano dotychczas jedynie odmianę α -HgS, jednak stosowane metody krystalizacji z fazy ciekłej, gazowej lub z roztworu nie dają zadowalających rezultatów ze względu na współistnienie dwu odmian krystalicznych w otrzymanym kryształce. Najodpowiedniejsza okazała się metoda hydrotermiczna, która pozwala prowadzić proces krystalizacji z roztworu w warunkach wysokiego ciśnienia i podwyższonej temperatury. Uzyskuje się w ten sposób zwiększoną rozpuszczalność, co pozwala prowadzić proces krystalizacji odmiany α -HgS poniżej temperatury przemiany fazowej, tj. 344°C [13].

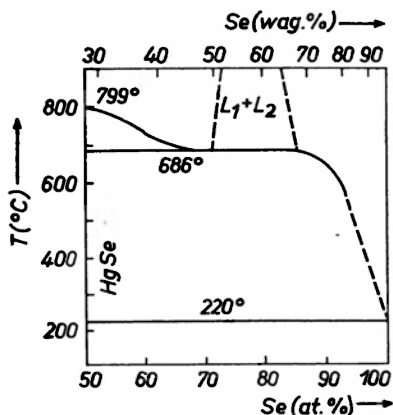
Wykres fazowy dla układu $\text{Hg}_{1-x}\text{S}_x$ nie jest znany. Jak wynika z tabelicy II temperatura topnienia związku nie została jednoznacznie określona.

Badania fazy gazowej wykazały, że cząsteczki siarczku rtęci jak i innych chalkogenidków nie występują w fazie gazowej, obserwuje się jedynie obecność cząsteczek pierwiastków odpowiednich związków [8, 14, 15].

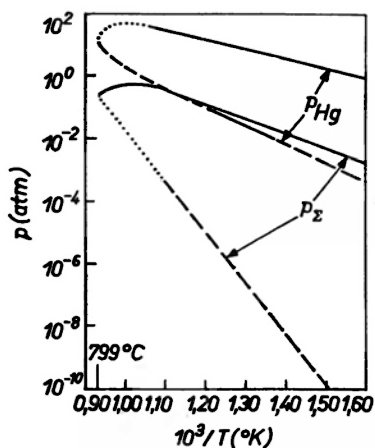
Związki HgSe i HgTe nie przedstawiają zasadniczych trudności przy otrzymywaniu monokryształów, co wynika z danych fizyko-chemicznych przedstawionych w tabelicy II.

Wykres fazowy dla układu HgSe-Se wyznaczył Strauss i Farrel na podstawie analizy termicznej (rys. 4, [16]). Wykres fazowy dla układu HgSe-Se nie został całkowicie zbadany. Brebrick zmierzył ciśnienie par rtęci dla układu HgSe-Hg dla zawartości od 0 do 0,13 ułamka at. HgSe i ciśnienie par selenu dla układu wzbogaconego selenem [15]. Dla pozostałego obszaru P-T-X przeprowadził on obliczenia i szacowania na podstawie standardowych danych

termodynamicznych (rys. 5). Należy podkreślić, że Brebrick otrzymał tę samą temperaturę topnienia HgSe co Strauss i Farrel, tj. 799°C, lecz nie zaobserwował punktu monoeutektycznego w temperaturze 686°C.



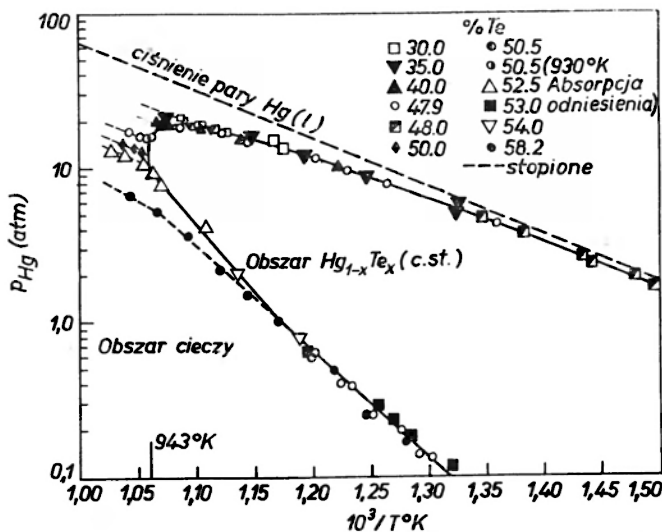
Rys. 4. Wykres fazowy HgSe w zakresie stężeń od 50% do 100% at. Se



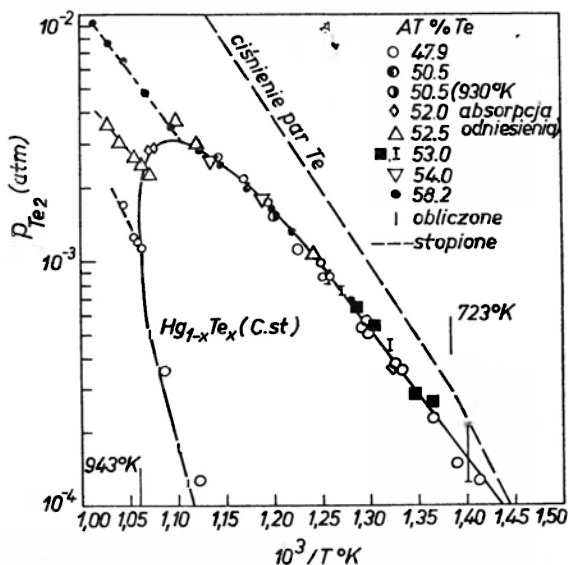
Rys. 5. Krzywe ciśnień cząstkowych p_{Hg} i p_{Se} wzdłuż trójfazowej linii $P-T-X$ dla krystalicznego HgSe w funkcji odwrotności temperatury. Linie ciągłe opisują wyniki doświadczalne, linie przerywane — wartości obliczone, linie kropkowane — wartości oszacowane

Brebrick wyznaczył energię swobodną Gibbsa, tworzenia związku z nadmiaru selenu i kongruentnie sublimującego HgSe (c. st.) w zakresie temperatur 450-600°C. Otrzymano te same wartości z dokładnością błędu doświadczalnego i średnia wartość energii swobodnej wynosi $\Delta G_f^0[\text{Hg}_{(g)} + 1/2\text{Se}_{2(g)} = \text{HgSe}_{(c. st.)}] = -41,92 + 42,40 \cdot 10^{-3} \cdot T$ (kcal/mol). Ekstrapolowane wartości funkcji termodynamicznych dla temperatury 300°C wynoszą $\Delta H_f^0 = -10,8$ kcal/mol i $\Delta S_f^0 = -4,99$ kcal/mol·K dla tworzenia HgSe_(c. st.) z Hg_(c) i Se_(c. st.).

Wykres fazowy dla HgTe został wyznaczony w całym zakresie stężeń na podstawie przeprowadzonych przez Brebricka i Straussa pomiarów absorpcji



Rys. 6. Wykres zależności ciśnienia cząstkowego par rtęci p_{Hg} , pozostającego w równowadze z fazą ciekłą i stałą HgTe w funkcji temperatury T . Wartości p_{Hg} wzdłuż trójfazowej linii $P-T-X$ dla krystalicznego HgTe są przedstawione za pomocą linii ciągłej, dla HgTe stopionego — linii przerywanych



Rys. 7. Krzywa zależności ciśnienia cząstkowego par telluru p_{Te_2} pozostającego w równowadze z fazą skondensowaną HgTe w funkcji odwrotności temperatury T . Wartości p_{Te_2} wzdłuż linii trójfazowych $P-T-X$ dla krystalicznego HgTe są przedstawione linią ciągłą, dla HgTe stopionego — liniami przerywanymi

i analizy danych termodynamicznych [8]. Na rys. 6 i 7 przedstawiono zależności zmian ciśnienia z temperaturą i składem dla HgTe .

Metoda krystalizacji chalcogenidków z roztworu rtęci wymaga znajomości wykresów fazowych dla układów $\text{Hg}(\text{S}, \text{Se}, \text{Te})_{1-x_0}-\text{Hg}_{x_0}$, a obróbka termiczna

w parach rtęci lub chalcogenu i jej wpływ na własności fizyczne kryształów wymaga znajomości zmian ciśnień cząstkowych odpowiednich składników w funkcji temperatury. Ostatnia praca dotyczyła badania wykresów fazowych dla układów HgS, HgSe, HgTe-Hg w zakresie stężeń chalcogenu w rtęci od 0,001 do 0,5% ułamka at. [17]. W tym zakresie stężeń przeprowadzono obliczenia ciśnień cząstkowych i parametrów termodynamicznych dla powyższych układów. Poniżej zostanie przedstawiona metoda wyznaczania ciśnień cząstkowych na podstawie równowag fazowych ciało stałe — ciecz. Procesy równowag fazowych ciało stałe — ciecz i ciecz — ciało stałe oparte na procesach rozpuszczania i zestalania się substancji rozpuszczonej w roztworze opisuje teoria roztworów [18].

Teoria roztworów wyróżnia roztwory idealne i regularne, które traktuje się jako układy zbliżone swymi własnościami do substancji krystalicznej. Jeśli roztwór rozważać jako układ składający się z dwu rodzajów cząstek A i B , które znajdują się w swoich położeniach węzłowych, to utworzenie pary najbliższych dwu sąsiadów AA lub BB wymaga pewnej energii. W przypadku układu dwuskładnikowego zawierającego cząstki A i B wkład do całkowitej energii potencjalnej będą dawały tak pary AA , BB jak również pary AB . Jeżeli energia utworzenia się pary AA lub BB jest równa energii tworzenia pary AB , wtedy mówimy o przypadku roztworu idealnego. Zakłada się, że wartość ta dla idealnego mieszanego kryształu równa się zero. Dla takiego układu jest spełnione prawo Raoult'a

$$p_i = x_i \cdot p_i^0 \quad (11)$$

p_i — ciśnienie składnika i nad roztworem o składzie atomowym x_i , p_i^0 — ciśnienie czystego składnika i .

Równowagę pomiędzy fazą ciekłą a ciałem stałym dla przypadku roztworu idealnego opisuje równanie Clausiusa-Clapeyrona

$$\frac{d \ln P}{dT} = \frac{\Delta H_r}{RT^2}, \quad (12)$$

gdzie P oznacza ciśnienie, T — temperaturę, ΔH_r — zmiana ciepła rozpuszczania, R — stała gazowa.

Kiedy energia tworzenia par AA lub BB nie jest równa energii tworzenia pary AB , wówczas mówimy o roztworze regularnym, dla którego prawo Raoult'a ma postać:

$$p_i = \gamma_i \cdot x_i \cdot p_i^0, \quad (13)$$

gdzie γ_i jest współczynnikiem aktywności składnika i w roztworze. Dla cząstek n atomowych równanie (13) ma postać:

$$p_i = (\gamma_i x_i)^n \cdot p_i^0. \quad (14)$$

Równowagę pomiędzy fazą stałą a ciekłą opisuje równanie przedstawione przez Vielanda [19]:

$$\ln \frac{\gamma_A^{0,5} \gamma_B^{0,5}}{\gamma_A^{x_0} \gamma_B^{1-x_0}} = \ln 4x_0(1-x_0) + \frac{\Delta S_r}{R} \left(\frac{T_m}{T} - 1 \right), \quad (15)$$

gdzie $\gamma^{0,5}$ jest współczynnikiem aktywności dla czystego składnika A i B oraz γ^{x_0} dla odpowiedniego składu atomowego x_0 , ΔS_r — entropia rozpuszczenia, T_m — temperatura topnienia badanego związku AB , T — temperatura odpowiadająca stanowi równowagi ciała stałe — ciecz dla danego składu x_0 .

Współczynnik aktywności γ jest związany z energią tworzenia par AA , BB i AB w roztworze i oznaczoną jako parametr oddziaływania W lub Ω .

Vieland przedstawił zależność współczynnika γ od parametru oddziaływania W dla przypadku uproszczonego, a mianowicie przy założeniu przypadkowego rozmieszczenia atomów A i B — układ całkowicie nieuporządkowany, gdzie średnie prawdopodobieństwo powstania par \bar{X}_{AA} jest proporcjonalne do liczby cząstek N_A i odwrotnie proporcjonalne do sumy cząstek $N_A + N_B$

$$\bar{X}_{AA} = \frac{N_A}{N_A + N_B}. \quad (16)$$

Analogiczne wyrażenie opisuje średnie prawdopodobieństwo powstania par \bar{X}_{BB} . W związku z tym średnie prawdopodobieństwo powstania par \bar{X}_{AB} jest określone następująco:

$$\bar{X}_{AB} = \frac{N_A \cdot N_B}{N_A + N_B}. \quad (17)$$

Zależność (17) można zapisać również w postaci

$$\bar{X}^2 = (N_A - \bar{X}) \cdot (N_B - \bar{X}). \quad (18)$$

Zgodnie z teorią Guggenheima, opis ten jest nazwany przybliżeniem zerowym (*zeroth approximation*) w odróżnieniu od pierwszego przybliżenia omówionego w dalszej części. Zgodnie z przybliżeniem zerowym Vieland przedstawił współczynniki aktywności w postaci [19]:

$$\ln \frac{\gamma_A^{0,5} \cdot \gamma_B^{0,5}}{\gamma_A^{x_0} \cdot \gamma_B^{1-x_0}} = - \frac{2W}{RT} (x_0 - 0,5)^2, \quad (19)$$

gdzie współczynniki aktywności składnika A i B są wyrażone:

$$\gamma_A = e^{2_0^2 W/kT}, \quad (20)$$

$$\gamma_B = e^{(1-x_0)^2 W/kT}. \quad (21)$$

Przy założeniu że atomy A i B są związane energetycznie ze swymi położeniami (węzłami sieci), to prawdopodobieństwo powstania pary jest związane z oddziaływaniem energetycznym. Wówczas zależność (18) opisującą prawdopodobieństwo powstawania pary \bar{X}_{AB} można zapisać w postaci:

$$\bar{X}^2 = (N_A - \bar{X}) \cdot (N_B - \bar{X}) \cdot e^{-2W/ZkT}, \quad (22)$$

gdzie Z jest liczbą najbliższych sąsiadów.

Jest faktem fizycznie oczywistym, że gdy $W/kT \rightarrow 0$ (dla wysokich temperatur), układ zbliża się do temperatury krytycznej roztworu (bardziej zbliżonego do stanu gazowego), a więc do stanu o mniejszym uporządkowaniu nie spełniającym modelu struktury krystalicznej. Wówczas jest spełniona zależność (18). Wartość $2W/Z$ (równanie (22)) jest energią potrzebną do utwo-

zenia z par AA i BB dwu par AB . Zależność (22) opisuje przypadek, jak gdyby kilka rodzaj par najbliższych sąsiadów było cząsteczkami w fazie gazowej pozostającymi w równowadze chemicznej. Dlatego przybliżone założenie przedstawione w równaniu (22) jest nazwane quasi-chemicznym, pierwszym przybliżeniem (*quasi-chemical, first approximation*) w odróżnieniu od sformułowania (18) zwanego zerowym przybliżeniem. Zależność (22) może być zapisana w wygodniejszej postaci, gdy za $e^{W/kT}$ podstawimy wartość η

$$(N_A - \bar{X}) \cdot (N_B - \bar{X}) - \eta^2 \bar{X}^2 = 0. \quad (23)$$

Równanie (23) jest równaniem kwadratowym dla \bar{X} . Do dalszych rozważań wygodnie jest wprowadzić parametr β zdefiniowany następująco:

$$\bar{X} = \frac{N_A \cdot N_B}{N_A + N_B} \cdot \frac{2}{\beta + 1}, \quad (24)$$

gdzie przybliżenie zerowe równanie (18) jest spełnione dla $\beta = 1$. Uwzględniając równanie (24), zależność (23) można przedstawić w formie równania kwadratowego

$$\beta - (1 - 2x_0)^2 = 4\eta^2 \cdot x_0(1 - x_0), \quad (25)$$

dla którego β jest wyrażone:

$$\beta = \{1 + 4x_0(1 - x_0) \cdot (\eta^2 - 1)\}^{1/2}. \quad (26)$$

Stringfellow i Greene rozważali równowagę quasi-chemiczną i wyrażenie na współczynniki aktywności przedstawili w postaci [20]:

$$\ln \frac{\gamma_A^{0.5} \gamma_B^{0.5}}{\gamma_A^{x_0} \gamma_B^{1-x_0}} = Z \ln \frac{1 + \beta}{1 + \eta}, \quad (27)$$

gdzie czynnik η i β zdefiniowano w zależnościach (23) i (26), a parametr oddziaływania W w odróżnieniu od zerowego przybliżenia został nazwany Ω czyli $\eta = e^{\Omega/ZkT}$.

Współczynniki aktywności dla składników A i B są wyrażone odpowiednio następującymi zależnościami:

$$\gamma_A = \left\{ \frac{\beta + 1 - 2x_0}{(1 - x_0)\beta + 1} \right\}^{1/2Z} \quad (28)$$

$$\gamma_B = \left\{ \frac{\beta - 1 + 2x_0}{x_0(\beta + 1)} \right\}^{1/2Z} \quad (29)$$

Zależności (19) i (27) opisują współczynniki aktywności dla dwu różnych założeń przyjętych dla roztworu regularnego, a mianowicie: przybliżenia zerowego i quasi-chemicznego. Z przedstawionych zależności wynika, że jeśli parametry oddziaływania $W = \Omega = 0$, czyli współczynnik aktywności $\gamma = 1$, badany układ należy rozważać jako roztwór idealny (równanie 11).

Analizując równanie (15) opisujące równowagę ciała stałe — ciecz przy założeniu roztworu idealnego można zapisać w postaci:

$$-\ln 4x_0(1 - x_0) = \frac{\Delta S_r}{R} \left(\frac{T_m}{T} - 1 \right) \quad (30)$$

przy założeniu, że

$$\ln \frac{\gamma_A^{0,5} \gamma_B^{0,5}}{\gamma_A^{x_0} \gamma_B^{1-x_0}} = \ln U = 0.$$

Założenie roztworu idealnego $\ln U = 0$ dla układu $\text{HgTe}_{1-x_0}-\text{Hg}_{x_0}$ nie jest spełnione dla stężeń powyżej $x_0 = 0,05$ ułamka at. (rys. 8, linia ciągła).

Z równania (15) przy znanej doświadczalnej zależności $x_0 = f(T)$ i znanej wartości temperatury topnienia T_m można obliczyć lewą stronę równania, tj. wyrażenie $\ln U$. Jeśli $\ln U \neq 0$, czyli $\Omega = W \neq 0$, to parametry γ i Ω można określić z bezpośrednich parametrów ciśnień i zależności energii swobodnej ΔG od stałej reakcji K_p w funkcji temperatury, co zostało przeprowadzone dla układu $\text{HgTe}_{1-x_0}-\text{Hg}_{x_0}$ korzystając ze znanych zależności [8]:

$$\Delta G = -RT \ln p_{\text{Hg}} \cdot p_{\text{Te}_2}^{1/2} \quad (31)$$

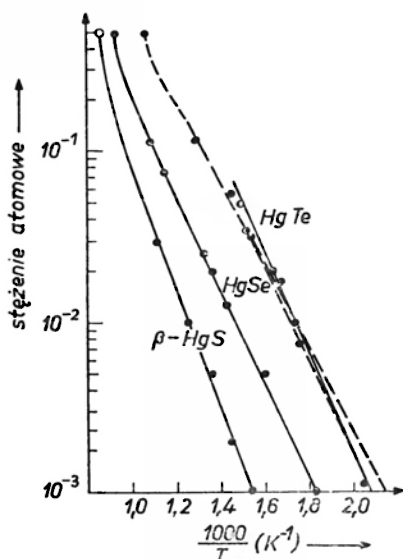
co można zapisać w postaci:

$$p_{\text{Hg}} \cdot p_{\text{Te}_2}^{1/2} = e^{-\frac{\Delta G}{RT}} \quad (32)$$

$$\Delta G_{[\text{HgTe}_{(s)} = \text{Hg}_{(g)} + \text{Te}_{2(g)}]} = -41,66 + 42,71 \cdot 10^{-3} T \text{ kcal/mol} \quad (33)$$

$$\gamma = \frac{1}{x_0} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{1/n}. \quad (34)$$

Wyznaczony na tej drodze parametr oddziaływania $W = \Omega = -3,18$ kcal/mol, a entropia rozpuszczania $\Delta S_r = 14,2$ kcal/mol. Krzywe rozpuszczalności obliczone na podstawie równań (19) i (27) przedstawiono na rys. 8. Lepszą zgodność



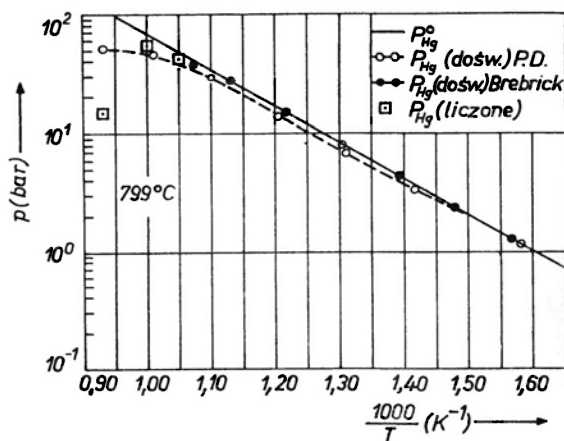
Rys. 8. Krzywe równowag ciało stałe — ciecz dla układów HgS , HgSe , $\text{HgTe}-\text{Hg}$. Linie ciągłe wyznaczone przy założeniu roztworu idealnego, przerywane dla roztworu regularnego, dłuższe odcinki dla przybliżenia zerowego, krótsze odcinki dla równowagi quasi-chemicznej. Wzdłuż linii leżą punkty doświadczalne

krzywej teoretycznej z punktami doświadczalnymi otrzymuje się dla założenia quasi-chemicznego, czyli modelu roztworu odpowiadającego uporządkowaniu quasi-krystalicznemu. Obliczone ciśnienie p_{Te_2} i p_{Hg} , współczynniki aktywności w funkcji składu x_0 i temperatury przedstawiono w tabelicy III.

Tabela III

Cisnienie par nad czystym składnikiem P^0 i ciśnienia cząstkowe nad roztworem $\text{HgTe}_{1-x_0}\text{-Hg}_{x_0}$ w funkcji temperatury i składu

T (K)	t (°C)	$X_{0\text{Te}_2}$ (uł. at.)	$P^0_{\text{Te}_2}$ (bar)	γ	P_{Te_2} (bar)	$X_{0\text{Hg}}$ (uł. at.)	P^0_{Hg} (bar)	γ	P_{Hg} (bar)
481	208	0,001	$2,04 \cdot 10^{-10}$	0,027	$1,487 \cdot 10^{-10}$	0,999	$2,99 \cdot 10^{-3}$	1	$2,987 \cdot 10^{-3}$
543	270	0,005	$3,67 \cdot 10^{-8}$	0,0549	$2,763 \cdot 10^{-15}$	0,995	$1,56 \cdot 10^{-1}$	1	$1,552 \cdot 10^{-1}$
575	302	0,01	$2,44 \cdot 10^{-7}$	0,0650	$1,029 \cdot 10^{-13}$	0,99	$2,92 \cdot 10^{-1}$	0,9997	$2,904 \cdot 10^{-1}$
678	405	0,05	$1,36 \cdot 10^{-5}$	0,1123	$4,284 \cdot 10^{-10}$	0,95	2,4	0,9955	2,365
758	485	0,1	$5,03 \cdot 10^{-4}$	0,1670	$1,398 \cdot 10^{-7}$	0,9	7,0	0,9836	6,196
940	667	0,5	$1,76 \cdot 10^{-2}$	0,6358	$1,777 \cdot 10^{-3}$	0,5	$4,2 \cdot 10$	0,6358	$1,335 \cdot 10$



Rys. 9. Ciśnienie cząstkowe par nad układem $\text{HgSe}_{1-x_0}\text{-Hg}_{x_0}$ w funkcji odwrotności temperatury T . Linia ciągła oznacza ciśnienie par rtęci nad czystą rtęcią p^0_{Hg} , linia przerywana ciśnienie cząstkowe par rtęci p_{Hg} otrzymane w pracy [26]. Ciemne kropki — punkty doświadczalne z pracy [18], kwadraty — punkty obliczone i oszacowane z danych termodynamicznych z pracy Brebricka

Dla układu $\text{HgSe}_{1-x_0}\text{-Hg}_{x_0}$ równanie (15) rozwiązano dla wyznaczonych doświadczalnie punktów $x_0 = f(T)$ i znanej wartości temperatury topnienia T_m . Z obliczeń wynika, że $\ln U = 0$, a entropia rozpuszczania $\Delta S = 11,0$ kcal/mol, krzywa teoretyczna jest zgodna z punktami doświadczalnymi w całym przedziale stężeń. Obliczone wartości ciśnień p_{Hg} dają dobrą zgodność z wynikami eksperymentalnymi Brebricka (rys. 9), a dla ciśnień cząstkowych selenu otrzy-

Tablica IV

Ciśnienie par nad czystym składnikiem P^0 i ciśnienie cząstkowe nad roztworem $\text{HgSe}_{1-x_0}-\text{Hg}_{x_0}$ w funkcji temperatury i składu x_0

T (K)	t (°C)	$X_{0\text{Se}}$ (ul. at.)	$P_{\Sigma\text{Se}}^0$ (bar)	P_{Se_2} (bar)	P_{Se_4} (bar)	$P_{\Sigma\text{Se}}$ Wg Brebri- cka (bar)	$X_{0\text{Hg}}$ (ul. at.)	P_{Hg}^0 (bar)	P_{Hg} (bar)
547	274	0,001	$1,033 \cdot 10^{-4}$	$1,033 \cdot 10^{-10}$	$1,033 \cdot 10^{-16}$	—	0,999	$1,63 \cdot 10^{-1}$	$1,59 \cdot 10^{-1}$
637	364	0,005	$2,44 \cdot 10^{-3}$	$6,1 \cdot 10^{-8}$	$1,52 \cdot 10^{-13}$	—	0,995	1,25	1,24
685	412	0,01	$8,97 \cdot 10^{-3}$	$8,97 \cdot 10^{-7}$	$8,78 \cdot 10^{-11}$	$5 \cdot 10^{-10}$	0,99	2,7	2,673
826	553	0,05	$1,63 \cdot 10^{-1}$	$4,07 \cdot 10^{-4}$	$1,02 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	0,95	1,47 · 10	1,397 · 10
910	637	0,1	$5,98 \cdot 10^{-1}$	$5,98 \cdot 10^{-3}$	$5,98 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-4}$	0,9	3,3 · 10	2,97 · 10
1072	799	0,5	3,8	$9,5 \cdot 10^{-1}$	$2,38 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-1}$	0,5	1,05 · 10	5,25 · 10

muje się lepszą zgodność przy założeniu, że cząsteczki są czteroatomowe, co jest zgodne z poprzednio omówionymi danymi dla czystego selenu [6].

Dla układu $\text{HgS}_{1-x_0}-\text{Hg}_{x_0}$ rozwiązanie równania (15) było utrudnione przez niezbyt jednoznacznie sprecyzowaną temperaturę topnienia siarczku rtęci (tablica II). Założono, że roztwór jest idealny a więc, że wyrażenie $\ln U = 0$ i skorzystano z zależności (30) oraz z wyznaczonych doświadczalnie zależności $x_0 = f(T)$ i obliczono temperaturę topnienia związku oraz entropię rozpuszczenia, które wynoszą $T_m = 1156^\circ \text{K}$, $\Delta S_r = 14,2 \text{ kcal/mol}$. Wyznaczone wartości ciśnień cząstkowych w funkcji składu x_0 i temperatury przedstawiono w tablicy V.

Tablica V

Ciśnienie par nad czystym składnikiem P^0 i ciśnienia cząstkowe nad roztworem $\beta\text{-HgS}_{1-x_0}-\text{Hg}_{x_0}$

T (K)	t (°C)	$\frac{1000}{T}$ (K ⁻¹)	X_{oS} (% at.)	$P_{\Sigma\text{S}}^0$ (bar)	P_{S_2} (bar)	X_{oHg} (% at.)	P_{Hg}^0 (bar)	P_{Hg} (bar)
650	377	1,54	0,001	$3,67 \cdot 10^{-1}$	$3,67 \cdot 10^{-7}$	0,999	1,6	1,59
746	473	1,34	0,005	1,4	$3,5 \cdot 10^{-5}$	0,995	6,1	6,06
794	521	1,26	0,01	3,0	$3 \cdot 10^{-4}$	0,99	10,5	10,39
870	597	1,05	0,05	6,5 (ekstrap)	$1,6 \cdot 10^{-2}$	0,95	23,3	22,13
1020	747	0,98	0,1	—	—	0,9	74,5	67,05
1156	883	0,865	0,5	—	—	0,5	$1,65 \cdot 10^2$	83

Obliczone parametry termodynamiczne dla badanych układów przedstawiono w tablicy VI.

Tablica VI

Obliczone termodynamiczne parametry dla układów HgS , HgSe , HgTe-Hg

Związek	Temperatura topnienia	Entropia rozp. $\Delta S_r, \text{kcal/mol} \cdot \text{K}$	Parametr oddziaływania $\Omega \text{ kcal/mol}$
	K	ΔS	Ω
$\beta\text{-HgS}$	1156 *	14,2	0
HgSe	1072	11,0	0
HgTe	940	14,2	-3,18

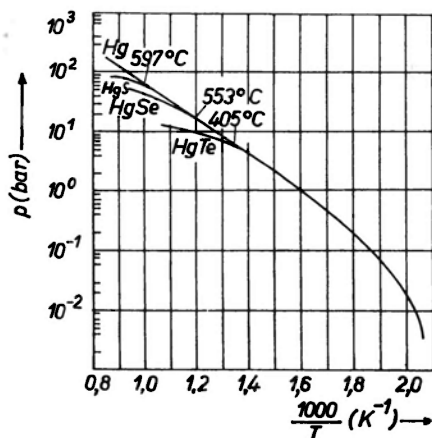
* wartość obliczona.

Na rys. 10 przedstawiono porównanie wartości ciśnienia pary nasyconej nad czystą rtęcią i ciśnieniami cząstkowymi p_{Hg} nad odpowiednimi roztworami HgS , HgSe , HgTe-Hg . Z wykresu widać monotoniczną zmianę ciśnień cząst-

kowych p_{Hg} dla poszczególnych układów, jak również, że dla wszystkich układów ciśnienia cząstkowe rtęci maleją w stosunku do ciśnienia nad czystą rtęcią p_{Hg}^0 dla składów powyżej 0,05% at.

Z niniejszych danych wynika, że dominującą rolę w ciśnieniu całkowitym odgrywa ciśnienie cząstkowe par rtęci.

Z przedstawionych w niniejszej pracy własności fizyko-chemicznych chalkogenidków rtęci wynika, że ze wzrostem liczby atomowej chalkogenu otrzymuje się związki termodynamicznie bardziej stabilne. Najbardziej trwałym związkiem jest tellurek rtęci, a najmniej trwałym siarczek rtęci. Fakt ten ma swoje od-



Rys. 10. Ciśnienie pary nasyconej rtęci p_{Hg}^0 w porównaniu z ciśnieniami cząstkowymi p_{Hg} dla poszczególnych układów HgS, HgSe, HgTe-Hg w funkcji odwrotności temperatury

zwierciedlenie we własnościach fizycznych tych związków. Tellurek rtęci otrzymuje się w odpowiednich warunkach technologicznych o przewodnictwie typu n i p , natomiast nie otrzymano dotychczas selenku i siarczku rtęci typu p .

W przypadku siarczku i selenku rtęci otrzymuje się kryształy wzbogacone rtęcią, odbiegające swym składem od stechiometrii. Należy podkreślić, że domieszkowanie selenku rtęci różnymi pierwiastkami nie zmienia typu przewodnictwa [21, 22]. Pierwiastki III grupy układu okresowego (Al) i IV grupy (Ge i Si) są domieszkami donorowymi, a pierwiastki I i V grupy wpływają na własności elektryczne, lecz nie zmieniają typu przewodnictwa. Obecnie prowadzone badania fizyko-chemiczne procesów technologicznych krystalizacji chalkogenidków rtęci zmierzają do otrzymania coraz lepszych kryształów z punktu widzenia ich struktury i stechiometrii, co pozwoli na dalszy postęp w badaniach fizycznych.

Literatura

- [1] A. Ginie, *Rentgenografia Kristallov*, Gosud. Izd. Fiz.-Mat. Literat., Moskwa 1961 (tłumaczenie z francuskiego).
- [2] W. Trzebiatowski, *Chemia nieorganiczna*, PWN, Warszawa 1953.

- [3] H. Braune, S. Peter, V. Neveling, *Z. Naturforsch.*, **6a**, 32 (1951).
- [4] L. S. Brooks, *J. Amer. Chem. Soc.*, **74**, 227 (1952).
- [5] W. W. Illiaronov, L. M. Lapina, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **114**, 1021 (1957).
- [6] R. F. Brebick, *J. Chem. Phys.*, **43**, 3031 (1965).
- [7] *Handbook of Chem. and Phys.*, 36th ed. 1954-5, str. 2239, wyd. chińskie.
- [8] R. F. Brebick, A. J. Strauss, *J. Phys. Chem. Solids*, **26**, 989 (1965).
- [9] W. T. Hicks, *J. Chem. Phys.*, **38**, 1873 (1963).
- [10] S. Porowski, R. R. Gałązka, *Phys. Status Solidi*, **31**, K71 (1964).
- [11] A. Ivanov, S. Porowski, *Dokl. Bolg. AN, C. R. Acad. Bulgare Sci.*, **20**, 525 (1967).
- [12] W. B. Pearson, *Handbook of Lattice Spacing and Structures of Metals and Alloys*. International Series of Monographs on Metal Physics and Physical Metallurgy, Pergamon Press 1958.
- [13] A. Pajęczkowska, *J. Crystal Growth*, **7**, 93 (1970).
- [14] P. Goldfinger, M. Jeunehomme, *Trans. Faraday Soc.*, **59**, 2851 (1963).
- [15] R. F. Brebick, *J. Chem. Phys.*, **43**, 3846 (1965).
- [16] A. J. Strauss, L. B. Farrel, *J. Inorg. and Nuclear Chem.*, **24**, 1211 (1962).
- [17] A. Pajęczkowska, E. Z. Dziuba, *J. Crystal Growth*, **11**, 21 (1971).
- [18] E. A. Guggenheim, *Mixtures*, Ed. The Clarendon Press, Oxford 1952.
- [19] L. J. Vieland, *Acta Metallurgica*, **11**, 137 (1963).
- [20] G. B. Stringfellow, P. E. Greene, *J. Phys. Chem. Solids*, **30**, 1779 (1969).
- [21] H. Gobrecht, U. Gerhardt, B. Peinemann, A. Tausend, *J. Appl. Phys. Suppl.*, **32**, 2246 (1961).
- [22] T. C. Harman, *J. Electrochem. Soc.*, **106**, 205C (1959).
- [23] J. Chojnacki, *Krystalografia chemiczna i fizyczna*, PWN, Warszawa 1961.
- [24] P. H. Hamilton, *Semiconductor Prod. Solid State Technol.*, **7**, 15 (1964).
- [25] J. Early, *Amer. Mineralogist*, **35**, 338 (1950).
- [26] R. T. Delves, B. Levis, *J. Phys. Chem. Solids*, **24**, 549 (1963).
- [27] J. C. Wooley, B. Ray, *J. Phys. Chem. Solids*, **13**, 151 (1960).
- [28] R. R. Gałązka, *Acta Phys. Polon.*, **24**, 791 (1963).
- [29] F. W. Dickson, G. Tunell, *Amer. Mineralogist*, **44**, 471 (1959).
- [30] N. A. Goriunova, *Složnye Almazopodobnye poluprowodniki*, Izd. Sowietskoe Radio, Moskwa 1968.
- [31] P. M. Kovalskii, W. M. Melnik, A. D. Szneider, *Uspiechi Fiz. Nauk*, **11**, 921 (1967).
- [32] N. H. Abrikosov, W. F. Bankina, L. W. Poreckaja, E. W. Skubnova, L. E. Szelimova, *Połuprowodnikiwye soedinenia, ich potuczenie i swoistwa*, Izd. Nauka, Moskwa 1967, str. 18.
- [33] *Fizika i Chimia Soedinenii A^{IV}B^{IV}* pod redakcją S. A. Medvedeva, Izd. Mir, Moskwa 1970 (przekład z angielskiego).
- [34] M. R. Lorenz, *II-VI Semiconducting Compounds*, International Conference 1967, D. G. Thomas Bell Telephone Labor., New York 1967, str. 215.

Juliusz Sielanko

Instytut Fizyki UMCS
Lublin

Termodyfuzja w wieloskładnikowej mieszaninie gazowej

Thermal Diffusion in Multicomponent Gaseous Mixture

Abstract: The paper gives short review of thermal diffusion investigations in gaseous multicomponent mixtures. Experimental results, as well as elementary theory of Laranjeira and rigorous one developed by Van der Valk, are discussed.

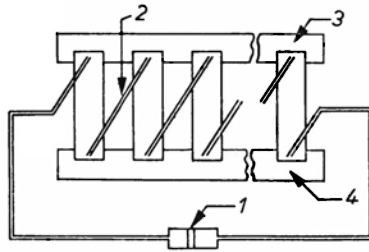
Zjawisko termodyfuzji w gazach polega na powstawaniu gradientu stężenia składników mieszaniny dwóch różnych gazów (lub izotopów tego samego gazu) pod wpływem gradientu temperatury. Termodyfuzję w gazach pierwszy przewidział Enskog [1] w 1911 r. Niezależnie od niego do takich samych wyników doszedł w 1916 r. Chapman [2], który wraz z Dootsonem [3] wykazał doświadczalnie istnienie tego zjawiska.

Eksperymentalnie proces termodyfuzji badany jest zwykle przy użyciu aparatury typu dwóch zbiorników. Zbiorniki te ustawia się jeden nad drugim i górny utrzymuje w temperaturze wyższej od temperatury dolnego. Po osiągnięciu stanu stacjonarnego, przeprowadza się analizę składu mieszaniny w jednym lub w obu zbiornikach.

Aż do chwili odkrycia przez Clusiusa i Dickela [4, 5] kolumny termodyfuzyjnej (pionowa rura z żarzoną drutem w środku), prace z zakresu termodyfuzji gazów prowadzone były w bardzo skromnym zakresie. Wielokrotne zwiększenie rozdzielania, jakie otrzymał Clusius w wyniku nałożenia prądów konwekcyjnych na proces termodyfuzji w skonstruowanej przez siebie kolumnie, umożliwiło termodyfuzyjne rozdzielanie izotopów rozszerzając tym samym znacznie zakres możliwości prowadzenia prac z tej dziedziny zarówno doświadczalnych, jak i teoretycznych.

W 1955 r. Clusius i Huber [6] opublikowali nowy typ aparatury do badania przebiegu termodyfuzji (tzw. „separator wahadłowy”). Zasada działania wahadłowego separatora polega na tworzeniu równocześnie wielu gradientów koncentracji i łączeniu ich w szereg. Takie zestawienie gradientów koncentracji otrzymuje się przez połączenie w odpowiedni sposób szeregu rur oraz utrzy-

mywaniu ich wszystkich górnych końców w podwyższonej temperaturze T_1 , a dolnych w temperaturze niższej T_0 (rys. 1). Brak prądów konwekcyjnych w wahadlowym separatorze, jak również możliwość uzyskiwania dużych rozdzieleń pozwala na dokładne wyznaczanie eksperymentalnych wartości współczynnika termodyfuzji α także dla mieszanin izotopowych.



Rys. 1. Separator wahadłowy. 1 — pompka gazowa, 2 — kapilary, 3 i 4 — zewnętrzne ośrodki, podgrzewający i oziębiający końce rur separatora

Równanie dyfuzji zawierające również dyfuzję termiczną w przypadku dwuskładnikowej mieszaniny można ująć następująco:

$$\frac{\Gamma_1}{n} = -D_{12} \text{grad } c_1 + \frac{D_T}{T} \text{grad } T, \quad (1)$$

gdzie Γ_1 — ilość netto cząsteczek rodzaju 1 przepływających w jednej sekundzie przez 1 cm^2 powierzchni, n — gęstość cząsteczkowa gazu jako całości, jeżeli przez n_1 i n_2 oznaczymy gęstości cząsteczkowe składnika 1 i 2 to: $c_1 = n_1/n$ i $c_2 = n_2/n$, D_{12} — współczynnik dyfuzji zwykłej, D_T — współczynnik dyfuzji termicznej, T — temperatura.

Dla stanu stacjonarnego $\Gamma_1 = 0$, stąd po scałkowaniu równania (1) i wykonaniu paru prostych przekształceń otrzymamy:

$$\lg q = \alpha \ln \frac{T_1}{T_0}, \quad (2)$$

gdzie T_1 , T_0 — temperatura odpowiednio gorącego i zimnego obszaru aparatury, α — stała dyfuzji termicznej. Z definicji:

$$\alpha = \frac{D_T}{c_1 c_2 D_{12}},$$

q jest tzw. współczynnikiem rozdzielania:

$$q = \frac{[c_1/c_2]_{T_1}}{[c_1/c_2]_{T_0}}.$$

Z równania (2) można wyznaczyć doświadczalne wartości α , a następnie porównać z wartościami znalezionymi na drodze teoretycznej z pierwszego przybliżenia Chapmana-Enskoga [7]:

$$\alpha = 5(C-1)g, \quad (3)$$

gdzie C i g są złożonymi funkcjami mas i całek zderzeń Ω [7]. Całki zderzeń Ω mogą być obliczone po przyjęciu dowolnego modelu potencjału sił międzycząsteczkowych. Zgodność wyliczonych z równania (3) wartości a z wartościami uzyskanymi z doświadczenia pozwala sądzić o słuszności danego modelu potencjału sił międzycząsteczkowych. Warto tu nadmienić, że teoria Chapmana-Enskoga słuszna jest jedynie dla cząsteczek o symetrii sferycznej i nie uwzględnia ich wewnętrznych stopni swobody.

Pierwsza próba rozszerzenia dokładnej kinetycznej teorii gazów na wieloskładnikowe mieszaniny podjęta została przez Hellunda [8]. Autor dyskutuje tam, w oparciu o swą teorię, możliwość wpływu He na separację termodyfuzyjną mieszaniny H_2 - D_2 . Opierając się na teorii Hellunda, R. C. Jones [9, 10] rozpatrzył przypadek wieloskładnikowych izotopowych mieszanin. Otrzymał on dla tego specjalnego przypadku, stosunkowo proste wyrażenie na stałą termodyfuzji a , które stosowane było później przez różnych autorów [11-13]. Dla nieizotopowych wieloskładnikowych mieszanin teoria jest dość skomplikowana. Istnieją wprawdzie elementarne teorie ujmujące termodyfuzyjny współczynnik w wieloskładnikowych mieszaninach [14-18], mają one jednak wspólną wadę taką, że mogą być stosowane jedynie dla modelu sztywnych sprężystych kulek. I tak na przykład, w swej elementarnej teorii Laranjeira [14] otrzymał wyrażenie na współczynnik termodyfuzji a_{ij} (dla cząsteczek rodzaju i, j w mieszaninie zawierającej s składników) w postaci:

$$a_{ij} = \frac{1 - \sum_{k=1}^s c_k a_k}{2} \cdot \frac{m_j^{1/2} / l_j - m_i^{1/2} / l_i}{\sum_{k=1}^s c_k m_k^{1/2} / l_k} - \frac{a_i - a_j}{2}, \quad (4)$$

gdzie m — masa molekuł, l — średnia droga swobodna, c — koncentracja cząsteczkowa. Czynniki a_k występujące w wyrażeniu (4) określają tzw. „twardość” molekuł rodzaju k , a ich wartość zależy od stosunku mas i średnic cząsteczek.

Pewne dane o „twardości” molekuł możemy otrzymać na podstawie znajomości wielkości R_T zdefiniowanej w następujący sposób:

$$R_T = \frac{\alpha_{\text{exp}}}{[\alpha]_{\text{s.k.}}}$$

gdzie α_{exp} — wartość eksperymentalnie określonej stałej termodyfuzji dla dwuskładnikowej mieszaniny, $[\alpha]_{\text{s.k.}}$ — stała termodyfuzji dla tego przypadku obliczona przy zastosowaniu modelu sztywnych sprężystych kulek. Im bliższą jedności będzie wartość R_T , tym bardziej molekuły będą zachowywały się jak sztywne sprężyste kulki, inaczej mówiąc, tym większą będą posiadały „twardość”.

Jeżeli we wzorze (4) przyjmujemy $a_k = 1$, wówczas $a_{ij} = 0$, a więc w tym przypadku termodyfuzja nie zachodzi. Wynik ten odpowiada tzw. „Maxwellowskiej mieszaninie gazów”, tj. specjalnemu przypadkowi cząsteczek oddziaływujących na siebie siłami odwrotnie proporcjonalnymi do 5 potęg odległości r .

Zakres wartości a_k zawiera się pomiędzy jednością (przypadek maxwellowski) a ujemnymi wartościami dla modelu sztywnych sprężystych kulek, jednak zwykle w praktycznych obliczeniach a dla tego modelu przyjmuje się $a_k = 0$.

W przypadku mieszaniny dwóch izotopów gazu A oraz trzeciego, dodatkowego gazu B , przy założeniu, że w pierwszym przybliżeniu: $[l_i]_1 = K' \eta_i^{1/2}$ (gdzie K' jest stałą dla każdej mieszaniny gazów, η — współczynnik lepkości), wyrażenie (4) można przedstawić w postaci [19]:

$$\alpha_{12} = \frac{1 - (c_1 + c_2) a_A - c_B a_B}{2} \cdot \frac{A_2 - A_1}{(c_1 + c_2) A_A + c_B A_B} \quad (5)$$

$$\text{tutaj: } A_A = c_1^{(b)} A_1 + c_2^{(b)} A_2; \quad A_k = \left(\frac{m_k}{\eta_k} \right)^{1/2},$$

gdzie $c_1^{(b)}$ i $c_2^{(b)}$ — koncentracje cząsteczkowe izotopów gazu A , ($c_1^{(b)} + c_2^{(b)} = 1$), natomiast c_1 , c_2 , c_B — koncentracje cząsteczkowe wypadkowej potrójnej mieszaniny ($c_1 + c_2 = c_A$; $c_A + c_B = 1$).

Czynniki A są proporcjonalne do $m^{1/4} \sigma$, gdzie σ średnica cząsteczki. Z drugiej strony wartości a wzrastają wraz ze wzrostem „miękości” molekuł. Stąd, z równania (5) wynika, że izotopowy termodyfuzyjny współczynnik składnika A będzie wzrastał przez dodanie gazu B składającego się z lżejszych, mniejszych ($A_B < A_A$) i „twardszych” molekuł, i przeciwnie, będzie malał przez dodanie cięższych, większych i bardziej „miękkich” molekuł. Inaczej mówiąc, jeżeli gaz B dodamy do mieszaniny izotopów gazu A (A_1, A_2) i jeżeli termodyfuzyjna separacja izotopów A_1, A_2 wzrasta, to dodanie gazu A do izotopów gazu B (B_1, B_2) powinno powodować zmniejszenie separacji. Powyższe stwierdzenie okazało się jednak niesłuszne w zetknięciu z eksperymentem, jak i dokładną teorią termodyfuzji wieloskładnikowej mieszaniny.

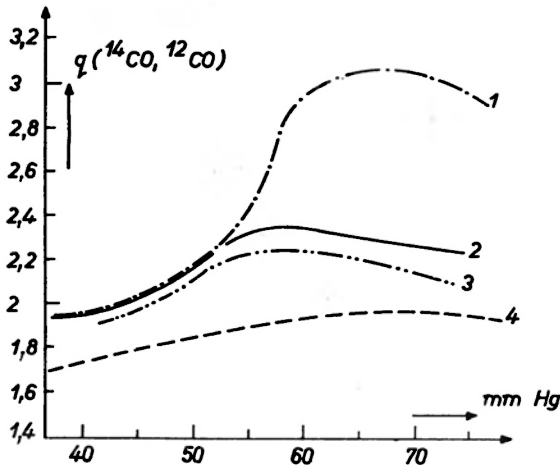
Do pierwszych doświadczalnych prac z zakresu termodyfuzji w wieloskładnikowych mieszaninach można w zasadzie zaliczyć badania przeprowadzone w 1949 r. przez Clusiusa [20]. Jednakże głównym celem jego pracy nie było badanie wpływu dodatkowego składnika na wielkość separacji termodyfuzyjnej izotopów. Zagadnieniem tym zajęło się nieco później kilku autorów [19, 21-24]. Na rys. 2 przedstawiono dla przykładu wyniki otrzymane przez A. E. de Vries i M. F. Laranjeira [24], którzy badali przy pomocy kolumn termodyfuzyjnych wpływ N_2 , C_2H_4 , C_2H_6 na rozdzielenie izotopów ^{14}CO – ^{12}CO . Z rysunku widać, że współczynnik separacji ^{14}CO – ^{12}CO nie zmienia się przez dodanie azotu, natomiast wyraźne jego zmniejszenie obserwuje się przy dodaniu C_2H_4 lub C_2H_6 . Wynik ten autorzy interpretowali tym, że cząsteczki C_2H_4 i C_2H_6 są bardziej „miękkie” niż CO , natomiast cząsteczki N_2 , jako bardzo podobne do CO (o zbliżonej „twardości”) nie wpływają w istotny sposób na przebieg termodyfuzji izotopów ^{14}CO – ^{12}CO . W tym przypadku, wynik ten wydaje się potwierdzać wnioski wyciągnięte z elementarnej teorii Laranjeira [14].

W 1963 r. Van der Valk [25] opierając się na rozważaniach Waldmanna [26] opracował dokładną teorię termodyfuzji w wieloskładnikowej mieszaninie.

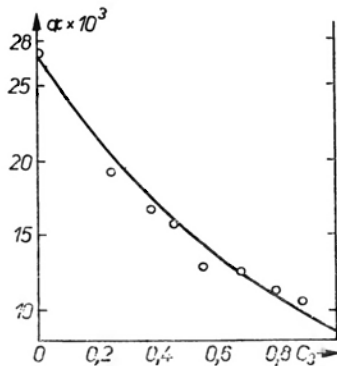
Otrzymał on stosunkowo proste wyrażenie na współczynnik termodyfuzji, które podane jest w formie gotowej do stosowania różnych modeli potencjałów sił międzycząsteczkowych. Dla potrójnej mieszaniny wyrażenie to można przedstawić w postaci:

$$a_{ij} = - \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} & 1 \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & 1 \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & 1 \\ b_{1,ij} & b_{2,ij} & b_{3,ij} & 0 \end{vmatrix} \cdot \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{vmatrix}^{-1}$$

gdzie czynniki a i b są złożonymi funkcjami mas cząsteczek i całek zderzeń Ω [7].

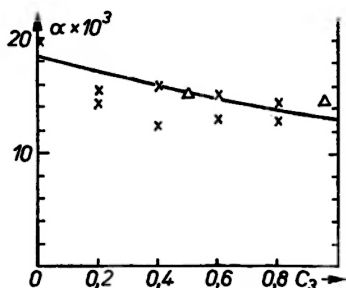


Rys. 2. Zależność współczynnika rozdzielania od ciśnienia [24] dla mieszanin; 1 — $^{14}\text{CO}-^{12}\text{CO}$ i $^{14}\text{CO}-^{13}\text{CO}-95\% \text{N}_2$, 2 — $^{14}\text{CO}-^{12}\text{CO}-50\% \text{C}_2\text{H}_4$, 3 — $^{14}\text{CO}-^{13}\text{CO}-95\% \text{C}_2\text{H}_4$, 4 — $^{14}\text{CO}-^{12}\text{CO}-50\% \text{C}_2\text{H}_6$

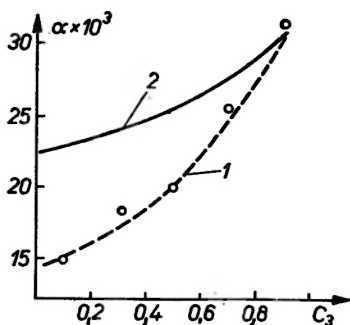


Rys. 3. Zależność α ($^{22}\text{Ne}-^{20}\text{Ne}$) od koncentracji (C_2) wodoru [27]; krzywa teoretyczna obliczona dla mieszaniny o składzie izotopowym 90% ^{20}Ne i 10% ^{22}Ne , \circ — punkty eksperymentalne dla naturalnego neonu, (90,51% ^{20}Ne , 0,28% ^{21}Ne , 9,21% ^{22}Ne)

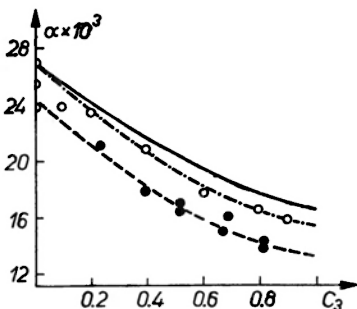
Wyniki doświadczalnych badań Van der Valka i de Vriesa [27] w pełni potwierdziły zgodność teorii z doświadczeniem. Dla przykładu na rysunkach 3, 4 i 5 podano porównanie danych doświadczalnych z obliczonymi na podstawie



Rys. 4. Zależność α (^{14}CO – ^{12}CO) od koncentracji $(\text{C}_2)\text{C}_2\text{H}_4$ [27]; — krzywa teoretyczna, \times — punkty eksperymentalne otrzymane przy pomocy „separatora wahadłowego”, Δ — punkty eksperymentalne otrzymane przy pomocy kolumny termodyfuzyjnej



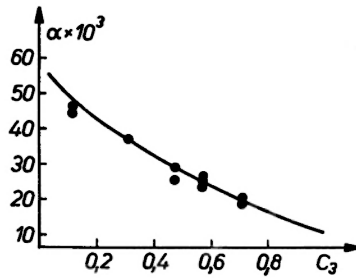
Rys. 5. Zależność α dla mieszaniny ^{40}Ar – ^{36}Ar od koncentracji (C_2) neonu [27]; 1 — wyniki z doświadczenia, 2 — krzywa teoretyczna



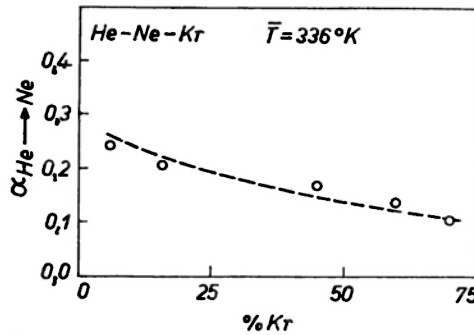
Rys. 6. Zależność α (^{20}Ne – ^{22}Ne) od koncentracji C_2 helu [27]; — krzywa teoretyczna obliczona dla ^4He oraz mieszaniny 90% ^{20}Ne –10% ^{22}Ne , \circ — wyniki eksperymentalne dla naturalnego helu i neonu, \bullet — wyniki eksperymentalne dla helu zawierającego 10% ^3He i naturalnego neonu

teorii dla mieszanin izotopowych ^{22}Ne – ^{20}Ne z dodatkowym gazem H_2 , ^{12}CO – ^{14}CO z C_2H_4 oraz ^{40}Ar – ^{36}Ar z Ne .

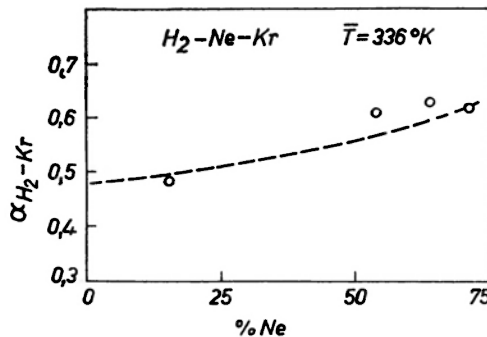
Rysunki 6 i 7 przedstawiają wyniki doświadczalne i teoretyczne dla przypadków, w których według elementarnej teorii Laranjeira separacja termodyfuzyjna izotopów powinna maleć przez dodanie bardziej „miękkiego” gazu ^{20}Ne – ^{22}Ne , He (rys. 6), natomiast rosnać w przypadku dodawania bardziej



Rys. 7. Zależność α (${}^4\text{He}$ - ${}^3\text{He}$) od koncentracji (C_3) neonu [27]; krzywa teoretyczna obliczona dla ${}^{20}\text{Ne}$, • — wyniki doświadczalne



Rys. 8. Zależność α (He-Ne) dla mieszaniny He-Ne-Kr od procentowej zawartości Kr [28]; o — punkty eksperymentalne, — krzywa teoretyczna

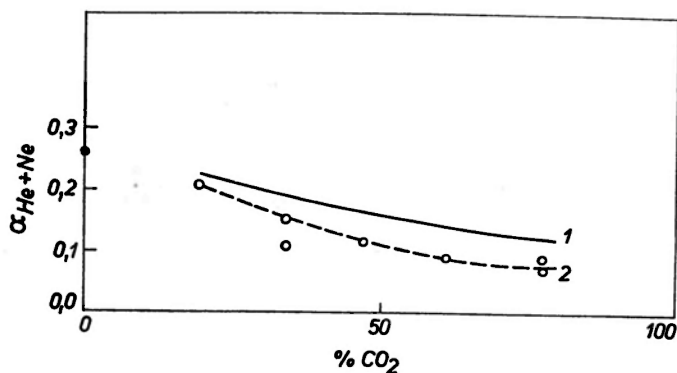


Rys. 9. Zależność α ($\text{H}_2\text{-Kr}$) dla mieszaniny $\text{H}_2\text{-Ne-Kr}$ od procentowej zawartości Ne [28]; o — punkty eksperymentalne, — krzywa teoretyczna

„twardego” gazu ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$; Ne (rys. 7). Jak widać, reguła ta nie jest potwierdzona ani przez doświadczenie, ani przez dokładną teorię wieloskładnikowych mieszanin podaną przez Van der Valka. Tak więc, prawdopodobnie „twardość” cząsteczek dodawanego gazu — która może być opisana przez R_T — nie odgrywa dominującej roli w procesie termodyfuzji wieloskładnikowych mieszanin.

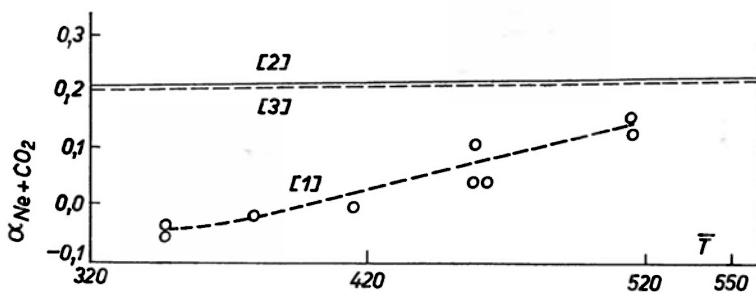
Teoria Van der Valka dobrze opisuje również zjawiska w wieloskładnikowej nieizotopowej mieszaninie. Na rys. 8 i 9 podano wyniki otrzymane przez S. K. Deb i A. K. Barua [28] dla mieszanin He-Ne-Kr oraz $\text{H}_2\text{-Ne-Kr}$.

Pewne rozbieżności pomiędzy teorią a doświadczeniem otrzymano, gdy jako jeden ze składników nieizotopowej mieszaniny użyty był gaz wieloatomowy o wyraźnej niesferycznej budowie. Na rys. 10 przedstawiono zależność $\alpha_{\text{He-Ne}}$



Rys. 10. Zależność α (He-Ne) dla mieszaniny He-Ne-CO₂ od procentowej zawartości CO₂ [29]; 1 — krzywa teoretyczna. 2 — krzywa doświadczalna

od procentowej zawartości CO₂ otrzymaną przez Deb i Barua [29]. Z przebiegu krzywych widać, że różnice pomiędzy teorią a doświadczeniem wzrastają wraz ze wzrostem zawartości CO₂, co autorzy tłumaczą wpływem niesprężystych zderzeń, które skomplikowane są dodatkowo przez moment kwadrupolowy



Rys. 11. Zależność α (Ne-CO₂) od temperatury dla mieszaniny Ne-CO₂-He [29]; 1 — krzywa doświadczalna, [2] — teoretyczna, [3] — obliczona dla dwuskładnikowej mieszaniny Ne-CO₂

cząsteczki dwutlenku węgla. Fakt, że termodyfuzja w mieszaninie H₂-Ne-Kr (rys. 8) dobrze zgadza się z teorią Van der Valka, jest wynikiem bardziej sferycznego charakteru H₂, podczas gdy CO₂ jest wyraźnie niesferyczny.

Rażącą rozbieżność pomiędzy teorią a doświadczeniem otrzymano [29] dla zależności $\alpha_{\text{Ne-CO}_2}$ od temperatury w obecności He jako trzeciego składnika (rys. 11). W tym przypadku obserwowano zmianę znaku współczynnika termodyfuzji α (ujemne wartości α odpowiadają gromadzeniu się w nadmiarze cząsteczek cięższych w gorących obszarach aparatury).

Interesującą sprawą w procesie termodyfuzji wieloskładnikowych mieszanin wydaje się czas ustalania stanu stacjonarnego, określanego na podstawie czasu

relaksacji. Do 1971 r. ukazała się chyba tylko jedna praca na ten temat [30]. Brak jest natomiast opracowania teoretycznego tego zagadnienia. Dla zbadania czasu relaksacji dla potrójnej mieszaniny Deb i Barua [30] wybrali mieszaninę He-Ne-Ar. Pomiary przeprowadzali na aparaturze typu „dwóch zbiorników”.

Jeżeli rozdzielenie składników i, j mieszaniny zdefiniujemy jako:

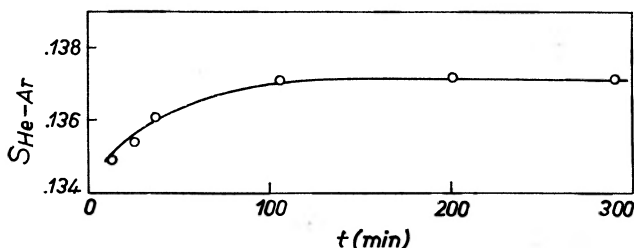
$$S_{ij} = c_i - c_j,$$

gdzie c_i i c_j są koncentracjami składnika i oraz j w jednym ze zbiorników, to podobnie jak dla dwuskładnikowej mieszaniny [31] zależność rozdzielienia od czasu przybierze postać:

$$S_{ij}(t) = S_{ij}(\infty)[1 - e^{-\frac{t}{\tau_{ij}}}],$$

gdzie $S_{ij}(\infty)$ — rozdzielenie po osiągnięciu stanu stacjonarnego, τ_{ij} — czas relaksacji, tj. czas po którym rozdzielenie osiąga $(1 - e^{-1})$ wartości w stanie stacjonarnym.

Zależność S_{ij} od czasu dla He-Ar w obecności Ne, otrzymana na drodze doświadczalnej przez Deb i Barua przedstawiona jest na rys. 12, zaś obliczone z nachylenia krzywych czasy relaksacji dla pozostałych kombinacji umieszczono w tabeli, w której podano też czasy relaksacji dla odpowiednich dwuskładni-



Rys. 12. Zależność rozdzielienia S_{ij} dla He-Ar w obecności Ne od czasu [30]

Czas relaksacji τ dla mieszaniny He-Ne-Ar (He — składnik 1, Ne — składnik 2, Ar — składnik 3) [30]

Temperatura (średnia)	Skład mieszaniny %	τ dla mieszaniny trójskładnikowej (min.)			τ dla mieszaniny dwuskładnikowej (min.)		
		τ_{12}	τ_{13}	τ_{23}	τ_{12}	τ_{13}	τ_{23}
$T = 350,5^\circ \text{K}$	He = 23,8 Ne = 76,0	7,9	9,1	7,4			
	He = 21,6 Ne = 70,2	9,3	10,3	8,4	13,8	19,9	45,6
	He = 16,4 Ne = 52,9	10,1	11,7	7,7			

kowych mieszanin. Jak widać, wartości τ dla potrójnych mieszanin są wyraźnie mniejsze od odpowiadających im danych dla mieszanin podwójnych, a więc i czas osiągnięcia stanu stacjonarnego dla tych mieszanin będzie krótszy niż dla dwuskładnikowych. Należy się spodziewać, że dalsze badania pozwolą odpowiedzieć na pytanie czy powyższy wniosek można uogólnić na dowolny rodzaj mieszanin wieloskładnikowych.

Literatura

- [1] D. Enskog, *Phys. Z.*, **12**, 56, 533 (1911).
- [2] S. Chapman, *Phil. Trans.*, **217A**, 115 (1917).
- [3] S. Chapman, W. F. Dootson, *Phil. Mag.*, **33**, 248 (1917).
- [4] K. Clusius, G. Dickel, *Naturwiss.*, **26**, 546 (1938).
- [5] K. Clusius, G. Dickel, *Naturwiss.*, **27**, 146 (1939).
- [6] K. Clusius, M. Huber, *Z. Naturforsch.*, **10**, 230 (1955).
- [7] S. Chapman, T. G. Cowling, *The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases*, Cambridge University Press, London 1953.
- [8] E. J. Hellund, *Phys. Rev.*, **57**, 319 (1940).
- [9] R. C. Jones, *Phys. Rev.*, **58**, 111 (1940).
- [10] R. C. Jones, *Phys. Rev.*, **59**, 1019 (1941).
- [11] E. Schumacher, *Quantitative Trennung Polynärer Gasgemische durch Thermodiffusion*, Thesis, Zürich 1951.
- [12] E. Schumacher, *Helv. Chim. Acta*, **36**, 949 (1953).
- [13] A. E. de Vries, *The Enrichment of Radioactive Isotopes, by Thermal Diffusion*, Thesis, Amsterdam 1956.
- [14] M. F. Laranjeira, *Physica*, **26**, 409 (1960).
- [15] S. Frankel, *Phys. Rev.*, **57**, 661 (1940).
- [16] W. H. Furry, *Amer. J. Phys.*, **16**, 63 (1948).
- [17] R. Fürth, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **179A**, 461 (1942).
- [18] E. Whalley, E. R. S. Winter, *Trans. Faraday Soc.*, **46**, 517 (1950).
- [19] M. F. Laranjeira, J. Kistemaker, *Physica*, **26**, 431 (1960).
- [20] K. Clusius, *Helv. Phys. Acta*, **22**, 473 (1949).
- [21] E. Schumacher, *Thesis*, Zürich 1951.
- [22] K. Clusius, E. Schumacher, H. Hürzeler, H. U. Hostettler, *Z. Naturforsch.*, **11a**, 713 (1956).
- [23] M. F. Laranjeira, *Thesis*, Leiden 1959.
- [24] A. E. de Vries, M. F. Laranjeira, *J. Chem. Phys.*, **32**, 1714 (1960).
- [25] F. Van der Valk, *Physica*, **29**, 417 (1963).
- [26] L. Waldmann, *Handbuch der Physik XII*, Springer Verlag, Berlin, Göttingen, Heidelberg 1958.
- [27] F. van der Valk, A. E. de Vries, *Physica*, **29**, 427 (1963).
- [28] S. K. Deb, A. K. Barua, *Physica*, **34**, 438 (1967).
- [29] S. K. Deb, A. K. Barua, *Trans. Faraday Soc.*, **64**, 358 (1968).
- [30] S. K. Deb, A. K. Barua, *J. Chem. Phys.*, **48**, 519 (1968).
- [31] R. C. Jones, W. H. Furry, *Rev. Mod. Phys.*, **18**, 151 (1946).

Jerzy Narkiewicz-Jodko

Instytut Radioelektroniki
Politechniki Warszawskiej
Warszawa

Ultradźwiękowe metody badania ośrodków

Ultrasonic Methods for Medium Investigations

Abstract: High frequency sound waves in gases, liquids and solids have proved to be powerful tools for analysing different types of motions in these media. Some of the phenomena analysed in the last years are acoustic attenuation due to phonon-phonon interaction, phonon-electron-magnetic field interactions, attenuation caused by dislocations, large-scale motions as polymer chains and domain walls. Since all the applications and analytical uses depends on the tools and techniques used to generate and measure acoustical waves, a short review of ultrasonic methods is presented in this work.

1. Wstęp

W ostatnim dwudziestoleciu obserwuje się duży rozwój różnych zastosowań fal ultradźwiękowych o małych i dużych natężeniach. Do najbardziej znanych należą: defektoskopia ultradźwiękowa, diagnostyka i terapia medyczna, linie opóźniające, filtry elektromechaniczne, homogenizacja, przyspieszenie polimeryzacji, zgrzewanie, lutowanie, czyszczenie i wiercenie ultradźwiękowe. Równocześnie ukazało się wiele prac o charakterze podstawowym poświęconych rozchodzeniu się fal akustycznych w różnych ośrodkach. Okazało się, że pomiary tłumienia i prędkości fal sprężystych w ośrodku mogą dostarczyć wiele informacji nie tylko o właściwościach makroskopowych tych ośrodków, lecz również o ich budowie wewnętrznej. Wymienić tu można szeroką gamę zjawisk relaksacyjnych w gazach i cieczach oraz efekty termosprężyste, magnetosprężyste i atomowe w ciałach stałych. Tych ostatnich dotyczą relaksacje na granicach ziaren w materiałach polikrystalicznych lub zjawiska związane z dyfuzją, ruchem dyslokacji czy defektami punktowymi sieci w kryształach.

Podkreślić należy, że metody ultradźwiękowe okazały się bardzo przydatne dla badań ośrodków w stanach ekstremalnych tj. bardzo wysokich i niskich temperaturach, przy bardzo wysokich ciśnieniach, silnych polach magnetycznych itp.

Ze względu na fakt, że metody akustyki fizycznej zyskują na świecie coraz większe uznanie — o czym świadczyć może ukazanie się obszernej siedmiotomowej monografii pod redakcją W. P. Masona [1] korzystne by było również szersze wprowadzenie tych metod do polskich pracowni.

2. Źródła fal ultradźwiękowych

Do historii przeszły już pierwsze, głównie mechaniczne, źródła ultradźwięków jak piszczałki, widełki stroikowe i syreny, chociaż te ostatnie i obecnie znajdują zastosowanie w przemyśle. Nowoczesna technika ultradźwiękowa opiera się dzisiaj głównie na przetwornikach elektromechanicznych wykorzystujących efekty magnetostrykcji i piezoelektryczności. Podczas gdy w początkowym okresie lat dwudziestych wytwarzano fale ultradźwiękowe o częstotliwościach niewiele przekraczających kilkadziesiąt kHz, to obecnie uzyskuje się fale o częstotliwościach sięgających setek GHz (10^{11} Hz) [2]. Osiąganie tak wysokich częstotliwości wymaga jednak stosowania specjalnych przetworników cienkowarstwowych. Obecnie do odbioru — tak samo jak i do generacji — używa się różnego rodzaju przetworników współpracujących ze specjalnymi układami elektronicznymi. Do wytwarzania fal o dużych amplitudach i częstotliwościach nie przekraczających kilkuset kHz stosowane są najczęściej przetworniki magnetostrykcyjne wykonane ze stopów niklu i żelaza lub z ferrytów. Zakres wyższych częstotliwości i małych amplitud pokrywają przetworniki piezoelektryczne.

Do niedawna jedynym kryształem wykorzystywanym do budowy przetworników piezoelektrycznych był kwarc, a w rzadkich przypadkach turmalin ze względu na kruchość i higroskopijność. Następnie zaczęto stosować kryształy fosforanu amonowego (ADP) i siarczany litu (LSH). W latach sześćdziesiątych szeroko rozpowszechniły się tytania baru (BAT), cyrkoniany i tytaniały ołowiu w postaci ceramiki polikrystalicznej o silnym efekcie piezoelektrycznym oraz dające możliwość dowolnego formowania kształtu. Obecnie używane przetworniki pracujące na częstotliwościach rzędu GHz są wykonywane w postaci cienkich naparowanych warstw z siarczku kadmu, tlenku cynku oraz niobianu litu [3]. Duże zainteresowanie koncentruje się obecnie wokół propagacji i zastosowań fal powierzchniowych [4, 1] (linie opóźniające, wzmacniacze). Generację i odbiór tych fal przeprowadza się przy użyciu specjalnie naparowanych przetworników w kształcie grzebieni o odległościach między zębami zależnymi od długości generowanej fali. Zagadnienia te są obecnie przedmiotem badań i prób technologicznych, gdyż mają one ścisły związek z otrzymywaniem nowoczesnych układów mikroelektronicznych.

3. Zakres ultradźwiękowych metod pomiarowych

Podziału zastosowań miernictwa ultradźwiękowego dokonuje się stosując różne kryteria [1, 5, 6], z których najważniejsze wydaje się kryterium mierzonej wielkości. Z tego punktu widzenia można wyróżnić następujące pomiary:

a) podstawowych wielkości pola akustycznego: wychylenia cząstkowego, prędkości akustycznej, ciśnienia akustycznego, mocy akustycznej itp.,

b) przestrzennego charakteru pola akustycznego czyli rozkładu amplitudowo-fazowego podstawowych wielkości pola przy uwzględnieniu wpływu zmiany długości fali,

c) akustycznych właściwości ośrodków czyli prędkości rozchodzenia się i tłumienia fal akustycznych różnego typu w różnych warunkach i przy różnych częstotliwościach fali.

Problemy miernictwa zawarte w punktach a) i b) mają istotne znaczenie dla konstruktorów aparatury ultradźwiękowej oraz w niektórych przypadkach przy badaniu nieliniowych właściwości ośrodków. Dla fizyka natomiast najbardziej istotne wydają się problemy miernictwa związane z punktem c). Prace interpretujące wyniki tych pomiarów zaliczane są najczęściej do akustyki fizycznej, a badania właściwości akustycznych cieczy i gazów często obejmowane są terminem akustyki molekularnej [1, 7-12]. Zainteresowania koncentrują się obecnie na zagadnieniach tłumienia wywołanego oddziaływaniem fonon-fonon, fonon-elektron z polem magnetycznym, spinów jądrowych i spinów elektronowych z falą akustyczną, tłumieniem wywołanym ruchami dyslokacji i defektów punktowych oraz ruchami dużych części łańcuchów polimerów i granic domen.

4. Rodzaje ultradźwiękowych układów pomiarowych

Akustyczne metody badania ośrodków opierają się przeważnie na pomiarach tłumienia i prędkości fal akustycznych odbijanych lub przepuszczanych przez badane próbki. Do tego celu używane są dzisiaj najczęściej przetworniki elektro-mechaniczne współpracujące ze specjalnymi układami elektronicznymi. Do badania ośrodków przezroczystych używać też można metod optycznych, a gdy natężenie pola nie jest zbyt małe — metod mechanicznych. Metody optyczne opierają się na zjawisku okresowej zmiany współczynnika załamania światła spowodowanej zmianami gęstości i ciśnienia podczas rozchodzenia się fali ultradźwiękowej. Na tej — pewnego rodzaju — siatce dyfrakcyjnej następuje ugięcie promieni świetlnych. Na efekcie tym, opisanym po raz pierwszy przez Debye-Searsa i równocześnie Lucasa-Biquarda oparty jest obecnie cały szereg metod pomiarowych [5, 6, 13]. Krótki przegląd różnych teorii ugięcia światła na fali ultradźwiękowej oraz porównania z wynikami eksperymentalnymi znaleźć można w wydanej ostatnio monografii Berrygo [14] oraz w 7 tomie „Akustyki fizycznej” pod red. Masona.

Metody optyczne stosowane są przeważnie do badania właściwości akustycznych cieczy i niekiedy do badania kryształów. Znajdują one również zastosowanie przy uwidocznianiu pola akustycznego, a ostatnio także w rozwijającej się holografii ultradźwiękowej [15, 16].

Dawniej do pomiaru pola ultradźwiękowego używano metod czysto mechanicznych. Wykorzystywano wtedy zjawisko powstawania stałej wartości ciśnie-

nia promieniowania wywieranego na przeszkodę znajdującą się w polu akustycznym. W ten sposób, poprzez pomiar siły, działającej na reflektor, można było określić natężenie, a pośrednio również tłumienie fali ultradźwiękowej. Obecnie ze względu na niezbyt dużą czułość i dokładność metody mechaniczne spotkać można jedynie w radiometrach ultradźwiękowych, służących do pomiaru większych mocy akustycznych [6, 17].

5. Metody przetwornikowo-elektroniczne badania ośrodków — przykłady zastosowań

Ze względu na wysoką czułość i dużą dokładność oraz możliwość pracy w szerokim zakresie częstotliwości najczęściej korzysta się obecnie z metod, w których przetworniki piezoelektryczne współpracują z pomiarowymi układami elektronicznymi. Zakres częstotliwości, w których stosować można te układy, zawiera się aktualnie do kHz od setek GHz. Poniżej tego pasma pozostają tylko niskoczęstotliwościowe metody pomiaru tarcia wewnętrznego [18]. W górnej części tego pasma umieścić można metody, które wykorzystują generację impulsów cieplnych [1]. Ze względu na stan skupienia i właściwości mechaniczne badanego ośrodka oraz wartość powstających w nim strat energii akustycznej można wyróżnić następujące grupy metod przetwornikowo-elektronicznych:

- a) metody badania cieczy o niewielkich lepkościach i małych stratach,
- b) metody do badań cieczy lepkich o dużych stratach,
- c) metody pomiaru tworzyw sztucznych i materiałów gumopodobnych charakteryzujących się dużymi stratami,
- d) metody pomiaru twardych ciał stałych o małych stratach.

Podziału metod elektronicznych dokonuje się nie tylko ze względu na stan skupienia, lecz także stosując inne kryteria. Ze względu na charakter czasowo-przestrzenny wytwarzanego pola ultradźwiękowego można wyróżnić metody fali ciągłej i metody impulsowe oraz metody fali bieżącej i stojącej. Z uwagi na ilość przetworników wyróżnia się układy jednoprzetwornikowe odpowiadające metodzie echa i układy dwu- lub wieloprzetwornikowe odpowiadające metodzie przepuszczania, przejścia lub cienia [19].

Metody przejścia stosowane są przy stałej lub zmiennej odległości pomiędzy przetwornikami. Stałą drogę przejścia fali ultradźwiękowej stosuje się najczęściej przy badaniu ciał stałych.

Ze względu na zasadę pomiaru prędkości i tłumienia fal ultradźwiękowych można wyróżnić następujące podstawowe typy układów pomiarowych (por. [20]):

- a) rezonansowe i rewerberacyjne,
- b) interferencyjne,
- c) impulsowe metody wysokiej częstotliwości.

Jedną z podstawowych dynamicznych metod wyznaczania modułu sprężystości ciał stałych jest metoda rezonansowa oparta na związku podstawowych częstotliwości drgań własnych prętów i płyt ze stałymi sprężystości. Wykorzystuje się tu pobudzanie elektrostatyczne, elektromagnetyczne i piezo-

elektryczne do drgań podłużnych, giętnych lub skrętnych w zależności od kształtu próbki (por. [1, 21]). Tłumienie można mierzyć w różny sposób: jeżeli straty są małe — można wyznaczać dekrement tłumienia δ elementu drgającego po wyłączeniu pobudzania poprzez obserwację na oscyloskopie zaniku drgań:

$$\delta = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \frac{\pi}{Q}, \quad (1)$$

gdzie: A — amplitudy kolejnych wychyleń, Q — współczynnik dobroci.

$$Q = 2\pi \frac{\text{Suma energii zmagazynowanej w układzie w okresie}}{\text{Suma energii traconej w układzie w okresie}}. \quad (2)$$

Dla pobudzania ciągłego można przez zmianę częstotliwości wyznaczyć krzywą rezonansową oraz szerokość pasma Δf , na którego krańcach następuje spadek amplitudy do:

$$A_x = \frac{A_r}{\sqrt{2}}, \quad (3)$$

gdzie: A_r — amplituda przy rezonansie.

Obowiązuje wtedy zależność (przy założeniu, że nie ma dyspersji):

$$Q \approx \frac{f_r}{\Delta f}, \quad (4)$$

gdzie: f_r — częstotliwość rezonansowa układu.

Ogólnie można powiedzieć, że metody rezonansowe są użyteczne w przypadku dużego Q . Gdy tłumienie jest duże, wygodniejsze staje się wykorzystanie analogii do odcinków linii elektrycznych i traktowanie próbek jako elementów transmisyjnych, co pozwala w łatwy sposób określić stałe propagacji ośrodka [22].

Pomiary tłumienia w cieczach dla częstotliwości niższych od kilkuset kHz można praktycznie przeprowadzać jedynie przy pomocy metody rewerberacyjnej. W metodzie tej przetwornik piezoelektryczny zasilany z generatora jest sprężnięty z zewnętrzną stroną szklanego naczynia napełnionego badaną cieczą. Gdy poziom energii akustycznej w naczyniu ustali się, elektryczny układ bramkujący wyłącza generator. Na podstawie krzywej zaniku drgań określić można tłumienie w cieczy po uwzględnieniu strat zachodzących w naczyniu i jego zamocowaniu (por. [23, 24, 25]).

Metody rezonansowe i rewerberacyjne wykorzystywane są najczęściej w zakresie częstotliwości nie przekraczającej 1 MHz.

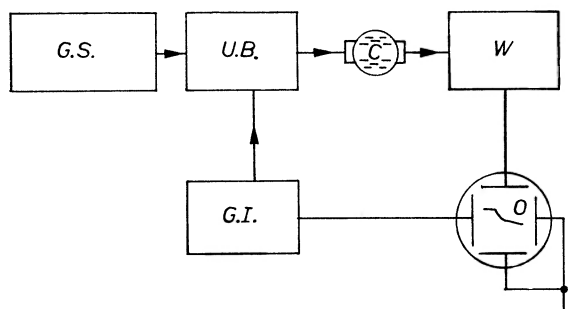
Metody interferencyjne są jednymi z najdawniej stosowanych metod pomiaru długości fali akustycznej w płynach. Wykorzystuje się tutaj zjawisko okresowych zmian prądu płynącego przez nadawczy przetwornik ultradźwiękowy promieniujący falę płaską, która interferuje z falą odbitą od reflektora, a podczas jego przesuwania zmienia w efekcie akustyczne obciążenie źródła. Maksima bądź minima występują co pół długości fali. Można również wyznaczyć tłumienie

na podstawie stosunków kolejnych ekstremów. Prędkość rozchodzenia się łatwo oblicza się z zależności:

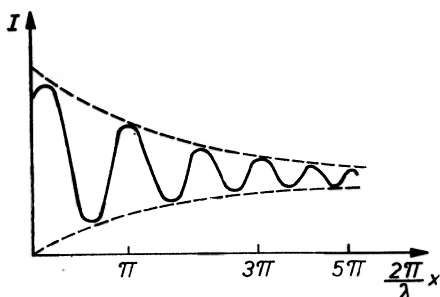
$$c = f \cdot \lambda, \quad (5)$$

gdzie: f — częstotliwość generatora zasilającego przetwornik, λ — długość fali równa podwójnej odległości pomiędzy ekstremami.

Zasada akustycznego interferometru po raz pierwszy podana przez Pierce'a doczekała się szeregu modyfikacji i ulepszeń [26, 27, 28]. Polegały one na wykorzystaniu powierzchni cieczy jako reflektora, wprowadzeniu drugiego



Rys. 1. Układ do pomiaru tłumienia fali ultradźwiękowej w cieczach metodą rewerberacyjną
G.S. — generator sygnałowy, U.B. — układ bramki, C — naczynie z cieczą, W — wzmacniacz
G.I. — generator impulsowy, O — oscyloskop



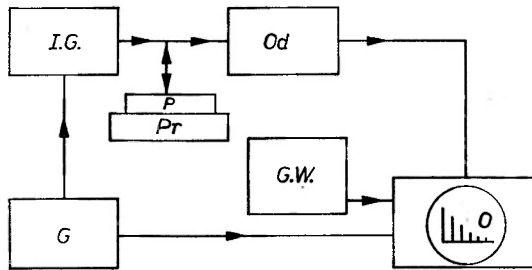
Rys. 2. Przebieg zmian prądu I płynącego przez przetwornik przy przesuwaniu reflektora w kierunku osi x

przetwornika odbiorczego, przestrajaniu generatora przy stałej odległości przetworników, wprowadzeniu modulacji impulsowej sygnału itp. Przeglądu tych metod dokonał J. Wehr [29]. Metody interferencyjne wykorzystywane są najczęściej w zakresie do kilkudziesięciu MHz.

Obecnie najczęściej stosowanymi metodami badania cieczy i ciał stałych są metody impulsowe, po raz pierwszy zastosowane przez Pellama i Galta [30]. W metodzie tej impuls zawierający kilka okresów sinusoidalnego napięcia pobudza do drgań przetwornik sprzęgnięty akustycznie z próbką. Częstotliwość napięcia pobudzającego równa jest zwykle częstotliwości rezo-

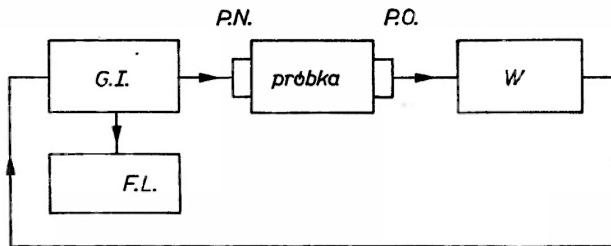
nansowej przetwornika lub jego harmonicznej. Wytworzony przez przetwornik impuls ultradźwiękowy przebiega przez próbkę jedno- lub wielokrotnie i jest przetwarzany przez ten sam (przy metodzie echa) lub przez inny przetwornik (przy metodzie przepuszczania) na sygnał elektryczny.

Przedstawiony na rys. 3 układ blokowy składa się z generatora, przetwornika, który pobudzony odbiera z próbki szereg ech, które wzmocnione z kolei



Rys. 3. Układ do pomiaru tłumienia i prędkości fal ultradźwiękowych metodą impulsową. I.G. — impulsowy generator wysokiej częstotliwości, G. — generator impulsów synchronizujących, P. — przetwornik, Pr — próbka, Od. — odbiornik, G.W. — generator impulsów wzorcowych, O — oscyloskop

przez odbiornik oglądane są na oscyloskopie. Jednocześnie z impulsem wyzwalana podstawa czasu oscyloskopu pozwala na obserwacje szeregu powtarzających się impulsów o malejącej amplitudzie. Malenie amplitudy tych impulsów jest pewną miarą tłumienia energii akustycznej w układzie próbka-przetwornik,



Rys. 4. Układ do pomiaru prędkości fali ultradźwiękowej metodą sing-around. G.I. — generator impulsowy, P.N. — przetwornik nadawczy, P.O. — przetwornik odbiorczy, W. — wzmacniacz formujący, F.L. — falomierz liczący

a odległości pomiędzy impulsami — miarą czasu przejścia, a więc tym samym — prędkości rozchodzenia się fali.

W przypadku pomiarów ciała stałego bardzo istotną sprawą jest staranne wykonanie złącza przetwornika z próbką oraz zapewnienie ścisłej równoległości ścianek, pomiędzy którymi zachodzą odbicia [31]. Gdy tłumienie w próbce jest duże stosuje się dwa przetworniki. Przedstawiony powyżej układ z bezpośrednim odczytem z oscyloskopu może zapewnić dokładność pomiaru tłumienia w granicach kilku procent, a prędkości — w granicach 1 procenta.

Gdy wymagana jest większa dokładność, należy uciec się do bardziej precyzyjnych metod impulsowych, jak metoda superpozycji impulsów lub porównywania faz.

Ostatnio daje się zauważyć tendencja automatyzowania pomiarów prędkości i tłumienia [31]. Przykładem tego może być układ do pomiaru prędkości na zasadzie krążącego impulsu zwanego też „sing-around” [32]. W układzie tym dopiero po przejściu jednego impulsu wyzwalany jest następny. Pomiar odbywa się samoczynnie poprzez pomiar częstotliwości repetycji impulsów za pomocą typowego falomierza liczącego, a wynik może być rejestrowany np. za pomocą drukarki.

Na koniec zasygnalizować trzeba, że w Polsce publikacje z zakresu akustyki fizycznej znaleźć można w kwartalniku „Archiwum akustyki”, a następujące placówki naukowe zajmują się powyższą tematyką:

Instytut Podstawowych Problemów Techniki PAN w Warszawie,
Instytut Radioelektroniki Politechniki Warszawskiej,
Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej,
Katedra Fizyki Technicznej Politechniki Śląskiej,
Katedra Akustyki Uniwersytetu im. Adama Mickiewicza,
Instytut Fizyki Uniwersytetu Gdańskiego.

Literatura

- [1] W. P. Mason, *Phys. Acoustics*, 1-7, Academic Press, N. York—London 1964 do 1970.
- [2] J. Ilukor, E. H. Jacobson, *Science*, 153, 1113 (1966).
- [3] W. Pajewski, *Materiały z Konferencji Piezoelektronika*, Warszawa-Omig, wyd. SEP 1970.
- [4] S. Kaliski, *Biul. Wojsk. Akad. Tech.*, 1 (1968).
- [5] L. Bergman, *Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik*, S. Hirzel, Stuttgart 1951.
- [6] J. Matauschek, *Technika Ultradźwięków*, WNT, Warszawa 1961.
- [7] W. Schaaffs, *Molekularakustik*, Springer, Berlin 1962.
- [8] I. Michajłow, W. Sołowiew, J. Syrnikow, *Osnovy Molekularnoj Akustyki*, Izd. Nauka, Moskwa 1964.
- [9] F. Kuczera, *Proc. Vibr. Prop.*, 3, 315 (1965).
- [10] F. Kuczera, *Wstęp do akustyki molekularnej cieczy*. Praca zbiorowa: *Akustyka molekularna i nieliniowa*, 22-50, PAN, Wrocław—Kraków 1965.
- [11] I. Malecki, *Teoria fal i układów akustycznych*, PWN, Warszawa 1964.
- [12] I. Malecki, M. Dobrzański, *Bul. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Techn.*, XVII, 6 (1969).
- [13] A. Śliwiński, *Archiwum Akustyki*, 1, 91 (1966).
- [14] M. V. Berry, *The diffraction of light by ultrasound*, Academic Press, N. York 1966.
- [15] *Acoustical Holography*, vol. I, II Plenum Press, N. York 1969/1970.
- [16] J. K. Zieniuk, *Wstępne prace nad holografia ultradźwiękową*, Prace Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN, 48 (1970).
- [17] L. D. Rosenberg, *Istoczniki moshnowo ultrazwuka*, Izd. Nauka, Moskwa 1967.
- [18] W. Chomka, *Postępy Fizyki*, 18, 5 (1967).
- [19] L. Filipezyński, Z. Pawłowski, J. Wehr, *Ultradźwiękowe metody badania materiałów*, WNT, Warszawa 1963.

- [20] R. T. Beyer, S. V. Letcher, *Physical Ultrasonics*, Academic Press, N. York 1969.
- [21] G. Bradfield, *Brit. J. Appl. Phys.*, **11**, 478 (1960).
- [22] R. Płowiec, *Ultradźwiękowe wyznaczanie lepkości przęystych właściwości cieczy*, Prace Instytutu Podstawowych Problemów Techniki PAN, **12** (1971).
- [23] R. W. Leonard, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **20**, 224 (1948).
- [24] L. E. Lawley, R. D. Reed, *Acustica*, **5**, 316 (1955).
- [25] T. Ohsawa, Y. Wada, *Japan J. Appl. Phys.*, **6**, 1351 (1967).
- [26] J. L. Hunter, F. E. Fox, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **22**, 238 (1950).
- [27] W. P. Mason, *Piezoelectric crystals and their application to ultrasonics*, D. Van Nostrand, N. York 1950.
- [28] Z. Kozłowski, J. Wahr, *Pomiary, Automatyka, Kontrola*, **XI**, 295 (1965).
- [29] J. Wehr, *Materialy IV Kongresu Akustyki w Kopenhadze*, 1962.
- [30] J. R. Pellam, J. K. Galt, *J. Chem. Phys.*, **14**, 608 (1946).
- [31] R. Truett, C. Elbaum, B. B. Chick, *Ultrasonic methods in solid state physics*, Academic Press, N. York 1969.
- [32] R. L. Forgacs, *I. R. E. Trans. Instr.*, **9**, 359 (1960).

Edmund Bakewicz, Zofia Rogalska

Institut Fizyki Jądrowej
Kraków

Podstawowe elementy optyki jonowej w zastosowaniu do prowadzenia wiązki jonów

The Principles of Ion Optics as Applied to the Design of a Beam Transporting System

Abstract: A short introduction to the principles of the ion optic is given. As an example of the application these principles the determination of the properties of the alpha particle beam extracted from the Cracow cyclotron U-120 is described, and the design of a beam transporting system, serving the five experimental positions.

Wstęp

Urządzeniami stanowiącymi zasadnicze elementy składowe systemów rozprowadzających wiązkę jonów po wyjściu z akceleratora są ogniskujące soczewki, odchylające magnesy i magnesy analizujące jony pod względem energetycznym. Wyprowadzone z akceleratorów wiązki, z którymi ma się najczęściej do czynienia, charakteryzują się: 1) małymi wymiarami poprzecznego przekroju w porównaniu z promieniem krzywizny w miejscu odchylenia przez magnes, 2) nachyleniem trajektorii cząstek do osi wiązki rzędu kilku stopni i 3) rozrzutem energetycznym nie większym niż kilka procent. Gdy te kryteria są spełnione, to równania torów cząstek dają się wyrazić liniowo w zależności od wymienionych trzech parametrów (wymiar, nachylenie i rozrzut energetyczny), przy czym wprowadzenie formalizmu macierzowego pozwala na dużą przejrzystość i ułatwienie wykonywanych obliczeń. Celem niniejszego artykułu jest omówienie zasadniczych pojęć i praw optyki jonowej, oraz przedstawienie formalizmu macierzowego w zastosowaniu do prowadzenia wiązki jonów, w szczególności do obliczania parametrów układów optycznych.

Warto zaznaczyć, że wbrew dość rozpowszechnionemu mniemaniu, nie jest tak jakoby optyka jonowa była właściwie tylko rozszerzeniem optyki światła widzialnego. Przenoszenie praw rządzących zjawiskami w dziedzinie światła widzialnego na teren optyki jonowej może prowadzić do zupełnie błędnych wniosków. Istnieją wprawdzie pewne analogie, w związku z czym została

częściowo zapożyczona terminologia z optyki światła, ale optyka jonowa jest odrębną nauką, opartą na prawach będących konsekwencją mechaniki Hamiltona.

Przestrzeń fazowa, teorem Liouville'a, emitans

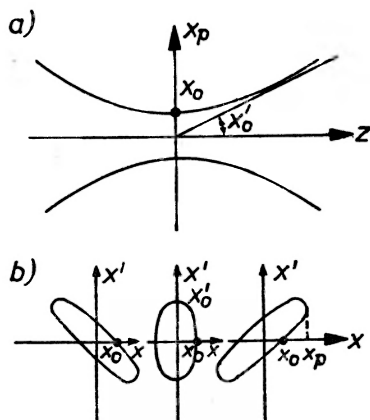
Rozważmy ruch cząstek w trójwymiarowym kartezjańskim układzie współrzędnych. Z punktu widzenia naszego problemu o ruchu cząstki mamy wystarczające informacje, jeżeli wiemy, gdzie się znajduje i dokąd zmierza, czyli gdy znamy jej współrzędne położenia i pędu. Wszystkie te współrzędne, a więc x , y , z oraz $m\dot{x}$, $m\dot{y}$, $m\dot{z}$ określają położenie punktu w sześciowymiarowej przestrzeni fazowej. Ruch punktu w przestrzeni fazowej jest ściśle związany z ruchem cząstki w przestrzeni rzeczywistej, a objętości wiązki odpowiada określona hiperobjętość przestrzeni fazowej. W wielu wypadkach można tę sześciowymiarową hiperobjętość podzielić na trzy dwuwymiarowe pod-przestrzenie o współrzędnych punktów x , $m\dot{x}$; y , $m\dot{y}$; z , $m\dot{z}$ i, zamiast rozpatrywać własności sześciowymiarowej hiperobjętości, rozważać własności pewnych figur płaskich. W większości urządzeń prowadzących wiązkę jonów układ współrzędnych można tak dobrać, żeby ruchy w kierunkach x , y , z były od siebie niezależne. Przyjmując oś z za kierunek rozchodzenia się wiązki, można dzięki temu rozpatrywać ruchy cząstek niezależnie w dwóch płaszczyznach: poziomej ($x-z$) i pionowej ($y-z$). Jeżeli wiązka rozchodzi się ze stałą prędkością v , a więc $\frac{dz}{dt} = \text{const}$,

możemy pochodne \dot{x} , \dot{y} zastąpić pochodnymi $\frac{dx}{dz} = x'$ i $\frac{dy}{dz} = y'$ (bo $\frac{dx}{dt} = \frac{dx}{dz} \times \frac{dz}{dt} = \frac{dx}{dz} \cdot v = \text{const} \cdot x'$).

Ważną rolę w zagadnieniu prowadzenia wiązki jonów gra teorem Liouville'a, który — w najbardziej przystosowanej do naszego problemu formie — można wyrazić następująco: jeżeli energia cząstek nie ulega zmianie, to ruch ich w przestrzeni rzeczywistej jest taki, że lokalna gęstość punktów w przestrzeni fazowej odpowiadającej wiązce pozostaje stała. Konsekwencją teoremu Liouville'a jest stałość hiperobjętości w przestrzeni fazowej, jeżeli oczywiście nic z wiązki nie ubyło, np. wskutek obcięcia przez szczeliny; jeżeli zaś sześciowymiarowa przestrzeń jest rozłożona na trzy dwuwymiarowe przestrzenie fazowe, to powierzchnie figur płaskich w tych przestrzeniach są stałe, mimo że kształt ich ulega zmianie. Można wykazać matematycznie, że rozchodzeniu się wiązki jonów ze stałą prędkością odpowiadają w dwuwymiarowych przestrzeniach fazowych elipsy, których powierzchnia — na podstawie teoremu Liouville'a — jest stała, mimo że zmienia się ich kształt. Odnosi się to zarówno do przestrzeni wolnej od pola magnetycznego, jak też do przestrzeni, w której na cząstki działa stałe w czasie pole magnetyczne.

Jeżeli wyobrazimy sobie wiązkę jonów, mającą w pewnym miejscu minimalny przekrój poprzeczny (rys. 1a), który będziemy dla wygody nazywać

krótko „talią” (nazwa przyjęta z terminologii angielskiej „waist”), to w każdej z dwuwymiarowych przestrzeni fazowych o współrzędnych punktu (x, x') i (y, y') odpowiadają tej wiązce elipsy, przy czym osie główne tej elipsy, która jest przyporządkowana talii, pokrywają się z osiami układu współrzędnych; w miarę oddalania się od talii, elipsa deformuje się, ale jej powierzchnia pozostaje stała (rys. 1b). Najbardziej wysunięte w kierunku osi x punkty elipsy



Rys. 1. a) hiperboliczny profil wiązki jonów w przestrzeni bez pola magnetycznego, b) reprezentacja wiązki w przestrzeni fazowej

odpowiadają w przestrzeni rzeczywistej punktom określającym profil wiązki, x_p . Jak widać na rys. 1b, największe nachylenie względem kierunku rozchodzenia się wiązki (duża oś elipsy, x'_0) mają trajektorie cząstek, które w miejscu talii przecinają oś z , natomiast cząstki, które w miejscu talii są najbardziej oddalone od osi z (mała oś elipsy, x_0) przebiegają równoległe do osi wiązki ($x' = 0$) i co więcej, tę równoległość zachowują, bo punkty przecięcia elipsy z osią x pozostają niezmiennicze, mimo że elipsy deformują się.

Odległość od talii wzdłuż osi z , zdefiniowaną jako

$$X = \frac{x_0}{x'_0} \quad (1)$$

nazywamy „długością charakterystyczną wiązki”, i jak widać z równania profilu wiązki rozchodzącej się w przestrzeni bez pola

$$x_p = x_0 \left[1 + \frac{z^2}{X^2} \right]^{1/2} \quad (2)$$

jest to ta odległość, w której profil wiązki $x_p = x_0\sqrt{2}$.

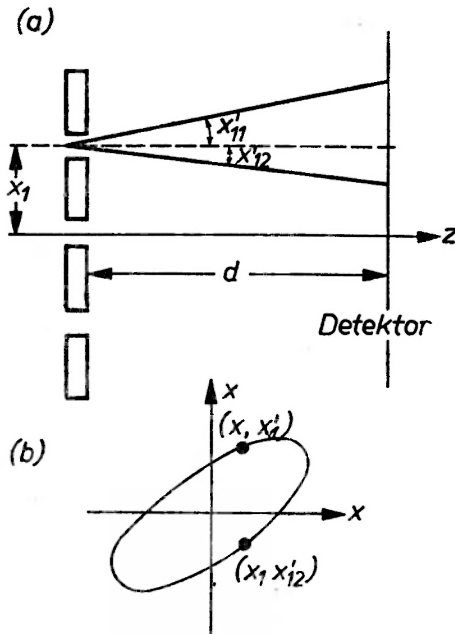
Powierzchnia elips $\pi x_0 x'_0$ oraz $\pi y_0 y'_0$, podzielona przez π , jest to tzw. emitans wiązki. Tak więc dla płaszczyzny poziomej emitans definiujemy jako

$$\varepsilon_x = x_0 x'_0 \quad (3)$$

analogicznie dla płaszczyzny pionowej

$$\varepsilon_y = y_0 y'_0. \quad (4)$$

Z teoremu Liouville'a wynika, że powierzchnia elips jest stała, a więc emitans wiązki jest stały, gdy spełnione są odpowiednie założenia. Emitans jest fundamentalną wielkością, charakteryzuje on wiązkę, a znajomość jego jest niezbędna przy projektowaniu układów optycznych. Istnieje wiele sposobów wyznaczania emitansa; jedne z nich są półilościowe, dające wartość niezbyt dokładną, ale w wielu wypadkach wystarczającą, inne mierzące emitans z dużą dokładnością, korzystają z precyzyjnych urządzeń technicznych ([1], [2], [3],



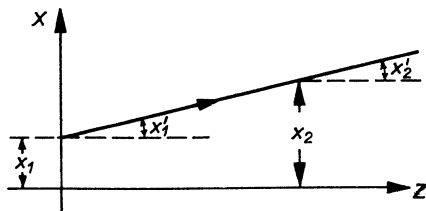
Rys. 2. Zasada pomiaru emitans

[10], [11], [12]). Wszystkie one w zasadzie oparte są na prostej metodzie, którą można pobieżnie przedstawić następująco: wyobraźmy sobie wstawioną w bieg wiązki płytkę metalową, z wyciętymi w niej równoległymi szczelinami o szerokości ułamka milimetra, oddalonymi od siebie o kilka milimetrów (rys. 2a). W niedużej od płytki odległości d , rzędu 100 mm, w kierunku biegu wiązki ustawione jest urządzenie, które ma na celu detekcję elementarnych wiązek, przechodzących przez szczeliny. Wiązki te w miejscu detektora mają szerokość większą niż szczeliny; z porównania tych szerokości ocenia się kąt nachylenia toru cząstki. Sporządzając wykres kątów nachylenia x' w zależności od odległości szczelin x od osi wiązki z , otrzymuje się elipsę w płaszczyźnie fazowej (rys. 2b). Splanimetrowana powierzchnia tej elipsy, podzielona przez π , daje wartość emitansa.

Pojęciem komplementarnym w stosunku do emitansa jest akceptans. Podczas gdy emitans charakteryzuje wiązkę, akceptans jest pojęciem odnoszącym się do układu optycznego prowadzącego wiązkę, ściślej biorąc — do poszczególnych jego elementów składowych. Akceptans danego urządzenia definiujemy jako powierzchnię w przestrzeni fazowej, obejmującą punkty o współrzędnych (x, x') lub (y, y') , charakteryzujących u wejścia te wszystkie cząstki, które przez dane urządzenie przejdą; innymi słowy, jest to powierzchnia w przestrzeni fazowej, odpowiadająca takiej wiązce u wejścia do danego urządzenia, która potrafi jeszcze przez nie przejść. Oczywiście, ażeby mieć zagwarantowane przejście wiązki przez dane urządzenie bez strat, akceptans musi być większy od emitansa.

Formalizm macierzowy w zastosowaniu do optyki jonowej

Weźmy najpierw pod uwagę przestrzeń wolną od pola magnetycznego, w której poruszają się cząstki naładowane (rys. 3). Jeżeli w pewnym miejscu



Rys. 3. Tor jonu w przestrzeni bez pola magnetycznego

na osi z cząstka ma współrzędne (x_1, x'_1) , to po przejściu przestrzeni o długości d będzie mieć współrzędne (x_2, x'_2) , które się wyrażają jako

$$\begin{aligned} x_2 &= x_1 + dx'_1 \\ x'_2 &= x'_1 \end{aligned} \quad (5)$$

lub w zapisie macierzowym

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{bmatrix} \quad (5')$$

Z kolei rozważmy przestrzeń objętą polem magnetycznym, wytworzonym przez kwadrupol (rys. 4a). Rozkład sił w polu magnetycznym kwadrupola (rys. 4b) jest taki, że podczas gdy jedna składowa, np. F_x działa na wiązkę jonów skupiająco, to druga składowa, F_y działa rozpraszająco. Równania ruchu cząstki naładowanej mają tu postać

$$m\ddot{x} = -qvGx \quad \text{oraz} \quad m\ddot{y} = qvGy, \quad (6)$$

gdzie q — nabój cząstki, G — gradient pola o wymiarze gaus cm^{-1} , przy czym $G = nI/0,4R^2$, jeżeli nI oznacza liczbę amperzwoi, a R — promień apertury kwadrupola.

Rozwiązanie tych równań, przy zastąpieniu różniczkowania po czasie różniczkowaniem względem z , prowadzi do następujących zależności

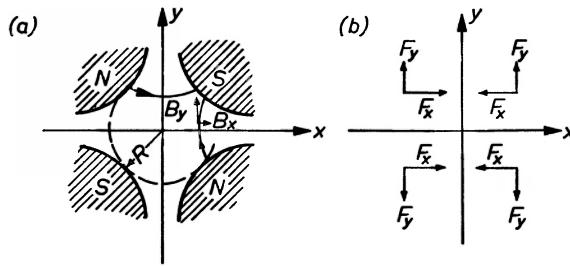
$$x_2 = x_1 \cos kL + x'_1 k^{-1} \sin kL$$

$$x'_2 = -x_1 k \sin kL + x'_1 \cos kL$$

oraz

$$y_2 = y_1 \cosh kL + y'_1 k^{-1} \sinh kL$$

$$y'_2 = y_1 k \sinh kL + y'_1 \cosh kL \quad (7)$$



Rys. 4. a) konfiguracja pola magnetycznego, wytworzonego przez kwadrupol, b) składowe siły działającej na jon w polu kwadrupola

lub w reprezentacji macierzowej

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ x'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos kL & k^{-1} \sin kL \\ -k \sin kL & \cos kL \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x'_1 \end{bmatrix}$$

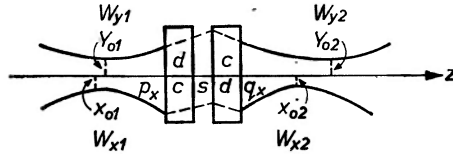
oraz

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ y'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh kL & k^{-1} \sinh kL \\ k \sinh kL & \cosh kL \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ y'_1 \end{bmatrix} \quad (7')$$

przy czym zastosowane zostały następujące oznaczenia: L — długość efektywna kwadrupola, $k^2 = \frac{G}{mv/q}$. Wielkość mv/q , wyrażająca pęd cząstki na jednostkę naboju, bywa nazywana „sztywnością magnetyczną”.

Najprostszym układem optycznym, który może działać na wiązkę skupiająco w obu płaszczyznach, poziomej i pionowej, jest układ dwóch kwadrupoli względem siebie skrzyżowanych, tzn. tak ustawionych, że bieguny jednego z nich są obrócone o 90° względem biegunów drugiego; układ ten powszechnie zwany jest krótko dubletem. Dublet znalazł szerokie zastosowanie w systemach prowadzących wiązkę jonów. Rozważmy jedno z nich, być może najczęstsze, mianowicie przetransformowanie talii W_1 o charakteryzujących ją parametrach x_{01} , x'_{01} oraz y_{01} , y'_{01} w inną talię W_2 o parametrach x_{02} , x'_{02} i y_{02} , y'_{02} . Należy zaznaczyć, że na ogół nie otrzymamy talii W_2 w tym samym miejscu na osi z w obu prostopadłych płaszczyznach, co schematycznie uwidocznione jest na

rys. 5. Dublet jest z natury swej astygmatyczny, astygmatyzm jest jego nieodłączną cechą. Można by wprawdzie doprowadzić przez odpowiednie dobranie prądów i odległości s między kwadrupolami do tego, żeby obie talie W_{2x} i W_{2y} wypadły na osi z w tym samym miejscu, ale tylko wtedy byłoby to możliwe, gdyby W_{1x} i W_{1y} miały inne położenia. Na tym polega zasada kompensowania astygmatyzmu, wytworzonego jednym dubletem, za pomocą drugiego dubletu.



Rys. 5. Schemat przetransformowania talii W_1 w talię W_2 za pomocą dubletu. Część górna rysunku odnosi się do płaszczyzny pionowej ($y-z$), dolna do poziomej ($x-z$). c oznacza skupiające działanie dubletu (*convergent*), d — rozpraszające działanie (*divergent*)

Ponieważ formalizm macierzowy, którym się tutaj posługujemy, przedstawia się dla obu płaszczyzn ($x-z$) i ($y-z$) zupełnie analogicznie (w wypadku soczewek, a nie magnesów odchylających), więc weźmy chwilowo pod uwagę tylko jedną z tych płaszczyzn, np. poziomą. Macierz wyrażająca przejście talii W_{1x} , znajdującej się w odległości p_x przed dubletem (rys. 5) w talię W_{2x} w odległości q_x za dubletem jest iloczynem macierzy odpowiadających przestrzeniom bez pola i kwadrupolom. Istotna jest kolejność zapisania występujących w iloczynie macierzy, mianowicie zaczyna się od ostatniej, a więc w omawianym konkretnie przykładzie, od macierzy dla przestrzeni bez pola o długości q_x . Tak więc przejście współrzędnych (x_{01} , x'_{01}) w współrzędne (x_{02} , x'_{02}) wyrazi się następująco:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} x_{02} \\ x'_{02} \end{bmatrix} &= \\ &= \begin{bmatrix} 1 & q_x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cosh k_2 L & k_2^{-1} \sinh k_2 L \\ k_2 \sinh k_2 L & \cosh k_2 L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & s \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos k_1 L & k_1^{-1} \sin k_1 L \\ -k_1 \sin k_1 L & \cos k_1 L \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & p_x \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{01} \\ x'_{01} \end{bmatrix} \quad (8) \end{aligned}$$

Po wymnożeniu otrzymamy macierz przejścia, którą symbolicznie oznaczymy jako macierz o wyrazach a_{ij} , czyli

$$\begin{bmatrix} x_{02} \\ x'_{02} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{01} \\ x'_{01} \end{bmatrix} \quad (9)$$

Jak łatwo można stwierdzić, wyrazy a_{ij} macierzy przejścia są funkcjami k_1 , k_2 (tutaj wskaźniki 1, 2 odnoszą się do pierwszego i drugiego kwadrupola), a więc prądów kwadrupoli, rodzaju i energii cząstek naładowanych, poza tym długości kwadrupola L i długości przestrzeni bez pola p_x , q_x , s .

Ażeby znaleźć warunki konieczne i wystarczające, jakie powinna spełniać macierz $[a_{ij}]$ opisująca przetransformowanie talii, musimy sobie uświa-

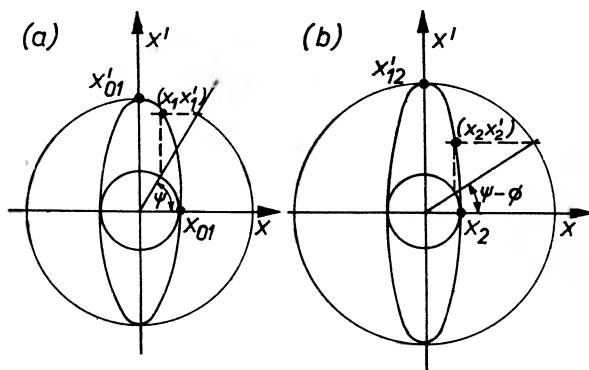
domić, że przejściu talii w talię w przestrzeni rzeczywistej odpowiada w przestrzeni fazowej transformacja elipsy o osiach x_{01} , x'_{01} (rys. 6a) w elipsę, na ogólną, o osiach x_{02} , x'_{02} (rys. 6b). Przejście to wyraża się matematycznie, przy uwzględnieniu parametrycznych równań elips, w sposób następujący:

$$\begin{bmatrix} x_{02} \cos(\Psi - \Phi) \\ x'_{02} \sin(\Psi - \Phi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{1/2} \cos \Phi & X_1 e^{1/2} \sin \Phi \\ -(X_1 e^{1/2})^{-1} \sin \Phi & e^{-1/2} \cos \Phi \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_{01} \cos \Psi \\ x'_{01} \sin \Psi \end{bmatrix} \quad (10)$$

co łatwo sprawdzić przez wykonanie zaznaczonego mnożenia i wprowadzenie prostych przekształceń matematycznych. e jest parametrem zdefiniowanym jako

$$e = \frac{X_2}{X_1} \quad (11)$$

wyrażającym (jak będzie wyjaśnione później) powiększenie talii drugiej w stosunku do pierwszej, Φ jest pewnym przesunięciem fazowym. Jak widać, macierz $[a_{ij}]$ — ażeby spełniała warunki przejścia talii w talię — powinna dać się wyrazić w postaci macierzy przedstawionej w (10). Zwróćmy jeszcze uwagę na bardzo znamienne cechy macierzy wyrażających transformację wiązki czy



Rys. 6. Elipsa reprezentująca wiązkę w przestrzeni fazowej, a) w miejscu talii W_{x_1} , opisana równaniem parametrycznym $x_1 = x_{01} \cos \Psi$, $x'_1 = x'_{01} \sin \Psi$; b) w miejscu talii W_{x_2} opisana równaniem parametrycznym $x_2 = x_{02} \cos(\Psi - \Phi)$, $x'_2 = x'_{02} \sin(\Psi - \Phi)$

to przy przejściu przez przestrzeń bez pola, czy przez kwadrupole. Otóż wyznacznik każdej takiej macierzy, a więc i ich iloczynu, jest równy jedności. Cecha ta jest konsekwencją zachowania powierzchni w dwuwymiarowych przestrzeniach fazowych [1], a więc konsekwencją teoremu Liouville'a, charakteryzuje więc każdą macierz opisującą dowolny układ optyczny, spełniający warunki stosowalności tego teoremu. Omawiana własność ma duże znaczenie praktyczne przy obliczaniu układów optycznych; stanowi bowiem warunek konieczny ich poprawności. Jeżeli na jakimś etapie obliczeń stwierdzamy, że wyznacznik macierzy jest różny od jedności, to oznacza, że został gdzieś po-

pełniony błąd i nie ma sensu kontynuować rachunków. To proste kryterium należy często stosować w trakcie wykonywania obliczeń, które z natury swej są długie i pracochłonne.

Wracając do macierzy przejścia talii w talię lub elipsy w elipsę, zauważmy, że nie stawiamy tu żadnych wymagań przesunięciu fazowemu Φ ; może być ono zupełnie dowolne. Przyjmując, że macierz $[a_{ij}]$ jest typu macierzy (10), to — wobec dowolności przesunięcia fazowego Φ — wystarczy dla przejścia talii w talię, by spełnione były zależności

$$\frac{a_{11}}{a_{22}} = \varrho \quad (12)$$

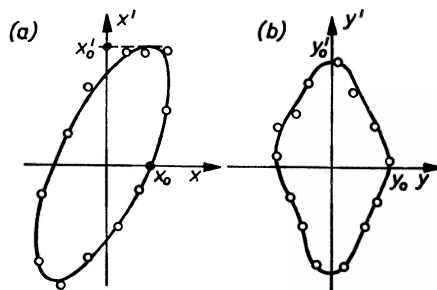
$$\frac{a_{12}}{a_{21}} = -\varrho X_1^2 \quad (13)$$

Otrzymujemy zatem układ dwóch równań, zawierających wiele parametrów. Do wymienionych poprzednio, występujących w elementach macierzy $[a_{ij}]$, doszła jeszcze długość charakterystyczna X_1 i ϱ . Rozwiązanie takiego układu jest na ogół trudne, ale zostały opracowane pewne metody przybliżone, w których przyjmuje się np. przybliżenie soczewki cienkiej lub zerowego emitansa ([4], [5]), pozwalające na zorientowanie się w zakresie, w jakim mogą mieścić się szukane wartości parametrów k_1 i k_2 . Występowanie w równaniach wielkości X_1 i ϱ nie podnosi stopnia trudności; długość charakterystyczna bowiem chociaż nie jest bezpośrednio mierzalną wielkością — da się jednak wyrazić za pomocą mierzalnych, ponieważ $X_1 = x_{01}/x'_{01} = x_{01}^2/\varepsilon_x$. Natomiast parametr $\varrho = X_2/X_1 = \frac{x_{02}^2/\varepsilon_x}{x_{01}^2/\varepsilon_x} = (x_{02}/x_{01})^2$ wyraża kwadrat powiększenia wymiaru talii (skorzystano

tu z prawa zachowania emitansa $\varepsilon_x = \varepsilon_{x2} = \varepsilon_x$), może być uznany za jedną z niewiadomych lub może mieć z góry określoną wartość, przez nas żadaną. Proceder rozwiązywania równań (12), (13) jest najczęściej zasadniczo taki, że wstawiając szereg wartości na k_1 , k_2 , mieszczących się w ustalonym za pomocą przybliżonych metod zakresie zmienności i przyjmując na niektóre parametry takie wartości, jakie dyktuje np. eksperyment, pozostawiamy w układzie równań tylko dwie niewiadome, które już z łatwością dają się obliczyć. Otrzymujemy w ten sposób pewną ilość zestawów rozwiązań, bardziej lub mniej, albo zupełnie odpowiadających naszym wymaganiom. Czynność rozwiązywania omawianego układu równań, połączoną z dobieraniem parametrów takich, które prowadziłyby do najbardziej zadowalających z eksperymentalnego punktu widzenia rozwiązań, nazywamy optymalizacją układu optycznego.

Jako przykład zastosowania formalizmu macierzowego do przetransformowania talii w talię mogą posłużyć obliczenia, połączone z pomiarem emitansa, wykonane dla wiązki cząstek α o energii 25 MeV i całkowitym prądzie 10 μ A, wyprowadzonej z krakowskiego cyklotronu U-120. Oczywiście ramy niniejszego artykułu nie pozwalają na szczegółowe przedstawienie wykonywanych obliczeń i na dokładny opis przeprowadzonego pomiaru emitansa, a raczej tylko wyniki

mogą być podane. Za pomocą dubletu kwadrupoli Q_1 uzyskano talię W_{1x} w płaszczyźnie poziomej i W_{1y} w płaszczyźnie pionowej (rys. 10). Dla zmierzenia emitansa wprowadzono w bieg wiązki płytkę aluminiową z układem równoległych szczelin o szerokości 0,4 mm, odległych od siebie o 5,0 mm, a w odległości 100 mm od płytki w kierunku biegu wiązki umieszczono detektor w postaci ekranu, na którym elementarne wiązki zaznaczyły poszerzone ślady szczelin. Jest to metoda wprawdzie półilościowa, ale dla naszych obecnych celów wystarczająca. Z pomiaru szerokości tych śladów i z odpowiednich prostych operacji matematycznych uzyskano wykresy elips w układach współrzędnych x, x' (rys. 7a) oraz y, y' (rys. 7b), a po splanimetrowaniu ich powierzchni otrzymano wartości emitansa dla obu transversalnych płaszczyzn: $\varepsilon_x = 92$ mm mrad i $\varepsilon_y = 80$ mm mrad.



Rys. 7. Otrzymana na drodze eksperymentalnej elipsa, a) odpowiadająca wiązce rozbieżnej w płaszczyźnie poziomej, b) odpowiadająca wiązce w miejscu talii w płaszczyźnie pionowej (zniekształcenie elipsy spowodowane aberracjami)

Z nachylenia osi głównych elips względem osi współrzędnych x, x' lub y, y' można ocenić, w jakiej odległości od miejsca — w którym mierzono emitans — znajdują się talie W_{1x} i W_{1y} . Otóż okazało się, że talia w płaszczyźnie pionowej znajdowała się właśnie w tym miejscu, gdzie mierzono emitans, natomiast w poziomej była oddalona o ok. 150 cm w kierunku przeciwnym do biegu wiązki. Z punktu przecięcia elips z osią x lub y oceniono szerokość wiązki w miejscach talii, mianowicie $x_{01} = 1,4$ cm oraz $y_{01} = 1,2$ cm. Ze znajomości emitansów ε_x i ε_y , oraz wymiarów talii x_{01}, y_{01} oceniono maksymalne nachylenia trajektorii: $x'_{01} = 6,5$ mrad i $y'_{01} = 6,7$ mrad.

Kolejne zadanie polegało na przeprowadzeniu talii W_{1x} i W_{1y} za pomocą dubletu Q_2 w talię W_{2x} i W_{2y} (rys. 10). Stosując wyżej opisany formalizm macierzowy, którego końcowym i najistotniejszym etapem jest rozwiązanie równań typu (12) i (13), po przeprowadzeniu optymalizacji otrzymano zestaw wyników, który z eksperymentalnego punktu widzenia powinien okazać się zadowalający. Mianowicie:

$$\begin{aligned} k_1 &= 2,0408 \text{ cm}^{-1} & k_2 &= 2,0300 \text{ cm}^{-1} \\ p_x &= 550 \text{ cm} & p_y &= 400 \text{ cm} \end{aligned}$$

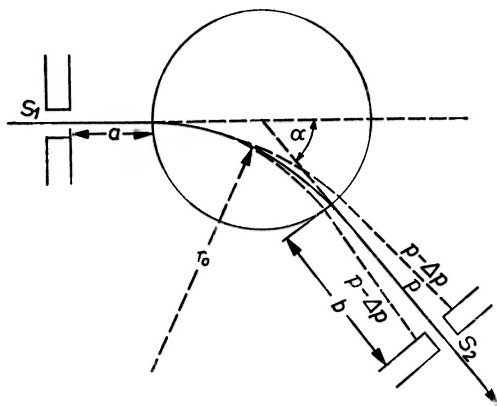
$$\begin{aligned}
 q_x &= 295 \text{ cm} & q_y &= 430 \text{ cm} \\
 e_x &= 0,52 & e_y &= 0,48 \\
 x_{02} &= 0,76 \text{ cm} & y_{02} &= 0,58 \text{ cm}
 \end{aligned}$$

a ponieważ emitans nie uległ zmianie, więc obliczono:

$$x'_{02} = \frac{\varepsilon_x}{x_{02}} = 12,1 \text{ mrad} \quad y'_{02} = \frac{\varepsilon_y}{y_{02}} = 13,8 \text{ mrad}.$$

Zwraca uwagę duża różnica między q_x i q_y , ale w tym wypadku jest ona pożądana, co będzie uzasadnione w dalszym toku artykułu.

Przystępując z kolei do omówienia elektromagnesów jako elementów układów optycznych, zauważmy na wstępie, że podczas gdy dyspersyjne własności soczewek kwadrupolowych są zanedbywalnie małe, to w magnesach dyspersja jest ich cechą dominującą. Dlatego magnes pojedynczy może być stosowany tam, gdzie specjalnie chodzi o analizę energetyczną wiązki lub gdy nieznaczna dyspersja, występująca przy małych kątach odchylenia, jest dopuszczalna (np. odchylenie o 13° wiązki wyprowadzonej z cyklotronu U-120 przy użyciu jednego magnesu). Natomiast gdy zależy nam na bezdyspersyjnym odchyleniu wiązki, jeden magnes nie wystarczy, musi być zastosowany odpowiedni układ magnesów lub magnesów i kwadrupoli [8], ażeby spowodowana przez pewne części układu dyspersja była skompensowana przez inne części.



Rys. 8. Działanie odchylająco-analizujące magnesu w płaszczyźnie poziomej

Rozpatrzmy najpierw zachowanie się wiązki w płaszczyźnie poziomej, gdy przechodzi ona przez pole magnetyczne o symetrii osiowej pomiędzy biegunami elektromagnesu (rys. 8). Cząstki naładowane mają oczywiście pędy zawarte w granicach $(p \pm \Delta p)$, przy czym p będziemy nazywać pędem centralnym.

Postępując podobnie jak w przypadku soczewek kwadrupolowych, tzn. wychodząc z równań ruchu i rozwiązując te równania, otrzymujemy wyrażenia na oddalenie x_2 cząstki od toru centralnego spełniającego tu rolę osi wiązki (tzn. toru cząstek o pędzie centralnym) i na nachylenie x'_2 trajektorii cząstki

po przejściu przez pole, podczas gdy wchodząc do pola miała odpowiednio współrzędne x_1, x_1' . W zapisie macierzowym wyrażenia te mają postać

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ x_2' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos[(1-n)^{1/2}\alpha] & \frac{r_0}{(1-n)^{1/2}} \sin[(1-n)^{1/2}\alpha] \frac{r_0}{1-n} \{1 - \cos[(1-n)^{1/2}\alpha]\} \\ -\frac{(1-n)^{1/2}}{r_0} \sin[(1-n)^{1/2}\alpha] & \cos[(1-n)^{1/2}\alpha] & \frac{\sin[(1-n)^{1/2}\alpha]}{(1-n)^{1/2}} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ x_1' \\ \frac{\Delta p}{p} \end{bmatrix} \quad (14)$$

gdzie:

α — kąt odchylenia wiązki,

r_0 — promień krzywizny toru centralnego,

n — wskaźnik pola zdefiniowany jako $n = -\frac{r_0}{H_y} \cdot \frac{\partial H_y}{\partial H_x}$, który dla pola

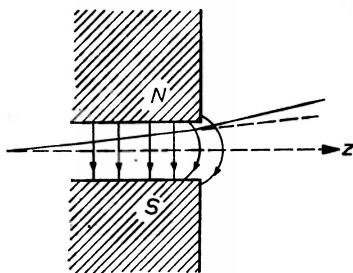
jednorodnego ma wartość zero.

Jak widać z wzorów (14), zarówno oddalenie cząstki x_2 po przejściu przez pole, jak i nachylenie jej trajektorii x_2' zależy od rozrzutu pędów. Zależność ta wyraża dyspersyjne własności magnesu, przy czym trzeci wyraz w pierwszym wierszu, a więc współczynnik przy $\Delta p/p$ w wyrażeniu na x_2 określa dyspersję liniową, a trzeci wyraz w wierszu drugim, a więc znów współczynnik przy $\Delta p/p$ w wyrażeniu na x_2' definiuje dyspersję kątową. Jak widać z postaci tych wyrazów, współczynniki dyspersji rosną ze wzrostem kąta odchylenia, a ponieważ silna dyspersja sprzyja dobrej zdolności rozdzielczej, więc tym lepszą zdolność rozdzielczą uzyskuje się za pomocą magnesu analizującego, im większy jest kąt odchylenia wiązki — i to w tym samym kierunku, w jakim jest ona odchylna w cyklotronie. Postać trzeciego wiersza macierzy potwierdza fakt, że stałe w czasie pole magnetyczne nie zmienia pędu cząstek naładowanych.

Jeżeli przed magnesem znajduje się w pewnej odległości a szczelina S_1 (rys. 8) o określonej szerokości, to po przejściu przez magnes wiązki przepuszczonej przez szczelinę powstaje w odległości, którą oznaczymy przez b , odwzorowanie optyczne czyli obraz szczeliny. Ażeby znaleźć tę odległość b przy zadanej odległości a i zadanym kącie odchylenia α , należy wyraz drugi w pierwszym wierszu macierzy (14) przyrównać do zera. Uzasadnienie tego jest proste. Otóż jeżeli w jakimś miejscu powstaje odwzorowanie optyczne przedmiotu (w tym wypadku szczeliny S_1), oznacza to, że wszystkie cząstki opuszczające pewien punkt przedmiotu pod dowolnymi kątami znajdują się

w tym samym punkcie obrazu. Tę niezależność od kąta nachylenia, α'_1 , wyraża zerowanie się współczynnika przy α'_1 . I tak jest z odwzorowaniem danym przez dowolny układ optyczny; zawsze zerowanie się wyrazu macierzy o wskaźnikach 1, 2 jest warunkiem powstania obrazu.

Rozpatrzmy z kolei ruch cząstek w płaszczyźnie pionowej (rys. 9). Znowu wychodząc z równań ruchu, po ich rozwiązaniu otrzymujemy na odległość cząstki y_2 od płaszczyzny „równikowej” (równo oddalonej od obu biegunów



Rys. 9. Ruch cząstki w płaszczyźnie pionowej magnesu

magnesu) i na nachylenie y'_2 jej trajektorii po przejściu przez pole następujące wyrażenia

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ y'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(n^{1/2}\alpha) & \frac{r_0}{n^{1/2}} \sin(n^{1/2}\alpha) \\ -\frac{n^{1/2}}{r_0} \sin(n^{1/2}\alpha) & \cos(n^{1/2}\alpha) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} y_1 \\ y'_1 \end{bmatrix} \quad (15)$$

Najczęściej stosowanymi w praktyce magnesami odchyłająco-analizującymi są magnesy o polu jednorodnym, dla którego wskaźnik $n = 0$. W płaszczyźnie poziomej działanie takiego pola wyrazi się oczywiście macierzą (14) o tyle tylko prostszą, że zniknie z niej wskaźnik n , a w płaszczyźnie pionowej dla $n = 0$ macierz (15) (po zastosowaniu rozwinięcia wyrazów na szereg) zredukuje się do macierzy

$$\begin{bmatrix} 1 & ar_0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (15')$$

typowej dla przestrzeni bez pola magnetycznego o długości ar_0 .

Dotychczasowe wnioski stwierdzające, że jednorodne pole magnetyczne działa w płaszczyźnie poziomej na wiązkę jonów odchyłająco i analizująco, dając w pewnej odległości dyspersyjny obraz umieszczonej przed magnesem szczeliny, a w płaszczyźnie pionowej nie ma wpływu na ruch cząstek, są słuszne przy dwóch upraszczających, milcząco dotychczas przyjętych, założeniach. Mianowicie podane rozwiązania równań ruchu w postaci wyrażen (14), (15) lub (15') nie uwzględniały pola rozproszonego na brzegach biegunów magnesu i zakładały kąt, pod jakim cząstka wchodzi do pola i pole opuszcza (tzn. kąt pomiędzy normalną do pola cząstki i torem cząstki) równy zeru. W praktyce

kąty te często bywają małe lub równe zero, zależnie od aktualnych warunków, np. kształtu nabiegowników. Gdy chodzi o pole rozproszone, to ono oczywiście zawsze istnieje i wywiera ze swej strony dodatkowe działanie na cząstki naładowane, które jest tym silniejsze, im bardziej różnią się od zera kąty, o których tu mowa. Gdy w jednej płaszczyźnie, np. poziomej, pole rozproszone działa na wiązkę skupiająco, to w drugiej, pionowej, rozpraszająco. Płościowe ujęcie tego zjawiska wychodzi poza ramy niniejszego przeglądowego artykułu, aczkolwiek w obliczaniu układów magnetycznych należy je uwzględnić. Wyczerpujące i ściśle potraktowanie tego zagadnienia można znaleźć w pracach [6], [7].

Przy stosowaniu magnesów odchylająco-analizujących istotną jest oczywiście zawsze kwestia zdolności rozdzielczej. Weźmy znów pod uwagę płaszczyznę poziomą, w której wiązka jest odchylona o pewien kąt α i przyjmijmy, że w odległości a przed magnesem umieszczona jest szczelina S_1 , w odległości b za magnesem powstaje jej obraz (rys. 8). Przejście współrzędnych (x_a, x'_a) (w miejscu szczeliny S_1) we współrzędne (x_b, x'_b) wskutek działania pola magnetycznego wyrazi się oczywiście wzorami (14), które symbolicznie zapiszmy w sposób uproszczony

$$\begin{bmatrix} x_b \\ x'_b \\ \frac{\Delta p}{p} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} & m_{13} \\ m_{21} & m_{22} & m_{23} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_a \\ x'_a \\ \frac{\Delta p}{p} \end{bmatrix}. \quad (16)$$

Jak wiadomo, przy danej odległości a przedmiotu odległość b obrazu wyznacza się z przyrównania wyrazu m_{12} do zera. Wobec tego, oddalenie cząstki od toru centralnego w miejscu obrazu wyrazi się jako

$$x_b = m_{11}x_a + m_{13}\frac{\Delta p}{p}. \quad (17)$$

Przypuśćmy, że w odległości b umieszczamy szczelinę S_2 i wymagamy, ażeby przez nią przeszły wszystkie cząstki o pędzie centralnym p (tzn. $\Delta p = 0$). Żądanie to jest równoważne temu, ażeby szerokość szczeliny S_2 równała się szerokości obrazu monochromatycznego szczeliny S_1 , a więc ażeby

$$S_2 = m_{11}S_1 \quad (18)$$

co widać z wzoru (17), gdy położymy $\Delta p = 0$. Element macierzowy m_{11} wyraża więc powiększenie obrazu monochromatycznego. Przez szczelinę tę przejdą też cząstki o takim największym pędzie $(p + \Delta p)$, które w miejscu szczeliny mają $x_a = 0$ i dla których

$$x_b = m_{13} \cdot \frac{\Delta p}{p} = S_2. \quad (19)$$

Z porównania (18) i (19) otrzymujemy

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{m_{11} \cdot S_1}{m_{13}}. \quad (20)$$

Jak widać z (20), zdolność rozdzielczą podwyższa zmniejszanie szerokości szczeliny wejściowej S_1 , która jednak nie może być dowolnie mała, ponieważ decyduje o tym, jaka część wiązki wejdzie do pola magnetycznego. Korzystne jest też — z punktu widzenia zdolności rozdzielczej — małe powiększenie m_{11} i duża dyspersja m_{13} . Ponieważ m_{13} rośnie ze wzrostem kąta odchylenia (por. wzory (14)), dlatego zdolność rozdzielcza jest lepsza dla większych kątów — i to kątów dodatnich (ten sam kierunek odchylenia) w porównaniu z kątem odchylenia cząstek w cyklotronie. Podnieść zdolność rozdzielczą można też przez zwężenie szczeliny analizującej S_2 do wymiarów mniejszych niż szerokość obrazu monochromatycznej szczeliny wprowadzającej, czyli $S_2 < m_{11}S_1$, ale traci się wtedy na natężeniu wiązki. Również wzrost promienia krzywizny r_0 toru centralnego sprzyja podwyższeniu zdolności rozdzielczej. Dla danego kąta odchylenia promień krzywizny r_0 jest proporcjonalny do promienia nabiegunników, toteż w skład urządzeń zapewniających dobrą zdolność rozdzielczą wchodzi magnez o bardzo dużych rozmiarach.

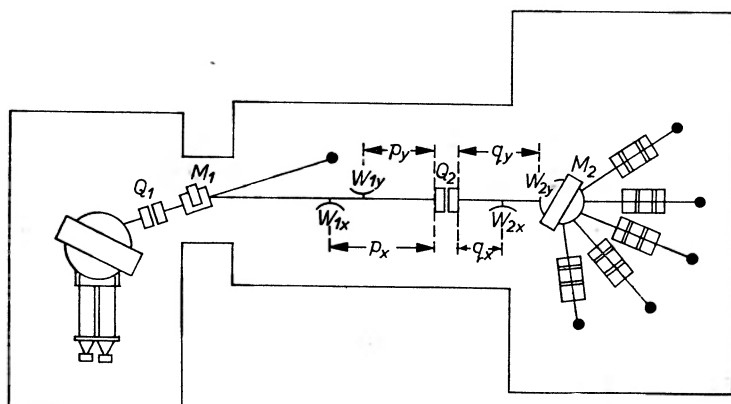
Powyższe rozważanie odnosi się do wyidealizowanego układu optycznego, nie obciążonego aberracjami. W rzeczywistości z każdym układem optycznym są związane pewne aberracje, przy czym możemy je podzielić na dwa rodzaje: jedne — nazwać je można „fizyczne” — pochodzą z różnych niedoskonałości aparaturowych, inne — „matematyczne” — których przyczyną są upraszczające założenia, wprowadzone do teorii optyki jonowej. Należy się więc liczyć z tym, że w praktyce zdolność rozdzielcza będzie w jakimś stopniu gorsza od wyliczonej. (Najczęściej przez zdolność rozdzielczą rozumie się $\frac{\Delta E}{E}$, ale wiadomo, że $\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta p}{p}$).

Dotychczas rozumowanie nasze koncentrowaliśmy głównie na płaszczyźnie poziomej, która z eksperymentalnego punktu widzenia jest — można powiedzieć — ważniejsza, bo tylko w niej występuje dyspersja. Ale na ogół eksperyment pomyślany jest w ten sposób, że pożądane są małe wymiary wiązki na tarczy w obu kierunkach — poziomym i pionowym. Sam magnes nie spowoduje skupienia wiązki w płaszczyźnie pionowej, dlatego najczęściej za magnesem ustawia się soczewki kwadrupolowe i dopiero z ich pomocą można tak kształtować wiązkę, by miała na tarczy pożądane wymiary w obu transwersalnych kierunkach. Tymi soczewkami najczęściej są dublety lub triplety, tzn. układy trzech kwadrupoli. Triplet ma tę wyższość nad dubletem, że podczas gdy dublet jest z natury swej astygmatyczny (różnica położenia talii lub obrazu optycznego w dwu prostopadłych płaszczyznach), to przy użyciu tripletu można uniknąć astygmatyzmu, poza tym triplet przejawia znacznie mniejszą dystorsję. Dla tych zalet jest on więc często w praktyce stosowany.

Po rozważeniu działania magnesu na wiązkę w obu płaszczyznach prostopadłych, staje się zrozumiała i uzasadniona większa wartość q_y (odległość talii W_{2y} od dubletu Q_2) od wartości q_x (odległość talii W_{2x} od dubletu Q_2). Ponieważ magnes o polu jednorodnym zachowuje się w płaszczyźnie pionowej jak prze-

strzeń bez pola, więc pożądane jest utworzenie talii jak najbliżej magnesu, by niepotrzebnie nie wydłużać przestrzeni, w której wiązka jonów zwiększa swe wymiary. Natomiast w płaszczyźnie poziomej korzystne jest wytworzenie talii przed magnesem w stosunkowo dużej odległości, bo wtedy powiększenie monochromatycznego obrazu danego przez magnes jest mniejsze, wobec tego maleje też $\Delta p/p$. Oczywiście talia i szczelina S_1 nie powinny być przesadnie daleko przed magnesem, bo wiązka dochodząc do magnesu byłaby zbyt poszerzona i bardzo wiele cząstek wchodziłoby do pola magnetycznego pod kątami znacznie różniącymi się od zera, co oczywiście jest niepożądane.

Jako konkretny przykład zastosowania układów odchylająco-analizujących i przedstawionej w ogólnym zarysie metody obliczeń mogą znów posłużyć prace prowadzone obecnie w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie. W celu jak najwłaściwszego wykorzystania pracy cyklotronu U-120 i polepszenia



Rys. 10. Schemat układu optycznego, rozprowadzającego wiązkę jonów z cyklotronu U-120 do pięciu stanowisk pomiarowych

parametrów wiązki jonów, postanowiono wybudować i zainstalować na odchylonym o 13° torze wiązki elektromagnes odchylająco-analizujący, który obsługiwałby pięć stanowisk eksperymentalnych, usytuowanych pod kątami 80° , 50° , 25° , 0° , -36° względem kierunku wiązki odchylonej o 13° przez pierwszy magnes M_1 (rys. 10). W chwili pisania niniejszego artykułu prace nad oprządkowaniem nowej hali tarczowej (mającej mieścić magnes odchylający, soczewki skupiające i stanowiska pomiarowe) są w pełnym toku. Budowa elektromagnesu jest ukończona, ostatnio został zainstalowany na przewidzianym dla niego miejscu. Całkowity ciężar elektromagnesu wynosi ok. 60 ton. Wypoziomowanie nabiegunników, zachowanie identycznej szerokości szczeliny w całym obszarze pola magnetycznego wymagało wysokiej precyzji ustawienia. Nabiegunniki są okrągłe o średnicy 100 cm, szerokość szczeliny między nabiegunnikami wynosi 10 cm, indukcja jednorodnego pola magnetycznego w szczelinie dla odchylenia cząstek alfa o energii 28 MeV o 80° będzie wynosić 13 kGs, dla mniejszych kątów lub mniejszych energii odpowiednio mniej.

Przewidziany jest kąt wejścia wiązki do pola (ściślej — osi wiązki) równy zeru, kąt wyjścia nieznacznie różniący się od zera.

Obliczona orientacyjnie zdolność rozdzielcza jako funkeja kąta odchylenia wiązki jest następująca:

$\angle \alpha$	80°	50°	25°	-36°
$\frac{\Delta E}{E}$	$10^{-2}S_1$	$1,3 \cdot 10^{-2}S_1$	$2,4 \cdot 10^{-2}S_1$	$3,4 \cdot 10^{-2}S_1$

Pomiędzy magnesem a stanowiskami pomiarowymi będą umieszczone soczewki kwadrupolowe (rys. 10). Zarówno warunki przestrzenne, jak rodzaj projektowanych prac badawczych, a w związku z tym wymagania stawiane wiązce, przemawiają za tym, ażeby na wszystkich torach wiązki odchylonej ustawić triplety kwadrupolowe, natomiast na torze nieodchylonym może być zastosowany dublet; odpowiednio dobranym prądem i geometrycznymi warunkami można skompensować astygmatyzm spowodowany dubletem znajdującym się przed magnesem. Przedstawiony powyżej w zarysie formalizm macierzowy, zastosowany do optyki jonowej pozwala na określenie prądów soczewek kwadrupolowych i ich położień, zapewniających osiągnięcie z zadowalającym przybliżeniem pożądanych wymiarów wiązki i kątów nachylenia trajektorii w miejscu tarczy.

Literatura

- [1] A. P. Banford, *The Transport of Charged Particle Beams*, E. and F. N. Spon, Ltd, London 1966.
- [2] N. B. Brooks, P. H. Rose, A. B. Wittkower, R. P. Bastide, *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 894 (1964).
- [3] L. E. Collins, P. T. Stroud, *Nuclear Instrum. Methods*, **26**, 157 (1964).
- [4] H. A. Enge, *Rev. Sci. Instrum.*, **30**, 248 (1959).
- [5] H. A. Enge, *Rev. Sci. Instrum.*, **32**, 662 (1961).
- [6] H. A. Enge, *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 278 (1964).
- [7] H. A. Enge, *Focusing of Charged Particles*, ed. A. Septier, tom II, rozdz. 4.2.
- [8] S. Penner, *Rev. Sci. Instrum.*, **32**, 150 (1961).
- [9] E. Regenstreif, *Focusing of Charged Particles*, ed. A. Septier, tom I, rozdz. 2.4.
- [10] Z. Rogalska, E. Bakewicz, *Nukleonika* (w druku).
- [11] P. H. Rose, A. B. Wittkower, R. P. Bastide, A. Galejs, *Nuclear Instrum. Methods*, **14**, 79 (1961).
- [12] Th. Sluyters, *Nuclear Instrum. Methods*, **27**, 301 (1964).

Errata

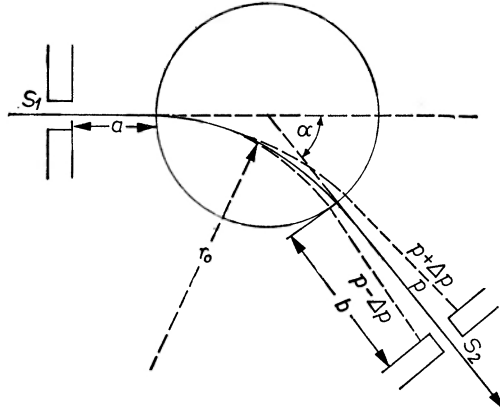
E. Bakewicz, Z. Rogalska, *Postępy Fizyki*, **23**, 291 (1972).

Zadanie angielskie zaczynające się od słów "As an example of the application..." (str. 291, streszczenie ang.) winno brzmieć: "As an example of the application of these principles..."

str. 294, Rys. 2b — oś rzędnych oznaczona jest przez x , powinno być x' ; współrzędne punktu są (x, x_1') , powinny być (x_1, x_1')

str. 299, w. 18 od dołu — jest $\varepsilon_{\omega} = \varepsilon_{\omega 2} = \varepsilon_{\omega}$, powinno być $\varepsilon_{\omega 1} = \varepsilon_{\omega 2} = \varepsilon_{\omega}$

str. 301, Rys. 8 powinien być:



Włodzimierz Zbieranowski

Instytut Fizyki PAN

Zakład Magnetyków, Warszawa

Spektrometr magnetycznego rezonansu jądrowego do badań szerokich linii metodą stacjonarną

NMR Wide-Line Spectrometer for Stationary Method Investigations

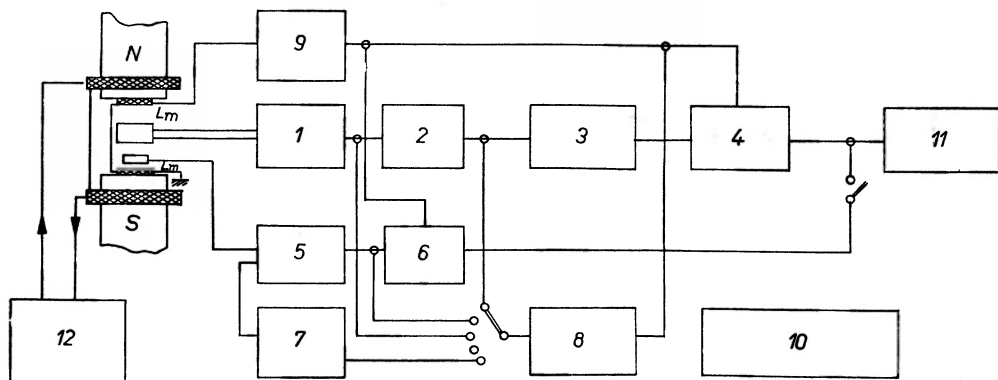
Abstract: Possibilities of NMR wide-line spectrometers applications are discussed in the paper. General conditions and technical data of spectrometers being during elaboration are presented.

W odróżnieniu od spektroskopii magnetycznego rezonansu jądrowego (MRJ) o wysokiej zdolności rozdzielczej, w której podstawowym nuklidem jest wodór ^1H (w mniejszym stopniu fluor i inne) znajdujący się prawie we wszystkich związkach organicznych i nieorganicznych, badania ciała stałego tą metodą związane są, oprócz wodoru i fluoru, z jądrami cięższymi jak ^7Li , ^{10}B , ^{23}Na , ^{27}Al , ^{45}Sc , ^{57}Fe , ^{59}Co , ^{61}Ni , ^{63}Cu , ^{65}Cu i inne. Pierwiastki te wchodziły w skład związków o różnych strukturach posiadających własności półprzewodnikowe, magnetyczne, ferroelektryczne, które ze względu na możliwości zastosowań w nowoczesnej technice są przedmiotem zainteresowania fizyków i technologów. Technika eksperymentalna oparta na badaniu ciała stałego metodą szerokich linii MRJ umożliwia uzyskanie szeregu informacji o strukturze sieci [1], symetrii i wielkości pola krystalicznego [2, 3], o wpływie defektów struktury na jakość kryształów [4, 5], na temat procesów związanych z dynamiką sieci [6], uwodnieniem [7], stopniem krystaliczności [8] itp. Jak wynika z materiałów Ogólnopolskich Konferencji Radio-spektroskopii i Elektroniki Kwantowej odbywających się w Poznaniu i Ogólnopolskich Seminariów na temat MRJ i jego zastosowań organizowanych w Krakowie, wzrasta zainteresowanie tą tematyką. Dowodzi tego rosnąca liczba publikacji nie tylko o charakterze teoretycznym, ale także eksperymentalnym. Rozszerzają się możliwości wykorzystania omawianej metody oprócz badań podstawowych również w laboratoriach zajmujących się np. kontrolą określonych produktów lub surowców.

W kraju istnieje szereg ośrodków posiadających drogą aparaturę o wysokiej zdolności rozdzielczej, na ogół jednak nie jest ona przystosowana do badań szerokich linii. Ze względu na zapotrzebowanie na tego rodzaju urządzenia, w Instytucie Fizyki PAN podjęto decyzję opracowania modelu takiego spektrometru, który powielony w pewnej liczbie egzemplarzy zaspokoiłby przewidywane potrzeby krajowe. Koncepcję spektrometru oparto o szereg opracowań krajowych i zagranicznych [9-13]. Podstawowym warunkiem ekonomicznym było zminimalizowanie importu elementów, wykorzystanie urządzeń wykonywanych przez przemysł

krajowy i możliwie niski koszt ogólny¹. Ze względu na przewidywany rozwój metody MRJ do szerokich linii, aparatura ta musi spełniać dwa warunki związane z jej zastosowaniem, a mianowicie: powinna być tak skonstruowana, aby możliwe było prowadzenie za jej pomocą prac eksperymentalnych w laboratoriach różnego typu, oraz działalności dydaktycznej na wyższych uczelniach.

Na rysunku 1 przedstawiono schemat blokowy takiego spektrometru. Składa się on z kilku zasadniczych elementów: 1. Układ detekcji sygnału MRJ, a) autodynowy, b) bierny (z generatorem i odbiornikiem w. cz.). 2. Układ rejestracji widma rezonansowego i modulator pola. 3. Miernik pola magnetycznego i układ skalowania widma. 4. Regulator temperatury próbki. 5. Elektromagnes obrotowy i zasilacz stabilizowany z układem przemiatania pola.



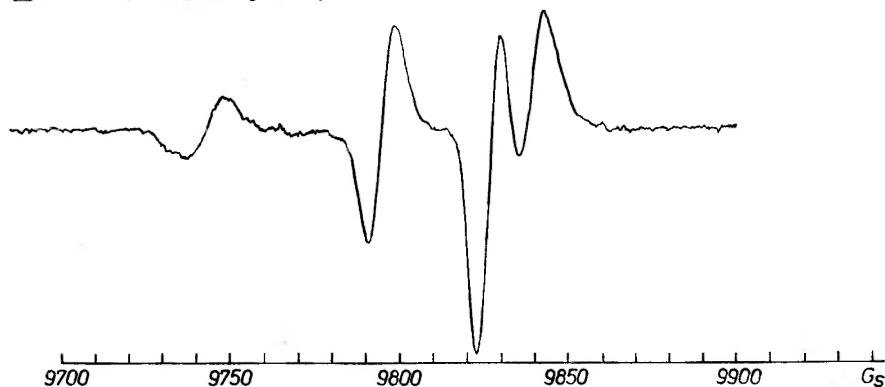
Rys. 1. Schemat blokowy spektrometru MRJ z detekcją autodynową. 1 — detektor autodynowy, 2 — wzmacniacz w. cz. i detektor amplitudy, 3 — wzmacniacz selektywny, 4 — detektor synchroniczny I, 5 — miernik natężenia pola, 6 — detektor synchroniczny II, 7 — generator skalowania, 8 — oscylloskop kontrolny, 9 — generator modulacji, 10 — zasilacz stabilizowany, 11 — rejestrator Y, t

Detektor sygnału jest zasadniczym elementem spektrometru, bowiem decyduje on o praktycznych możliwościach aparatury. W celu przystosowania układu do badań próbek o różnych własnościach okazało się celowe wykonanie dwu typów detektorów, a mianowicie autodynowego i biernego, które wzajemnie się doskonale uzupełniają. Mogą one działać niezależnie jako elementy wymienne, przy czym pozostałe zespoły (p. 3, 4 i 5) w obu przypadkach spełniają tę samą rolę. W omawianym spektrometrze w pierwszej kolejności opracowano i wykonano detektory autodynowe w postaci dwu głowic pracujących w pasmach $6 \div 19$ MHz oraz $28 \div 30$ MHz. Badana próbka zamocowana jest w specjalnych wymiennych uchwytach wykonanych ze szkła organicznego lub teflonu i umieszczona w szczelinie elektromagnesu obrotowego.

Natężenie pola o odpowiedniej jednorodności zmienia się w szerokich granicach zapewniając możliwości badania rezonansu większości jąder metodą stacjonarną. Układ rejestracji widma przystosowany jest do zapisu pierwszej i drugiej pochodnej linii absorpcji na dowolnym rejestratorze Yt . Czas przejścia t przez obszar rezonansu przy automatycznym przemiataniu pola magnetycznego i odpowiednio dobranej amplitudzie pola modulacji h_m regulowany jest tak, aby możliwe było zarejestrowanie linii o szerokości ΔH od 0,1 do kilkudziesięciu Gs. Stałe czasu τ detektora fazowego dobierane są pod kątem zapewnienia maksymalnego stosunku sygnału do szumu bez zniekształceń kształtu linii. Na rysunku 2 przedstawiono dla przykładu

¹ Będzie to możliwe również dzięki współpracy kilku wyspecjalizowanych zakładów różnych instytutów krajowych.

widmo rezonansowe ^{27}Al w kryształach Al_2O_3 zarejestrowane w warunkach optymalnych. Układ skalowania widma działa na zasadzie wykorzystania pasm bocznych, sygnały cechujące wzajemnie odległe o wybraną wartość natężenia pola, zapisywane są na taśmie rejestratora jak na rysunku 3. Pomiar w funkcji kąta dokonywane są przez obrót elektromagnesu w granicach $\pm 100^\circ$ z dokładnością do $0,5^\circ$.



Rys. 2. Widmo rezonansowe ^{27}Al w Al_2O_3 z domieszką $0,5\%$ Cr^{3+} . Kąt między osią z i kierunkiem pola H_0 w elektromagniesie $\theta = 51^\circ$. Częstotliwość autodyny $f = 10,3$ MHz

Badania w zależności od temperatury mogą być prowadzone w odpowiednio przystosowanym kryształku helowym lub azotowym, oraz w specjalnej głowicy połączonej z układem ciągłej regulacji temperatury. Próbkę w tym wypadku chłodzona jest parami azotu lub ogrzewana gorącym powietrzem.



Rys. 3. Sygnały cechujące taśmę rejestratora metodą pasm bocznych odległych od prążka centralnego o 5 Gs

Parametry techniczne spektrometru z detektorem autodynowym są następujące: czułość: stosunek sygnału do szumu $2 : 1$ uzyskuje się dla 10^{19} jąder ^{19}F w teflonie przy polu

$$H = 3800 \text{ Gs}$$

zdolność rozdzielcza:	0,2 Gs
natężenie pola elektromagnesu:	$H_0 = 500 \div 11000$ Gs
natężenie pola modulacji:	$h_m = 0 \div 20$ Gs
zakres przemiatania pola:	$h_p = 10 \div 1000$ Gs
czas przemiatania:	$t = 30 \text{ s} \div 30 \text{ min.}$
stała czasu detektora fazy:	$\tau = 1 \div 30$ s
częstotliwość modulacji pola:	$f_m = 170, 340, 680$ Hz
zakres skalowania pola:	co $2, 4, 8$ lub 16 Gs
zakres ciągłej regulacji temperatury:	-150 do $+100^\circ\text{C}$.

Za pomocą przedstawionego spektrometru obserwowano MRJ w związkach o różnych strukturach, następujących jąder: ^1H , ^2D , ^7Li , ^{19}F , ^{23}Na , ^{27}Al , ^{51}V , ^{63}Cu , ^{65}Cu .

Literatura

- [1] G. E. Pake, *J. Chem. Phys.*, **16**, 327 (1948).
- [2] J. D. Sletter, W. J. Viegele, *J. Chem. Phys.*, **418**, 2341 (1964).
- [3] M. Baran, M. P. Pietrow, H. Szymczak, R. Wadas, W. Zbieranowski, *Electron Technology*, **1/2** (1971), w druku.
- [4] W. Zbieranowski, H. Szymczak, *Przevl. Elektron.*, **9**, 450 (1965).
- [5] M. Baran, H. Szymczak, W. Zbieranowski, *Raport IFJ*, Nr 747/PL, Kraków 1971, str. 104.
- [6] B. Staliński, *Postępy Fizyki*, **22**, 3 (1971).
- [7] K. H. Bienkiewicz, Z. Florkowski, J. W. Hennel, *Raport IFJ*, Nr 698/PL, Kraków 1970, str. 46.
- [8] Z. Florkowski, J. W. Hennel, M. Pollak-Stachurova, *Raport IFJ*, Nr 551/PL, Kraków 1967.
- [9] W. Zbieranowski, *Przevl. Elektron.*, **3**, 138 (1965).
- [10] F. Brych, R. Goc, Z. Pająk, *Raport IFJ*, Nr 698/PL, Kraków 1970, str. 64.
- [11] Z. Florkowski, J. W. Hennel, *Raport IFJ*, Nr 698/PL, Kraków 1970, str. 73.
- [12] Opis spektrometru KRB 35/62 prod. NRD, dane nie publikowane.
- [13] Opisy spektrometrów MRJ do szerokich linii firm Varian i JEOL (prospekty).

Alfons Planner, Marian Szymański

Instytut Fizyki
Uniwersytetu im. A. Mickiewicza
Poznań

Laser neodymowy do badania optycznych zjawisk nieliniowych

Nd³⁺-Glass Laser for the Study of Nonlinear Optical Effects

Abstract: A simple system of Nd³⁺-glass laser generating giant light pulses, and using benzene and toluene in place of dye shutter, is proposed. Pulse duration is by 30 ns shorter. Power of the collimated beam of wavelength 1,06 μm attains tens of megawatts.

1. Wstęp

Zakres zastosowań laserów w nauce i technice, zależny pośrednio od ich mocy, stabilności pracy oraz długości wysyłanych fal, ciągle wzrasta [1, 2]. Rozwinęły się bardzo szybko elektronika kwantowa [3, 4, 5] i optyka nieliniowa [5, 6], zajmująca się badaniem: wielokwantowych procesów absorpcji [7-10], emisji [7, 9, 11] i jonizacji [8, 9, 11], wytwarzania harmonicznych optycznych [7, 10, 12], wymuszonych rozprożeń — rayleighowskiego [10, 13], ramanowskiego [7, 10, 14], brillouinowskiego [10, 15], temperaturowego [10, 15], indukowanych dwójłomności optycznych w ośrodkach izotropowych [10, 11, 16], autokolimacji wiązki światła [10, 11, 17], oraz innych procesów nieliniowych. Wszystkie wymienione powyżej zjawiska występują jedynie podczas działania na materię silnych pól optycznych lub przy jednoczesnym działaniu kilku silnych pól zewnętrznych. Zwykle są to pola optyczne i powoli zmienne pola elektryczne [18] lub pola optyczne i powoli zmienne pola magnetyczne [19]. Moce progowe wiązek światła zdolnych do wzbudzenia zjawisk nieliniowych wynoszą wiele megawatów. Tak więc, optyka nieliniowa stworzyła rozległe pole dla zastosowań różnych laserów dużej mocy, w szczególności rubinowego i neodymowego.

Wiązki światła o mocy rzędu megawatów wytwarza się obecnie przy pomocy laserów z wykorzystaniem modulacji dobroci rezonatora optycznego, bądź też w kaskadzie laserowej zawierającej kilka kwantowych wzmacniaczy światła [20]. Modulacja dobroci, czyli optycznych strat rezonatora lasera, prowadzi do wzrostu natężenia i skrócenia czasu trwania emitowanych impulsów światła, a więc do zwiększania mocy promieniowania. Laser emituje wówczas jeden impuls gigantyczny, zamiast wielu impulsów o mniejszej amplitudzie, obserwowanych w warunkach emisji swobodnej.

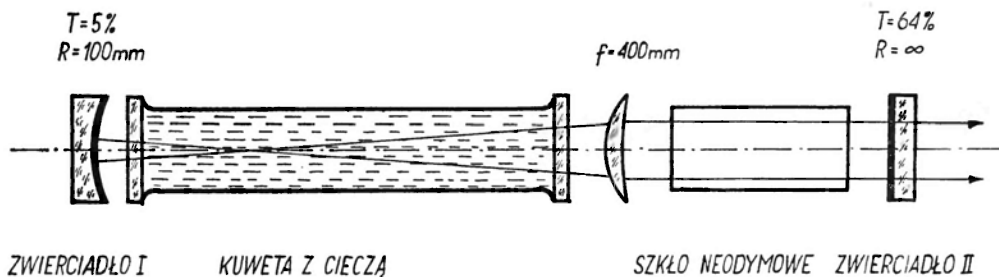
Do badania optycznych zjawisk nieliniowych takich jak generacja harmonicznych światła lub procesów wielofotonowego wzbudzenia drobin szczególnie wygodny okazał się laser, w którym elementem czynnym jest pałeczka ze szkła aktywowanego neodymem Nd³⁺. Dzięki za-

stosowaniu podczerwonej wiązki lasera neodymowego wzbudzone podczas tych zjawisk wiązki wtórne są widzialne, stwarza to możliwość łatwej rejestracji nawet bardzo małych natężeń badanych wiązek. Opublikowano [21-24] i opatentowano [25] kilka metod otrzymywania impulsów gigantycznych światła z lasera neodymowego. Zwykle do wewnętrznej modulacji dobroci rezonatora optycznego tego lasera wykorzystuje się barwnik polimetylowy [21, 22] albo wirujący pryzmat [23]. Poważną wadą barwnikowej metody modulacji jest niepowtarzalność mocy impulsów spowodowana rozkładaniem się barwnika [4]. Utrudnia to ilościową analizę badanych zjawisk i stwarza potrzebę częstej wymiany barwnika. Do generowania impulsów gigantycznych wykorzystywano również zjawisko wymuszonego rozpraszania Brillouina w dwusiarczku węgla, którym wypełniano kuetę umieszczoną w obszarze rezonatora lasera [26]. Pomimo wielu zalet ostatnia metoda nie jest praktycznie stosowana z powodu niedogodności związanych z wyprowadzeniem wiązki światła z rezonatora lasera.

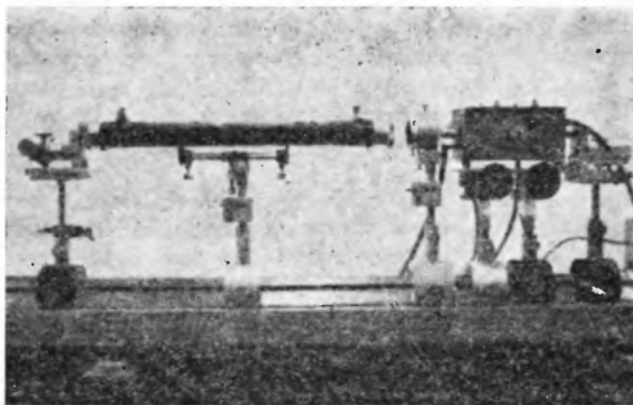
W niniejszej pracy opisano nowy układ lasera neodymowego, który umożliwia otrzymanie gigantycznych impulsów światła o mocy równej około 100 MW i czasie trwania wynoszącym mniej niż 30 ns. Emisję impulsów takiej mocy osiągnięto dzięki wprowadzeniu do rezonatora lasera neodymowego czystych cieczy — benzenu lub toluenu.

2. Konstrukcja lasera

Układ podstawowych elementów lasera przedstawiono schematycznie na rys. 1. Pałeczka ze szkła neodymowego o długości 130 mm i średnicy 10 mm, pompowana błyskiem spiralnej lampy ksenonowej typu G422 produkcji firmy Pressler, jest umieszczona w rezonatorze optycznym, utworzonym przez płaskie dielektryczne zwierciadło wyjściowe o transmisji 64K



Rys. 1. Schemat lasera neodymowego pozwalającego wytwarzać gigantyczne impulsy świetlne zarówno przy konfokalnym i przy hemikoncentrycznym układzie rezonatora



Rys. 2. Wygląd lasera neodymowego, przeznaczonego do wzbudzenia optycznych zjawisk nieliniowych

i zwierciadło wklęsłe o transmisji 5% dla fali 1,06 μm , pracujące w układzie konfokalnym z długoogniskową soczewką okularową. Pomędzy zwierciadłem wklęsłym i soczewką znajduje się kuweta o długości 500 mm, wypełniona benzenem lub toluenem. Zewnętrzny wygląd opracowanego układu przedstawia rys. 2.

3. Wyniki wstępnych badań

Akcja laserowa rozwija się w omawianym układzie dopiero przy dość silnym przepompowaniu pałeczki ze szkła neodymowego. W przypadku, gdy kuweta była pusta, wartość progowej energii pompującej była równa około 1800 J. Energia progowa wzrastała znacznie po wypełnieniu kuwety cieczami i wynosiła: dla benzenu 2900 J, dla toluenu 3000 J.

Zbadano kształt impulsu emitowanego przez laser, gdy w kuwecie znajdował się benzen lub toluen i zmierzono połówkowy czas trwania takiego impulsu. Nie przekraczał on wartości 30 ns [27]. Przy zwiększaniu energii pompującej obserwowano wzrost energii promieniowania lasera, przy czym nadal impuls pozostawał jednokrotny. Jego czas trwania i kształt, charakteryzujący się szybkim narastaniem i dłuższym zanikaniem, pozostawały również niezmiennione.

Mierzono moc emitowanych impulsów światła. O jej wielkości można wnioskować na podstawie długości iskry powstającej w powietrzu, w ognisku soczewki skupiającej wiązkę. Przy użyciu soczewki o ogniskowej 30 mm otrzymano dla benzenu iskry o długości od kilku do kilkunastu milimetrów, a dla toluenu od około 1 cm do kilku centymetrów. Świadczy to, że moc impulsów nie była mniejsza niż 30 MW i sięgała wartości 100 MW.

Wykonano również spektroskopowe badania promieniowania lasera i stwierdzono, że emitowana jest tylko jedna linia o długości fali 1,06 μm . Nie stwierdzono wyraźnej różnicy pomiędzy szerokością spektralną tej linii a linią emisyjną lasera pracującego w warunkach emisji swobodnej. Stosowano przy tym spektrograf z liniową dyspersją równą 300 $\text{\AA}/\text{mm}$ dla badanej fali.

Aby zmniejszyć wymiary rezonatora optycznego, próbowano zastosować krótsze kuwety (200 i 100 mm). Dotychczas otrzymano jednak wyniki negatywne, świadczące o tym, że dla powstania warunków odpowiednich dla generacji impulsów gigantycznych potrzebna jest długa droga oddziaływania światła w rezonatorze lasera z aktywną cieczą. Próby otrzymania impulsu gigantycznego przy użyciu czterochlorku węgla również nie dały pomyślnych wyników.

4. Wnioski

Analiza geometrii wiązki świetlnej w rezonatorze oraz parametrów pracy opisanego lasera zdaje się wskazywać na to, że istotną rolę w generacji pojedynczego impulsu dużej mocy odgrywa tu brillouinowskie rozpraszanie światła na elektrostrykcyjnej fali ultradźwiękowej. Poważny wpływ mają również długość rezonatora lasera [24] i absorpcja znajdującej się w nim cieczy [28]. Ostateczny mechanizm generacji impulsów gigantycznych przy zastosowaniu czystych cieczy organicznych jeszcze nie został w pełni wyjaśniony.

Opracowany laser neodymowy okazał się układem bardzo stabilnym w pracy. W czasie długotrwałej pracy nie obserwowano niszczenia pręta ze szkła neodymowego oraz wklęsłego zwierciadła odbijającego. Łatwość wykonania i nabycia poszczególnych elementów układu jest jego dalszą zaletą.

Autorzy serdecznie dziękują: Profesorowi dr S. Kielichowi i Doc. dr F. Kaczmarkowi za zachętę do tych badań, cenne rady i przejrzenie rękopisu, Mgr Z. Błaszczakowi za koleżeńską pomoc.

Literatura

- [1] B. Sobolew, *Lasery i ich budziszcze*, Atomizdat, Moskwa 1968.
- [2] J. L. Fabjelinskij, *Usp. Fiz. Nauk*, **104**, 77 (1971).
- [3] B. A. Lengyel, *Lasery*, PWN, Warszawa 1965; H. Klejman, *Masery i lasery*, MON, Warszawa 1967; P. G. Krjukow, W. S. Letochow, *Usp. Fiz. Nauk*, **99**, 169 (1969).
- [4] M. Bass, T. F. Deutsch, M. J. Weber, *Usp. Fiz. Nauk*, **105**, 521 (1971).
- [5] *Zagadnienia fizyki dielektryków*, praca zbiorowa pod redakcją J. Stankowskiego, Wyd. Kom. i Łącz., Warszawa 1966; A. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, PWN, Warszawa 1968; J. L. Klimontowicz, *Lasery i optyka nieliniowa*, PWN, Warszawa 1969; J. Stankowski, A. Graja, *Wstęp do elektroniki kwantowej*, Wyd. Kom. i Łącz., Warszawa 1972.
- [6] R. W. Chochłow, *Usp. Fiz. Nauk*, **87**, 17 (1965); L. N. Owander, *Usp. Fiz. Nauk*, **86**, 3 (1965); S. A. Achmanow, R. W. Chochłow, *Usp. Fiz. Nauk*, **95**, 231 (1968); J. A. Giordmaine, *Postępy Fizyki*, **20**, 407 (1969); J. Kołodziejczak, *Postępy Fizyki*, **22**, 229 (1971); I. L. Fabjelinskij, *Usp. Fiz. Nauk*, **104**, 77 (1971).
- [7] A. M. Boncz-Brujewicz, W. A. Chodowoj, *Usp. Fiz. Nauk*, **85**, 3 (1965).
- [8] Ju. P. Rajzer, *Usp. Fiz. Nauk*, **87**, 29 (1965).
- [9] M. Łukaszewski, *Postępy Fizyki*, **18**, 287 (1967).
- [10] N. Bloembergen, *Usp. Fiz. Nauk*, **97**, 307 (1969).
- [11] F. Kaczmarek, *Własności dielektryków w silnym polu elektrycznym fali świetlnej w Zagadnieniach fizyki dielektryków* pod redakcją T. Krajewskiego, Wyd. Kom. i Łącz., Warszawa 1970.
- [12] A. Graja, *Postępy Fizyki*, **18**, 539 (1967); S. Kielich, *Postępy Fizyki*, **22**, 349 (1971).
- [13] S. Kielich, *Postępy Fizyki*, **22**, 181 (1971).
- [14] W. A. Zubow, M. M. Suszczyński, I. K. Szuwałow, *Usp. Fiz. Nauk*, **83**, 197 (1964); R. Mierzecki, *Postępy Fizyki*, **16**, 429 (1965); Ja. S. Bobowicz, A. W. Bortkiewicz, *Usp. Fiz. Nauk*, **103**, 3 (1971).
- [15] W. S. Starunow, I. L. Fabjelinskij, *Usp. Fiz. Nauk*, **98**, 441 (1969).
- [16] S. Kielich, *J. Quantum Electronics*, QE-4, 744 (1968).
- [17] S. A. Achmanow, A. P. Suchorukow, R. W. Chochłow, *Usp. Fiz. Nauk*, **93**, 19 (1967).
- [18] S. Kielich, *Optic Commun.*, **2**, 197 (1970); *J. Opto-Electron.*, **3**, 5 (1971).
- [19] S. Kielich, R. Zawodny, *Optic Commun.*, **4**, 132 (1971).
- [20] F. Kaczmarek, *Postępy Fizyki*, **20**, 201 (1969); A. Graja, W. Kuczyński, *Fizyka dielektryków i radiospektroskopia*, V (1), (1969); L. Balczewski, *Postępy Fizyki*, **20**, 49 (1969).
- [21] B. H. Soffer, R. H. Hoskins, *Nature*, **204**, 276 (1964).
- [22] W. I. Małyszew, A. S. Markin, W. S. Pietrow, *Pisma w Redakcji ŻETF*, **1**, 49 (1965).
- [23] Notatka redakcyjna, *Elektron Design.*, **10**, 29 (1962).
- [24] A. L. Mikaeljan, W. F. Kupriszow, Ju. G. Turkow, Ju. E. Andejew, A. A. Szerbakowa, *Pisma ŻETF*, **11**, 244 (1970).
- [25] G. L. Clark, R. F. Wuerker, *Appl. Optics*, **10**, A28 (1971); P. P. Sorokin, *Appl. Optics*, **10**, 2573 (1971).
- [26] D. Phol, *Phys. Letters*, **24A**, 239 (1967); A. Z. Graszuk, W. W. Ragulskij, F. S. Faizulow, *Pisma w ŻETF*, **9**, 11 (1969); F. A. Korolew, Z. A. Baskakowa, T. S. Zaharowa, W. I. Odincow, *Pisma w ŻETF*, **11**, 295 (1970).
- [27] A. Planner, M. Szymański, *Acta Phys. Polon.*, **A41** (1972).
- [28] J. Katzenstein, G. Magyar, A. C. Selden, *J. Opto-Electronics*, **1**, 13 (1969); A. Planner, *Acta Phys. Polon.*, **36**, 287 (1969).

J. Jatzczak: *Neutrino kosmiczne*. Wiedza Powszechna, seria Omega, 1971, cena zł 10.—

Mała, tania książeczka J. Jatzczaka zawiera wiadomości o neutrinie, jakie zgromadziła wiedza fizyczna w czasie od powstania jego koncepcji w r. 1914, poprzez bezpośrednie jego „odkrycie” w doświadczeniach Reinesa-Covana w r. 1953, aż do niemal chwili obecnej. W tym okresie dokonano ogromnego postępu w „neutrinoologii”, toteż każdy z nas, kto ukończył studia fizyczne więcej niż pięć lat temu, może mieć coś niecoś do uzupełnienia w tej dziedzinie. Książeczka Jerzego Jatzczaka nie pretenduje do wielkiego dzieła, ale jakże może być nam pożyteczne! W sposób zwięzły i przystępny podaje ona wszystko to, co każdy współczesny fizyk na ten temat wiedzieć powinien. Jeżeli nawet nie cała wiedza o neutrinie jest tam zawarta, to na pewno znajduje się ona w bogatej literaturze, której wykaz, aż 100 liczący pozycji, podaje autor na końcu książki.

Rozdziały 1, 2, 3 zawierają minimum koniecznych wiadomości „klasycznych” o neutrinie, które powinny być na ogół znane młodszej generacji fizyków, lecz mogą być nieznane starszym fizykom oraz przedstawicielom innych zawodów. Dla nich są głównie przeznaczone. Rozdziały 4, 5, 6 podają syntezę fizyki jądrowej i uwypuklają rolę neutronów w reakcjach jądrowych we wnętrzu gwiazd. Rozdziały 7, 8, 9 są wprowadzeniem do nowoczesnej kosmologii i wykazują, jak ważną rolę odgrywają neutrony w gospodarce energetycznej wszechświata i w poznawaniu olbrzymich głębi kosmosu.

Książeczka jest przeznaczona dla fizyków i niefizyków. Czytelnicy znajdą w niej wiele wiadomości interesujących wszystkich miłośników przyrody, wśród uczniów szkół średnich, technicznych, i wyższych; wśród nauczycieli fizyki i wykładających ten przedmiot na politechnikach, wyższych szkołach rolniczych, medycznych i innych specjalności. Wiadomości o neutronach, cząstkach, dla których kula ziemską może nawet być „przezroczysta”, są tak zaskakujące i fascynujące, że można nimi „okrasić” każdy (nawet nudny) wykład, a każdą dyskusję uczynić bardziej interesującą. Warto tę książeczkę przeczytać, warto ją kupić i mieć na każdą okazję wystąpienie publicznych.

Być może, że wysokiej klasy specjaliści od fizyki jądrowej dopatrzą się w sympatycznej książeczce jakichś usterek, niezależnie od tego, dla zwykłych fizyków będzie ona pożyteczna.

Halina Chęcińska

Szkola w Karpaczu

W dniach od 16 do 29 lutego 1972 r. odbyła się w Karpaczu IX Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej zorganizowana przez Instytut Fizyki Teoretycznej oraz Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego. Tematem Szkoły była teoria metali i problemy wielu ciał. Szkoła nosiła charakter międzynarodowy. Uczestniczyło w niej około dziewięćdziesiąt osób. Wykłady w dużej części były prowadzone przez naukowców zagranicznych z Kanady, NRD, Szwecji, USA, Wielkiej Brytanii i ZSRR. A oto tytuły wykładów:

J. P. Carbotte *Pewne efekty oddziaływania fonon-elektron na własności metaliczne*, J. Czerwonko *Efekty kubicznej anizotropii w efektywnym oddziaływaniu oraz Prawa sum dla anizotropowej cieczy Fermiego*, I. P. Dzijub *Nieelastyczne koherentne rozpraszanie powolnych neutronów na drganiach lokalnych atomów podstawienia i atomów międzywęzłowych*, W. M. Fairbairn *Powierzchnia, chemisorpcja i efektywne pola*, J. W. Gadzuk *Energia rozkładu emisji pola*, Z. M. Galasiewicz *Neutralne i naładowane ciecze Fermiego*, T. B. Grimley *Powierzchnie metali i chemisorpcja*, A. Holas *Elektronowa teoria własności siatki krystalicznej metali*, M. I. Kaganow *Niektóre problemy teorii zjawisk galwanomagnetycznych*, A. Legget *Zastosowanie teorii cieczy Fermiego Landaua-Silina do metali*, A. F. Lubczenko *Podejście metodą wielu ciał do teorii dyspersji i absorpcji światła przez centra domieszkowe*, A. A. Migdał *Równanie stanu blisko punktu krytycznego*, E. G. Petrov *Osobliwości w gęstości stanów kwazicząstek: fal spinowych i ekscytónów*, A. Sjölander *Ostatnie wyniki teoretyczne odpowiedzi dielektrycznej i magnetycznej w cieczy elektronowej*, H. Stachowiak *Wybrane problemy teorii anihilacji pozytronów w metalach*, W. Weller *O teorii przejścia metal-izolator*.

Materiały Szkoły ukażą się w specjalnym wydaniu „Acta Universitatis Wratislaviensis“.

K. Parliński

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

W dniach 10—15 kwietnia 1972 r. odbyło się w Jaszowcu kolejne III Ogólnokrajowe Seminarium Związków Półprzewodnikowych grupy $A^{II}B^{VI}$ zorganizowane przez doc. dr W. Giriata z Instytutu Fizyki PAN. Tak jak i w latach poprzednich Seminarium miało podwójny charakter: po pierwsze, charakter Szkoły poświęconej aktualnym problemom fizyki półprzewodników mających związek z prowadzonymi badaniami materiałów półprzewodnikowych grupy $A^{II}B^{VI}$, po wtóre charakter przeglądu prowadzonych aktualnie prac badawczych w tej dziedzinie. Aspekt pierwszy reprezentowały referaty przeglądowe, drugi zaś komunikaty z prac własnych.

W czasie Seminarium wygłoszono 12 referatów przeglądowych, w których został przedstawiony aktualny stan wiedzy na dane tematy. Wygłoszono następujące referaty przeglądowe: M. Suffczyński (Instytut Fizyki PAN) *Biekscytony*, H. Łożykowski (Uniwersytet M. Kopernika w Toruniu) *Elektroluminescencja związków $A^{II}B^{VI}$* , J. Rauluszkiewicz (Instytut Fizyki PAN) *Zastosowanie tunelowania elektronów do badania materiałów półprzewodnikowych*, A. Kisiel (Uniwersytet Jagielloński) *Przeгляд rezultatów badań struktury pasmowej dla niektórych półprzewodników przy użyciu widm odbicia światła*, J. Żmija (Wojskowa Akademia Techniczna) *Zastosowania związków półprzewodnikowych typu $A^{II}B^{VI}$ z dużą przerwą energetyczną*, M. Frackowiak (Politechnika Poznańska) *Struktura elektronowa*

samoaktywowanych centrów luminescencji w CdS, J. Langer (Uniwersytet Warszawski) *Półprzewodniki magnetyczne*, J. Baranowski (Uniwersytet Warszawski) *Wzbudzone stany domieszkowe zdegenerowane z pasmem przewodnictwa*, W. Zawadzki (Instytut Fizyki PAN) *Własności spinowe elektronów przewodnictwa w związkach półprzewodnikowych z małą przerwą*, W. Nazarewicz (Uniwersytet Warszawski) *Badanie optyczne fononów w kryształach mieszanych $A^{II}B^{VI}$* , W. Giriat (Instytut Fizyki PAN) *Półprzewodniki $A^{IV}B^{VI}$ z małą przerwą*, J. Mycielski (Uniwersytet Warszawski) *Półprzewodniki mieszane z gradientem składu*.

Prócz 12 referatów przeglądowych, które ukażą się w jednym z najbliższych zeszytów „Postępów Fizyki“, zostało wygłoszonych 36 komunikatów z prac własnych. Komunikaty te będą opublikowane w Pracach Instytutu Fizyki PAN. Spośród wygłoszonych komunikatów 22 dotyczyły półprzewodników $A^{II}B^{VI}$ z dużą przerwą, a 10 referatów dotyczyło półprzewodników z małą przerwą.

Kolejne IV Seminarium Związków Półprzewodnikowych $A^{II}B^{VI}$ zostanie zorganizowane w Jaszowcu przez dr J. Mycielskiego z Instytutu Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, w dniach 7 do 12 maja 1973 r.

(R)

Krajowa Konferencja Luminescencji w Toruniu

W dniach od 21 do 24 września 1972 r. w Toruniu odbędzie się Ogólnopolska Konferencja Luminescencyjna poświęcona problemom luminescencji związków nieorganicznych, organicznych oraz zastosowań.

Celem konferencji jest dokonanie przeglądu ostatnich osiągnięć w dziedzinie fotoluminescencji oraz elektroluminescencji związków organicznych i nieorganicznych oraz przedyskutowanie aktualnie prowadzonych prac dotyczących luminescencji w kraju. W programie konferencji przewidzianych jest 6 referatów poglądowych oraz referaty z prac własnych.

Przewiduje się, że materiały zjazdu będą opublikowane. Korespondencję oraz zapytania odnośnie do konferencji prosimy

kierować pod adresem: Komitet Organizacyjny Krajowej Konferencji Luminescencyjnej, Instytut Fizyki UMK, Toruń, ul. Grudziądzka 5.

H. Łożykowski

Stulecie urodzin Mariana Smoluchowskiego

28 maja br. mija stuletnia rocznica urodzin Mariana Smoluchowskiego, najwybitniejszego polskiego fizyka teoretyka. Postać Smoluchowskiego jest mało znana szerokiemu ogółowi, w każdym razie niewspółmiernie mało w stosunku do wielkości jego dzieła. Chcąc przypomnieć zasługi tego wielkiego polskiego fizyka, Polskie Towarzystwo Fizyczne zorganizuje obchody rocznicowe, a „Postępy Fizyki” przygotowują w zeszycie październikowym (5/1972) artykuły poświęcone Jego pamięci

(R)

Selektywna fotojonizacja i fotodysocjacja

Ostatnie osiągnięcia w technice laserów strojonych stwarzają nowe możliwości w dziedzinie badań oddziaływania promieniowania laserowego z materią. Szczególnie obiecujące wydają się w perspektywie zastosowania tych badań w takich dziedzinach jak fotochemia, biologia i fotosynteza.

R. W. Ambartzumian i W. S. Lechotow z Instytutu Spektroskopii AN ZSRR (*Appl. Optics*, **11**, 354 (1972)) przeprowadzili niedawno badania dwustopniowej selektywnej (DSS) fotojonizacji atomów i fotodysocjacji drobin. Procesy te zachodzą przy udziale dwu fotonów o różnych energiach $h\nu_1$ i $h\nu_2$, przy czym $h\nu_1 + h\nu_2 > E$, gdzie E — energia jonizacji atomu (lub dysocjacji drobin). Foton $h\nu_1$ powoduje wzbudzenie atomu (lub drobin) do jednego ze stanów dyskretnych, natomiast foton $h\nu_2$ powoduje przejście z tego stanu do stanów widma ciągłego. Badania doświadczalne dwustopniowej selektywnej jonizacji zostały przeprowadzone dla par rubidu. Zastosowanie lasera barwnikowego, pompowanego za pomocą lasera rubinowego, dało możliwość dostrojenia się do częstości ν_1 odpowiadającej przejściu ze stanu podstawowego Rb do stanu $5^2P_{3/2}$ (λ 7947,6Å). Oprócz tego w doświadczeniach tych światło lasera rubinowego skierowano na kryształ KDP w celu wytworzenia drugiej harmo-

nicznej (λ 3471 Å). Energia kwantu drugiej harmonicznej jest wystarczająca do jonizacji atomu Rb ze stanu wzbudzonego $5^2P_{3/2}$ (ale nie ze stanu podstawowego!). Do komórki zawierającej pary rubidu wmontowano elektrody w celu rejestracji fotoprądu. W przypadku, gdy częstość promieniowania lasera barwnikowego została dokładnie dopasowana do częstości przejścia $5^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}$, zarejestrowano silny wzrost fotoprądu.

W podobny sposób, za pomocą dwóch laserów, można wywołać efekt dwustopniowej selektywnej fotodysocjacji drobin. W tym przypadku promieniowanie lasera o energii fotonu $h\nu_1$ powoduje pompowanie drobin do jednego ze stanów oscylacyjnych przynależnych do elektronowego stanu podstawowego, natomiast foton $h\nu_2$ z drugiego lasera wywołuje przejścia do poziomów widma ciągłego związanych z odpychającą krzywą potencjalną stanu wzbudzonego (możliwe jest również przejście drobin do poziomów widma ciągłego wykorzystując dodatkowo efekt predysocjacji).

J. Szudy

Pomiary przesunięcia Lamba dla cięższych atomów

Badania przesunięcia Lamba dla atomów wodoropodobnych odpowiadających większym wartościom liczby porządkowej Z mają duże znaczenie dla elektrodynamiki kwantowej. D. E. Murnick, M. Leventhal i H. W. Kugel (*Phys. Rev. Letters*, **27**, 1625 (1971)) z Bell Telephone Laboratories przeprowadzili niedawno pomiary dla jonów węgla CVI ($Z = 6$) otrzymując dla różnicy energii poziomów $2S_{1/2}$ i $2P_{1/2}$ wartość $\delta = (780 \pm 80)$ GHz. Wynik ten dość dobrze zgadza się z najnowszymi obliczeniami kwantowo-elektrodynamicznymi G. W. Ericksona (*Phys. Rev. Letters*, **27**, 780 (1971)), zgodnie z którymi przesunięcie Lamba dla CVI wynosi $\delta = (783,7 \pm 0,25)$ GHz. W kilku innych laboratoriach przeprowadza się obecnie próby pomiaru przesunięcia Lamba dla innych atomów o dużych wartościach Z . W szczególności grupa badawcza w Berkeley korzystając z liniowego akceleratora jonowego HILAC usiłuje przeprowadzić pomiary przesunięcia Lamba dla wodoropodobnych

jonów argonu, siarki i krzemu ($Z = 18, 16, 14$). Jak dotąd próby te kończyły się niepowodzeniem. Badaczom z Berkeley udało się jednak przeprowadzić pomiary czasów życia wymienionych wyżej jonów wodoropodobnych w stanie $2S_{1/2}$. (*Phys. Today*, **25**, No 2, 19 (1972)).

J. Szudy

Laserowe źródło neutronów

Od kilku lat prowadzi się intensywne badania gęstej gorącej plazmy, która powstaje w wyniku zogniskowania gigantycznego impulsu laserowego na powierzchni ciał stałych. W tak wytworzonej plazmie można osiągnąć temperatury rzędu keV oraz stężeń elektronów i jąder rzędu $10^{22} - 10^{21}$ cm $^{-3}$. Warunkiem koniecznym na to jest zastosowanie lasera o mocy rzędu $10^{10} - 10^{12}$ W i czasie trwania impulsu rzędu kilku nanosekund. Panuje przekonanie, że badania plazmy wytworzonej przez promieniowanie laserowe mogą być bardzo pomocne w dążeniach do opanowania kontrolowanej reakcji termojądrowej.

Niedawno grupa badaczy z Lawrence Livermore Laboratory, California (S. W. Mead i in., *Appl. Optics*, **11**, 345 (1972)) opublikowała wstępne wyniki badań plazmy wytworzonej wskutek naświetlenia ekranów uformowanych z deuteryzowanego polietylenu (CD $_2$) gigantycznymi impulsami lasera neodymowego. W doświadczeniach tych uzyskano plazmę o temperaturze kilku keV i gęstości 10^{21} cm $^{-3}$. Plazma taka jest źródłem silnego promieniowania rentgenowskiego, którego widmo zostało szczegółowo zbadane. Oprócz tego w tej grupie badawczej przeprowadzono próby uzyskania reakcji deuteronów z deuteronami. Wstępne wyniki ogłoszone przez autorów są bardzo zachęcające; mianowicie, każdemu impulsowi laserowemu towarzyszyło pojawienie się neutronów (w ilościach rzędu 10^4 neutronów na impuls laserowy). Jako detektor neutronów zastosowano licznik scyntylicyjny, przy czym w celu wyeliminowania fotonów rentgenowskich pomiędzy scyntylatorem a plazmę wstawiono dwucentymetrową warstwę ołowiu.

Liczba zarejestrowanych neutronów zależy silnie od mocy impulsu laserowego (dwukrotna zmiana energii promieniowania laserowego

wego powoduje zmianę liczby neutronów o jeden rząd). Ponadto stwierdzono, że neutrony uzyskuje się jedynie wtedy, gdy czas trwania impulsu laserowego jest dłuższy od 2 nanosekund. Jak się wydaje, odkrycia te mogą stworzyć nowe możliwości w dziedzinie badań nad opanowaniem kontrolowanej reakcji termojądrowej.

J. Szudy

Bomba w akceleratorze

7 grudnia ub. roku w budynku linowego akceleratora elektronów w Stanford, 5 dni po zawieszeniu pracy maszyny na okres grudnia, wybuchły dwie niewielkie bomby.

Wybuch nie uszkodził budynku ani korpusu samego akceleratora, zniszczone zostały natomiast urządzenia elektroniczne znajdujące się w sąsiedztwie urządzenia wtryskującego elektrony. Całkowite straty szacowane są na 45 000 dolarów.

Na szczęście wybuch nie spowoduje poważniejszych opóźnień w realizacji programu badań. Wszystkie nie dotknięte bezpośrednio wybuchem jednostki są gotowe do wznowienia pracy. Do tej pory nie ustalono kto i w jakim celu podłożył bomby.

J. Karczmarszuk

Bank optyki

Jak podaje „*Elektronik Zeitung*“ z 5. XI. 71 r., na Uniwersytecie w Illinois (USA) otwarto bank informacji z dziedziny optyki zawierający 1 bilion bitów. Wykonała go firma Instruments Co w ramach programu Illiac IV. Zasadniczym elementem urządzenia są filmy — taśmy metalowe, na których zapisane są informacje. Na taśmie o 13 cm szerokości naniesiono równolegle 11 000 śladów, w ten sposób, że taśma o długości 80 cm zawiera opis aż 6000 haseł.

Taśmy umieszczono w 18 obracających się jak na karuzeli pojemnikach. Wybrany film zostaje automatycznie umieszczony na bębnie, gdzie wiązka laserowa wybiera żądaną informację i po odbiciu od odpowiedniego zwierciadła skierowuje do czytnika. Wy-

branie odpowiedniego filmu trwa 4,5 s. Gdy już film znajduje się na bębnie, uzyskanie informacji wymaga tylko 150 ms czasu.

Bank ze wszystkimi urządzeniami jak: lasery, czytniki, pisaki i sterowanie elektroniczne zajmuje pomieszczenie o powierzchni 8 m². Dla podobnej ilości informacji zapisanych i wybieranych w bardziej konwencjonalny sposób potrzeba byłoby około 10 000 samych elektromagnesów. Bank działa. Naukowcy z USA mogą korzystać z jego usług również drogą telefoniczną lub korespondencyjną.

H. Ohecińska

Polskie Towarzystwo Fizyczne

Oddział Gliwicki

Działalność Oddziału Gliwickiego PTF

Na Walnym Zebraniu w dniu 19. 1. 1968 został wybrany Zarząd Oddziału w następującym składzie: przewodniczący prof. dr Włodzimierz Mościcki, zastępcy: doc. dr Józef Szpilecki i doc. dr Stanisław Glücksman, sekretarz mgr Józef Wojtala, skarbnik mgr Zofia Stankiewicz, członkowie Zarządu: doc. dr Franciszek Kuczera, dr Sławomir Kończak, dr Andrzej Zastawny.

Na Walnym Zebraniu z dnia 23. 1. 1970 skład Zarządu uległ nieznaczny zmianom. Przewodniczący prof. dr Włodzimierz Mościcki, zastępcy: prof. dr Marian Puchalik, doc. dr Józef Szpilecki, członkowie Zarządu: dr Franciszek Kumaszk, dr Andrzej Zastawny, dr Tadeusz Zakrzewski, sekretarz mgr Eugeniusz Soczkiewicz, skarbnik mgr Zbroszczyk (od 6. 10. 1970 mgr Mieczysław Pazdur). Komisja Rewizyjna: dr Michał Kobyliński, doc. dr Aleksander Opilski, dr Sławomir Kończak.

W celu ożywienia działalności Oddziału zorganizowano w porozumieniu z Kuratorium OS Katowickiego cyklu odczytów z fizyki dla szkół średnich, ilustrowanych pokazami. Nie były one przewidziane jako kursy przygotowawcze do egzaminów wstępnych, a tylko jako uzupełnienie i rozszerzenie wiadomości z fizyki. Odczyty były bezpłatne. Organizatorem z ramienia Zarządu był dr Andrzej Zastawny. W roku 1968

odbyło się 9, w roku 1969 13, w roku 1970 16 i w roku 1971 — 12 odczytów. Spadek liczby w roku 1971 spowodowany był porozumieniem z Gliwickim Oddziałem Towarzystwa Akustycznego, mocą którego organizację części odczytów wzięło na siebie Towarzystwo Akustyczne. Frekwencja na odczytach była bardzo dobra.

W dniach 29—30. 11. 1968 odbyła się Jubileuszowa Sesja Naukowa Oddziału z okazji 20-lecia. Szczegółowe sprawozdanie zob. *Postępy Fizyki* 20, 257 (1969).

Na okres sprawozdawczy przypada kilka ważnych zmian, które nastąpiły w Oddziale Gliwickim i w organizacji Katedr Fizyki Politechniki Śląskiej.

Na XXI Zjeździe Fizyków Polskich 8—13. 9. 1969 w Poznaniu został uchwalony wniosek o utworzeniu Oddziału Katowickiego PTF. Z dniem 1. 1. 1970 do tego Oddziału przeszło z Oddziału Gliwickiego 31 członków. W ten sposób liczba członków, która na początku okresu sprawozdawczego wynosiła 73 i pod koniec 1968—98, zmalała do 69, by następnie wzrosnąć pod koniec kadencji do 95 osób.

Dalsze zmiany dotyczyły organizacji Katedr Fizyki na Politechnice Śląskiej. Z dwu katedr Fizyki A i B została utworzona w roku 1969 Katedra Fizyki Technicznej, w roku zaś 1971 Zakład Fizyki.

Znajduje to swój wyraz w dyskusji na temat fizyki technicznej. Dnia 11. 12. 1969 zorganizowano wspólnie z Rejonowym Zarządem Naczelnej Organizacji Technicznej w Gliwicach naradę naukowo-techniczną na temat *Wprowadzanie nowych metod fizyki technicznej do badań i praktyki przemysłowej*. W naradzie wzięli udział przedstawiciele przemysłu i różnych ośrodków fizyki. Referaty wprowadzające wygłosili ppłk T. Pataj z Wojskowej Akademii Technicznej i prof. dr Z. Bodnar z Politechniki Wrocławskiej.

W okresie sprawozdawczym na posiedzeniach naukowych Oddziału wygłoszono następujące referaty: J. Szpilecki, *Niestabilności w plazmie*, W. Mościcki *Izotopowe metody chronometrii bezwzględnej*, Tadeusz Wilczok i Barbara Lubas *Technika echa spinowego w zastosowaniu do badań uwodnienia biomakromolekuł*, St. Glücksman *Profil prac badawczych na kierunku Fizyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Katowicach z pokazem Ka-*

tedry, J. Benisz *Trójrozszczepienie jąder*, M. Puchalik *Prace badawcze Katedry Fizyki Śląskiej Akademii Medycznej*, T. Wilczok *Prace badawcze nad DNA w Katedrze Chemii Ogólnej Śląskiej Akademii Medycznej w Zabrze z pokazem Zakładów*, A. Opilski *Wpływ defektów punktowych na propagację fali hiperdźwiękowej*, A. Zastawny, *Współczesny stan badań nad cząstkami elementarnymi*, W. Żuk *Obszar małej stabilności jąder i zagadnienia magnetycznej separacji izotopów na wiązce*, J. Szpilecki *Ewolucja pojęcia rezonansu*, J. Szpilecki *50-lecie fizyki radzieckiej*, J. Szpilecki *O niektórych zagadnieniach fizyki współczesnej (uzgodnienie stałych fizykalnych z roku 1969)*, A. Chełkowski *Oddziaływania w dielektrykach*, J. Szpilecki *Pomiar małych wielkości fizykalnych (promieniowanie grawitacyjne, kwant pola magnetycznego itd)*.

Na Walnym Zebraniu dnia 1. 3. 1972 zostały wybrane następujące władze Oddziału: przewodniczący doc. dr Bolesław Wysłocki, zastępca mgr Józef Wojtala, sekretarz mgr Adam Kochowski, skarbnik mgr Józef Zbrozczyk, członkowie Zarządu: dr Michał Kobyliński, dr Andrzej Zastawny. Komisja Rewizyjna: doc. dr Józef Szpilecki, prof. dr Włodzimierz Mościcki, doc. dr Aleksander Opilski.

J. Szpilecki

Oddział Warszawski

Sprawozdanie Oddziału Warszawskiego PTF

Zasadnicza działalność Oddziału Warszawskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego polegała na popularyzacji fizyki wśród młodzieży. W okresie od 12. 09. 1971 r. do 16. 01. 1972 zorganizowano 16 odczytów, w których udział wzięło 7 354 osoby. Czas trwania jednego odczytu wynosił 3 godziny, w tym dwie godziny były poświęcone na wykład z demonstracjami, a jedna godzina na rozwiązywanie zadań z tematyki danego wykładu.

Wpływy z biletów z 16 odczytów wynosiły zł 51 478. Na odczyty wydatkowano zł 30 872. Walne Zebranie OWPTF w dniu 31. 01. 1972 r. postanowiło, aby pozostała kwota z odczytów w wysokości zł 20 606 została przekazana na wyposażenie laboratorium fizycznego jednej ze szkół.

OWPTF prowadzi również seminaria matematyczno-fizyczne z ćwiczeniami audytoryjnymi dla młodzieży szkół średnich. Seminarium trwa od 1. 11. 1971 r. do 30. 06. 72 r. z liczbą uczestników 229 osób w czterech grupach. Każda grupa posiada dwie godziny zajęć tygodniowo z fizyki i dwie godziny z matematyki. Prowadzone są również prace kontrolne oddzielnie dla każdej grupy i dla każdego przedmiotu w ilości po 3500 zadań.

W ostatnim okresie zorganizowano cykl sześciu odczytów popularnonaukowych, które odbędą się na wiosnę 1972 roku, pod ogólnym tytułem: „Kosmos — Laboratorium Fizyczne”. Referaty wygłoszą: prof. dr Andrzej Wróblewski *Pulsary gwiazdy neutronowe*, dr Łukasz Turski *Nadciężkość i nadprzewodnictwo w materii ziemskiej i w pulsarach*, prof. dr Andrzej Trautman *Czarne jamy*, doc. dr Stanisław Grzędziński *Plazma — od laboratorium do kosmosu*, prof. dr Mieczysław Subotowicz *Antycząstki i antymateria*, dr Bronisław Kuchowicz *Czy w gwiazdach mogą istnieć pierwiastki chemiczne, nie znane na Ziemi?*

Na szczególne podkreślenie zasługuje wyjątkowo duże zainteresowanie młodzieży naszymi akcjami.

Z inicjatywy biofizyków powstała przy OWPTF Sekcja Biofizyki. Sekcja ta została zatwierdzona przez Walne Zebranie OWPTF w dniu 31. 01. 1972 r. Bardziej szczegółowa notatka o nowo powstałej Sekcji Biofizyki jest zamieszczona poniżej.

W wyniku wyborów na Walnym Zebraniu w dniu 31. 01. 1972 r., w skład nowego Zarządu OWPTF weszły następujące osoby:

Przewodniczący doc. dr Edmund Igras, Wiceprzewodniczący dr Bronisław Kuchowicz, Sekretarz dr Tadeusz Pniewski, Skarbnik mgr Maria Bochenkova, Członkowie: mgr Michał Nawrocki, mgr Jarosław Trylski.

Sekcja Dydaktyczna: Przewodniczący mgr Klemens Lustych, Członkowie mgr Alfred Królikowski, Witold Łuczniak.

Sekcja Biofizyki: Przewodniczący mgr Włodzimierz Klonowski, Członkowie mgr Maria Majewska, mgr Wojciech Bulski.

Komisja Rewizyjna: Przewodniczący dr Tadeusz Warmiński, Członkowie doc. dr Wacław Nazarewicz, doc. dr Tadeusz Figielski, mgr Bolesława Twarowska.

E. Igras

Sekcja Biofizyki przy OWPTF

Celem Sekcji jest uprawianie i upowszechnianie biofizyki poprzez seminaria, wykłady i konsultacje. Seminarium Sekcji odbywają się w każdą drugą środę miesiąca, o godz. 18⁰⁰.

Tematyka seminariów będzie obejmować m. in. zastosowania fizyki klasycznej i kwantowej do opisu zjawisk fizycznych zachodzących w organizmach żywych, teoretyczne i doświadczalne podstawy biofizyki molekularnej, związki biofizyki z cybernetyką, genetyką, medycyną, biofizyką matematyczną, najnowsze metody badawcze. Seminarium będą również miejscem wzajemnej wymiany informacji, dotyczącej zarówno własnych badań członków Sekcji, jak również najnowszych pozycji literatury naukowej i wszelkiego rodzaju „ciekawostek biofizycznych”. Celem perspektywnym jest utworzenie Polskiego Towarzystwa Biofizycznego.

Wszystkich zainteresowanych współpracą z Sekcją Biofizyki przy OWPTF (uczestnictwem w seminariach, wygłoszeniem referatu itp.) uprzejmie prosimy o kierowanie korespondencji pod adresem Zarządu Oddziału Warszawskiego, Warszawa, Hoża 69.

W. Klonowski

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. Kalisz — Profesor dr Mieczysław Jeżewski	221
S. F. Szuszurin — przyczynek do historii holografii (<i>tłum. W. Gorzkowski</i>)	229
H. Chęcińska — Warstwy monomolekularne — nowa metoda badań optycznych	235
M. Inglot — Badanie powierzchni Fermiego metali metodą korelacji kątowych kwantów anihilacyjnych	241
A. Pajęczkowska — Własności fizyko-chemiczne chalcogenidków rtęci	253
J. Sielanko — Termodyfuzja w wieloskładnikowej mieszaninie gazowej	271
J. Narkiewicz-Jodko — Ultradźwiękowe metody badania ośrodków	281
E. Bakewicz, Z. Rogalska — Podstawowe elementy optyki jonowej w zastosowaniu do prowadzenia wiązki jonów	291

NOWA APARATURA

W. Zbieranowski — Spektrometr magnetycznego rezonansu jądrowego do badań szerokich linii metodą stacjonarną	309
A. Planner, M. Szymański — Laser neodymowy do badania optycznych zjawisk nieliniowych	313

RECENZJE

J. Jatzcak — Neutrino kosmiczne (H. Chęcińska)	317
--	-----

KRONIKA

CONTENTS

J. Kalisz — Professor Mieczysław Jeżewski	221
S. F. Szuszurin — A Contribution to the History of Holography	229
H. Chęcińska — Monomolecular Layers — a New Technique of the Optical Investigations	235
M. Inglot — Investigation of Fermi Surface of Metals by Angular Correlations of Annihilation Photons	241
A. Pajęczkowska — The Physico-Chemical Properties of Mercury Chalcogenides	253
J. Sielanko — Thermal Diffusion in Multicomponent Gaseous Mixture	271
J. Narkiewicz-Jodko — Ultrasonic Methods for Medium Investigations	281
E. Bakewicz, Z. Rogalska — The Principles of Ion Optics as Applied to the Design of a Beam Transporting System	291

LABORATORY EQUIPMENT AND TECHNIQUES

W. Zbieranowski — NMR Wide-Line Spectrometer for Stationary Method Investigations	309
A. Planner, M. Szymański, Nd ³⁺ -Glass Laser for the Study of Nonlinear Optical Effects	313

REVIEWS OF BOOKS

CHRONICLE