

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XXIII

ZESZYT 6

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 CHEĆCIŃSKA

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 JÓZEF KUSZ (*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 6

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,
c 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.

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

Nakład 2619+96 egz. Ark. wyd. 8,5. Ark. druk. 8¹/₁₆ + 2 wkl.
Papier druk. sat. kl. III. 70 × 100, 90 g.
Oddano do składania w Hpcu 1972
Podpisano do druku w grudniu 1972
Druk ukończono w grudniu 1972
Zam. 613/72 O-2. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4



Mieczysław Wolfke

Maciej Suffczyński

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Mieczysław Wolfke

(w 25 rocznicę śmierci)

Mieczysław Wolfke. The 25th Anniversary of His Death

Mieczysław Władysław Wolfke urodził się 29 maja 1883 r. w Łasku, w województwie łódzkim.

Ojciec M. W. Wolfkego, Karol, był inżynierem. Matka, Lucyna, z domu Kościńska, była siostrą fizyka, pracownika Uniwersytetu Jagiellońskiego, Gustawa Kościńskiego, podpisanego razem z Z. Wróblewskim i K. Olszewskim na protokole obserwacji skroplenia tlenu w 1883 r.

M. W. Wolfke studiował fizykę i matematykę w Liège (1902-4) i na Sorbonie (1904-7). W latach 1907-1910 pracował w Zakładzie Fizyki Uniwersytetu we Wrocławiu u prof. O. Lummera, u którego otrzymał z odznaczeniem stopień doktora filozofii za rozprawę *Über die Abbildung eines Gitters bei künstlicher Begrenzung*. Wygłosił też wykład doktorski pt. *Über die Radioaktivität der Materie*. W 1911 r. skonstruował lampę kadmowo-rtęciową. W 1913 r. habilitował się w Eidgenössische Technische Hochschule w Zurychu u Einsteina na podstawie rozprawy *Allgemeine Abbildungstheorie selbstleuchtender Objekte*. W 1914 r. habilitował się na Uniwersytecie w Zurychu i wykładał tam do 1922 r. fizykę. W „Physikalische Zeitschrift“ (21, 495 (1920)) opublikował pracę formułującą dwustopniową metodę odwzorowania optycznego.

Myśl przewodnia metody dwustopniowego odwzorowania Wolfkego polega na odwzorowaniu w dwóch krokach. Za pomocą promieni Rentgena wytwarza się obraz dyfrakcyjny przedmiotu na płycie fotograficznej. Następnie prześwieca się tę kliszę światłem widzialnym monochromatycznym i skupia się światło przepuszczone i ugięte za pomocą soczewki, co daje obraz prawdziwy przedmiotu. Zasadę Wolfkego można wypowiedzieć: obraz dyfrakcyjny obrazu dyfrakcyjnego jest tożsamy z prawdziwym obrazem przedmiotu.

W latach 1948-1951 Dennis Gabor, prof. Imperial College w Londynie, podał metodę, w której przedmiot oświetla się światłem monochromatycznym i spójnym tak, aby powstał obraz dyfrakcyjny, który interferuje z silną falą spójną stanowiącą tło. Obraz ten utrwała się na płycie fotograficznej. Metoda

Gabora polega więc na rzuceniu obrazu dyfrakcyjnego przedmiotu na płytę fotograficzną razem z tłem oświetlenia spójnego zastosowanego do wytworzenia dyfrakcji. Uzyskana fotografia będzie zawierała informacje o natężeniu wiązek ugiętych, jak i o ich fazie czyli pełną informację konieczną do odtworzenia obrazu przedmiotu. Dlatego Gabor nazwał fotografię tę hologramem (z gr. holos — całkowity, gramma — zapis). Następnie hologram ten oświetla się światłem spójnym. Soczewka umieszczona za hologramem zbiera wiązki ugięte razem z falą spójną, stanowiącą tło. Zostają zrekonstruowane powierzchnie falowe i powstaje wierny obraz optyczny przedmiotu. Holografia stosuje więc zasadę interferometrii w odwzorowaniu dwustopniowym.

Za odkrycie w 1948 r. i zrealizowanie holografii Dennis Gabor otrzymał w 1971 r. nagrodę Nobla w dziedzinie fizyki.

Z nadejściem laserów, które dają światło monochromatyczne i spójne o dużym natężeniu, stało się możliwe otrzymywanie obrazów holograficznych jasnych i bogatych w szczegóły. Zbieżność podejść Wolfkego i Gabora jest łatwo widoczna.

W 1920 roku M. Wolfke został powołany na katedrę Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego. Nie przyjął tej nominacji wobec braku pracowni doświadczalnej.

W 1922 r. M. Wolfke objął katedrę na Politechnice Warszawskiej. Kierował Zakładem Fizyki Wydziału Elektrycznego PW do 1939 r. W 1924 r. ukazał się jego podręcznik *Podstawy teorii ciepła*.

W 1924 r. M. Wolfke wyjechał do Lejdy. Pracował nad ciekłym helum w najniższych temperaturach. W 1927 r. w Lejdzie W. H. Keesom i M. Wolfke mierząc stałą dielektryczną helu w niskich temperaturach zaobserwowali skok tego współczynnika w temperaturze $2,3^{\circ}\text{K}$, przy ciśnieniu helu 38 mm słupa rtęci. Powtarzając doświadczenia odkryli istnienie dwóch faz ciekłego helu: powyżej temperatury $2,3^{\circ}\text{K}$ (obecnie podaje się $2,168^{\circ}\text{K}$) istnieje hel I, poniżej tej temperatury istnieje hel II. Keesom i Wolfke stwierdzili, że hel II ma większe ciepło parowania, mniejszą gęstość, mniejszą stałą dielektryczną i mniejsze napięcie powierzchniowe niż hel I, oraz że przejście helu II w hel I następuje w przedziale temperatur węższym niż $0,08$ stopnia (Leiden Comm., 190 b (1927)).

Odkrycie helu II dało początek badaniom nad zjawiskiem nadciekłości helu. Badania te mają zasadnicze znaczenie dla zrozumienia zjawisk zachodzących w najniższych temperaturach w cieczach kwantowych. M. Wolfke zorganizował przed wojną na Politechnice Warszawskiej Instytut Niskich Temperatur.

W 1938 r. Jan Błaton, Szczepan Szczeniowski, Mieczysław Wolfke i Stanisław Ziemecki podjęli próbę wypuszczenia polskiego balonu do stratosfery. Balon napelniony wodorem w czasie startu w Dolinie Chochołowskiej zapalił się. Uratowano większość powłoki, zakupiono hel i zaplanowano wykonać następny wzlot w okolicy Stryja we wrześniu 1939 r.

W czasie okupacji M. Wolfke został aresztowany i przebywał przez pewien czas na Pawiaku. Po opuszczeniu więzienia organizował na terenie Politechniki

Warszawskiej pracowni techniczno-fizycznej, w której wykonywano m.in. prace dla Polski Podziemnej. Po utworzeniu Wyższej Szkoły Technicznej na terenie Politechniki brał czynny udział w pracach konspiracyjnej politechniki.

Po wyzwoleniu wykładał w 1945 r. fizykę w Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie; został powołany na katedrę fizyki najpierw w Gliwicach, potem w Gdańsku, wreszcie na Wydziale Elektrycznym Politechniki Warszawskiej.

Spis publikacji M. Wolfkego obejmował stokilkanaście pozycji.

W 1947 roku M. Wolfke został zaproszony na wykłady do Zurychu. Zmarł w Zurychu 4 maja 1947 roku.

Odkrycie zasady odwzorowania dwustopniowego istotnego w holografii, a później odkrycie helu II stawiają Mieczysława Wolfkego w rzędzie najwybitniejszych polskich fizyków odkrywców.

Dziękuję serdecznie Profesorom S. Szczeniowskiemu i K. Wolfkemu za parę cennych szczegółów z biografii Profesora M. Wolfkego.

Odpis fragmentu własnoręcznego spisu publikacji Mieczysława Wolfke za okres od r. 1907 do 1928, odnalezionego w ruinach domu mieszkalnego w Politechnice Warszawskiej.

- [1] L'électron considéré comme un centre des pression dans l'éthère (Paryż), *Eclairage Electrique*, **51**, 73 (1907).
- [2] Elektron uważany jako ośrodek ciśnień w eterze (Częstochowa), *Wiadomości fiz.-mat.*, **11** (1907).
- [3] Streszczenie pracy H. Poincarego: O dynamice elektronu (Warszawa), *Wiad. fiz.-mat.*, **12**, (1908).
- [4] Über die Abbildung eines Gitters bei künstlicher Begrenzung (Wrocław), *Dokt. Diss. Breslau* 1910.
- [5] Über die Abbildung eines Gitters bei künstlicher Begrenzung (Wrocław), *Ann. Phys.* (4), **34**, 277 (1911).
- [6] Über die Abbildung eines Gitters bei asymmetrischer Ablendung (Jena), *Ann. Phys.* (4), **37**, 96 (1912).
- [7] Zastosowanie teorii Abbego do siatki dyfrakcyjnej (Jena), *Prace mat.-fiz.*, **22**, 135 (1912).
- [8] Über die Abbildung eines durchlässigen Gitters (Wrocław), *Ann. Phys.* (4), **37**, 797 (1912).
- [9] Zur Abbildung eines durchlässigen Gitters (Wrocław), *Ann. Phys.* (4), **38**, 385 (1912).
- [10] Über eine neue Metaldampflampe mit weissen Licht (Karlsruhe), *Elektrotechn. LS.*, **33**, 917 (1912).
- [11] Allgemeine Abbildungstheorie selbstleuchtender und nichtselbstleuchtender Objekte, (Karlsruhe), *Ann. Phys.* (4), **39**, 569 (1912); Habilitationsschrift Eidg., Techn. Hochschule 1913; Universität Zürich 1914.
- [12] Über die Abbildung eines Gitters ausserhalb der Einstellebene (Wrocław), *Ann. Phys.* (4), **40**, 194 (1913).
- [13] Teoria ogólna obrazów optycznych (Karlsruhe), *Wiad. fiz.-mat.*, **17**, (1913).
- [14] Nowa lampa kwarcowa o białym świetle (Częstochowa), *Przegląd Techniczny*, 1913.
- [15] O powstawaniu obrazów optycznych w mikroskopie (Częstochowa), *Prace mat.-fiz.*, **25**, 27 (1913).
- [16] Sur l'ionisation spontanée des gaz en vase clos (Zurych), *Le Radium*, **10**, 265 (1913).
- [17] Zur Quantentheorie. Vorläufige Mitteilung (Zurych), *Verh. D. Phys. Ges.*, **15**, 1123 (1913).
- [18] Zur Quantentheorie. Zweite vorlf. Mittlg. (Zurych), *Verh. D. Phys. Ges.*, **15**, 1215 (1913).
- [19] Zur Quantentheorie. Dritte vorlf. Mittlg. (Zurych), *Verh. D. Phys. Ges.*, **16**, 4, (1914).
- [20] Welche Strahlungsformel folgt aus der Annahme der Lichtatome? (Zurych), *Phys. Z.*, **15**, 308 (1914).

- [21] Antwort auf die Bemerkung Herrn Krutkows zu meiner Note: Welche Strahlungsformel folgt aus Annahme der Lichtatome? (Zürich), *Phys. Z.*, **15**, 463 (1914).
- [22] Über eine Verknüpfung des Sommerfeldschen Wirkungsprinzips mit der Planckschen Quantentheorie (Zürich), *Phys. Z.*, **16**, 207 (1915).
- [23] Strahlungseigenschaften des Debyeschen Modells eines Wasserstoff-Moleküls. (Zürich), *Phys. Z.*, **17**, 71 (1916).
- [24] Zum Bohrschen Atommodell (Zürich), *Phys. Z.*, **17**, 198 (1916).
- [25] Zu Abbeschen Abbildungsversuchen (Zürich), *Zrch. Phys. Ges.*, **18**, 139 (1916).
- [26] Stossionisation der Gase durch Wärmebewegung (Zürich), *Phys. Z.*, **18**, 34 (1917).
- [27] Über Schwärzungsparabeln der Kanalstrahlen auf Trockenplatten (Zürich), *Phys. Z.*, **18**, 128 (1917).
- [28] Eine Solarisationsmethode zur Messung der Zerstreuung der Kanalstrahlen (Zürich), *Verh. D. Phys. Ges.*, **19**, 111 (1917).
- [29] Über eine neue Sekundärstrahlung der Kanalstrahlen (Zürich), *Phys. Z.*, **18**, 479 (1917).
- [30] Über eine neue Quarzlampe (Zürich), *Verh. D. Phys. Ges.*, **19**, 239 (1917).
- [31] On a New Secondary Radiation of Positive Rays (Zürich), *Phil. Mag.* (6), **35**, 59 (1918); **36**, 270 (1918).
- [32] Weitere Versuche über eine durchdringende Sekundärstrahlung der Kanalstrahlen (Zürich), *Phys. Z.*, **19**, 2d5 (1918).
- [33] Über die Ökonomie des Moore-Lichtes (Zürich), *Bul. Schweiz. Elektrotechn. Ver.*, **9**, 129 (1918).
- [34] Zur Quantentheorie des Viellinienspektrums des Wasserstoffes (Zürich). *Zrch. Phys. Ges.*, **19**, 94 (1919).
- [35] Zur Quantentheorie des Viellinienspektrums des Wasserstoffes (Zürich), *Phys. Z.*, **21**, 407 (1920).
- [36] Über die Möglichkeit der optischen Abbildung von Molekulargittern (Zürich), *Phys. Z.*, **21**, 495 (1920).
- [37] Über Umkehrungen der Gleichstromkomponente bei geblasenen Funkenstrecken (Zürich), *Phys. Z.*, **22**, 123 (1921).
- [38] Einsteinsche Lichtquanten und räumliche Struktur der Strahlung (Zürich), *Phys. Z.*, **22**, 375 (1921).
- [39] Spannungsmessungen am Tesla-Transformator. (Warszawa), (1) *Phys. Z.*, **24**, 249 (1923).
- [40] Wysokie napięcia transformatora Tesli (Warszawa), (2) *Przegląd Techn.*, **61**, 213 (1923).
- [41] Badania nad dielektrykami (Warszawa), (3) *Warsz. Tow. Politechn.*, **3** (1924).
- [42] Stała dielektryczna ciekłego helu stałego (28) wodoru (Warszawa), (wspólnie z H. Kamerling-Onnesem), *Warsz. Tow. Politechn.*, **3**, (1924).
- [43] Stała dielektryczna ciekłego i stałego wodoru i ciekłego helu (Warszawa-Lejda), (wspólnie z H. Kamerlingh-Onnesem), *Przegląd Radiotechn.*, **2**, 69 (1924).
- [44] Zasady teorii ciepła (Warszawa), (4) Książnica Atlas, str. 120. 1924.
- [45] Over de dielectrische constante van vloeibaar helium (Warszawa-Lejda), (wspólnie z H. Kamerlingh-Onnesem), *Kon. Akad. v. Wetenschap. te Amsterdam*, **88**, 696 (1924).
- [46] On the dielectric constant of liquid helium (Warszawa-Lejda), (wspólnie (29) z H. Kamerlingh-Onnesem), *Proc. Akad. Amsterdam*, **27**, 621 (1924).
- [47] On the dielectric constant of liquid helium (Warszawa-Lejda), (wspólnie z H. Kamerlingh-Onnesem), *Leiden Comm.* Nr **171b**, (1924).
- [48] Over de dielectrische constante van vloeibare en vaste waterstof (Warszawa-Lejda), (wsp. z H. Kamerlingh-Onnesem), *Kon. Akad. v. Wetensch. Amsterdam*, **33**, 701 (1924).
- [49] On the dielectric constants of liquid and solid hydrogen (Warszawa-Lejda), ((30) wsp. z H. Kamerlingh-Onnesem), *Proc. Akad. Amsterdam*, **27**, 627 (1924); *Leiden Comm.* Nr **171c** (1924).
- [50] Prostawanie prądów wysokich napięć iskrą elektryczną (5) (Warszawa), *Przegląd Elektrotechn.*, **8**, 25 (1926).
- [51] Over de verandering met de temperatuur van de dielectrische constante van vloeibaar

- helium (Warszawa-Lejda), (wsp. z W. H. Keesomem), *Kon. Akad. v. Wetensch. Amsterdam*, **36**, 1209 (1927).
- [52] On the change of the dielectric constant of liquid helium with the temperature (Warszawa-Lejda), (wsp. z W. H. Keesomem), *Proc. Akad. Amsterdam*, **31**, 81 (1927).
- [53] Twes verschillende vloeistofoestanden van het helium (Warszawa-Lejda), (wsp. z W. H. Keesomem), *Kon. Akad. v. Wetensch. Amsterdam*, **36**, 1204 (1927).
- [54] Two different liquid states of helium (Warszawa-Lejda), (wsp. z W. H. Keesomem), *C. R.* **185**, 1465 (1927).
- [55] On the change of the dielectric constant of liquid helium with the temperature. Two different liquid states of helium (Warszawa-Lejda), (wsp. z W. H. Keesomem), *Leiden Comm.* Nr **190a, b** (1927).
- [56] Deux états liquides differents de l'helium (Warszawa-Lejda), (wsp. z W. H. Keesomem), *C. R.*, **185**, 1465 (1927).
- [57] Stała dielektryczna ciekłego helu w zależności od temperatury (Warszawa-Lejda), (wsp. z W. H. Keesomem), *Tow. Nauk Warsz.*, **20**, 3 (1928).



Docent dr Lech Michejda

w Warszawie nie miał dużego doświadczenia w pracy na materiałach z komór pęcherzykowych. Sytuacja była o tyle trudniejsza, że nie posiadaliśmy dostatecznego zaplecza ani technicznego, ani obliczeniowego. Tym ważniejsze było to, by skromne środki jakimi dysponowaliśmy, wykorzystać maksymalnie w celu uzyskania zamierzonego efektu. Okazało się wówczas, że Leszek posiada niezwykle dar właściwego wyboru metody pracy. W znacznej mierze Jego też zasługą było przeprowadzenie w Warszawie przy współpracy z Instytutem Fizyki w Budapeszcie pomiarów rozpraszania sprężystego mezonów π z akceleratora w Dubnej na protonach. Poza pracą w zespole na Leszku ciążył jednak obowiązek ukończenia studiów fizyki i wykonania pracy magisterskiej. Jako temat wybrał badanie rozpraszania mezonów π na protonach związanych w węglu. Mógł wprawdzie wykorzystać do pracy magisterskiej badania prowadzone przez zespół, w którym pracował. Wkład Jego pracy całkowicie uzasadniał takie rozwiązanie. Jednakże Leszek nigdy nie stosował do siebie „taryfy ulgowej”. Podjął nowy temat, w którym uzyskane wyniki stanowiły całkowicie Jego osobisty dorobek. W swojej pracy magisterskiej wyznaczył między innymi współczynnik wzajemnego przesłaniania się nukleonów w jądrze węgla w stosunku do padających mezonów π . Dyplom magistra fizyki Leszek otrzymał w roku 1962.

Od kwietnia 1962 roku został zatrudniony w Zakładzie Fizyki Wielkich Energii Instytutu Badań Jądrowych. Zakład ten ściśle współpracował z Katedrą Fizyki Cząstek Elementarnych UW i Leszek zmieniając formalnie pracodawcę pozostał w tym samym zespole. Rok 1962 przynosi jednak zmianę tematu pracy. Otrzymane z Europejskiego Ośrodka Badań Jądrowych (CERN) w Genewie materiały z wodorowej komory pęcherzykowej eksponowanej w wiązce mezonów π^- o pędzie 10 GeV/c stanowiły podstawę do wyboru tematu badań, który na następne dziesięciolecie stał się podstawą działalności zespołu, w którym Leszek pracował. Tematem było badanie takich zderzeń mezonów π z protonami, które prowadzą do produkcji wielu mezonów wtórnych. Podejmując ten temat paruosobowy zespół składający się z niezbyt jeszcze doświadczonych fizyków musiał rozwiązać masę problemów technicznych. Budowa aparatury pomiarowej, przygotowanie programów opracowujących zmierzony materiał i wreszcie sprecyzowanie programu badań to były zagadnienia, z którymi się zetknął Leszek nazajutrz po zdobyciu dyplomu fizyka. Do prac tych włączył się z dużym zapałem. Zawsze interesowała go fizyka i wynik badań nad zjawiskami fizycznymi pasjonował go najbardziej. Nigdy nie zajmował się problemami technicznymi jako celem samym dla siebie. Jeżeli jednak rozwiązanie problemu technicznego było niezbędne dla otrzymania wyników fizycznych, Leszek podejmował się pracy nad tym problemem wykazując przy tym niezwykle umiejętności skutecznego działania. Niewątpliwie pomocne mu było wykształcenie techniczne, które zdobył na Politechnice.

W tym okresie, gdy praca wymagała od Leszka by był jednocześnie labo-
rantem, konstruktorem, matematykiem i programistą, nie przestawał być
nigdy fizykiem. Właśnie wtedy zaobserwował wraz ze swą młodszą koleżanką

pierwszy przypadek nieelastycznego zderzenia hiperonu Λ^0 z protonem, a mianowicie reakcję $\Lambda^0 p \rightarrow \Sigma - \pi^+ p$.

Wyniki pracy nad zderzeniami mezonów π^- o pędzie 10 GeV/c z protonami były pierwszą próbą kompleksowego badania własności zderzeń cząstek wysokiej energii z produkcją wielu cząstek wtórnych. W szczególności analiza danych doświadczalnych pozwoliła sprawdzić, na ile emisja wtórnych mezonów π jest nieskorelowana. Odkryto wówczas w Warszawie zależność średniego pędu poprzecznego od pędu podłużnego produkowanych mezonów (tzw. „seagull effect”). Leszek wykazał wówczas, że efekt ten jest związany z małą masą mezonu π i wpływem relatywistycznie niezmienniczej przestrzeni fazowej.

W roku 1964 Leszek obronił swą pracę doktorską na temat: *Sześcioramienne oddziaływanie mezonów π^- o pędzie 10 GeV/c z protonami*. Wynikiem tej pracy było nie tylko uzyskanie stopnia doktora, lecz również zespołowej nagrody II stopnia Państwowej Rady d/s Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej. Wkrótce potem Leszek wyjechał na półtoraroczny staż do Europejskiego Centrum Badań Jądrowych CERN w Genewie. Podjął tam pracę w laboratorium komór śladowych, kierowanym przez prof. Ch. Peyrou. Tematem pracy Leszka było badanie zderzeń antyprotonów o pędzie 5,7 GeV/c z protonami. Zanim jednak przy analizie wyników swej pracy mógł Leszek wykazać się dobrą znajomością fizyki, musiał brać udział w rozwiązywaniu problemów technicznych. Otóż pomiary zderzeń antyprotonów miały być wykonane automatycznie przy pomocy urządzenia zwanego HPD. CERN był pierwszym instytutem w świecie, któremu udało się uruchomić to urządzenie. Leszek należał do zespołu, dzięki któremu HPD zaczęło pracować dla potrzeb fizyki. Dzięki jego pracy, urządzenie to mierzyło nie tylko kształt torów, lecz i zdolność jonizacyjną, co umożliwiała ich identyfikację.

Po zakończeniu prac nad uruchomieniem pomiarów przy pomocy HPD Leszek przystąpił do analizy fizycznej uzyskanego w ten sposób materiału doświadczalnego. Do najważniejszych rezultatów należą zbadanie produkcji i własności izobarów $N^*(1518)$ i $N^*(1688)$, a także stwierdzenie uporządkowania orientacji spinu w reakcjach z trzema cząstkami w stanie końcowym. Po pobycie Leszka w CERN-ie prof. Ch. Peyrou napisał o nim: „Jest to ten wyjątkowy typ człowieka, którego nazywamy urodzonym fizykiem, co dla mnie oznacza coś więcej niż dobry fizyk”.

Po powrocie do Warszawy Leszek włączył się w pracę zespołu. Odmówił wykorzystania wyników pracy w CERN-ie jako materiałów do kolokwium habilitacyjnego. Twierdził, że warunki pracy naukowej w CERN-ie są tak dobre, że uzyskanie ciekawych i wartościowych wyników nie jest dostatecznym dowodem, że jest się naprawdę dobrym naukowcem. Materiał do rozprawy habilitacyjnej postanowił zebrać w Warszawie.

Przedmiotem jego zainteresowań i pracy stał się problem peryferyczności oddziaływań z wieloma cząstkami w stanie końcowym. W wyniku analizy danych doświadczalnych wykazał, że powszechna wiara, że wraz z krotnością oddziaływania zmniejsza się jego peryferyczność jest nieuzasadniona. Prze-

ciwnie, jest zupełnie możliwe, że zderzenia o wysokiej krotności są mniej centralne niż zderzenia o krotności niewielkiej. Leszek stwierdził przy tym, że peryferyczność, mimo że ma czysto pogładowe klasyczne znaczenie, określona jest przez całą funkcję falową opisującą stan fizyczny włączając w to fazy tej funkcji. Pracujący pod jego kierunkiem młodszy koledzy wykazali, że również spin cząstek jest istotny dla rozszyfrowania na ile peryferyczne jest zderzenie. Praca na temat peryferyczności zderzeń nieelastycznych stanowiła przedmiot rozprawy habilitacyjnej. Stopień doktora habilitowanego uzyskał Leszek w r. 1969, a w roku następnym został mianowany samodzielnym pracownikiem naukowo-badawczym. W tym samym roku przyjął obowiązki kierownika pracowni oddziaływań elementarnych w Zakładzie Fizyki Wielkich Energii IBJ.

W działalności naukowej Leszka pojawił się w tym czasie nowy temat. Postanowił on wyjaśnić w jakim stopniu siły wymiany mezonu π mogą być odpowiedzialne za produkcję wielu pionów w zderzeniach mezonów π z protonami przy wysokich energiach. Okazało się, że siły te są niewystarczające i dają zbyt mały przekrój czynny.

Następna praca Leszka wywołała szczególnie duże zainteresowanie. Zgłosił ją na Międzynarodową Konferencję Fizyki Cząstek Elementarnych w Amsterdamie w roku 1971. W pracy tej Leszek wykazał, że hipoteza skalowania wysunięta przez Feynmana jest w obszarze energii 20-200 GeV sprzeczna z danymi doświadczalnymi. O zainteresowaniu tą pracą świadczyła niezwykle duża ilość próśb o preprint, nadechodzących z całego świata. Niestety, była to Jego ostatnia praca. Dzień 8 sierpnia ubiegłego roku przerwał twórczość naukową Leszka. Stratę Jego odczuło boleśnie nie tylko grono przyjaciół i współpracowników w kraju. Nadchodzące z zagranicy depesze i listy świadczyły o tym, że Lech Michejda był fizykiem znanym i uznawanym szeroko poza granicami Polski. Wielu fizyków na całym świecie darzyło go uczuciem szczerzej przyjaźni. Wyrazem głębokiego uznania zasług Leszka dla rozwoju fizyki zderzeń wysokich krotności było poświęcenie Jego pamięci i pamięci Olega Czyżewskiego III Międzynarodowej Konferencji Reakcji Wielociałowych, która odbyła się w czerwcu br. w Zakopanem.

Dzisiaj po roku nieobecności Leszka wyraźniej niż bezpośrednio po Jego odejściu odczuwamy, jak wielką stratą dla naszego zespołu, a także dla polskiej nauki była ta śmierć. Wielu z nas wielokrotnie w ciągu ubiegłego roku odczuwało jak bardzo potrzebna była Leszka rada, pomoc czy opinia. Puste miejsce, które po sobie pozostawił, nie zostało zapełnione. Nielatwo jest bowiem zapełnić miejsce pozostające po odejściu człowieka tak wybitnego. Bo Leszek był nie tylko wybitnym fizykiem, chociaż właśnie fizyka stanowiła Jego największą życiową pasję. Był on również człowiekiem o nieprzeciętnych walorach. Wyniesiony z rodzinnego domu patriotyzm przejawiał się w Jego dbałości o dobre imię fizyki polskiej. Troszczył się, by w zespole, w którym pracował, wytworzyć atmosferę wzajemnej życzliwości i przyjaźni. Leszek miał cenny dar skupiania ludzi wokół siebie. Swym przykładem pokazywał nie tylko jak pracować, lecz także jak dostrzegać piękno i radość życia. Przychodziło Mu

to tym łatwiej, że był doskonałym, niezwykle sugestywnym narratorem umiejącym przekazać otoczeniu swe myśli, odczucia, spostrzeżenia.

Sz szczególnie dużo czasu i osobistego zaangażowania poświęcał Leszek swym młodszym kolegom, którzy pracowali i uczyli się pod Jego kierunkiem. Był w stosunku do nich wymagający, lecz sam także wkładał niezwykle dużo pracy w to, by zapewnić im jak najlepszą opiekę.

Mija obecnie rok od czasu, gdy Leszka zabrakło wśród polskich fizyków. Okazało się jednak, że mimo iż nieobecny, wywiera On w dalszym ciągu wpływ na rozwój fizyki polskiej. Jego krótką, lecz owocną działalność naukowa oraz Jego życie stanowią przykład, którego zapomnieć nie można.

*Przyjaciele i Koledzy
z Instytutu Badań Jądrowych
oraz
Uniwersytetu Warszawskiego*

Spis publikacji Lecha Michejdy

1. *Elastic Scattering of 7 GeV/c π^- -Mesons on Protons*, Proceedings of the International Conference on High-Energy Physics, Tihany 1962, str. 22; Nuovo Cimento, **28**, 118 (1963); Część polska materiału eksperymentalnego została opublikowana oddzielnie w Raporcie IBJ 373/VI (1962) (wspólnie z T. Hofmoklem, A. Wróblewskim, A. Filipkowskim, S. Otwinowskim, R. Sosnowskim, E. Fenyvesem, T. Gemesy'em, T. Sandorem, A. Sebestyenem i T. Telbiszem).
2. *Quasi-Elastic Scattering of 7 GeV/c Pions and the Proton Momentum Distribution in Carbon Nuclei*, Report IBJ/VI (1962), Proceedings of the International Conference on High-Energy Physics, Tihany 1962, str. 26.
3. *On the Errors in the Momentum Estimation of Particles from the Track Curvature in a Magnetic Field*, Report IBJ 386/VI (1963).
4. *SIUP — A Simple Geometrical Reconstruction Program*, Report 474/VI, Institute of Nuclear Research, Warsaw 1963 (wspólnie z M. Bardadin, S. Otwinowskim, R. Sosnowskim).
5. *Observation of the Pion Production by a Λ^0 Hyperon*, Report 480/VI, Institute of Nuclear Research, Warsaw 1963; Phys. Letters, **7**, 377 (1963) (wspólnie z M. Bardadin).
6. *Six-Prong Interactions of 10 GeV/c Negative Pions in Hydrogen*, Report 511/VI, Institute of Nuclear Research, Warsaw 1964, Proceedings of Sienna International Conference on Elementary Particles, Bologna 1963, str. 628; Nukleonika **9**, 2 179 (1964) (wspólnie z M. Bardadin, S. Otwinowskim, R. Sosnowskim).
7. *Interactions of 10 GeV/c π^- in Hydrogen with the Highest Multiplicity of Charged Particles*, Report 597/VI/PH, Institute of Nuclear Research, Warsaw 1965 (wspólnie z J. Bartkem, A. Eskreysem, G. Pytkowiczem, K. Zalewskim, M. Bardadin, S. Otwinowskim i R. Sosnowskim).
8. *On the Correlations between Longitudinal and Transverse Momenta of Secondaries in High Energy Interactions*, Phys. Letters, **21**, 351 (1966) (wspólnie z M. Bardadin-Otwinowską, S. Otwinowskim i R. Sosnowskim).
9. *Estimation of Partial Cross-Sections for the 4-Prong $p\bar{p}$ Interactions at 5.7 GeV/c*, CERN/TC/PHYSICS 64-21, 15. 6. 1964 (wspólnie z A. Accensim, V. Alles-Borelli i B. Frenchem).

10. *Annihilations of 5.7 GeV/c \bar{p} in Hydrogen into Four Charged Pions*, Phys. Letters, **20**, 557 (1966) (wspólnie z A. Accensim, V. Alles-Borelli, B. Frenchem, A. Friskiem, J. M. Howiem, W. Krischerem, W. G. Moorheadem, B. W. Powellem, P. Seybothem i P. Villemoesem).
11. *Preliminary Results on HPD Ionisation Measurements at CERN*, Proceedings of Conference on Programming for Flying Spot Devices, Bologna 1964, str. 219.
12. *An Assessment of the First Bubble Chamber Experiment Processes with the HPD at CERN*, CERN-DD/DP/65/8-1965, Proceedings of the Conference on Programming for Flying Spot Devices at Columbia University, 1965 (wspólnie z A. Accensim, V. Alles-Borelli, B. Frenchem, A. Friskiem, J. M. Howiem, W. G. Moorheadem, B. W. Powellem i P. Villemoesem).
13. *Observation of Spin Alignment of Resonances Produced in the 3-Body Reactions: $\bar{p}\bar{p} \rightarrow \bar{p}\bar{p}\omega^0$ and $\bar{p}\bar{p} \rightarrow N^{*++}\bar{N}^{*-}$ at 5.7 GeV/c*, Nuovo Cimento, **46**, 438 (1966) (wspólnie z V. Alles-Borelli, B. Frenchem i A. Friskiem).
14. *The Reaction $\bar{p}\bar{p} \rightarrow N_{33}^* \bar{N}_{33}^*$ at 5.7 GeV/c*, CERN/TC/PHYSICS 66-10 (1966), Nuovo Cimento, **48**, 360 (1967) (wspólnie z V. Alles-Borelli, B. Frenchem i A. Friskiem).
15. *Production of $N^*(1518)$ and $N^*(1688)$ Isobars in $\bar{p}\bar{p}$ Interactions at 5.7 GeV/c. Determination of Their Width and Decay Branching Ratios*, CERN/TC/PHYSICS 66-11 (1966); Nuovo Cimento, **47**, 232 (1967) (wspólnie z V. Alles-Borelli, B. Frenchem i A. Friskiem).
16. *Antiproton-Proton Annihilation into Five Pions at 5.7 GeV/c*, CERN/TC/PHYSICS 66-25 (1966); Nuovo Cimento, **50**, 776 (1967) (wspólnie z V. Alles-Borelli, B. Frenchem, A. Friskiem i E. Paulem).
17. *An Attempt to Determine Van Hove's Overlap Function and Shadow Elastic Scattering from the Measurements of Inelastic π^+p Interactions at 8 GeV/c*, Report IBJ "P" No 825/VI/PH, 1967; Nuclear Phys., **B4**, 113 (1967).
18. *Six-Prong Interactions of 16 GeV/c π^- with Protons*, Report IBJ "P" No 837/VI/PH, 1967 (wspólnie z K. Bockmannem, H. Drevermannem, K. Sternbergerem, N. Stiefem, T. Hofmoklem, S. Otwinowskim, H. Piotrowską, R. Sosnowskim, M. Szeptycką, W. Wójcikiem i A. Wróblewskim).
19. *On the Dominant Role of Baryon Variables in the Description of High Multiplicity Interactions at High Energy*, Nuclear Phys., **B4**, 573 (1968) (wspólnie z T. Hofmoklem, R. Sosnowskim, S. Otwinowskim, M. Szeptycką, W. Wójcikiem i A. Wróblewskim).
20. *Shadow Elastic Scattering in the Multi-Regge-Exchange Model*, Report IBJ "P" No 880/VI/PH, 1968; Nuovo Cimento, **56A**, 241 (1968) (wspólnie z J. Turnauem i A. Białasem).
21. *Do We Know How to Distinguish between Peripheral and Central High-Energy Many-Body Collisions?*, Report IBJ "P" No 889/VI/PH, 1968; Fortschr. Phys., **16**, 707 (1968).
22. *Further Results from the Chan-Loskiewicz-Allison Model Applied to the $\pi^+p \rightarrow p5\pi$ Reaction at 8 GeV/c*, Report IBJ "P" No 1088/VI/PH, 1969; Acta Phys. Polon., **A37**, 285 (1970) (wspólnie z Z. Ajdukiem i W. Wójcikiem).
23. *Orbital Angular Moments at High-Energy Interactions and the Van Hove Overlap Function*, Proceedings of the VII Cracow School of Theoretical Physics, Institute of Nuclear Physics, Cracow Report 555/PL/PH, 1967, tom II, str. 101.
24. *Six-Prong Events Produced in 16 GeV/c π^-p Interactions*, Preprint CERN/D. Ph. II/Physics 68-28, Nov, 1968; Nuclear Phys., **B8**, 471 (1968) (wspólnie z B. Junkmannem, E. Kepselcem, G. Krausem, R. Schultem, R. Streinbergiem, C. Grottem, S. Nowakiem, E. Ryseckiem, H. J. Schreiberem, K. Bockmannem, H. Drevermannem, N. Stiefem, K. Sternbergerem, B. Waginim, K. W. J. Barnhamem, V. T. Cocconim, J. D. Hansenem, G. Kellnerem, W. Kittlelem, D. R. O. Morrisonem, H. Toftem, A. Mihulem, M. Bardadin-Otwinowską, T. Hofmoklem, S. Otwinowskim, R. Sosnowskim, M. Szeptycką, W. Wójcikiem i A. Wróblewskim).
25. *General Characteristics of Particle Production in 16 GeV/c π^-p Interactions*, Preprint CERN/D. Ph. II/Phys. 69-18, 4 July 1969; Nuclear Phys., **B13**, 571 (1969) (wspólnie

- z R. Honeckerem, B. Junkmannem, R. Schultem, R. Steinbergiem, N. Tsanosem, J. Klugowem, S. Nowakiem, E. Ryseckiem, M. Walterem, K. Bockmannem, H. Drevermannem, K. Sternbergerem, B. Wagini, W. Johnssenem, H. Bottcherem, V. T. Cocconim, J. D. Hansenem, G. Kellnerem, D. R. O. Morrisonem, K. Palerem, A. Mihulem, V. Moskalevem, T. Coghennem, O. Czyżewskim, K. Eskreysem, J. Łoskiewiczem, J. Zaorską, S. Brandtem, O. Braunem, V. Luthe, T. Shahem, W. Wennigerem, M. Bardadin-Otwinowską, T. Hofmoklem, S. Otwinowskim, R. Sosnowskim, M. Szeptycką, W. Wójcikiem i A. Wróblewskim).
26. *Six-Prong Interactions of π^+ Mesons with Protons at 8 GeV/c*, Report IBJ "P" No 1111/VI/PH, 1969; w *Phys. Rev. D* **4**, 2711 (1971) (wspólnie z M. Bardadin-Otwinowską, T. Hofmoklem, S. Otwinowskim, R. Sosnowskim, M. Szeptycką, W. Wójcikiem, A. Wróblewskim i D. Ziemińską).
27. *Connection between Elastic and Inelastic Processes at High Energy*, Lecture at International School of Elementary Particle Physics. Herceg-Novi, Yougoslavia 1969.
28. *AFST Model with $\pi\pi$ and πp Phase Shifts and Durr-Pilkuhn Form Factors Applied to the Reaction $\pi^+p \rightarrow p3\pi+2\pi^-$ at 8 GeV/c*, Report IBJ "P" No 1265/VII/PH, 1970; *Nuclear Phys.*, **B29**, 269 (1971) (wspólnie z A. Jurewiczem, J. Namysłowskim i J. Turnauem).
29. *The Four-Momentum Transfer Distributions of Nucleons in π^-p Interactions at 16 GeV/c*, preprint CERN/D. Ph. 2/Phys. 70-44 rev., 5 May 1971; *Nuclear Phys.*, **B32**, 141 (1971) (wspólnie z R. Honeckerem, K. Rumpfem, P. Schmitzem, R. Schultem, R. Steinbergiem, H. Boettcherem, W. D. Nowakiem, L. Kaltwasserem, H. Schillerem, K. Boeckmannem, J. C. Bossenem, H. Drevermannem, W. Johnssenem, K. Saernbergerem, U. Stoeckerem, A. Angelopoulosem, K. Barnhamem, V. T. Cocconim, O. Czyżewskim, J. D. Hansenem, W. Kittelem, D. R. O. Morrisonem, K. Palerem, R. Stroynowskim, T. Coghennem, D. Kisielowską, P. Maleckim, S. Brandtem, T. P. Shahem, M. Bardadin-Otwinowską, T. Hofmoklem, M. Szeptycką, A. Wróblewskim i A. Ziemińskim).
30. *Further Experimental Tests of Scaling in the Process $pp \rightarrow \pi^- + \text{anything}$* , Report IBJ "P" 1329/VI/PH, 1971, *Nuclear Phys.*, **35**, 287 (1971).

Stanisław Szpikowski

Instytut Fizyki UMCS
Lublin

Nowe propozycje klasyfikacji stanów modelu powłokowego jądra atomu *

New Proposals in the Classification of States in the Frame of Nuclear Shell Model

Abstract: The quasispin and quasiparticle methods in the classification problem within the nuclear shell model were described in the paper. In particular, there were discussed the new possibilities and very improvements of the methods as compare to the traditional classification. Several examples underlined as well formal as physical advantages of the new approach to the classification problem and its applications.

1. Wstęp

Artykuł niniejszy jest w pewnym sensie kontynuacją artykułu zamieszczonego w poprzednim zeszycie „Postępów Fizyki“. Ten pewien sens kontynuacji rozumiem tu w sposób bardziej luźny niż zwykle rozumie się przez kontynuację. W pierwszym artykule podałem przegląd zarówno formalizmu teoriogrupowego, jak i jego zastosowań — jedno i drugie w sposób selektywny — do spektroskopii jądrowej. Zagadnienia tam omówione są na ogół znane. Jedyne może język oparty na formalizmie operatorów kreacji i anihilacji w odniesieniu do zagadnień teoriogrupowych trudniej spotkać w monograficznych opracowaniach, gdyż nie wszedł on jeszcze na dobre z prac oryginalnych do tych opracowań.

Obecny artykuł jest pomyślany jako pewna całość sama w sobie przy założeniu, że czytelnik, niespecjalista w zagadnieniu, odświeżył swoje wiadomości, jeśli w ogóle potrzebował, w zakresie ujętym przez poprzedni artykuł. Nie będę się tu jednak powoływał na sformułowania czy zależności poprzedniej pracy, by nie szkodzić zwartości obecnego przedstawienia. Raczej, jeśli zajdzie tego konieczność, będę powtarzał w tekście odpowiednie wzory.

* Artykuł oparty na wykładach wygłoszonych na Zimowej Szkole Fizyki Jądrowej, Zakopane 2. II.-13. II. 1972 r.

Plan tego artykułu jest prosty i odpowiada ściśle jego tytułowi. W rozdziale 2 przedstawię metodę quasi-spinu w klasyfikacji stanów, a także omówię kilka z wielu przykładów zastosowań tej bardzo eleganckiej metody, zaś w rozdziale 3 omówię całkiem świeżą — i dlatego nie całkiem jeszcze wyeksploatowaną — metodę quasi-cząstkową w problemie faktoryzacji stanów. Ze względu na dużo węższy zakres tego artykułu, w porównaniu z poprzednim, wymóg ścisłości matematycznej będzie mógł być przestrzegany w pewnym chociaż stopniu.

2. Metoda quasi-spinu w klasyfikacji stanów jądra atomu

Metoda quasi-spinu wzięła swój początek z marginesowej uwagi w pracy P. W. Andersona [1] oraz Wada i in. [2]. Prace te były chyba więcej razy cytowane ze względu na tę uwagę, niż ze względu na zasadniczą ich treść. Mianowicie, jeżeli rozpatrywać zdegenerowany $2j+1$ -krotnie poziom j tylko protonów (lub tylko neutronów), to operatory

$$\begin{aligned}
 P_+ &\equiv \sum_{m>0} (-1)^{j-m} a_m^+ a_{-m}^+ \\
 P_- &\equiv \sum_{m>0} (-1)^{j-m} a_{-m} a_m = (P_+)^+ \\
 P_0 &\equiv \frac{1}{2} \sum_m \left(a_m^+ a_m - \frac{1}{2} \right)
 \end{aligned} \tag{1}$$

mają identyczne warunki komutacji z operatorami momentu pędu (spinu), to znaczy

$$[P_+, P_-] = 2P_0 \quad [P_0, P_+] = P_+ \quad [P_0, P_-] = -P_- \tag{2}$$

Wobec tego operatory P_+ , P_- , P_0 , w analogii do operatorów spinowych J_+ , J_- , J_0 nazwane operatorami quasi-spinowymi, generują infinitezymalne transformacje obrotów w abstrakcyjnej trójwymiarowej przestrzeni quasi-spinowej, tak jak operatory momentu pędu są generatorami nieskończenie małych obrotów w zwykłej przestrzeni. Cała zatem teoria momentu pędu i teoria grup może być zastosowana w odniesieniu do operatorów i obrotów quasi-spinowych. Na przykład, z czego zaraz skorzystamy, operator kwadratu całkowitego quasi-spinu wyrazi się jako

$$P^2 = P_+ P_- + P_0^2 - P_0 \tag{3}$$

Można, dalej rozwijając analogię, wprowadzić w tej przestrzeni bazy nieprzywiedlnych reprezentacji grupy obrotów

$$|PP_0\rangle \tag{4}$$

znakowane liczbą P całkowitego quasi-spinu. Gdyby teraz pewne oddziaływanie

miało proste własności transformacyjne (prosty charakter tensorowy) ze względu na grupę quasi-spinową $R(3)$, to w bazie (4) można by było odpowiednio prosto liczyć elementy macierzowe tego oddziaływania czy zgoła jego energię, gdyby ponadto okazało się ono diagonalne w tej bazie. W rzeczy samej, metoda quasi-spinu wzięła swój początek w powiązaniu z oddziaływaniem, od lat kilkunastu uważanym za jedno z podstawowych oddziaływań szczałtkowych modelu powłokowego jądra atomu, a mianowicie z oddziaływaniem *pairing*, które z definicji występuje między parą nukleonów sprzężonych do całkowitego momentu pędu $J = 0$. Operatory quasi-spinu są bezpośrednio związane z operatorami kreacji i anihilacji pary nukleonów sprzężonych do $J = 0$, gdyż

$$\begin{aligned} P_+ &= \frac{1}{2} \sqrt{2j+1} (a^+ a^+)^{(0)} \\ P_- &= -\frac{1}{2} \sqrt{2j+1} (aa)^{(0)} = (P_+)^+ \\ P_0 &= -\frac{1}{2} \sqrt{2j+1} (a^+ a)^{(0)} - \frac{1}{4} (2j+1), \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie sprzężenia dwucząstkowe dla jednego rodzaju nukleonów na powłoce j wyrażają się w ogólnym przypadku z definicji następująco

$$(a^+ a^+)_M^{(J)} = \sum_{m_1 m_2} (j m_1 j m_2 | J M) a_{m_1}^+ a_{m_2}^+ \quad (6)$$

$$(aa)_M^{(J)} = \sum_{m_1 m_2} (j m_1 j m_2 | J M) a_{-m_1} a_{-m_2} (-1)^{j-m_1} (-1)^{j-m_2} \quad (7)$$

$$(a^+ a)_M^{(J)} = \sum_{m_1 m_2} (j m_1 j m_2 | J M) a_{m_1}^+ a_{-m_2} (-1)^{j-m_2}. \quad (8)$$

Zatem, wprowadzając stałą sprzężenia oddziaływania pairing $G > 0$ otrzymamy natychmiast, w zapisie drugiej kwantyzacji, hamiltonian tego oddziaływania w postaci

$$H = -GP_+ P_- = -G(P^2 - P_0^2 + P_0), \quad (9)$$

przy czym skorzystaliśmy z zależności (3). Z postaci tej widać, że chociaż hamiltonian pairing nie jest skalarem ze względu na obroty quasi-spinowe, to jednak jest diagonalny w bazie $|PP_0\rangle$, przy czym jego wartości własne dane są natychmiast z równania

$$H|PP_0\rangle = -G\{P(P+1) - P_0^2 + P_0\}|PP_0\rangle \quad (10)$$

w czym operator P_0 i jego wartość własna P_0 zostały tak samo oznaczone. Pełna użyteczność tego wzoru zależy od ustalenia interpretacji fizycznej liczb kwantowych P_0 oraz P . Pierwsza z nich na mocy (1) jest dana natychmiast

$$P_0 = \frac{1}{2}(n - j - \frac{1}{2}), \quad (11)$$

gdzie n jest liczbą cząstek układu. Do interpretacji drugiej liczby P dochodzi się także stosunkowo prosto. Mianowicie

$$P = \max P_0 \quad (12)$$

jak to jest dla zwykłego spinu. Z drugiej strony, jeżeli na dany stan $|PP_0\rangle$ podziałamy operatorem P_+ dowolną liczbę razy, to ze względu na komutację

$$[P^2, P_+] = 0 \quad (13)$$

stan ten pozostanie stanem o tej samej liczbie kwantowej P . Każde zadzia-
łanie operatorem P_+ zwiększa liczbę cząstek o dwie, a więc na mocy (11)
zwiększa P_0 o jeden. Wobec tego, chcąc otrzymać maksymalną wartość P_0
należy wykreować możliwie największą liczbę par $(m, -m)$. Proces kreowania
zakończy się wówczas, gdy nie będzie już wolnych dwucząstkowych stanów
 $(m, -m)$, a dokładniej, gdy wszystkie stany dwucząstkowe $(m, -m)$ bądź
będą całkowicie obsadzone, bądź tylko przez jedną cząstkę. Jeżeli tych ostatnich
stanów będzie ν (ν — liczba seniority!), to łączna liczba cząstek na powłoce j
wyrazi się jako

$$n_{\max} = 2j + 1 - \nu. \quad (14)$$

Wstawiając tę liczbę do wzoru (11) otrzymamy maksymalne P_0 . Tak więc

$$\max(P_0) = P = \frac{1}{2}(j + \frac{1}{2} - \nu). \quad (15)$$

Po wstawieniu (11) oraz (15) do (10) otrzymujemy po uporządkowaniu energii
oddziaływania pairing na poziomie j dla układu n cząstek i przy liczbie se-
niority ν :

$$E = -\frac{G}{4}(n - \nu)(2j + 3 - n - \nu). \quad (16)$$

Prostota metody quasi-spinowej jest już widoczna w porównaniu niezwykle
prostego i eleganckiego wyprowadzenia wzoru (16) z wyprowadzeniem np. Mot-
telsona [3], jakie na warszawskim seminarium szkoleniowym miałem za za-
danie powtórzyć przeszło dziesięć lat temu. Pamiętam, że zajęło mi to pełne
dwa semina.

Zauważmy już w tym prostym przypadku pewną cechę charakterystyczną
w zastosowaniu metody quasi-spinowej do klasyfikacji stanów. Multiplety
 $|PP_0\rangle$ przy ustalonym P a zmiennym P_0 stanowiące bazy nieprzywiedlnych
reprezentacji grupy quasi-spinowej $R(3)$ tym się charakteryzują, że poszcze-
gólne człony multipletu opisują stany o tej samej, ale różniące się między
sobą liczbie cząstek. Wyjściowa zasada klasyfikacyjna oparta o grupę quasi-
spinową jest więc inna od tradycyjnej, w której tworzyło się multiplety od-
powiednich grup ze stanów o ustalonej z góry liczbie cząstek. W metodzie
quasi-spinowej otrzymuje się w zamian inne fizycznie ważne podobieństwa
stanów z tego samego multipletu. Jest to podobieństwo ze względu na od-
działywanie pairing, wyrażone jedną i tą samą liczbą seniority dla wszystkich
członów multipletu.

Zalety klasyfikacyjne metody quasi-spinowej widoczne są w pełni dla kon-
figuracji protonów i neutronów na poziomie j . Obecnie, transformacje grupy
quasi-spinowej generowane są przez operatory dwucząstkowe sprzężone do

$J = 0$ oraz dodatkowo sprzężone do całkowitego spinu izotopowego $T = 0$ lub 1 . W ten sposób otrzymuje się następujące operatory quasi-spinowe:

$$(a^+ a^+)_{M_T}^{(01)}; \quad (aa)_{M_T}^{(01)}; \quad (a^+ a)_{M_T}^{(0T)}. \quad (17)$$

Ze względu na zakaz Pauliego, dwa pierwsze operatory tensorowe muszą być całkowicie antysymetryczne. Ponieważ część przestrzenno-spinowa przy $J = 0$ jest antysymetryczna, przeto część izospinowa musi być symetryczna i stąd $T = 1$ dla tych operatorów. Operator trzeci, sprzęgający cząstkę z dziurą, nie podlega zakazowi Pauliego i stąd $T = 1$ lub 0 dla tego operatora. Wobec zwykłego zakresu zmienności trzeciej składowej M_T , jest łącznie dziesięć składowych operatorów tensorowych (17).

Identyfikacja tych operatorów jako generatorów odpowiednich transformacji, poprzez ich warunki komutacyjne, została dokonana przez Helmersa [4], a następnie niezależnie, wraz z dalszą rozbudową schematu klasyfikacyjnego, przez innych [5-8]. Okazało się, że operatory quasi-spinowe (17) w przypadku konfiguracji protonowo-neutronowej na powłoce j mogą być uważane za operatory nieskończenie małej grupy symplektycznej $Sp(4)$ w czterowymiarowej przestrzeni, która jest izomorficzna z grupą obrotów $R(5)$ pięciowymiarowej abstrakcyjnej przestrzeni quasi-spinowej.

Nawiązując do tradycyjnych schematów klasyfikacyjnych przedstawionych w nowszym zapisie w poprzednim artykule, quasi-spinowy schemat operatorów nieskończenie małych przedstawia się następująco:

$$\left\{ \begin{array}{l} (a^+ a^+)^{(JT)} \\ (aa)^{(JT)} \\ (a^+ a)^{(JT)} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow (a^+ a)^{(J \text{ niep. } 0)} \rightarrow (a^+ a)^{(10)} \\ \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} (a^+ a^+)^{(01)} \\ (aa)^{(01)} \\ (a^+ a)^{(0T)} \end{array} \right\} \rightarrow (a^+ a)^{(01)} \end{array} \right. \quad (18)$$

czemu odpowiada schemat grupowy

$$R(8j+4) \left\{ \begin{array}{l} \rightarrow Sp(2j+1) \rightarrow SU_J(2) \\ \rightarrow Sp(4) \equiv R(5) \rightarrow SU_{T(2)}. \end{array} \right. \quad (19)$$

Wektory stanów o określonych własnościach transformacyjnych ze względu na występujące w schemacie grupy, albo inaczej, znakowane liczbami kwantowymi charakteryzującymi nieprzywiedlne reprezentacje występujących grup, oznaczyć można następująco:

$$|vt; \beta n T T_0; \alpha J J_0\rangle. \quad (20)$$

Zwrócimy uwagę na parę własności tej klasyfikacji. Otóż nie ma w oznaczeniach (20) liczb kwantowych określających nieprzywiedlne reprezentacje grupy wyjściowej najszerszej $R(8j+4)$ z tego względu, że (patrz poprzedni artykuł) są tylko dwie fizyczne reprezentacje tej grupy, a mianowicie reprezentacja grupująca wszystkie stany o parzystej liczbie cząstek i reprezentacja grupująca stany o nieparzystej liczbie cząstek. Ponieważ liczba cząstek n występuje i tak

w klasyfikacji multipletów grupy $R(5)$, przeto dwa wymienione przypadki są już przez to uwzględnione. Klasyfikacja rozpoczyna się parą liczb (νt) , to jest liczbą seniority oraz liczbą zredukowanego spinu izotopowego czyli spinu izotopowego cząstek niesparowanych w liczbie seniority. Te dwie liczby charakteryzują w ogólności nieprzywiedlne reprezentacje grupy quasi-spinowej $R(5)$, a w szczególności wszystkie fizyczne reprezentacje grupy $Sp(2j+1)$. Ze względu na to, że są to grupy komplementarne, występuje jedno-jednoznaczne przyporządkowanie reprezentacji obu grup w rozważanym zakresie. Używając języka bardziej formalnego należałoby powiedzieć, że liczby (νt) charakteryzują zarówno własności transformacyjne wektorów (20) ze względu na transformacje grupy $Sp(2j+1)$, jak i $R(5)$. Transformacje obu grup działają jednak w rozłącznych przestrzeniach, więc dalszą klasyfikację przeprowadza się niezależnie w obu tych przestrzeniach. Jeśli chodzi o grupę ortogonalną, to do pełnej klasyfikacji stanów nieprzywiedlnych reprezentacji tej grupy potrzeba dalszych

$$\left(\frac{w-1}{2}\right)^2 \quad (21)$$

liczb kwantowych, gdzie w oznacza wymiar (nieparzysty) przestrzeni grupowej. Wobec tego, dla grupy $R(5)$ potrzeba czterech dalszych liczb kwantowych, które powinny być wartościami własnymi odpowiednio wyselekcjonowanych, z operatorów infinitezymalnych (17), komutujących funkcji tych operatorów niezależnych od operatorów Casimira tej grupy. Selekcji takiej dokonać można bardzo łatwo z matematycznego punktu widzenia [7]. Nałożenie jednak warunku, by wyselekcjonowane operatory, jak i ich wartości własne miały ponadto określony i przydatny sens fizyczny, czyni zagadnienie dużo bardziej złożonym. Zespół liczb $(\beta n T T_0)$ jest właśnie zespołem liczb kwantowych o wymienionych wyżej własnościach. Liczby $(n T T_0)$ są wartościami własnymi, lub są związane z wartościami własnymi operatora liczby cząstek \hat{N} , operatora całkowitego izospinu układu \hat{T}^2 i jego trzeciej składowej \hat{T}_0 . Liczba β jest wartością własną poszukiwanego do pełnej klasyfikacji czwartego operatora. Operator taki został poprzednio skonstruowany [9], jednak dopiero obecnie nastąpiło pełniejsze rozpoznanie i docenianie jego znaczenia fizycznego [10] jako operatora odpowiedzialnego za czterocząstkowe oddziaływanie. W tej części schematu klasyfikacyjnego wprowadzone liczby kwantowe stanowią zupełny układ parametrów potrzebnych do klasyfikacji. Część druga oznaczeń, $(\alpha J J_0)$, pozostała zasadniczo niezmieniona w porównaniu z tradycyjnym schematem klasyfikacyjnym. Daną nieprzywiedlną reprezentację (νt) grupy $Sp(2j+1)$ rozkłada się na nieprzywiedlne reprezentacje (J) grupy spinowej $SU(2)$, a ponieważ dane wartości (J) pojawiają się w ogólności więcej niż raz w danej reprezentacji (νt) , więc wprowadza się obcy podejściu teoriogrupowemu parametr α , którego zadaniem jest rozróżnienie nierównoważnych stanów o identycznych zespołach pozostałych liczb kwantowych. Nie udało się natomiast wprowadzić dodatkowej grupy transformacji będącej podgrupą grupy $Sp(2j+1)$, a zawierającej grupę $SU_J(2)$ z warunkiem, by transformacje tej grupy miały

w klasyfikacji multipletów grupy $R(5)$, przeto dwa wymienione przypadki są już przez to uwzględnione. Klasyfikacja rozpoczyna się parą liczb (νt) , to jest liczbą seniority oraz liczbą zredukowanego spinu izotopowego czyli spinu izotopowego cząstek niesparowanych w liczbie seniority. Te dwie liczby charakteryzują w ogólności nieprzywiedlne reprezentacje grupy quasi-spinowej $R(5)$, a w szczególności wszystkie fizyczne reprezentacje grupy $Sp(2j+1)$. Ze względu na to, że są to grupy komplementarne, występuje jedno-jednoznaczne przyporządkowanie reprezentacji obu grup w rozważanym zakresie. Używając języka bardziej formalnego należałoby powiedzieć, że liczby (νt) charakteryzują zarówno własności transformacyjne wektorów (20) ze względu na transformacje grupy $Sp(2j+1)$, jak i $R(5)$. Transformacje obu grup działają jednak w rozłącznych przestrzeniach, więc dalszą klasyfikację przeprowadza się niezależnie w obu tych przestrzeniach. Jeśli chodzi o grupę ortogonalną, to do pełnej klasyfikacji stanów nieprzywiedlnych reprezentacji tej grupy potrzeba dalszych

$$\cdot \left(\frac{w-1}{2} \right)^2 \quad (21)$$

liczb kwantowych, gdzie w oznacza wymiar (nieparzysty) przestrzeni grupowej. Wobec tego, dla grupy $R(5)$ potrzeba czterech dalszych liczb kwantowych, które powinny być wartościami własnymi odpowiednio wyselekcjonowanych, z operatorów infinitezimalnych (17), komutujących funkcji tych operatorów niezależnych od operatorów Casimira tej grupy. Selekcji takiej dokonać można bardzo łatwo z matematycznego punktu widzenia [7]. Nałożenie jednak warunku, by wyselekcjonowane operatory, jak i ich wartości własne miały ponadto określony i przydatny sens fizyczny, czyni zagadnienie dużo bardziej złożonym. Zespół liczb $(\beta n T T_0)$ jest właśnie zespołem liczb kwantowych o wymienionych wyżej własnościach. Liczby $(n T T_0)$ są wartościami własnymi, lub są związane z wartościami własnymi operatora liczby cząstek \hat{N} , operatora całkowitego izospinu układu \hat{T}^2 i jego trzeciej składowej \hat{T}_0 . Liczba β jest wartością własną poszukiwanego do pełnej klasyfikacji czwartego operatora. Operator taki został poprzednio skonstruowany [9], jednak dopiero obecnie nastąpiło pełniejsze rozpoznanie i docenianie jego znaczenia fizycznego [10] jako operatora odpowiedzialnego za czterocząstkowe oddziaływania. W tej części schematu klasyfikacyjnego wprowadzone liczby kwantowe stanowią zupełny układ parametrów potrzebnych do klasyfikacji. Część druga oznaczeń, $(\alpha J J_0)$, pozostała zasadniczo niezmienną w porównaniu z tradycyjnym schematem klasyfikacyjnym. Daną nieprzywiedlną reprezentację (νt) grupy $Sp(2j+1)$ rozkłada się na nieprzywiedlne reprezentacje (J) grupy spinowej $SU(2)$, a ponieważ dane wartości (J) pojawiają się w ogólności więcej niż raz w danej reprezentacji (νt) , więc wprowadza się obcy podejściu teoriogrupowemu parametr α , którego zadaniem jest rozróżnienie nierównoważnych stanów o identycznych zespołach pozostałych liczb kwantowych. Nie udało się natomiast wprowadzić dodatkowej grupy transformacji będącej podgrupą grupy $Sp(2j+1)$, a zawierającej grupę $SU_J(2)$ z warunkiem, by transformacje tej grupy miały

określony sens fizyczny. Jedyne w tym przypadku można by było zastąpić parametr a zespołem teoriogrupowych liczb kwantowych znaczących nieprzywiedlne reprezentacje tej grupy i jednocześnie posiadających określone znaczenie fizyczne.

Zasadnicza wyższość klasyfikacji quasi-spinowej związana jest więc z dolną częścią łańcucha grupowego (19). Jedna i ta sama grupa quasi-spinowa $R(5)$ jest grupą klasyfikacyjną dla dowolnych powłok j . Oznacza to, że przy mieszanej konfiguracji na kilku powłokach nie wychodzi się w tej części schematu poza grupę $R(5)$, a stany mieszanych konfiguracji tworzy się przez sprzęganie nieprzywiedlnych reprezentacji grupy $R(5)$ z wyzyskaniem współczynników Wignera tej grupy. Po drugie, w tej części schematu stany

$$|vt; \beta n T T_0\rangle \quad (22)$$

kompletnie wyczerpują wszystkie możliwe konfiguracje, przy czym liczby kwantowe (vt) odpowiadają liczbie „ j ”, zaś liczby kwantowe $(\beta n T T_0)$ odpowiadają liczbie „ m ” wektora $|jm\rangle$ w grupie $R(3)$. Stąd wynika niezmiernie ważny wniosek w odniesieniu do elementów macierzowych operatorów w bazie (22). Rozważmy mianowicie pewien operator fizyczny \cup , który został zidentyfikowany poprzez warunki komutacyjne z operatorami (17) jako operator tenzowy w grupie $R(5)$. Po takiej identyfikacji, operator \cup oznaczyć można tym samym zespołem liczb kwantowych, co i wektor stanu (22), to znaczy

$$\cup \rightarrow \cup_{\beta n T T_0}^{(vt)}. \quad (23)$$

Stosując twierdzenie Wignera-Eckarta do tego operatora otrzymamy natychmiast

$$\begin{aligned} \langle \nu_2 t_2; \beta_2 n_2 T_2 T_{20} | \cup_{\beta n T T_0}^{(vt)} | \nu_1 t_1; \beta_1 n_1 T_1 T_{10} \rangle = \\ = \langle \nu_1 t_1 \beta_1 n_1 T_1 T_{01}; vt \beta n T T_0 | \nu_2 t_2 \beta_2 n_2 T_2 T_{20} \rangle \cdot \langle \nu_2 t_2 | \cup^{(vt)} | \nu_1 t_1 \rangle. \end{aligned} \quad (24)$$

Pierwszy czynnik prawej strony jest współczynnikiem Wignera grupy $R(5)$, zaś drugi czynnik to element zredukowany operatora \cup w tej grupie.

Współczynniki Wignera wynikają jednoznacznie ze struktury grupy i są niezależne od użytej reprezentacji fizycznej operatorów infinitezmalnych (17). Jedyne trudności natury technicznej sprawiają, że nie znaleziono ogólnego wyrażenia na te współczynniki w analogii do współczynników Wignera (Clebsch-Gordana) dla grupy $R(3)$. Natomiast dla rozważanych i fizycznie ważnych przypadków zostały one policzone w szeregu pracach [11-14]. Od fizyki rozważanego problemu zależy natomiast zredukowany element macierzowy we wzorze (24). Należy jednak wrócić uwagę, że współczynniki Wignera przejęły całą zależność elementu macierzowego od takich wielkości fizycznych, jak liczba cząstek n czy izospin układu T . Oznacza to możliwość analitycznego wyrażenia tych zależności dla wielu interesujących przypadków fizycznych. Do tej pory poszukiwanie tego typu zależności było bądź znacznie utrudnione, bądź nawet niemożliwe. Obecnie w sposób pojęciowo niezmiernie prosty wynikają one ze wzoru (24).

Przy zachowaniu tych samych nieprzywiedlnych reprezentacji grupy $R(5)$ oznaczonych liczbami kwantowymi $(\nu_1 t_1)$, $(\nu_2 t_2)$ oraz (νt) , można ze wzoru (24) natychmiast otrzymać względną amplitudę prawdopodobieństwa, biorąc odpowiednie stosunki:

$$\frac{\langle \nu_2 t_2; \beta_2 n_2 T_2 T_{20} | \bigcup_{\beta n T T_0}^{(\nu t)} | \nu_1 t_1; \beta_1 n_1 T_1 T_{10} \rangle}{\langle \nu_2 t_2; \beta_2' n_2' T_2' T_{20}' | \bigcup_{\beta' n' T' T_0'}^{(\nu t)} | \nu_1 t_1; \beta_1' n_1' T_1' T_{10}' \rangle} = \frac{(\nu_1 t_1 \beta_1 n_1 T_1 T_{10}; \nu t \beta n T T_0 | \nu_2 t_2 \beta_2 n_2 T_2 T_{20})}{(\nu_1 t_1 \beta_1' n_1' T_1' T_{10}'; \nu t \beta' n' T' T_0' | \nu_2 t_2 \beta_2' n_2' T_2' T_{20}')}. \quad (25)$$

Zanim przejdę do podania paru dalszych przykładów — obok podanego na początku tego rozdziału — zastosowania metody quasi-spinowej, krótko dodam, że podobne rozważania zostały rozciągnięte na przypadek konfiguracji cząstek ze spinem i spinem izotopowym na powłoce l . Dla tego przypadku, odpowiednio do wzorów (18-19), ciąg operatorów infinitezymalnych i łańcuch grupowy przedstawiają się następująco:

$$\left\{ \begin{array}{l} (a^+ a^+)^{(LST)} \\ (aa)^{(LST)} \\ (a^+ a)^{(LST)} \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} (a^+ a)^{(L \text{niep. } 00)} \rightarrow (a^+ a)^{(100)} \\ (a^+ a^+)^{(0ST)} \\ (aa)^{(0ST)} \\ (a^+ a)^{(0ST)} \end{array} \right\} \rightarrow (a^+ a)^{(0ST)} \left\{ \begin{array}{l} (a^+ a)^{(010)} \\ (a^+ a)^{(001)} \end{array} \right. \quad (26)$$

$$R(16l+8) \left\{ \begin{array}{l} SU(2l+1) \rightarrow R_L(3) \\ R(8) \end{array} \right. \rightarrow R(6) \equiv SU(4) \left\{ \begin{array}{l} SU_S(2) \\ SU_T(2) \end{array} \right. \quad (27)$$

W łańcuchu (27) grupą izospinową jest grupa $R(8)$. Własności tej grupy, a także zastosowania schematu klasyfikacyjnego oraz metody quasi-spinowej dla tego przypadku zostały podane obszerniej w pracach [15-16].

Tutaj natomiast bardziej szczegółowo rozważymy stosunkowo prosty przypadek konfiguracji jednego rodzaju nukleonów na poziomie j . Twierdzenie Wignera-Eckarta dla operatora tensorowego $\bigcup_q^{(k)}$ rangi k w grupie obrotów $R_j(3)$ ma następującą postać:

$$\langle j' m' | \bigcup_q^{(k)} | j m \rangle = \frac{(j m k q | j' m')}{\sqrt{2j+1}} \langle j' || \bigcup^{(k)} || j \rangle. \quad (28)$$

Dla konfiguracji j^n protonów (lub neutronów) przyjmuje się tradycyjną bazę

$$|j^n \nu; [\alpha] J M \rangle, \quad (29)$$

w której liczba n związana jest z nieprzywiedlną reprezentacją całkowicie antysymetryczną grupy $SU(2j+1)$, a liczba ν określa nieprzywiedlne reprezentacje grupy $Sp(2j+1)$, zaś dodatkowe liczby kwantowe $[\alpha]$ są po prostu zbiorem wskaźników, w tym przypadku bez przynależności grupowej czy interpretacji fizycznej, wyróżniających stany o tych samych wartościach J

pojawiających się więcej niż raz dla danych $(n\nu)$. W dalszej części tych rozważań pominiemy jednak wskaźnik $[a]$, gdyż przekształcenia będą przeprowadzane w przestrzeniach związanych z liczbami $(n\nu)$ lub (JM) , przy zachowaniu tych samych $[a]$ w całym rachunku. W bazie quasi-spinowej para liczb $(n\nu)$ jest opisana przez całkowity quasi-spin układu P oraz jego trzecią składową P_0 , gdyż (11, 15)

$$P = \frac{1}{2}(j + \frac{1}{2} - \nu), \quad P_0 = \frac{1}{2}(n - j - \frac{1}{2}), \quad (30)$$

a zatem możemy napisać

$$|j^n \nu; JM\rangle = |PP_0; JM\rangle. \quad (31)$$

Zaleta bazy quasi-spinowej związana jest z tym, że liczby (PP_0) określają stany nieprzywiedlnych reprezentacji grupy obrotów $R(3)$ w przestrzeni quasi-spinowej, a więc dobrze rozpracowanej i znacznie prostszej grupy niż grupy $SU(2j+1)$ oraz $Sp(2j+1)$ tradycyjnej bazy. Oprócz tego, w odróżnieniu od wymienionych grup, grupa quasi-spinowa jest jedna i ta sama dla dowolnych poziomów j .

Zredukowany element tensorowego operatora $\cup^{(k)}$, w przestrzeni $R_J(3)$, jest w obu bazach jednakowy

$$\langle j^n \nu' J' || \cup^{(k)} || j^n \nu J \rangle = \langle P' P'_0 J' || \cup^{(k)} || PP_0 J \rangle. \quad (32)$$

Jako konkretny przykład rozważmy operator kreacji a_{jm}^+ , którego własności tensorowe można łatwo otrzymać zarówno w przestrzeni zwykłych obrotów, jak i obrotów quasi-spinowych, na mocy warunków komutacji tego operatora z operatorami $J_+ J_- J_0$ z jednej strony, oraz $P_+ P_- P_0$ z drugiej strony. Otrzymuje się stąd

$$a_{jm}^+ \equiv \cup_{m \frac{1}{2}}^{(j)(\frac{1}{2})}, \quad (33)$$

gdzie pierwsza kolumna wskaźników odnosi się do charakteru tensorowego w grupie $R_J(3)$, a druga w grupie quasi-spinowej. Wstawiając ten operator do (32) otrzymamy

$$\langle j^n \nu' J' || a_j^+ || j^n \nu J \rangle = \langle P' P'_0 J' || a_j^+ || PP_0 J \rangle. \quad (34)$$

Rzecz teraz w tym, że po stronie prawej można dokonać dalszej redukcji według twierdzenia Wignera-Eckarta z tym, że dla przestrzeni quasi-spinowej, a po stronie lewej zrobić tego nie można. Mało tego, przy takiej redukcji cała zależność od P_0 (a więc także od n !) przejdzie do współczynnika Clebscha-Gordana, którego postać analityczna jest dla rozważanych przypadków bardzo prosta. Dostaniemy więc

$$\langle j^n \nu' J' || a_j^+ || j^n \nu J \rangle = \frac{(PP_0 \frac{1}{2} \frac{1}{2} | P' P'_0)}{\sqrt{2P'+1}} \langle P' J' || \cup^{(j)(\frac{1}{2})} || P J \rangle \quad (35)$$

w czym po stronie prawej element macierzowy jest zredukowany podwójnie. Ze współczynnika Clebscha-Gordana wynika zwykły warunek

$$P'_0 = P_0 + \frac{1}{2} \quad (36)$$

co odpowiada, na mocy (11), warunkowi

$$n' = n + 1 \quad (37)$$

w zgodzie ze zwykłym sensem fizycznym operatora a^+ . Natomiast całkowity quasi-spin P' może przyjmować dwie wartości $P \pm \frac{1}{2}$. Ustalmy na przykład

$$P' = P + \frac{1}{2} \quad (38)$$

skąd i na mocy (15)

$$v' = v - 1. \quad (39)$$

Po tych ustaleniach otrzymamy dokładną postać współczynnika Clebscha-Gordana występującego we wzorze (35):

$$(PP_0 \frac{1}{2} \frac{1}{2} | P + \frac{1}{2} P_0 + \frac{1}{2}) = \sqrt{\frac{P + P_0 + 1}{2P + 1}}. \quad (40)$$

Wstawiając powyższe dane do (35), otrzymamy

$$\langle j^{n+1} v - 1 J' | | a_j^+ | | j^n v J \rangle = \sqrt{\frac{P + P_0 + 1}{(2P + 1)(2P + 2)}} \langle P + \frac{1}{2} J' | | \cup^{(j)(1/2)} | | P J \rangle. \quad (41)$$

Wzór powyższy słuszny jest dla każdej wartości n . Wstawmy więc $n = v$, skąd otrzymamy

$$\langle j^{v+1} v - 1 J' | | a_j^+ | | j^v v J \rangle = \sqrt{\frac{1}{(2P + 1)(2P + 2)}} \langle P + \frac{1}{2} J' | | \cup^{(j)(1/2)} | | P J \rangle. \quad (42)$$

Dzieląc stronami ostatnie dwa wzory oraz podstawiając wartości na P i P_0 , ostatecznie otrzymujemy

$$\langle j^{n+1} v - 1 J' | | a_j^+ | | j^n v J \rangle = \sqrt{\frac{n - v + 2}{2}} \langle j^{v+1} v - 1 J' | | a_j^+ | | j^v v J \rangle. \quad (43)$$

Zredukowany element macierzowy występujący po stronie prawej związku (43) nie zależy już od liczby cząstek. Zależność ta została całkowicie wyselekcjonowana i wyraża się przez prosty choć nietrywialny współczynnik pierwiastkowy. Ważkość przeprowadzonego rachunku leży nie tylko w jego prostocie, ale także w jego standardowej ogólności, gdyż zupełnie analogiczny rachunek może być przeprowadzony przy selekcji zależności od liczby cząstek każdego innego operatora fizycznego.

Zwróćmy wreszcie uwagę na to, że zredukowany element macierzowy operatora kreacji a^+ jest bezpośrednio związany ze współczynnikiem genealogicznym:

$$\langle j^{n+1} \nu' J' | a_j^+ | j^n \nu J \rangle = (-1)^n \sqrt{n+1} \cdot \sqrt{2J'+1} [j^n(\nu J); j J'] | j^{n+1} \nu' J' \rangle. \quad (44)$$

Uwzględniając ten związek, otrzymamy analogiczną do (43) selekcję zależności od liczby cząstek dla współczynników genealogicznych. Mianowicie

$$[j^n(\nu J); j J'] | j^{n+1} \nu - 1 J' \rangle = \sqrt{\frac{(v+1)(n-v+2)}{2(n+1)}} [j^n(\nu J); j J'] | j^{n+1} \nu - 1 J' \rangle. \quad (45)$$

Podobne typy zależności otrzymać można prawie natychmiast i dla pozostałych przypadków tego przykładu, a także dla elementów macierzowych operatora anihilacji a_{jm} .

Następny przykład, bardziej złożony w obrębie grupy quasi-spinowej $R(5)$, przedstawimy z konieczności ze sporymi lukami rachunkowymi. Będzie to przykład, zaczerpnięty po pewnej modyfikacji, z pracy doktorskiej dr Króla¹, której odpowiednia część jest obecnie przygotowywana do druku. Zagadnienie dotyczy związku między momentami magnetycznymi jąder a odpowiednimi prawdopodobieństwami przejść β typu Gamova-Tellera.

Operator momentu magnetycznego przedstawić można dla konfiguracji protonowo-neutronowej na poziomie j w postaci

$$\hat{\mu}_z = A_1 \hat{J}_z + A_2' (a^+ a)_0^{(1) (1)},$$

gdzie operator występujący po prawej stronie jest specjalnym przypadkiem ogólnego sprzężenia $(a^+ a)^{(J T)}$, zaś stałe A_1 oraz A_2' wyrażają się jako

$$A_1 = \frac{1}{2l+1} \left\{ 2l - j + \frac{1}{2} + (-1)^{l-j+1/2} (\mu_n + \mu_p) \right\}$$

$$A_2' = -\frac{1}{\sqrt{6}} \left\{ \sqrt{j(j+1)(2j+1)} + (\mu_p - \mu_n - \frac{1}{2}) \sqrt{\frac{2j+1}{j(j+1)} (2j-l+\frac{1}{2}) (-1)^{l-j+1/2}} \right\}.$$

W oparciu o warunki komutacji operatora $(a^+ a)_0^{(1) (1)}$ z operatorami infinitezymalnymi (17) grupy quasi-spinowej $R(5)$ można określić własności transformacyjne tego operatora w tej grupie. Użyjemy lekko zmodyfikowanej do (20) bazy stanów w klasyfikacji quasi-spinowej, a mianowicie

$$|\omega_1 \omega_2; H_1 T T_0 J M \rangle$$

z pominięciem dodatkowych liczb kwantowych, które w rozważanych niżej przypadkach nie będą odgrywały roli. W bazie tej wprowadzono oznaczenia

$$\omega_1 = \frac{1}{2}(2j+1-\nu); \quad \omega_2 = t; \quad H_1 = \frac{1}{2}(n-2j-1).$$

¹ S. Król, *Formalizm quasi-spinu — uogólnienie i rozszerzenie zastosowań w fizyce jądrowej*, UMCS, Lublin 1971.

Operatory tensorowe w grupie $R(5)$ będą więc odpowiednio znaczone:

$$\bigcup_{H_1 T T_0 M}^{(\omega_1 \omega_2)(J)}$$

Wówczas

$$-\sqrt{2}(a+a)_0^{(1)(1)} = \bigcup_{010}^{(10)(1)}.$$

Wobec tego, operator momentu magnetycznego wyrazi się w postaci

$$\hat{\mu}_z = A_1 \hat{J}_z - \frac{1}{\sqrt{2}} A_2' \bigcup_{010}^{(10)(1)}.$$

Policzymy następnie wartość średnią tego operatora dla, jak zwykle, $M = J$:

$$\langle \hat{\mu}_z \rangle \equiv \mu = A_1 J - \frac{1}{\sqrt{2}} A_2' \langle \omega_1 \omega_2; H_1 T T_0 J M = J | \bigcup_{010}^{(10)(1)} | \omega_1 \omega_2; H_1 T T_0 J M = J \rangle.$$

Zredukujemy element macierzowy, według twierdzenia Wignera-Eckarta, kolejno w przestrzeniach momentu pędu $SU_J(2)$, izospinu $SU_T(2)$ oraz przestrzeni quasi-spinowej $R(5)$:

$$\mu = A_1 J + A_2 (\omega_1 \omega_2 H_1 T; 1001 | | \omega_1 \omega_2 H_1 T \rangle \langle \omega_1 \omega_2 J | | \bigcup_{010}^{(10)(1)} | | \omega_1 \omega_2 J \rangle),$$

gdzie kształt współczynnika A_2 dany jest wzorem

$$A_2 = -\frac{1}{2} A_2' \cdot \sqrt{\frac{1}{2J+1}} (JJ10 | JJ)(TT_0 10 | TT_0).$$

Rozważmy następnie, z tego samego punktu widzenia, prawdopodobieństwo przejścia β typu Gamova-Tellera między stanami klasyfikacji quasi-spinowej należącymi ponadto do tego samego multipletu $(\omega_1 \omega_2)$ grupy $R(5)$ i o tych samych momentach pędu J . Na prawdopodobieństwo otrzymuje się formułę

$$B[(\omega_1 \omega_2 H_1' T' T_0' J) \rightarrow (\omega_1 \omega_2 H_1'' T'' T_0'' J)] = A_3^2 \langle \omega_1 \omega_2; H_1' T'' J | | (a+a)^{(1)(1)} | | \omega_1 \omega_2; H_1' T' J \rangle^2,$$

gdzie

$$A_3 = \sqrt{3} g_{GT} \cdot \frac{2j-l+\frac{1}{2}}{2J+1} (T' T_0' 1 T_0' | T'' T_0''),$$

zaś g_{GT} oznacza stałą sprzężenia, którą wyznacza się doświadczalnie z rozpadu β swobodnego neutronu. We wzorze tym element macierzowy jest już zredukowany w przestrzeniach $SU_J(2)$ oraz $SU_T(2)$, ale nie w $R(5)$. Chcąc dokonać tej ostatniej redukcji należy wyrazić operator odpowiedzialny za przejście, w postaci tensorowej w grupie $R(5)$. Analogicznie do poprzedniego przypadku otrzymujemy

$$-\sqrt{2}(a+a)_{M T_0}^{(1)(1)} = \bigcup_{01 T_0}^{(10)(1)}.$$

Wobec tego, po redukcji w grupie $R(5)$ dostaje się wyrażenie

$$B = \frac{1}{2} A_3^2 (\omega_1 \omega_2 H_1' T'; 1001 || \omega_1 \omega_2 H_1' T'' \rangle^2 \langle \omega_1 \omega_2 J || \cup^{(10)(1)} || \omega_1 \omega_2 J \rangle^2.$$

Porównując wzory na μ oraz B łatwo zauważyć, że zredukowany element operatora \cup jest w obu przypadkach identyczny. Wobec tego, eliminując element macierzowy, otrzymuje się żadaną zależność:

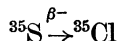
$$B = \frac{1}{2} \left\{ \frac{A_3 (\omega_1 \omega_2 H_1' T'; 1001 || \omega_1 \omega_2 H_1' T'' \rangle}{A_2 (\omega_1 \omega_2 H_1 T; 1001 || \omega_1 \omega_2 H_1 T \rangle} (\mu - A_1 J) \right\}^2$$

Do badań porównawczych bierze się następnie nie prawdopodobieństwo B , lecz wielkość $ft \sim B^{-1}$. Zwróćmy uwagę, że warunkiem stosowania tego wzoru jest to, by wszystkie trzy jądra, a więc jądro o momencie magnetycznym μ jak i dwa jądra rozpadu β należały do tej samej reprezentacji $(\omega_1 \omega_2)$ grupy $R(5)$, przy czym jądro o momencie magnetycznym μ opisane jest we wzorze przez liczby kwantowe $(\omega_1, \omega_2, H, T)$, początkowe jądro rozpadu β — przez liczby $(\omega_1, \omega_2, H', T')$, a końcowe jądro w rozpadzie — przez liczby $(\omega_1, \omega_2, H_1, T'')$.

Na przykład, do multipletu $(\omega_1 \omega_2) = (3/2, 1/2)$ należą jądra



Każdy moment magnetyczny tych jąder jest powiązany zależnością z każdym dopuszczalnym przejściem β między parami tych jąder. Dla ilustracji weźmy przejście β Gamowa-Tellera



i porównajmy prawdopodobieństwo przejścia ze wszystkimi momentami magnetycznymi jąder multipletu $(3/2, 1/2)$. Tabela I przedstawia to porównanie, do którego odpowiednie współczynniki Wignera dla grupy $R(5)$ znaleźć można w pracach [11-14].

Tabela I

Porównanie wyliczonych, przy pomocy doświadczalnych momentów magnetycznych jąder multipletu $(\omega_1 \omega_2) = (3/2, 1/2)$, wartości $\log ft$ dla przejścia ${}^{35}\text{S} \rightarrow {}^{35}\text{Cl}$ z wartością doświadczalną

	${}^{35}\text{Cl}$	${}^{35}\text{S}$	${}^{37}\text{Ar}$	${}^{37}\text{Cl}$	${}^{39}\text{K}$	
dośw. μ	0,82183	1,00	0,95	0,68411	0,3914	$\log ft (\text{S}^{35} \rightarrow \text{Cl}^{35})$ dośw.
$\log ft$ ${}^{35}\text{S} \rightarrow {}^{35}\text{Cl}$ wyliczony	5,20	4,65	4,61	6,40	4,99	5,0

Zakres zgodności tabeli I jest pewną miarą zgodności rzeczywistych stanów badanych jąder atomowych ze stanami opisywanymi modelem quasi-spinowym. Gdyby zaszła konieczność rozpatrywania stanów mieszanych w bazie quasi-

spinowej, to i w tym przypadku można by otrzymać odpowiednie związki między prawdopodobieństwami przejść i momentami magnetycznymi.

Zwróćmy wreszcie uwagę na to, że rozważania te są znacznym uogólnieniem wzoru Goeppert Mayer-Jensena dla jąder zwierciadlanych.

3. Quasi-cząstkowa propozycja klasyfikacyjna

Przed paru laty zauważono [17], że występują pewne prawidłowości w klasyfikacji elektronów w modelu powłokowym atomu. Prawidłowości te doprowadziły do wykrycia bardzo prostej zasady, obcej tradycyjnemu modelowi klasyfikacyjnemu, na podstawie której można było niemal natychmiast przewidzieć wszystkie możliwe stany konfiguracyjne elektronów na dużych nawet powłokach atomowych. Na przykład, wszystkie występujące momenty pędu łącznie z ich krotnościami dawały się złożyć z pewnych prostych „quasi-momentów“. Dalsze poszukiwania nad wykryciem podstaw tych prawidłowości [18] doprowadziły do podania nowego schematu klasyfikacyjnego dla stanów elektronowych. Niemal natychmiast po pierwszych komunikatach z tej dziedziny, pojawiły się prace [19-20] rozszerzające, po odpowiedniej modyfikacji, wprowadzoną klasyfikację na bardziej złożony przypadek nukleonów w jądrze atomu. Aczkolwiek formalizm nowej klasyfikacji został dosyć dobrze opracowany [21], to jednak głębia interpretacji fizycznej tego formalizmu jest jeszcze znikoma. Z tego względu, w przedstawionym tu omówieniu punkt ciężkości położony będzie głównie na podstawy formalizmu i jego zastosowania. Zakres stosowalności jest tymczasem jedynym uzasadnieniem, jak to często ma miejsce, podstaw formalnych nowej klasyfikacji.

Klasyfikacja odnosi się do konfiguracji protonów i neutronów na poziomie j , chociaż zostały także uczynione próby rozszerzające klasyfikację na poziom l obsadzony cząstkami ze spinem i izospinem [21]. Wyjściowe operatory nieskończenie małe będą takie, jak w schemacie (18), to znaczy generujące w rozważanym przypadku grupę transformacji $R(8j+4)$. Dalsze postępowanie jest jednak zasadniczo zmienione wprowadzeniem, w miejsce operatorów protonowych i neutronowych, nowych quasi-cząstek λ i quasi-cząstek μ zdefiniowanych następująco:

$$\begin{aligned} \lambda_m^+ &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \{a_{m+1/2}^+ - (-1)^{j-m} a_{-m-1/2}\}; & \lambda_m &\equiv (\lambda_m^+)^+ \\ \mu_m^+ &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}} \{a_{m-1/2} - (-1)^{j-m} a_{-m+1/2}\}; & \mu_m &\equiv (\mu_m^+)^+. \end{aligned} \quad (46)$$

We wzorach tych, drugi wskaźnik przy operatorach a^+ oraz a oznacza trzecią składową izospinu nukleonu, przy czym $+\frac{1}{2}$ odnosi się do neutronu, a $-\frac{1}{2}$ do protonu. Operatory typu λ antykomutują z operatorami typu μ , to znaczy

$$\{\lambda^+, \mu^+\} = \{\lambda^+, \mu\} = \{\lambda, \mu^+\} = \{\lambda, \mu\} = 0 \quad (47)$$

co oznacza, że te operatory działają w rozłącznych przestrzeniach (λ) oraz (μ) . Poza tym, operatory λ^+ oraz λ są operatorami fermionowymi spełniającymi zwykle warunki antykomutacji

$$\{\lambda_m^+, \lambda_{m'}\} = \delta_{mm'}; \quad \{\lambda_m^+, \lambda_{m'}^+\} = \{\lambda_m, \lambda_{m'}\} = 0, \quad (48)$$

które zachodzą także dla operatorów μ^+, μ . W ogóle należy zauważyć, że istnieje niemal zupełna symetria między tymi dwoma układami operatorów. Związki dla jednego układu przenoszą się na układ drugi. Zwrócić należy uwagę także i na to, że operatory (λ) oraz (μ) są operatorami jednowskaźnikowymi, co jest źródłem daleko idących uproszczeń teoriogrupowych. Na przykład, dwucząstkowe sprzężenia, w operatorach $\lambda^+\lambda$, do całkowitego momentu pędu tych quasi-cząstek

$$(\lambda^+\lambda^+)_{M_\lambda}^{(J_\lambda)}; \quad (\lambda\lambda)_{M_\lambda}^{(J_\lambda)}; \quad (\lambda^+\lambda)_{M_\lambda}^{(J_\lambda)} \quad (49)$$

są z formalnego punktu widzenia zupełnie równoważne sprzężeniom np. protonów. Generują więc one transformacje grupy ortogonalnej $R(4j+2)$ w przestrzeni (λ) . Możemy więc wprowadzić klasyfikację quasi-spinową w przestrzeni quasi-cząstek (λ) i taką samą klasyfikację w przestrzeni quasi-cząstek (μ) . W ten sposób otrzymuje się nowy schemat klasyfikacyjny. Pierwszy krok tego schematu w operatorach infinitezymalnych jest następujący:

$$\left. \begin{array}{l} (a^+a^+)^{(JT)} \\ (aa)^{(JT)} \\ (a^+a)^{(JT)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \nearrow \\ \searrow \end{array} \left\{ \begin{array}{l} (\lambda^+\lambda^+)^{(J_\lambda)} \\ (\lambda\lambda)^{(J_\lambda)} \\ (\lambda^+\lambda)^{(J_\lambda)} \\ (\mu^+\mu)^{(J_\mu)} \\ (\mu\mu)^{(J_\mu)} \\ (\mu^+\mu)^{(J_\mu)} \end{array} \right\} \quad (50)$$

Związek między operatorami występującymi po prawej i lewej stronie tego schematu nie jest tak prosty, jak w przypadku poprzednich klasyfikacji, gdzie po prostu jedne były podzespolem drugich. Gdyby sprzężenia w przestrzeni (λ) czy (μ) wyrazić, przy pomocy związków (46), w operatorach nukleonowych, to okazałoby się, że są one odpowiednimi kombinacjami liniowymi sprzężeń protonowo-neutronowych.

Dalsze kroki klasyfikacyjne są identyczne dla przestrzeni (λ) oraz (μ) . Na przykład, dla operatorów (λ) otrzymuje się:

$$\left\{ \begin{array}{l} (\lambda^+\lambda^+)^{(J_\lambda)} \\ (\lambda\lambda)^{(J_\lambda)} \\ (\lambda^+\lambda)^{(J_\lambda)} \end{array} \right\} \begin{array}{l} \nearrow \\ \searrow \end{array} \left\{ \begin{array}{l} (\lambda^+\lambda)^{(J_\lambda \text{ niep.})} \rightarrow (\lambda^+\lambda)^{(1)} \equiv \mathbf{J}_\lambda \\ (\lambda^+\lambda^+)^{(0)} \\ (\lambda\lambda)^{(0)} \\ (\lambda^+\lambda)^{(0)} \end{array} \right\} \equiv \mathbf{T}_\lambda \quad (51)$$

Operatory \mathbf{J}_λ są operatorami quasi-momentu pędu w przestrzeni (λ) , zaś operatory \mathbf{T}_λ są operatorami quasi-spinowymi dla quasi-cząstek. Zostały przez to nazwane operatorami quasi-quasi-spinowymi. Po analogicznym wprowadzeniu

operatorów J_μ oraz T_μ w przestrzeni (μ) , otrzymuje się bardzo ważne związki, w których na powrót odzyskuje się operatory fizyczne momentu pędu i izospinu

$$\mathbf{J}_\lambda + \mathbf{J}_\mu = \mathbf{J}; \quad \mathbf{T}_\lambda + \mathbf{T}_\mu = \mathbf{T}, \quad (52)$$

co można bezpośrednim rachunkiem sprawdzić.

Rozkładowi operatorów infinitymalnych (50-51) odpowiada następujący ciąg grupowy:

$$R(8j+4) \begin{cases} \swarrow R_\lambda(4j+2) \begin{cases} \nearrow S_{P_\lambda}(2j+1) \rightarrow R_{J_\lambda}(3) \\ \searrow R_{T_\lambda}(3) \end{cases} \\ \searrow R_\mu(4j+2) \begin{cases} \nearrow S_{P_\mu}(2j+1) \rightarrow R_{J_\mu}(3) \\ \searrow R_{T_\mu}(3) \end{cases} \end{cases} \quad (53)$$

W schemacie tym wektory bazy znaczone są następująco:

$$|(J_\lambda J_\mu)JM; (T_\lambda T_\mu)TT_0\rangle. \quad (54)$$

Okazuje się, że ten niezmiernie prosty sposób klasyfikacji wektorów stanu (54) jest dużo bogatszy niż w poprzednich schematach klasyfikacyjnych. Na przykład, osiem liczb kwantowych klasyfikujących stany (54) czyni to w sposób jednoznaczny dla wszystkich 65.536 konfiguracji stanów protonowo-neutronowych na poziomie $j = 7/2$. Poza tym, liczby te związane są jedynie z grupami obrotów $R(3)$ w sześciu różnych przestrzeniach, co nadaje schematowi klasyfikacyjnemu niespotykaną dotąd prostotę formalną.

Dla pełnego wykorzystania schematu (54) należy jedynie rozpoznać charakter tych stanów i przetransformować tę bazę do postaci odpowiadającej stanom fizycznym. Okazuje się, co jest widoczne ze schematu (51) operatorów infinitymalnych, że wektory (54) są liniowymi kombinacjami składowych różniących się liczbą cząstek. Transformacja, o której mowa, winna więc przede wszystkim przeprowadzić bazę (54) do stanów o określonej liczbie cząstek. W następnej kolejności przeprowadza się transformację do schematu seniority. Transformacje takie zostały przeprowadzone w pracy [21], przy czym okazało się, że do wyliczenia współczynników transformacyjnych potrzeba jedynie niewielkiej liczby istotnych parametrów w postaci współczynników genealogicznych jednego rodzaju cząstek, chociaż rozważany układ jest układem protonowo-neutronowym.

Rozliczne, nie wykonane jeszcze, choć łatwe do pomyślenia zastosowania tego schematu polegałyby na bardzo prostym, za każdym razem, określaniu własności tensorowych interesujących operatorów fizycznych, przy czym w grę wchodzi tylko grupa $R(3)$, by następnie liczyć w tym schemacie elementy macierzowe tych operatorów z wyzyskaniem twierdzenia Wignera-Eckarta. Mając elementy macierzowe w bazie (54) oraz rozporządzając gotowymi wzorami transformacyjnymi do bazy fizycznej, można już prosto otrzymać elementy macierzowe w tej ostatniej bazie.

Na zakończenie przedstawimy ciekawy przykład zastosowania schematu quasi-cząstkowego bez potrzeby uciekania się do wzorów transformacyjnych.

Rozważmy stany protonowo-neutronowe na poziomie $j = 3/2$ (dla większych j rozważania przebiegają analogicznie). Jest ich $2^{4j+2} = 256$. Łańcuch grupowy dla przestrzeni (λ) zwięża się w tym przypadku do

$$R_\lambda(8) \rightarrow Sp_\lambda(4) \otimes R_{T_\lambda}(3). \quad (55)$$

Quasi-cząstki (λ) traktować można formalnie, jak np. protony na poziomie j . Z punktu widzenia quasi-spinu quasi-cząstkowego mamy dla przypadku $j = 3/2$ trzy możliwości o seniority $\nu_\lambda = 2, 1$ lub 0 , co symbolicznie przedstawić można w postaci graficznej

$$m = -3/2 + 3/2 - 1/2 + 1/2$$

$\nu_\lambda = 2$

$\nu_\lambda = 1$

$\nu_\lambda = 0$

Na podstawie wzoru (15) otrzymujemy stąd natychmiast quasi-spiny quasi-cząstek dla kolejnych trzech przypadków równe odpowiednio $T_\lambda = 0, \frac{1}{2}, 1$. W przypadku pierwszym całkowity moment pędu quasi-cząstek J_λ musi być parzysty ze względu na antysymetryzację pary, a ponieważ powstaje ze złożenia dwóch momentów o $j = 3/2$, więc może być tylko $J_\lambda = 2$. $J_\lambda = 0$ odpada, gdyż jest to stan o liczbie seniority równej 2. W drugim przypadku jedna dziura na poziomie $j = 3/2$ świadczy o całkowitym $J_\lambda = 3/2$, a w przypadku trzecim jest ewidentnie $J_\lambda = 0$. Podobne zależności otrzymamy także dla przestrzeni (μ). Wobec tego, i wobec wzorów (52), wszystkie dopuszczalne pary rzeczywistego momentu pędu J oraz rzeczywistego izospinu T dowolnych konfiguracji dowolnej liczby protonów i neutronów (oczywiście nie większej niż osiem) na poziomie $j = 3/2$ otrzymuje się ze złożenia dopuszczalnych quasi-momentów pędu i odpowiadających im quasi-quasi-spinów, co symbolicznie zapisać można w postaci

$$\begin{aligned} (JT) &= (J_\lambda T_\lambda) \otimes (J_\mu T_\mu) = \\ &= \{(20) \oplus (3/2 \ 1/2) \oplus (01)\} \otimes \{(20) \oplus (3/2 \ 1/2) \oplus (01)\} \quad (56) \end{aligned}$$

przy czym sprzęga się według zwykłej zasady obowiązującej w grupie $R(3)$ niezależnie w całkowitym momencie pędu i spinie izotopowym. Na przykład mamy:

$$\begin{aligned} (3/2 \ 1/2) \otimes (3/2 \ 1/2) &= \\ &= (00) \oplus (01) \oplus (10) \oplus (11) \oplus (20) \oplus (21) \oplus (30) \oplus (31). \quad (57) \end{aligned}$$

Te natychmiastowe rachunki dają pełną tabelę wszystkich dopuszczalnych par (JT) z krotnością ich występowania. Np. para $(JT) = (00)$ występuje trzy razy ze złożenia $(20) \otimes (20)$; $(3/2 \ 1/2) \otimes (3/2 \ 1/2)$ oraz $(01) \otimes (01)$. Prosta dyskusja wskazuje także, jakie liczby cząstek odpowiadają tym stanom, a raczej ich liniowym kombinacjom. Mianowicie, o tych liczbach kwantowych może być stan o $n = 0$ oraz o $n = 8$. Ze względu na symetrię cząstka-dziura, wystąpić

może jeszcze stan $n = 4$ (dla innego n stanów takich byłoby jeszcze dwa — co niemożliwe). Rozważmy dwukrotnie występującą parę $(TJ) = (10)$. Ponieważ dwie cząstki przy $J = 1$ są symetryczne we współrzędnych przestrzenno-spinowych, zaś dla $T = 0$ są antysymetryczne we współrzędnych izospinowych, przeto te dwie liczby odnoszą się, między innymi do stanu o $n = 2$. Ze względu

Tabela II

Zestawienie wszystkich dopuszczalnych wartości (JT) dla konfiguracji protonowo-neutronowych na poziomie $j = 3/2$

JT	00	10	20	30	40	01	11	21	31	02	1/2 1/2	3/2 1/2	5/2 1/2	7/2 1/2	3/2 3/2
Krotność	3	2	2	2	1	2	1	3	1	1	2	4	2	2	2
n	0, 4, 8	2, 6	4 ⁽²⁾	2, 6	4	2, 6	4	2, 4, 6	4	4	3, 5	1, 3, 5, 7	3, 5	3, 5	3, 5

na symetrię dziura-cząstka odpowiada tym liczbom także stan o $n = 6$, co w pełni wyczerpuje dwie możliwości tego przypadku. Z tych prostych rozważań otrzymuje się pełną tabelę dopuszczalnych wartości (JT) dla poziomu $j = 3/2$. Tabele tego typu otrzymywane były także w starych schematach klasyfikacyjnych (por. np. [22]), ale prostota obecnego postępowania jest zupełnie zaskakująca. Dodajmy, że analogiczne i równie proste rachunki wykonać można dla większych wartości j (pozostają w schemacie te same grupy $R(3)!$), podczas gdy w tradycyjnych schematach klasyfikacyjnych stopień trudności ulegał bardzo znacznemu zwiększeniu przy przejściu do coraz wyższych j (wymiar przestrzeni grupowych zależy tu od $j!$).

Wynikające z tego samego źródła i bardzo daleko idące uproszczenia uzyskać można, stosując schemat quasi-cząstkowy do innych zagadnień fizycznych w ramach modelu powłokowego jądra atomu.

Literatura

- [1] P. W. Anderson, *Phys. Rev.*, **112**, 1900 (1958).
- [2] Y. Wada, F. Takano, N. Fokuda, *Progr. Theor. Phys. (Japan)*, **19**, 597 (1958).
- [3] B. R. Mottelson, *The Many Body Problem*, Dunod-Paris 1959.
- [4] K. Helmers, *Nuclear Phys.*, **23**, 594 (1961).
- [5] B. H. Flowers, S. Szpikowski, *Proc. Phys. Soc.*, **84**, 193 (1964).
- [6] M. Ichimura, *Progr. Theor. Phys. (Japan)*, **32**, 757 (1964).
- [7] K. T. Hecht, *Nuclear Phys.*, **63**, 177 (1965).
- [8] H. Lipkin, *Lie Groups for Pedestrians*, North Holland-Amsterdam 1965.
- [9] B. H. Flowers, S. Szpikowski, *Proc. Phys. Soc.*, **86**, 672 (1965).
- [10] J. Eichler, M. Yamamura, *Nuclear Phys.*, **A182**, 33 (1972).
- [11] K. T. Hecht, *Phys. Rev.*, **139**, 794 (1965).
- [12] R. P. Hemenger, K. T. Hecht, *Nuclear Phys.*, **A145**, 468 (1970).

- [13] M. K. F. Wong, *J. Math. Phys.*, **12**, 1530 (1971).
- [14] M. Trajdos, *Annales Univ. M. Curie Skłodowska* (Lublin) w druku.
- [15] B. H. Flowers, S. Szpikowski, *Proc. Phys. Soc.*, **84**, 673 (1964).
- [16] Sing Chin Pang, *On Eight Dimensional Quasi-spin*. Thesis. University of Michigan, Ann. Arbor, USA, 1967.
- [17] L. Armstrong, B. R. Judd, *Proc. Roy. Soc.*, **A315**, 27 i 39 (1970).
- [18] M. J. Cunningham, B. G. Wybourne, *J. Math. Phys.*, **10**, 2149 (1970).
- [19] J. P. Elliott, J. A. Evans, *Phys. Lett.*, **31B**, 157 (1970).
- [20] K. T. Hecht, S. Szpikowski, *Quasispins in the New Quasiparticle Factorization of the j^n Coupling*, Bulletin-American Phys. Soc.-Washington Meeting, April 1970.
- [21] K. T. Hecht, S. Szpikowski, *Nuclear Phys.*, **A158**, 449 (1970).
- [22] M. Hamermesh, *Group Theory and its Application to Physical Problems*, Pergamon Press, London 1963.

Zenon Zakrzewski

Instytut Maszyn Przepływowych PAN
Gdańsk

Makroskopowa niestabilność i anomalna dyfuzja w plazmie wyładowania jarzeniowego

Macroscopic Instability and Anomalous Diffusion in a Glow Discharge Plasma

Abstract: The works on the instability and anomalous diffusion in a magnetized positive column of glow discharge are reviewed. An attempt has been made to collect all the substantial results both theoretical and experimental. The behaviour of plasma column in the subcritical region of magnetic field, the excitation of oscillation, the linear and quasi-linear regime, the turbulent regime and also the transition states are discussed in detail.

1. Wprowadzenie

Bohm i jego współpracownicy [1] zapoczątkowali w latach czterdziestych badania nad dyfuzją naładowanych cząstek w poprzek pola magnetycznego. Od tego czasu datuje się ogromny rozwój prac teoretycznych i eksperymentalnych w tej dziedzinie.

Klasyczna „zderzeniowa“ dyfuzja stanowi [2, 3, 4] dolną granicę dyfuzji w rzeczywistych układach. Wszelkie dodatkowe procesy zwiększają wypadkowy współczynnik dyfuzji. W szczególności istnienie fluktuacji gęstości naładowanych cząstek oraz pola elektrycznego prowadzi bezpośrednio do wzrostu dyfuzji w poprzek pola magnetycznego. Stąd też ściśle powiązanie problematyki niestabilności plazmy i anomalnej dyfuzji. Ten ostatni termin powinien być, jak wskazują Boeschoten [3] i Robertson [5], używany ostrożnie. Stosowanie terminu „anomalna dyfuzja“ jest uzasadnione jedynie w przypadku istnienia określonej relacji między gęstością strumienia dyfundujących cząstek i gradientem koncentracji tych cząstek, tzn. gdy spełnione jest prawo Ficka [2, 4].

Dokładne poznanie zagadnień niestabilności plazmy i związanej z nią „anomalnej“ dyfuzji posiada olbrzymie znaczenie dla współczesnej techniki fizyki plazmy. Stąd wynika intensywność badań teoretycznych i praktycznych w tym kierunku. Wspomniane zjawiska stanowią poważną przeszkodę w pracy

większości urządzeń, w których plazma występuje jako czynnik roboczy. Rolę niestabilności w tych urządzeniach można przyrównać do roli turbulencji w urządzeniach hydromechanicznych. Bez zbytnej przesady można stwierdzić, że każdy, kto zajmuje się problemami eksperymentalnych badań naukowych czy też problemami techniki i zastosowań plazmy, wcześniej czy później musi się zetknąć z zagadnieniami niestabilności plazmy.

Chociaż „anomalna“ dyfuzja i niestabilność plazmy występują w rozmaitych urządzeniach i w rozmaitych warunkach fizycznych, ich mechanizm posiada wiele cech wspólnych. Niestety, mimo dużego nakładu pracy w tej dziedzinie i dużych dotychczas osiągnięć teoretycznych i doświadczalnych, wiele jeszcze zjawisk pozostaje niewyjaśnionych.

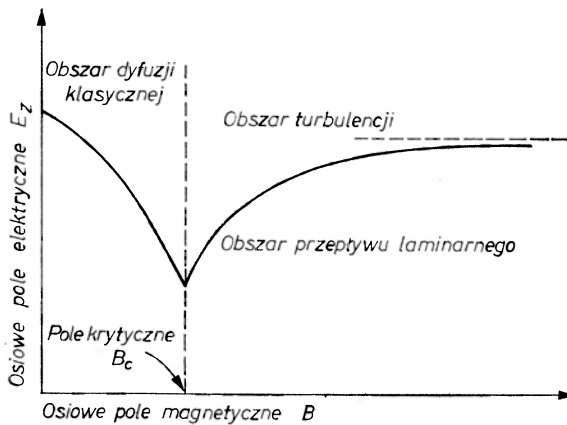
Współczesne badania prowadzone są (por. np. [5] oraz [6]) w dwóch kierunkach. Pierwszy, to badania mechanizmu niestabilności w urządzeniach z gorącą plazmą, pozostające przede wszystkim w związku z pracami nad kontrolowanymi reakcjami termojądrowymi. Badania te są kosztowne i wymagają dużych nakładów technicznych. Drugi kierunek, to prowadzenie prac badawczych w niskotemperaturowej plazmie, w dogodniejszych dla eksperymentów warunkach i przy niskich nakładach kosztów. Rezultaty takich badań prowadzą do poznania mechanizmu niestabilności, a ponadto mogą być i są z powodzeniem uogólniane na przypadki bardziej złożone.

Szczególnie dogodna w badaniach laboratoryjnych okazuje się plazma wyładowania jarzeniowego. Składa się na to cały szereg przyczyn. Najważniejszymi z nich są: łatwość generacji plazmy i kontroli jej parametrów, stosunkowo dobra znajomość właściwości wyładowania w warunkach stacjonarnych oraz możliwość zbudowania teorii o założeniach odpowiadających warunkom rzeczywistym i o wynikach łatwo porównywalnych z wynikami eksperymentów. Niestabilność plazmy wyładowania jarzeniowego jest, jak się wydaje, najlepiej zbadana eksperymentalnie i opisana teoretycznie, chociaż i w tym przypadku nie wszystkie zjawiska zostały wyjaśnione. Przegląd zagadnień związanych z tego rodzaju niestabilnością pozwala więc uzyskać stosunkowo dobry obraz całokształtu problematyki badań nad niestabilnością i anomalną dyfuzją w niskotemperaturowej plazmie. Krytyczny przegląd dotychczasowych teoretycznych i eksperymentalnych badań niestabilności plazmy wyładowania jarzeniowego w osiowym polu magnetycznym jest właśnie przedmiotem tej pracy.

Całkowity strumień naładowanych cząstek przepływający w poprzek pola magnetycznego zależy od indukcji pola B . Klasyczna teoria transportu przepowiada zmiany strumienia proporcjonalne do B^{-2} . Wczesne doświadczenia nad zachowaniem się kolumny dodatniej (np. Cummings i Tonks [7] w 1941 r., Bickerton i von Engel [8] w 1956 r.) przeprowadzane były w zakresie stosunkowo niskich pól magnetycznych. Wskazywały one na klasyczny charakter dyfuzji. Do podobnych wniosków doszli Niedospasov [9], a także Vasileva i Granowski [10] jeszcze w 1958 r. Jednakże w 1958 r. Lehnert [11], który rozszerzył zakres wykonywanych pomiarów w kierunku dużych indukcji pola magnetycznego, stwierdził zakłócenie monotonicznej zmiany współczynnika

dyfuzji w funkcji B po przekroczeniu krytycznej wartości indukcji B_c . Bliższe badania prowadzone przez Lehnerta i Hoha [12, 13] potwierdziły w pełni to spostrzeżenie. Począwszy od 1960 r. badania teoretyczne i eksperymentalne nad dyfuzją w kolumnie dodatniej umieszczonej w osiowym polu magnetycznym były i są ciągle prowadzone bardzo intensywnie. W artykule przedstawione są wyniki ważniejszych prac eksperymentalnych oraz tych prac teoretycznych, które nie zostały wyeliminowane w bezpośredniej konfrontacji z doświadczeniem. Nie będą omawiane zwłaszcza niektóre wcześniejsze prace, powstałe w okresie skąpych informacji eksperymentalnych i nie potwierdzone później.

Wybór układu redakcyjnego tej pracy stanie się lepiej zrozumiały po rozważeniu zależności między indukcją pola magnetycznego B i natężeniem osiowego pola elektrycznego E_z . Szkic takiej zależności przedstawiony jest na



Rys. 1. Szkic ilustrujący charakter zmian natężenia osiowego pola elektrycznego E_z w funkcji indukcji pola magnetycznego B (wg Kadomtsewa [37]). Granica między obszarem przepływu laminarnego i obszaru turbulencji nie jest ściśle określona

rys. 1. Natężenie pola elektrycznego E_z jest w przybliżeniu miarą zmian współczynnika dyfuzji w kierunku prostopadłym do pola magnetycznego i rośnie ze wzrostem tego współczynnika. Dla słabych pól $B < B_c$ dyfuzja, i pole elektryczne, maleją w sposób określony przez teorię klasyczną. Począwszy od B_c , natężenie pola rośnie monotonicznie osiągając nasycenie dla $B \gg B_c$. Ogólny charakter zjawiska został wyjaśniony przez Kadomtsewa i Nedospasova [14] w 1960 r. Wykazali oni, że „anomalna“ dyfuzja jest wynikiem utraty stabilności¹ przez kolumnę plazmy dla $B < B_c$.

Następny rozdział zawiera opis zjawisk zachodzących w plazmie wyładowania jarzeniowego w podkrytycznym zakresie indukcji pola.

Rozdział 3 poświęcony jest analizie wpływu oscylacji koncentracji elektronów i pola elektrycznego na ruch naładowanych cząstek w polu magnetycznym.

¹ Przez niestabilność plazmy należy tu rozumieć fakt zmian w czasie i przestrzeni parametrów plazmy przy stacjonarnych warunkach zewnętrznych wyładowania.

W rozdziale 4 przedstawiona została ogólna charakterystyka eksperymentów. Pozwala to w dalszym ciągu pracy uniknąć przytaczania powtarzających się opisów omawianych doświadczeń.

Rozdział 5 zawiera omówienie warunków istniejących w plazmie wyładowania dla pól magnetycznych o wartościach indukcji bliskich krytycznej B_c .

W rozdziale 6 omówiony jest opis stanu przejściowego od warunków, w których przestrzenna struktura zaburzenia ma uporządkowany charakter, do warunków omówionych w rozdziale 7. Ten następny rozdział dotyczy zakresu dużych indukcji pola ($B \gg B_c$). Wówczas struktura zaburzenia oraz przepływ naładowanych cząstek mają chaotyczny, turbulentny charakter.

Ostatni rozdział zawiera podsumowanie i krótki przegląd aktualnego stanu wiedzy w omawianej dziedzinie.

2. Klasyczna teoria procesów w plazmie wyładowania w obecności stałego pola magnetycznego

Rozważania zostaną ograniczone do warunków występujących w eksperymentalnych badaniach nad niestabilnością plazmy wyładowania jarzeniowego. Obowiązywać będzie założenie, że wyładowanie zachodzi w cylindrycznym zbiorniku o ściankach z idealnego dielektryka. Stałe pole magnetyczne ma kierunek zgodny z kierunkiem osi zbiornika. Cząstki neutralne pozostają w spoczynku i są jednorodnie rozmieszczone w przestrzeni. Jonizacja jest jednokrotna, a stopień jonizacji niewielki. Temperatura elektronów T_e i jonów T_i , ich ruchliwość μ_e i μ_i oraz liczba jonizacji na sekundę Z nie zależą od współrzędnych wewnątrz obszaru zajętego przez plazmę. Ciśnienie gazu zawarte jest w granicach od 10^{-1} do 11 tora. W tych warunkach długości dróg swobodnych obu rodzajów naładowanych cząstek są znacznie mniejsze od rozmiarów kolumny ($\lambda_i \ll R$, $\lambda_e \ll R$). W konsekwencji można zakładać, że całkowita strata elektronów następuje w wyniku dyfuzji, a rekombinacja przestrzenna jest znikomo mała. Prędkości elektronów i jonów nie wpływają na częstotliwości zderzeń z cząstkami neutralnymi odpowiednio ν_e i ν_i . Promień Debye'a jest mały w porównaniu z rozmiarami kolumny i plazma pozostaje quasi-neutralna ($N_e \approx N_i = N$).

Ze względu na szczególne znaczenie dla dyskusji wyników badań nad zjawiskami związanymi z występowaniem oscylacji plazmy, zostaną także przytoczone dane dotyczące ambipolarnej dyfuzji w polu magnetycznym oraz tzw. efektu Simona.

2.1. Ambipolarna dyfuzja w polu magnetycznym

Równania ruchu naładowanych cząstek w polu magnetycznym mogą być [4, 15, 16, 17] zwięźle zapisane przy użyciu tensorów współczynnika dyfuzji \bar{D} i ruchliwości $\bar{\mu}$. Dla elektronów

$$\begin{aligned} \bar{D}_e &= D_e \bar{\tau}_e; & D_e &= \frac{kT_e}{mv_e} \\ \bar{\mu}_e &= \mu_e \bar{\tau}_e; & \mu_e &= \frac{e}{mv_e} \end{aligned} \quad (2.1)$$

i analogicznie dla jonów, przy czym

$$\bar{v}_{e(i)} = \begin{bmatrix} \frac{v_{e(i)}^2}{v_{e(i)}^2 + \Omega_{e(i)}^2} & \frac{(\mp)\Omega_{e(i)}v_{e(i)}}{v_{e(i)}^2 + \Omega_{e(i)}^2} & 0 \\ \frac{(\pm)\Omega_{e(i)}v_{e(i)}}{v_{e(i)}^2 + \Omega_{e(i)}^2} & \frac{\Omega_{e(i)}v_{e(i)}}{v_{e(i)}^2 + \Omega_{e(i)}^2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

Tutaj v_e oznacza częstość zderzeń elektronów z cząstkami neutralnymi, $\Omega_e = \frac{eB}{m}$ częstość żyotropową, a D_e i μ_e współczynnik dyfuzji swobodnej i ruchliwość elektronów w nieobecności pola magnetycznego. Analogiczne oznaczenia przyjęto dla wielkości związanych z ruchem jonów zmieniając indeks z e na i . Gęstość strumienia elektronów jest równa

$$\vec{I}_e = -\bar{D}_e \nabla N_e - N_e \bar{\mu}_e \vec{E} = -(D_e \nabla N_e + N_e \mu_e \vec{E}) \bar{v}_e; \quad (2.3)$$

a gęstość strumienia jonów

$$\vec{I}_i = -D_i \nabla N_i + N_i \bar{\mu}_i \vec{E} = -(D_i \nabla N_i - N_i \mu_i \vec{E}) \bar{v}_i. \quad (2.4)$$

Składowa strumienia cząstek skierowana wzdłuż pola magnetycznego nie zależy od indukcji pola B , w przeciwieństwie do pozostałych składowych.

Dla dużych koncentracji elektronów i jonów, a takie występują zwykle w przypadkach omawianych w tej pracy, wzajemne oddziaływania kulombowskie wpływają na przepływ cząstek. Ten wpływ można uwzględnić poprzez wprowadzenie do równań ruchu natężenia pola elektrycznego, związanego z ładunkiem przestrzennym.

W nieobecności pola magnetycznego elektrony wykazują tendencję do dyfundowania szybciej aniżeli jony. To też określa rozkład swobodnych ładunków i kierunek pola elektrycznego. Siły kulombowskie, występujące w tej sytuacji, sprawiają, że elektrony i jony dyfundują z jednakową prędkością. Dyfuzja nosi nazwę ambipolarnej, a wypadkowy współczynnik dyfuzji [4, 16] zależy od ruchliwości i współczynników dyfuzji swobodnej obu rodzajów cząstek:

$$D_a = \frac{\mu_i D_e + \mu_e D_i}{\mu_e + \mu_i}. \quad (2.5)$$

Uwzględniając (2.1) i to, że w typowych przypadkach w niskociśnieniowej plazmie $T_e \gg T_i$ oraz $\mu_e \gg \mu_i$, otrzymuje się:

$$D_a \approx D_i \frac{T_e}{T_i}. \quad (2.6)$$

Przy ustalonych średnich energiach cząstek szybkość dyfuzji ambipolarnej jest proporcjonalna do szybkości dyfundowania jonów, a więc wolniejszych elementów.

Szczególnie duże znaczenie dla dalszych rozważań ma problem dyfuzji ambipolarnej w obecności pola magnetycznego. Brown [4] przedstawił ten problem szczegółowo dla przypadku cylindrycznej kolumny plazmy w naczyniu dielektrycznym, umieszczonej w osiowym polu magnetycznym. Otrzymał następujące wartości strumienia cząstek w kierunku pola magnetycznego

$$\Gamma_z = -D_a \frac{\partial N}{\partial Z} \quad (2.7)$$

i w kierunku promieniowym

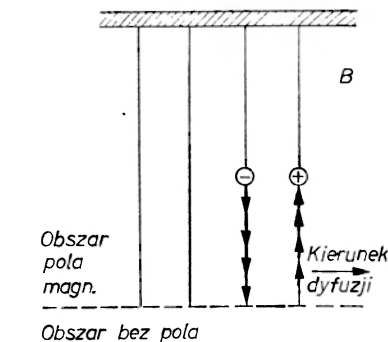
$$\Gamma_r = -D_{a\perp} \frac{\partial N}{\partial r}; \quad D_{a\perp} = \frac{D_a}{1 + \mu_e \mu_i B^2}. \quad (2.8)$$

We wzorach (2.7) i (2.8) D_a jest współczynnikiem dyfuzji ambipolarnej cząstek naładowanych w plazmie w nieobecności pola magnetycznego. Elektrony i jony dyfundują z jednakową prędkością w wyniku istnienia silnego oddziaływania kulombowskiego występującego w warunkach naruszenia quasi-neutralności plazmy.

Składowa strumienia skierowana wzdłuż pola magnetycznego nie zależy od indukcji pola. Składowa promieniowa strumienia jest proporcjonalna do $(1 + \mu_e \mu_i B^2)^{-1}$. Dla dużych wartości indukcji pola ($B^2 \gg \mu_e^{-1} \mu_i^{-1}$), przepływ cząstek w poprzek pola magnetycznego maleje jak B^{-2} .

2.3. Efekt Simona

Simon [18] zwrócił uwagę na fakt, iż dyfuzja w polu magnetycznym nawet przy dostatecznie dużej gęstości plazmy niekoniecznie musi mieć charakter dyfuzji ambipolarnej. Rozważał przy tym sytuację przedstawioną na rysunku 2.



Rys. 2. Efekt zwarcia (Simon [18])

Ze względu na dużą masę, jony w polu magnetycznym dyfundują szybciej niż elektrony. Powstają w ten sposób rejony swobodnego ładunku dodatniego (2) i ujemnego (1) oraz związane z nimi pole elektryczne. Elektrony mają dużą ruchliwość w kierunku pola magnetycznego i silnie zredukowaną w poprzek tego pola. Rys. 2 przedstawia wyidealizowaną sytuację w przestrzeni o ostrej

granicy między obszarem jednorodnego pola magnetycznego o indukcji B a obszarem bez pola. Otóż elektrony poruszające się z dużą ruchliwością w obszarze pola przechodzą do drugiego obszaru, gdzie mają jednakową ruchliwość we wszystkich kierunkach.

W wyniku istniejącego pola elektrycznego następuje neutralizacja ładunków poprzez przepływ prądu w kierunku pola magnetycznego, a następnie w obszarze poza polem. Ponieważ zachowanie się elektronów w tym drugim obszarze jest takie jak w przewodniku, Simon nazwał ten efekt „efektem zwarcia“.

Dyfuzja w kierunku radialnym w kolumnie plazmy o promieniu R i umieszczonej w polu magnetycznym o długości L jest [18, 19] ambipolarna, gdy

$$\frac{L}{R} > \left(\frac{q}{R}\right)^{1/2} \frac{\Omega_e}{\nu_e}; \quad q = \frac{1}{N} \frac{dN}{dr}. \quad (2.9)$$

Prawidłowa ocena charakteru dyfuzji ma istotne znaczenie dla interpretacji rezultatów eksperymentów. Stąd rola kryterium (2.9). Niestety jednak, nie można go uważać w praktyce za jednoznacznie rozstrzygające. Eksperymenty [19] wskazują bowiem, iż dyfuzja może mieć charakter ambipolarny nawet w przypadkach, gdy warunek (2.9) nie jest spełniony.

2.4. Plazma wyładowania jarzeniowego w polu magnetycznym

Zostaną tu omówione niektóre wyniki klasycznej teorii [4, 19] stacjonarnej kolumny plazmy wyładowania jarzeniowego. Dyfuzja naładowanych cząsteczek w poprzek osiowego pola magnetycznego określona jest przez współczynnik dyfuzji ambipolarnej $D_{a\perp}$ zdefiniowany wzorem (2.8). W warunkach, gdy można zaniedbać rekombinację w przestrzeni oraz przyklepanie elektronów, bilans cząstek ma postać

$$\nabla^2 N(V) + \left(\frac{Z}{D_{a\perp}}\right) N(V) = 0, \quad (2.10)$$

gdzie $N(V)$ oznacza objętościowy rozkład koncentracji.

Dla rozpatrywanego obszaru ciśnień

$$Z = \left(\frac{\alpha}{R}\right)^2 D_{a\perp}, \quad \alpha = 2,405 \quad (2.11)$$

i rozwiązaniem (2.10) jest

$$N(r) = N(0) \cdot J_0\left(\alpha \frac{r}{R}\right). \quad (2.12)$$

Kształt rozkładu koncentracji elektronów w przekroju rury nie zależy więc od indukcji pola magnetycznego.

Spełnienie równania (2.11) wymaga określonej [18] wartości temperatury elektronów T_e , gdyż Z jest funkcją T_e . Z drugiej strony energia uzyskiwana

przez elektron kosztem osiowego pola elektrycznego E_z pomiędzy kolejnymi zderzeniami musi równoważyć energię traconą w trakcie zderzeń. Jeżeli $\kappa(T_e)$ oznacza energię traconą średnio przez elektron w zderzeniach wszelkiego rodzaju, to

$$E_z = \left(\frac{64}{\pi}\right)^{1/4} \frac{kT_e}{e} \frac{1}{\lambda_e} \sqrt{\kappa(T_e)}. \quad (2.13)$$

W polu magnetycznym temperatura elektronów maleje ze względu na zmniejszenie dyfuzji poprzecznej i w rezultacie pole elektryczne maleje również. Ten efekt został potwierdzony eksperymentalnie przez Bickertona i von Engela [8].

Radialny rozkład potencjału $V(r)$ w cylindrycznej kolumnie plazmy wyładowania w warunkach ambipolarnej dyfuzji i przy zaniedbaniu oddziaływań między naładowanymi cząstkami jest

$$\frac{V(r)}{V_e} = \frac{1 + \mu_e \mu_i B^2 \left[\left(\frac{\mu_i}{\mu_e}\right) - \left(\frac{T_i}{T_e}\right) \right]}{1 + \mu_i \mu_e B^2} \ln \left[J_0 \left(a \frac{r}{R} \right) \right] \quad (2.14)$$

gdzie $V_e = \frac{kT_e}{e}$ oznacza temperaturę elektronów wyrażoną w voltach.

3. Ruch elektronów i jonów w plazmie w obecności oscylacji

Punktem wyjścia rozważań nad makroskopowym ruchem elektronów i jonów mogą być [4] równania zachowania pędu

$$\vec{I}_e + D_e \nabla N + \mu_e N \vec{E} + \mu_e \vec{I}_e \times \vec{B} = 0 \quad (3.1)$$

$$\vec{I}_i + D_i \nabla N - \mu_i N \vec{E} - \mu_i \vec{I}_i \times \vec{B} = 0 \quad (3.2)$$

oraz ciągłości

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \vec{I}_e = ZN \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \vec{I}_i = ZN \quad (3.4)$$

odpowiednio dla elektronów i jonów.

W równaniach (3.1)-(3.4) $\vec{I} = N \vec{v}$, gdzie \vec{v} jest średnią prędkością cząstek. Plazma jest quasi-neutralna $|N_e - N_i| \ll N_e, N_i$, więc $N = N_e, N_i$. Częstotliwość zderzeń cząstek naładowanych z neutralnymi jest znacznie większa od charakterystycznych częstotliwości w rozważanym układzie.

Eliminując \vec{I}_e z (3.1) i (3.3) przy uwzględnieniu $\nabla \cdot \vec{B} = 0$ i $\nabla \times \vec{B} = 0$ otrzymuje się równanie, które w układzie współrzędnych cylindrycznych ma

postać:

$$NZ - \frac{\partial N}{\partial t} + D'_e[\nabla_r^2 N + \nabla_\varphi^2 N] + \mu'_e[\nabla_r(NE_r) + \nabla_\varphi(NE_\varphi)] + \mu'_e\mu_e B[\nabla_\varphi(NE_r) - \nabla_r(NE_\varphi)] + D_e\nabla_z^2 N + \mu_e\nabla_z(NE_z) = 0, \quad (3.5)$$

gdzie B ma kierunek osi z , a

$$\mu'_e = \frac{\mu_e}{1 + \mu_e^2 B^2}, \quad D'_e = \frac{D_e}{1 + \mu_e^2 B^2}, \quad \mu_e B = \Omega_e \nu_e.$$

Analogiczne równanie otrzymuje się dla jonów, eliminując \vec{I}_i u (3.2) i (3.4)

Załóżmy, że zarówno gęstość elektronów, jak i pole elektryczne w plazmie zmieniają się w czasie i $N = N_0 + N'$, $E = E_0 + E'$. Średnie w czasie wartości parametrów zależą jedynie od współrzędnej radialnej. Uśredniając (3.5) po czasie długim w porównaniu z okresem zmian parametrów, a także z czasami swobodnych przebiegów cząstek otrzymuje [21] się:

$$ZN_0 + D'_e[\nabla_r^2 N_0] - \mu'_e\nabla_r(N_0 E_r) + - \mu'_e\mu_e B \nabla_r[\langle NE_\varphi \rangle] - \mu'_e\nabla_r[\langle NE_r \rangle] = 0, \quad (3.6)$$

przy czym nawiasy $\langle \rangle$ oznaczają wartość średnią w czasie.

Powyższe równanie opisuje bilans generacji i radialnych strat elektronów w plazmie w obecności oscylacji. Pierwszy człon opisuje generację, a drugi i trzeci odpowiednio radialną dyfuzję i radialne unoszenie elektronów w polu elektrycznym E_r .

Następny człon reprezentuje unoszenie elektronów wynikające z występowania oscylacji koncentracji i oscylacji azymutalnego pola elektrycznego. Wypadkowa ruchliwość jest w tym przypadku równa

$$\mu'_e\mu_e B = \frac{(\Omega_e/\nu_e)^2}{1 + (\Omega_e/\nu_e)^2} \frac{1}{B} \rightarrow \frac{1}{B} \Big|_{(\Omega_e/\nu_e)^2 \gg 1}. \quad (3.7)$$

Ostatni człon reprezentuje unoszenie elektronów związane z występowaniem oscylacji koncentracji i oscylacji radialnego pola elektrycznego.

Określenie roli poszczególnych mechanizmów transportu naładowanych cząstek w poprzek pola magnetycznego, odpowiadających kolejnym członom równania (3.6) dla elektronów (i analogicznego dla jonów), jest przedmiotem teoretycznych i eksperymentalnych badań nad anomalną dyfuzją.

4. Ogólna charakterystyka eksperymentów

W tym rozdziale zostaną omówione cechy charakterystyczne układów doświadczalnych do badania niestabilności plazmy wyładowania wspólne wszystkim omawianym później eksperymentom z tej dziedziny. Taki typowy układ obejmuje następujące części: rura do wyładowań, układ próżniowy, elektromagnes, zasilacze, układy diagnostyczne.

Wyładowanie zachodzi zwykle w rurach szklanych o długościach wahających się od ok. 1 m do ok. 5 m i średnicach od ok. 20 mm do 100 mm, w skrajnych przypadkach nawet do 150 mm. Rura umieszczona jest osiowo w solenoidzie. Oś rury jest precyzyjnie (z dokładnością rzędu 1°) ustawiona równolegle do kierunku stacjonarnego i jednorodnego pola magnetycznego. Maksymalna wartość indukcji pola wynosi zwykle kilka tysięcy gaussów, a w przypadku badania plazmy turbulentnej nawet kilkanaście tysięcy gaussów. Ciśnienia początkowe są rzędu 10^{-6} tora lub mniejsze.

Typowe warunki pracy:

Gaz	H_2, He, Ne, Ar
Robocze ciśnienie gazu	$10^{-2}-1$ tor
Prądy wyładowania	0,1-1 A
Koncentracja elektronów	$10^{10}-10^{12}$ cm^{-3}
Stopień jonizacji	$< 1\%$
Temperatura elektronów	1-10 eV
Indukcja pola magnetycznego	$10-10^4$ Gs

W powyższych warunkach średnia droga swobodna elektronów i jonów jest znacznie krótsza od rozmiarów rury. Oznacza to, że w wyładowaniu decydującą rolę odgrywają procesy dyfuzyjne. Przy $B \approx 30 \div 50$ Gs w przypadku wodoru H_2 i w polach o indukcji odpowiednio większej w przypadku cięższych gazów, promienie Larmora elektronów i jonów są mniejsze od promienia rury.

Narzędziem diagnostycznym w przeważającej ilości przypadków są sondy elektryczne, pojedyncze lub wielokrotne. W tej pracy nie są omawiane metody pomiarowe. Bliższe szczegóły na temat ogólnej teorii sond elektrycznych znajdzie Czytelnik w [22, 23, 24], a na temat stosowania sond do diagnostyki plazmy niestacjonarnej, także w [25].

5. Warunki utraty stabilności. Śrubowa struktura zaburzenia plazmy

Hoh i Lehnert [11, 12, 13], mierząc natężenie osiowego pola elektrycznego E_z w plazmie wyładowania jarzeniowego, stwierdzili wzrost E_z ze wzrostem indukcji B osiowego pola magnetycznego gdy $B > B_c$. Ten rezultat pozostaje w sprzeczności z przewidywaniami klasycznej teorii i świadczy o szybszej, aniżeli to wynika z tej teorii, dyfuzji naładowanych cząstek w zakresie nadkrytycznych pól magnetycznych.

Rezultatem intensywnych badań teoretycznych i doświadczalnych jest już obecnie stosunkowo dokładna znajomość zachowania się plazmy wyładowania w otoczeniu krytycznej indukcji pola B_c . Ze względu na obszerność tematyki, w rozdziale tym zostaną omówione osobno wyniki prac teoretycznych i doświadczalnych.

5.1. Wyniki teorii

„Anomalna“ dyfuzja nie mogła znaleźć wytłumaczenia na gruncie klasycznego oddziaływania między naładowanymi i neutralnymi cząsteczkami. Przed-

stawiona przez Kadomtseva i Nedospasova [14] teoria niestabilności kolumny dodatniej prowadzi do wyjaśnienia mechanizmu tego zjawiska.

Już proste jakościowe rozumowanie może prowadzić do wniosku, że umieszczenie plazmy, w której przepływa prąd, w podłużnym polu magnetycznym powoduje utratę do zaburzenia stabilności kanału prądowego. W nieobecności pola, każde zaburzenie w plazmie jest eliminowane przez zwiększoną dyfuzję z obszaru o podwyższonej koncentracji elektronów i jonów. Obecność pola magnetycznego powoduje występowanie dodatkowej siły $\vec{j} \times \vec{B}$ działającej na nośniki ładunku w plazmie, gdzie \vec{j} jest gęstością prądu. Kadomtsev i Nedospasov rozważali stabilność kolumny plazmowej w przypadku wystąpienia zaburzenia o strukturze śrubowej. Otóż, przy odpowiednim kierunku helisy², siła $\vec{j} \times \vec{B}$ działa w kierunku ścianek i powoduje narastanie początkowego zaburzenia. Siła ta rośnie ze wzrostem indukcji pola magnetycznego, podczas gdy jednocześnie maleje poprzeczna dyfuzja i jej stabilizujący wpływ. Dla dostatecznie dużych pól magnetycznych efekt destabilizujący przeważa i kolumna plazmy traci stabilność.

W swojej analizie [14] Kadomtsev i Nedospasov zaniedbują dyfuzję jonów oraz wpływ pola magnetycznego na ruch jonów. Otrzymują w rezultacie układ równań z niewiadomymi N i V :

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\mu_e}{\Omega_e \tau_e B} \nabla V \times \nabla N - \frac{D_e}{(\Omega_e \tau_e)^2} \nabla_{\perp}^2 N +$$

$$+ \frac{\mu_e}{(\Omega_e \tau_e)^2} \times (\nabla N) \nabla_{\perp} V + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu_e N \frac{\partial N}{\partial z} - D_e \frac{\partial N}{\partial z} \right) = ZN \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} - \mu_i (\nabla N) \nabla V = ZN. \quad (5.2)$$

W stanie równowagi N i V zależą jedynie od odległości od osi wyładowania (osi z). Gdy długość drogi swobodnej jonów λ_i jest znacznie mniejsza od promienia rury wyładowczej R , to można przyjąć $N(R) = 0$ i z (5.1) (5.2) otrzymuje się średnie rozkłady koncentracji elektronów i potencjału takie same jak w stabilnej kolumnie (por. p. 2.4).

Dla znalezienia kryterium stabilności Kadomtsev i Nedospasov zakładają istnienie oscylacji koncentracji N i potencjału V w plazmie. Założenie o małej amplitudzie oscylacji umożliwia stosowanie rachunku perturbacyjnego. Istotnym elementem tej analizy jest narzucenie formy zmian zaburzonej części koncentracji naładowanych cząstek

$$N' = \text{Re} \{ N_1 J_1(\beta_1 r) \exp(jm\Phi + jkz - j\omega t) \} \quad (5.3)$$

i jednocześnie formy zmian potencjału pola elektrycznego

$$V' = \text{Re} \{ V_1 J_1(\beta_1 r) \exp(jm\Phi + jkz - j\omega t + \delta) \}, \quad (5.4)$$

² Tu i w dalszym ciągu pracy termin „helisa“ używany jest dla określenia helisy walcowej (krzywej śrubowej), tj. krzywej na powierzchni walca, przecinającej tworzące pod stałym kątem.

gdzie $\beta_1 = \frac{\alpha_1}{R}$, α_1 jest pierwszym pierwiastkiem funkcji Bessela J_1 , a Φ , m , k i ω oznaczają odpowiednio współrzędną kątową, numer rodzaju drgań, liczbę falową i pulsację oscylacji. Przyjęte w [14] postępowanie prowadzi do uzyskania równania dyspersji dla ω . Warunek $\text{Im } \omega < 0$ stabilności kolumny względem zaburzeń o strukturze śrubowej ma [14] postać:

$$KX^4 + FX^2 + G_1 + G_2 \geq 0,163v^*m \frac{\mu_e}{\mu_i} X, \quad (5.5)$$

gdzie:

$$K = \frac{1,28 + y}{y(1 + y)}, \quad F = \frac{0,8(2 + y)}{y}$$

$$G_1 = \frac{0,48(1 + y)}{y}, \quad G_2 = 0,1 \frac{\mu_e}{\mu_i} \frac{1}{1 + y}$$

$$y = \frac{\mu_i}{\mu_e} (\Omega_e \tau_e)^2, \quad X = \frac{k\Omega_e \tau_e}{\beta_1}, \quad v^* = \frac{\mu_e E_z}{\beta_0 D_e}$$

a $\beta_0 = \frac{\alpha_0}{R}$, gdzie α_0 jest pierwszym pierwiastkiem funkcji Bessela J_0 .

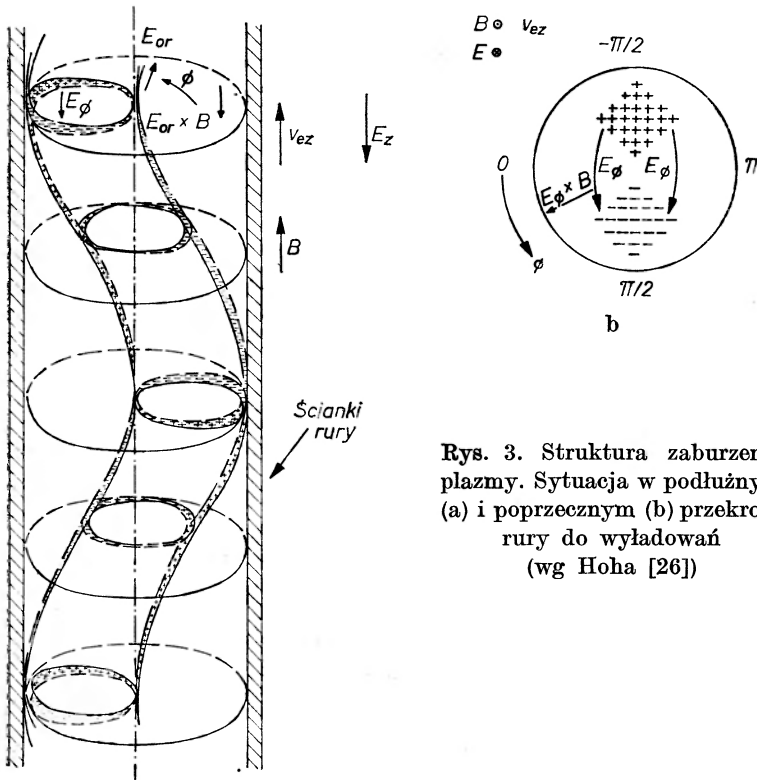
Kolumna może więc utracić stabilność jedynie dla $m \geq 1$ i przy dostatecznie dużej prędkości unoszenia elektronów w kierunku osi $\mu_e E_z$. W nieobecności osiowego prądu kolumna pozostaje stabilna.

Kształty promieniowego rozkładu amplitudy N' i V' nie są niezależne. Arbitralne narzucenie jednocześnie obydwu wymagało w [14] odrębnego udowodnienia, że wynikające stąd niedokładności nie mają większego znaczenia dla otrzymanych wyników. Hoh [26] w opublikowanej później pracy przeprowadził ponownie analizę stabilności kolumny dodatniej w podłużnym polu magnetycznym. Otrzymał on kryterium stabilności w postaci podobnej do (5.5). W analizie uniknął jednak konieczności narzucania jednocześnie promieniowego kształtu rozkładu koncentracji $N_1(r)$ i potencjału $V_1(r)$ związanych ze strukturą niestabilności. Znalazł $V_1(r)$ przez przybliżone rozwiązanie równania Poissona. Dla rodzaju $m = 1$ i dostatecznie dużych długości fali zaburzenia ($kr < 1$), otrzymał

$$V_1(r) \cong \frac{e\delta}{2\epsilon_0} \left[\frac{1}{r} \int_0^r N_1(x) dx + r \int_r^R \frac{N_1(x)}{x^2} dx \right], \quad (5.6)$$

gdzie δ jest przemieszczeniem, w kierunku azymutalnym Φ helisy elektronowej względem helisy jonowej.

Fizyczny mechanizm utraty stabilności kolumny względem zaburzeń o strukturze śrubowej został podany również przez Hoha [26]. Niechaj początkiem zjawiska będzie zaburzenie koncentracji cząstek naładowanych, początkowo



Rys. 3 a

Rys. 3. Struktura zaburzenia plazmy. Sytuacja w podłużnym (a) i poprzecznym (b) przekroju rury do wyładowań (wg Hoha [26])

quasi-neutralne i o kształcie lewoskrętnej helisy (rys. 3), nałożonej na rozkład koncentracji w warunkach stacjonarnych. Ze względu na małą temperaturę i ruchliwość jonów szybkość narastania lub zaniku helisy jonowej jest znacznie mniejsza aniżeli helisy elektronowej. Można więc uważać, że ta pierwsza nie zmienia swego kształtu w przedziałach czasu, w których druga jest w stanie zmienić się nawet znacznie. W wyniku może powstać przemieszczenie obu helis względem siebie. Hoh zakłada przemieszczenie kątowe δ , małe, w dodatnim kierunku Φ . Generowane ładunki przestrzenne powodują powstanie azymutalnego pola elektrycznego E_ϕ . W konsekwencji, ponieważ $\Omega_e \tau_e \gg 1$, występuje unoszenie elektronów z prędkością E_ϕ/B powodujące przesunięcie elektronów do rejonu zaburzonej koncentracji (tzn. z obszaru „tła“ w obszar helisy). Źródłem tego destabilizującego działania jest osiowe pole elektryczne E_z . Powoduje ono unoszenie helisy elektronowej, względem jonowej, z szybkością $\mu_e E_z$. Jest to równoważne obrotowi tej helisy w dodatnim kierunku Φ z szybkością kątową $k\mu_e E_z$. Z drugiej strony, helisa elektronowa obraca się w przeciwnym kierunku z prędkością $\frac{E_{or}}{rB} \left[\frac{\Omega_e^2 \tau_e^2}{1 + \Omega_e^2 \tau_e^2} - \frac{\Omega_i^2 \tau_i^2}{1 + \Omega_i^2 \tau_i^2} \right]$ w wyniku istnienia pola elektrycznego E_{or} dyfuzji ambipolarnej. Dla dostatecznie dużych pól magne-

tycznych przeważa pierwszy z omawianych wpływów i struktura śrubowa narasta. W kryterium stabilności (5.5), tym dwóm wpływom, które przede wszystkim decydują o krytycznej wartości pola, odpowiadają następujące człony: pierwszemu — prawa strona nierówności, drugiemu — człon G_2 po lewej stronie. Jeżeli chodzi o pozostałe człony, o mniejszym zresztą znaczeniu, to KX^4 reprezentuje rozmywanie helisy w wyniku dyfuzji i przewodzenia w kierunku pola magnetycznego, G_1 — w poprzek pola, a FX^2 — złożone wpływy dyfuzji i przewodzenia w obu tych kierunkach.

Konieczność spełnienia warunku elektrycznej neutralności plazmy powoduje, że szybkość wirowania helisy jonowej musi być równa szybkości wirowania helisy elektronowej powodowanego działaniem osiowego pola elektrycznego. Zakładając, że w otoczeniu krytycznego pola magnetycznego amplituda oscylacji jest niewielka, Hoh [26] oszacował ich częstotliwość:

$$f = \frac{\omega}{2\pi} \cong \frac{5,5\mu_i D_e}{\Omega_e \tau_e \mu_e R^2}. \quad (5.7)$$

Johnson i Jerde [27] przeprowadzili również analizę stabilności plazmy wyładowania, uchylając pewne ograniczenia formalne rozwiązań przedstawionych poprzednio. Otrzymali oni ogólne równanie dyspersji dla małych zaburzeń koncentracji i potencjału bez zakładania *a priori* radialnego rozkładu amplitudy zaburzenia. Możliwe jest przybliżone rozwiązanie tego równania. Radialny rozkład amplitud zaburzenia koncentracji i potencjału są odpowiednio równe

$$N(r) \sim J_1(\beta_1 r) \quad \text{i} \quad V_1(r) \sim \frac{J_1(\beta_1 r)}{J_0(\beta_0 r)}. \quad (5.8)$$

Podsumowując powyższe wyniki można stwierdzić, co następuje: dla małych indukcji pola kolumna pozostaje stabilna, a zachowanie jej opisane jest przez teorię klasyczną. Po przekroczeniu krytycznej wartości indukcji B_c kolumna staje się niestabilna dla zaburzeń posiadających przestrzenną formę helisy walcowej. W zakresie B niewiele większych od B_c ($B - B_c \ll B$) amplituda powstających oscylacji jest niewielka. Przestrzenną strukturę potencjału elektrycznego i koncentracji elektronów można uważać za superpozycję „tła“ o rozkładzie identycznym, jak w warunkach stacjonarnych oraz helisy o określonym rozkładzie radialnym, wirującej wokół osi wyładowania. Przytoczone teorie podają radialny rozkład zaburzeń, krytyczną indukcję pola magnetycznego, częstotliwość wirowania helisy oraz długość fali.

Holter i Johnson [28] uogólnili teorię Johnsona i Jerde poprzez uchylenie ograniczeń wynikających z narzucenia małych zaburzeń stanu plazmy wyładowania. W analizie wyszli z założenia, że struktura przestrzenna niestacjonarnej kolumny zdominowana jest przez helisę. Założyli skończoną wartość amplitudy zaburzenia oraz stabilność przestrzennej struktury zaburzenia. Dla każdej, narzuconej z góry wartości amplitudy, poszukiwali warunków stabilności kolumny oraz parametrów charakteryzujących stan niestabilny.

Korzystali przy tym z równania (3.5) opisującego przepływ elektronów oraz analogicznego równania dla jonów. Narzucając śrubową strukturę zaburzenia postulowali rozwiązania tych równań w postaci

$$N = \operatorname{Re}\{N_0 h_0(r) + N_1 f(r) \exp[j(\omega t + kz + m\Phi)]\} \quad (5.9)$$

$$V = \operatorname{Re}\{V_0(r) + V_1 g(r) \exp[j(\omega t + kz + m\Phi + \delta)]\}. \quad (5.10)$$

Tu $h_0(r)$ oznacza promieniowy rozkład średniej w czasie koncentracji elektronów, a $f(r)$ i $g(r)$ są promieniowymi rozkładami zaburzonych części odpowiednio koncentracji elektronów i potencjału. Ponadto pulsacja zmian parametrów $\omega = \omega_r + j\omega_i$, a m , k i δ są rzeczywiste.

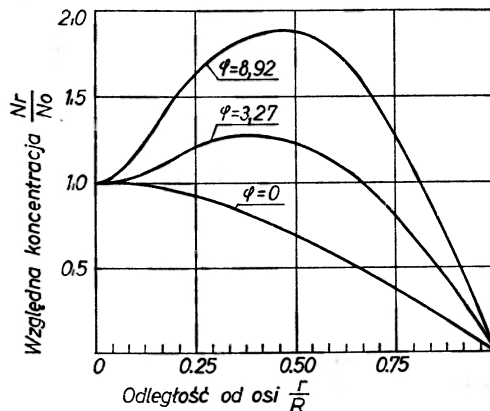
W przypadku małych amplitud, stosowanie rachunku perturbacyjnego daje

$$f(r) = J_m(\beta_1 r), \quad g(r) = \frac{J_m(\beta_1 r)}{h_0(r)}, \quad (5.11)$$

przy czym $h_0(r) = J_0(\beta_0 r)$, tj. oscylacje o małej amplitudzie nie wpływają na średni w czasie promieniowy rozkład koncentracji.

Holter i Johnson zakładają, że choć w rozważanym teraz przypadku amplituda zaburzenia śrubowego jest skończona, to promieniowe rozkłady $f(r)$ i $h_0(r)g(r)$ pozostają niezmiennic. W tych warunkach ciekawym rezultatem są obliczone promieniowe rozkłady średnich w czasie wartości koncentracji elektronów $h_0(r)$ oraz natężenia radialnego pola elektrycznego E_{or} . Tu przytoczymy tylko wyniki dotyczące pierwszego z nich, ze względu na ich istotną rolę w porównaniu teorii z wynikami eksperymentów. Przyjmując warunki brzegowe $h_0(0) = 1$ i $h_0(R) = 0$ otrzymuje się w wyniku obliczeń numerycznych wartości $h_0(r)$, jak na rys. 4. Parametr

$$\varphi \cong \frac{1}{2} m \frac{N_1 V_1}{N_0 V_e} \Omega_e \tau_e \sin \delta; \quad V_e = \frac{kT_e}{e} \quad (5.12)$$



Rys. 4. Promieniowy rozkład średniej w czasie koncentracji elektronów (wg Holtera i Johnsona [28]). φ jest miarą amplitudy oscylacji

jest miarą amplitudy oscylacji. Jeszcze raz należy podkreślić tutaj, jako istotne elementy teorii, założenia o niezmienności kształtu helisy ze zmianą amplitudy oscylacji, podczas gdy kształt rozkładu promieniowego „tła“, na które nałożona jest helisa, ulega zasadniczej zmianie (rys. 4). Teoria Holtera i Johnsona obejmuje również analizę stabilności. Przepowiada dla pewnych zakresów ciśnienia gazu występowanie histerezy związanej z powstawaniem i zanikaniem helisy. Podaje wartości częstotliwości i długości fali zaburzenia, rosnące ze wzrostem B dla dużych wartości pR . Założenia teorii Holtera i Johnsona idealizują w znacznym stopniu rzeczywistą sytuację fizyczną istniejącą w typowych warunkach doświadczalnych. Dotyczy to zwłaszcza stałości struktury zaburzenia dla pól magnetycznych znacznie większych od B_c oraz warunku zanikania koncentracji cząstek naładowanych przy ścianie rury.

Ostatnio Imazu i in. przedstawili [29] wyniki analizy wpływu zaburzenia o strukturze śrubowej na średni w czasie rozkład koncentracji elektronów. Analogicznie jak Holter i Johnson dążyli oni do wyznaczenia funkcji $h_0(r)$, zakładając jednak niezależność zaburzeń koncentracji elektronów i jonów.

5.2. Badania doświadczalne

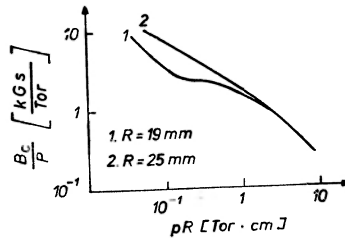
Pierwsze wyniki eksperymentalne dotyczące krytycznej wartości B_c indukcji pola otrzymali Lehnert [11] oraz Hoh i Lehnert [12, 13] jeszcze przed ogłoszeniem teorii Kadomtseva i Nedospasova. Pierwsze badania prowadzone już z zamiarem eksperymentalnej weryfikacji tej teorii prowadzone były przez Allena, Paulikasa i Pyle [19, 30]. Wyniki tych badań potwierdzają w przybliżeniu wartość B_c wynikającą z przedstawionej teorii.

Allen, Paulikas i Pyle przeprowadzili również badania wpływu warunków wyładowania na wartość B_c . Nie zależy ona od materiału i kształtu elektrod. Umiarkowane odchylenia kierunku osi rury od kierunku pola magnetycznego nie wpływały na wartość B_c , chociaż kształt krzywych $E_z = f(B)$ (tj. przebieg zmian dyfuzji) ulegał zmianie przy takich przemieszczeniach. Umieszczenie jednej lub obu elektrod w polu także pozostawało bez widocznego wpływu na B_c , z wyjątkiem pomiarów przy najniższych ciśnieniach. To ostatnie zresztą należy raczej kłaść na karb wnikania ciemni Faradaya w region pomiarów w tych warunkach eksperymentalnych. Takie przypuszczenie autorów zostało potwierdzone w badaniach poświęconych specjalnie temu zagadnieniu przez Rothhardta i Popova [31, 32, 33]. Wartość B_c rośnie wolno ze wzrostem prądu wyładowania. Ten efekt występuje wyraźniej przy wyższych ciśnieniach. Przy dużej gęstości prądu i ciśnienia kilku torów znaczna część aktów jonizacji może zachodzić ze stanów wzbudzonych, szczególnie w obecności cząstek metastabilnych o długim czasie życia. Powoduje to zmniejszenie natężenia podłużnego pola elektrycznego i w konsekwencji wzrost wartości B_c .

Dla dużych wartości iloczynu ciśnienia gazu i promienia rury pR wartości B_c są mniejsze aniżeli przewidywane teoretycznie. Rozbieżności należy prawdopodobnie tłumaczyć błędami teoretycznej oceny wartości E_z .

Szczegółowe porównanie wyników pomiarów krytycznej indukcji pola B_c otrzymanych przez różnych badaczy z wynikami teorii Kadomtseva i Nedospasova przeprowadzili Vdovin i Nedospasov [34], zakładając występowanie zasady podobieństwa w postaci

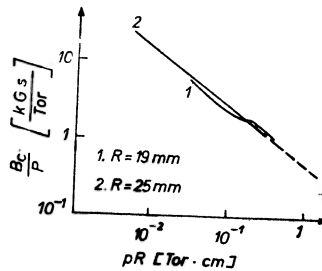
$$\frac{B_c}{P} = f(pR) \quad (5.13)$$



Rys. 5. Zależność B_c/p od pR dla helu (wg Vdovina i Nedospasova [34]). Krzywa teoretyczna pokrywa się praktycznie z krzywą 2

Przykłady przebiegów zmian tej zależności dla helu i wodoru przedstawiono odpowiednio na rys. 5 i rys. 6. Vdovin i Nedospasov stwierdzają dobrą zgodność analizowanych wyników eksperymentów z teorią dla kilku gazów. Nie udało się stwierdzić takiej zgodności dla argonu.

Bliższa analiza kryterium (5.5) prowadzi do wniosku, że warunki utraty stabilności w przypadku „grubych“ rur są trudne do określenia (rura jest



Rys. 6. Zależność B_c/p od pR dla wodoru (wg Vdovina i Nedospasova [34]). Krzywa teoretyczna — przerywana

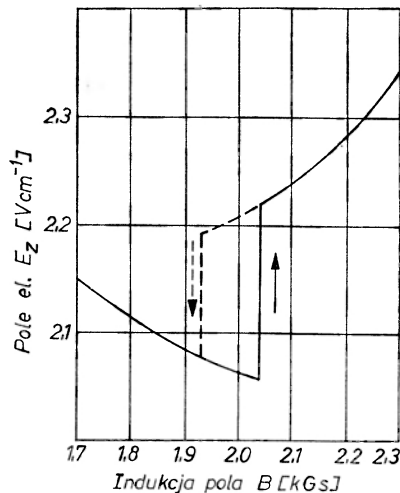
„gruba“, gdy $L/R \leq 50$ [30], gdzie L — długość obszaru osiowego pola magnetycznego). Niewielkie zmiany dowolnego parametru mogą mieć zdecydowany wpływ na stabilność kolumny plazmy. Ten problem badali eksperymentalnie Ventrice, Massey i Smith [35, 36] w układzie z rurą o średnicy 150 mm i długości cewki 45 cm ($L/R \approx 7$). Wielokrotne eksperymenty konsekwentnie wykazywały możliwość występowania, w tych samych pozornie warunkach zewnętrznych, dwóch różnych stanów plazmy wyładowania: stabilnego i niestabilnego. Rozkłady koncentracji elektronów wykazywały jakościową zgodność

odpowiednio z wynikami teorii klasycznej lub też teorii Holtera i Johnsona [28].

Jeszcze jeden problem łączy się z zagadnieniem powstawania śrubowych oscylacji w kolumnie dodatniej. Chodzi mianowicie o ustalenie charakteru wzbudzenia tych oscylacji. Dla wyraźnego postawienia problemu przytoczymy za Kadomtsevem [37] definicje wzbudzenia „twardego“ i „miękkiego“. W tym celu należy rozważyć układ, w którym zmiana jednego z parametrów, P , prowadzi do utraty stabilności. W omawianej niestabilności takim parametrem jest indukcja pola magnetycznego B . W ogólnym przypadku są możliwe dwa rodzaje wzbudzenia: miękkie i twarde. Pierwsze z nich charakteryzuje się płynną zmianą amplitudy oscylacji w funkcji P , przy czym nie ma oscylacji, gdy $P < P_c$. Drugie charakteryzuje skokowe narastanie oscylacji o skończonej amplitudzie, gdy P przekracza P_c i skokowy zanik, gdy P spada poniżej $P_0 < P_c$. W obszarze $P_0 < P < P_c$ układ jest stabilny względem małych zaburzeń, lecz niestabilny względem zaburzeń o dostatecznie dużej amplitudzie.

Przedstawione teorie niestabilności kolumny dodatniej nie zajmowały się bezpośrednio problemem charakteru wzbudzenia. Niemniej jednak łatwo można stwierdzić, że teorie Kadomtsewa i Nedospasova [14] oraz Johnsona i Jerde [27] oparte zostały na milczącym założeniu miękkiego charakteru wzbudzenia oscylacji, natomiast teoria Holtera i Johnsona [28] — twardego.

Niektóre wyniki już wczesnych eksperymentów mogą rzucić pewne światło na problem charakteru wzbudzenia oscylacji w plazmie wyładowania, choć zwykle autorzy nie stawiali go bezpośrednio. Na przykład w eksperymencie Paulikasa i Pyle [19] zaobserwowano wpływ obecności fali jonizacji (*moving striations*) na pojawianie się śrubowych oscylacji w plazmie. Przejście do stanu niestabilnego miało charakter gwałtowny w nieobecności fal jonizacji i odwrotnie. Podobne obserwacje opisali Sato i Hatta [38], a badania Huchitala



Rys. 7. „Twarde“ wzbudzenie oscylacji w plazmie wyładowania. Hel, $p = 0,5$ Tr, $J_p = 100$ mA, $R = 1$ cm (wg Imazu i in. [43])

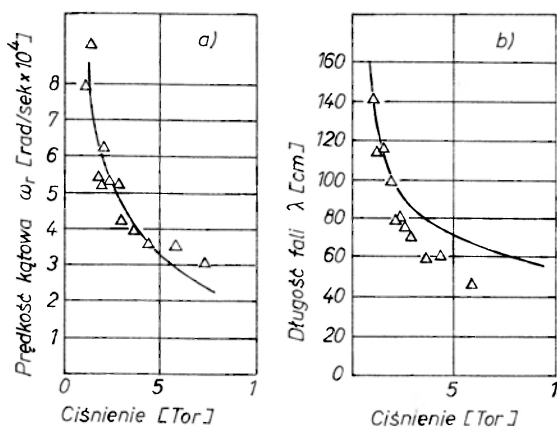
i Holta [39] prowadzą do tych samych wniosków w odniesieniu do zewnętrznych zaburzeń stanu plazmy.

Szczegółowe badania charakteru wzbudzenia zaburzenia śrubowego prowadzili Robertson i Currie [40], wykazując, że wzbudzenie oscylacji jest w istocie „twarde”. Udowodnili, że zewnętrzne zakłócenia mogą wystarczyć do wywołania niestabilności. Biorąc pod uwagę opisane wyniki, można stwierdzić: wszelkie niskoczęstotliwościowe, nieharmoniczne zakłócenia parametrów plazmy, pochodzenia zewnętrznego lub wewnętrznego, powinny prowadzić do powstawania oscylacji w zakresie podkrytycznym indukcji pola magnetycznego i do wzbudzenia o charakterze „miękkim”. Na rys. 7 przedstawiony jest wynik pomiarów Imazu i in. [43] ilustrujący przebieg twardego wzbudzenia oscylacji w plazmie.

Doświadczenia Allena, Paulikasa i Pyle'a [19, 30] dostarczyły także pierwszych bezpośrednich dowodów istnienia śrubowej struktury zaburzenia plazmy.

Dla wyznaczenia struktury zaburzonej plazmy autorzy posługiwali się zespołem fotopowielaczy oraz techniką szybkiej fotografii, obserwując zmiany przestrzenne i czasowe natężenia światła widzialnego. W pewnych szczególnych warunkach otrzymane „helisy świecenia” wykazywały zdecydowanie niezmienną w czasie (choć wirującą) i wyraźnie zaznaczoną strukturę. Zwykle jednak ogólny obraz zaburzenia nie był tak wyraźny, zwłaszcza gdy w plazmie występowały jednocześnie również fale jonizacji. Kierunek skręcenia helisy był zawsze taki, że siła $\vec{j} \times \vec{B}$ działała w kierunku ścianek. Dominującym zaburzeniem była zwykle helisa rodzaju: $m = 1$.

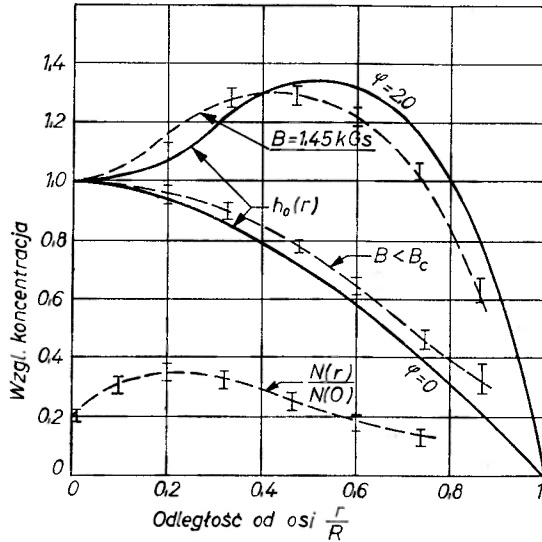
Analiza przesunięć fazowych sygnałów fotopowielaczy umożliwiła określenie długości fali zaburzenia. Te wyniki zostały porównane z wynikami obliczeń teoretycznych. Zgodność jest doskonała w przypadku helu i zadowalająca dla wodoru, deuteru i neonu. Typowe wyniki pomiarów pokazane są na rys. 8. Na tym samym rysunku przedstawiono wyniki pomiarów prędkości kątowej



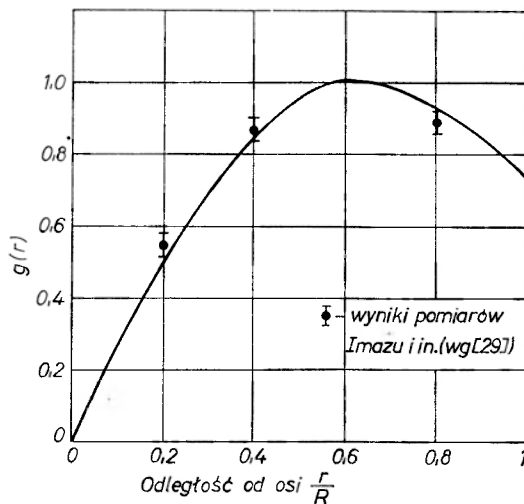
Rys. 8. Prędkość kątowa (a) i długość fali (b) helisy. Dane eksperymentalne (Δ) dla helu, $R = 27,5$ mm, $J_p = 400$ mA. Krzywa ciągła — wyniki teoretyczne (wg Paulikasa i Pyle [19])

ω , rotowania helisy. Zgodność wyników eksperymentów i obliczeń jest bardzo dobra.

Reynolds, Jennings i Gunshor [41] przeprowadzili doświadczenie, którego celem było wykazanie, że założony [14] lub analitycznie wyznaczony [27] radialny profil małych amplitud zaburzenia koncentracji elektronów występuje w typowych warunkach eksperymentalnych. Z założenia konieczne było badanie kolumny w takich warunkach, by struktura zaburzenia była zdecydowanie



Rys. 9. Promieniowy rozkład średniej koncentracji elektronów $h_0(r)$ i amplitudy zaburzenia koncentracji. Hel, $\rho = 0,6$ Tr, $J_p = 100$ mA, $R = 15$ mm, $B_c = 1,3$ kGs. Linie ciągłe — wyniki obliczeń, przerywane — wyniki pomiarów (wg Imazu i in. [29])



Rys. 10. Promieniowy rozkład amplitudy zaburzenia potencjału. Dane wyładowania jak na rys. 8. Krzywa — wyniki obliczeń Matsumoto

zdominowana przez helisę rodzaju $m = 1$. Aby uniknąć nieliniowych efektów występujących w rozwiniętej niestabilności, stymulowano oscylacje $m = 1$ przy indukcji pola nieco mniejszej niż krytyczna.

Pomiary Reynoldsa i in. [41] i podobne przeprowadzone przez Itoha i in. [42] wykazały co najmniej jakościową zgodność wyników eksperymentalnych z przewidywaniami teorii. Analogiczne badania były prowadzone dla oscylacji o dużej amplitudzie. Ventrice i Massey [35] otrzymali w tych warunkach wyniki pomiarów promieniowego rozkładu średnich w czasie koncentracji elektronów jakościowo zgodne z przewidywaniami Holtera i Johnsona. Na rys. 9 i 10 przedstawione są wyniki aktualnych badań Imazu i in. [29]. Przeprowadzone pomiary rozkładu średnich wartości koncentracji elektronów oraz potencjału wykazały dobrą ilościową zgodność wyników pomiarów i obliczeń.

Można więc uważać, że stwierdzone jest występowanie śrubowej struktury zaburzenia plazmy w obszarze B o wartościach niewiele przekraczających krytyczną ($B - B_c \ll B_c$). Parametry tej struktury są zgodne z przewidywaniami teorii. Szczególnie dobra zgodność wyników teorii i doświadczenia występuje dla wyładowań w helu.

6. Plazma wyładowania w zakresie średnich indukcji pola magnetycznego

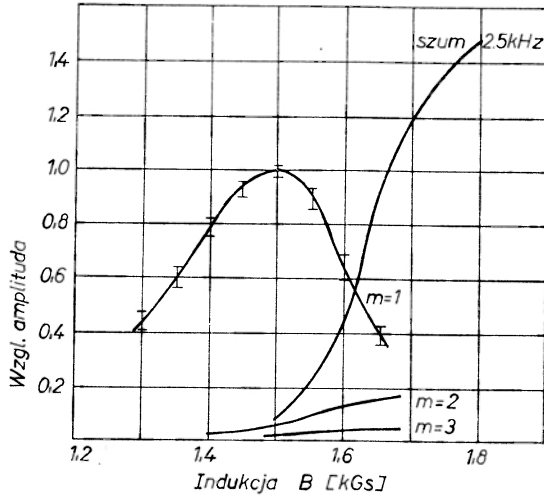
Kolumna plazmy wyładowania jarzeniowego jest niestabilna w zakresie ponadkrytycznych indukcji pola magnetycznego. Gdy wartości B są niewiele większe niż B_c , przestrzenna struktura zaburzonej plazmy ma formę wirującej helisy o stałej amplitudzie i prędkości kątovej. Wiadomo również, że dla indukcji pola znacznie przekraczających wartość krytyczną ($B \geq 10 \div 15 B_c$) zmiany parametrów plazmy mają turbulentny charakter.

W tym rozdziale przedstawione zostanie zachowanie się plazmy wyładowania w zakresie średnich indukcji pola. Za średnie będziemy uważali wartości B przekraczające B_c na tyle, że warunek $B - B_c \ll B$ przestaje być spełniony, jednak nie tak duże, by zmiany parametrów plazmy miały charakter turbulentny.

Wyniki eksperymentów prowadzonych ostatnio przez Nakano, Sato i Matsumoto [43] (także [29]) bardzo dobrze pokazują zmiany zachodzące w charakterze oscylacji przy wzroście indukcji pola B w obszarze ponadkrytycznym. Jak widać na rys. 11, w obszarze bliskim B_c struktura zaburzonej plazmy ma formę helisy $m = 1$ o amplitudzie rosnącej ze wzrostem B . Dla większych B pojawiają się helisy wyższych rodzajów o amplitudach rosnących kosztem amplitudy helisy $m = 1$. Wreszcie przy dalszym wzroście B pojawia się szum niskiej częstotliwości o szerokości widma sięgającej 10 kHz i gwałtownie narastającej amplitudzie. Oscylacje plazmy tracą uporządkowany charakter i stają się bezładne.

Sheffield [21] prowadził teoretyczne i eksperymentalne badania niestabilności plazmy wyładowania dla $B \gtrsim 2B_c$. Zdecydował się przy tym na nowe podejście

do zagadnienia. Tak samo jak Holter i Johnson [28] założył, że przestrzenna struktura zaburzenia plazmy jest zdominowana przez helisę. Dopuszczył jednak niestabilność tej struktury, tj. zmiany w czasie amplitudy i prędkości kątowej helisy. W analizie przyjął półempiryczną metodę postępowania, wprowadzając bezpośrednio do równań niektóre wyniki pomiarów dla wyliczenia parametrów struktury zaburzenia oraz strumienia poprzecznej dyfuzji.



Rys. 11. Zmiany amplitud składowych oscylacji potencjału. Hel, $p = 0,6$ Tr, $J_p = 200$ mA
 $R = 15$ mm (wg [29] i [40])

Równaniami wyjściowymi w analizie Sheffielda są (3.5) dla elektronów i analogiczne dla jonów. Tak samo jak w [28] narzucone zostaje rozwiązanie w postaci (5.9) i (5.10), określające radialne rozkłady chwilowych wartości odpowiednio koncentracji elektronów i potencjału.

Radialne rozkłady średnich w czasie wartości koncentracji $h_0(r) = \frac{\langle N(r) \rangle}{\langle N(0) \rangle}$ oraz natężenia pola elektrycznego $E_{0r}(r)$ otrzymał Sheffield w formie analitycznej rozwiązując układ równań:

$$ZN_0 h_0 + \mu'_e \nabla_r (h_0 E_{0r}) N_0 - \mu_e \mu'_e B \frac{f \cdot g}{r} A = 0 \quad (6.1)$$

$$ZN_0 h_0 - \mu'_i \nabla_r (h_0 E_{0r}) N_0 - \mu_i \mu'_i B \frac{f \cdot g}{r} A = 0. \quad (6.2)$$

W (6.1) i (6.2) opuszczone zostały, dla prostoty zapisu, oznaczenia zależności funkcyjnej h_0 , E_{0r} , f i g od promienia r . Bliższego omówienia wymaga parametr

$$A = \langle \frac{1}{2} \delta N_1 V_1 \exp(-2\omega_i t) \rangle. \quad (6.3)$$

Zwykle zakłada się stabilność struktury zaburzenia i $\omega_i = \text{Im}(\omega) = 0$, a A jest niezależne od czasu. W analizie przeprowadzonej przez Sheffielda występują jednak przypadki, w których równania dla pierwszej harmonicznej mogą być spełnione jedynie dla $\omega_i < 0$. Oczywiście, nie mogłoby być wówczas mowy o stanie ustalonym w oscylującej plazmie. Jeżeli jednak ω_i zmienia się w czasie, to może wystąpić uśredniona wartość $\langle \omega_i \rangle < 0$. Stąd też w definicji (6.3) parametru A uśrednienie zachodzi w czasie długim od okresu zmian ω_i .

Sheffield otrzymał także układ czterech równań, których rozwiązanie daje elementy składowe opisu śrubowej struktury zaburzenia plazmy. Równania zawierają siedem niewiadomych. Przyjęte zwykle postępowanie (np. [28]) polega na wprowadzeniu dodatkowych założeń, z których najważniejszymi są $\omega_i = 0$ i $h_0(R) = 0$. Obydwa te warunki zostały odrzucone przez Sheffielda. Pierwszy, jako sprzeczny z rezultatami doświadczeń, drugi — ponieważ stwierdzenie stabilności struktury zaburzenia było jednym z celów analizy. Zamiast nich wprowadza się do równań wyniki pomiarów, redukując w ten sposób ilość niewiadomych do czterech. Ta półempiryczna metoda umożliwia obliczenie osiowej długości fali λ_z , prędkości kątowej wirowania helisy ω_r , „współczynnika wzrostu“ helisy $\frac{\omega_i}{\omega_r}$ oraz promieniowej gęstości strumienia naładowanych cząstek.

Wykonując cykl pomiarów w wyładowaniu jarzeniowym w helu, Sheffield przeprowadził eksperymentalną weryfikację wyników obliczeń. Zmierzone wartości długości fali λ_z zaburzenia pozostają w dobrej zgodności z obliczonymi. Obliczona średnia prędkość kątowa rotacji helisy jest nieco mniejsza, niżby to wynikało z położenia maksimum mierzonego widma oscylacji dla rodzaju $m = 1$. Obie te wartości rosną w ten sam sposób w miarę obniżania ciśnienia gazu.

Pomierzone wartości

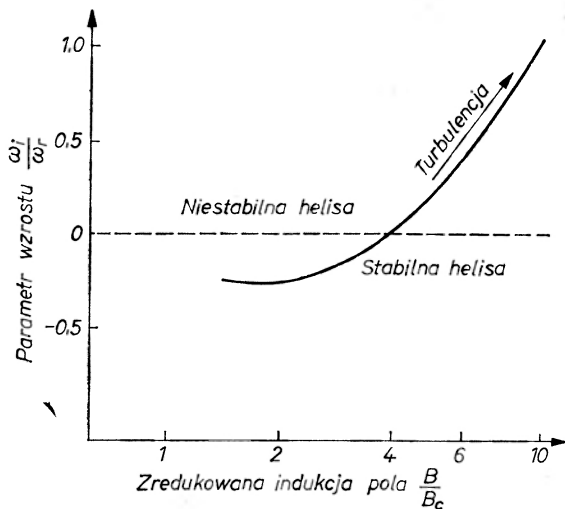
$$\Gamma_{\text{exp}} = \left\{ r \left\langle \frac{N' E' \Phi}{B} \right\rangle \frac{\mu_i'}{\mu_e' + \mu_i'} \right\}_{r = \text{const}} \quad (6.4)$$

promieniowego strumienia plazmy różnią się od obliczonych

$$\Gamma_{\text{teor}} = \left\{ \frac{A}{B} f(r) g(r) \frac{\mu_i'}{\mu_e' + \mu_i'} \right\}_{r = \text{const}} \quad (6.5)$$

nie więcej niż o 25%. Taką zgodność należy uznać za bardzo dobrą.

Sheffield nie był w stanie wykazać eksperymentalnie, że ω_i , tj. wielkość określająca zmiany amplitudy zaburzenia, została poprawnie wyznaczona drogą proponowanej przez niego analizy. Niemniej na podstawie zgodności teoretycznie przewidywanych i pomierzonych wartości λ_z , f_r i Γ można wnioskować, iż parametr wzrostu $\frac{\omega_i}{\omega_r}$ helisy przynajmniej jakościowo odpowiada podanemu przez Sheffielda (rys. 12). Przebieg zmian tego parametru w funkcji pola magnetycznego w połączeniu z wynikami pomiarów korelacyjnych wska-



Rys. 12. Parametr wzrostu helisy $\frac{\omega_i}{\omega_r}$ (wg Sheffielda [21])

zuje wyraźnie, że w zakresie $B < B_4 \lesssim B_c$ kolumna dodatnia zdominowana jest przez stabilną strukturę śrubową o skończonej amplitudzie. Omawiane wyniki stanowią więc silny argument za stosowaniem teorii Holtera i Johnsona [28], ze zmodyfikowanym założeniem o radialnym rozkładzie koncentracji,

w tym zakresie indukcji pola. Dla $B > 4B_c$ parametr wzrostu $\frac{\omega_i}{\omega_r}$ rośnie monotonicznie ze wzrostem indukcji pola. Można więc przyjąć za Sheffieldem, że struktura zaburzenia zdominowana jest przez helisę, której parametry zmieniają się w takt oscylacji o charakterze relaksacyjnym. Zaczyna występować rozmywanie widma rodzaju $m = 1$, związane ze zmianami częstotliwości rotacji helisy podczas narastania amplitudy w procesie drgań relaksacyjnych. Ponadto w trakcie „opadania“ może wystąpić krótki okres turbulencji. Można by oczekiwać, kontynuując rozważania nad tym mechanizmem, że w miarę wzrostu indukcji pola czas „opadania“ stanowi coraz większą część okresu drgań relaksacyjnych. Wówczas turbulencja ma coraz większy wpływ na charakter całego widma i stąd jego rozmywanie.

7. Plazma wyładowania w stanie turbulentnym

Gdy podłużne pole magnetyczne przekracza wielokrotnie wartość krytyczną B_c , stan plazmy wyładowania można uważać za turbulentny.

Teorię niestabilnej kolumny plazmy w takich warunkach podał Kadomtsev [44]. Zakładał przy tym całkowicie nieuporządkowane zmiany parametrów plazmy i obecność oscylacji o rozmaitych długościach fali i częstotliwościach.

Poprzeczna długość fali zaburzenia (promieniowa długość korelacji) jest w rozważanych przypadkach znacznie mniejsza od poprzecznych rozmiarów rury do wyładowań. Pozwoliło to Kadomtsewowi ograniczyć się w swoich rozważaniach do układu współrzędnych kartezjańskich. Przy założeniu $B \gg B_c$ można zaniedbać dyfuzję i unoszenie elektronów w poprzek pola magnetycznego oraz dyfuzję jonów. Dla oscylacji o małej amplitudzie otrzymuje się [45] równanie dyspersji w postaci:

$$\omega = \frac{k_z v_0 (d_i/a)}{d_e + d_i/a} + j \frac{k_z v_0 \omega_* - d_e (d_i/a)}{d_e + d_i/a} \quad (7.1)$$

$$\omega_* = \frac{k_y T_e}{m_e \Omega} \frac{d \ln N}{dx}; \quad \alpha = \frac{T_i}{T_e}; \quad d_e = \frac{\tau_e k_z^2 T_e}{m_e}$$

$$d_i = \frac{k_{\perp}^2 T_i}{m_i \Omega_i^2 T_i}, \quad v_0 = -\mu_e E_z$$

a k_x , k_y , k_z są liczbami falowymi w kierunku x , y , z . W wybranym układzie współrzędnych oś z skierowana jest wzdłuż pola magnetycznego, zaś oś x w kierunku gradientu koncentracji naładowanych cząstek.

Dla pól magnetycznych dostatecznie dużych, by wywierały istotny wpływ na ruch jonów ($\Omega_i^2 \tau_i^2 \gg 1$) urojona część (7.1) jest równa:

$$\omega_i = \left[\frac{\mu_i E_z}{\Omega_i \tau_i} \frac{d \ln N}{dx} \frac{k_y}{k_z} - D_e \frac{\mu_i}{\mu_e} \frac{k_{\perp}^2}{(\Omega_i \tau_i)^2} \right] \times \\ \times \frac{1}{1 + \frac{\mu_i k_{\perp}^2}{\mu_e k_z^2} (\Omega_i \tau_i)^{-2}}; \quad k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2. \quad (7.2)$$

Gdy długość fali zaburzenia w kierunku z jest mała, tj. $k_z \Omega_i \tau_i > k_{\perp}$, drugi składnik (7.2) jest równy $-\frac{\mu_i}{\mu_e} D_e k_z^2$, a więc tłumienie określone przez ambi-

polarną dyfuzję w kierunku z . Gdy $k_z \Omega_i \tau_i < \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_e}} k_{\perp}$, tłumienie określone jest przez dyfuzję elektronów wzdłuż pola. W przypadku pośrednim $k_{\perp} < k_z \Omega_i \tau_i < \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_e}} k_{\perp}$, stała tłumienia jest równa $-D_e \frac{\mu_i}{\mu_e} \frac{k_{\perp}^2}{(\Omega_i \tau_i)^2}$ i występuje efekt Simona (por. paragraf 2.3): jony dyfundują w poprzek, a elektrony wzdłuż pola.

Dla danych wartości k_y , największy wzrost zaburzenia odpowiada $k_x \rightarrow 0$, tj. $k_y \cong k_{\perp}$. Przy małych k_{\perp} maksimum ω_i występuje przy $\frac{k_{\perp}^2}{k_z^2} \frac{\mu_i}{\mu_e} (\Omega_i \tau_i)^{-2} = 1$ i jest równe

$$\omega_i = U \frac{d \ln N}{dx}, \quad (7.3)$$

gdzie

$$U = \frac{1}{2} E_z (\mu_e \mu_i)^{1/2}. \quad (7.4)$$

Tutaj Kadomtsev ucieka się do analogii z hydrodynamiką dla przedstawienia poglądowo zjawisk w turbulენტnej kolumnie plazmy. W tym celu zakłada $B \gg B_c$ i w początkowym stadium rozważań — rozkład koncentracji w postaci monotonicznie malejącej funkcji promienia. W stosunku do zaburzeń o kształcie helisy, plazma z przepływem prądu zachowuje się jak ciecz w polu ciężkości [44, 45]. W plazmie rozwijają się silnie wydłużone w kierunku pola B obszary zaburzenia o różnych rozmiarach i nachyleniu do osi z . Cała sytuacja nabiera charakteru chaotycznego, turbulენტnego.

W związku z równomiernością widma długości fal zaburzeń w plazmie, koherentne oscylacje są niemożliwe poza niewielkimi obszarami w plazmie. Taki obszar może być scharakteryzowany przez podanie „długości drogi mieszania“ l , jak w zwykłej turbulencji [46]. Wówczas fluktuacje gęstości można przedstawić jako $N' = l \frac{dN}{dr}$, a ich prędkość jako $v' = U \frac{N'}{N}$. Kadomtsev założył, że w rurze o dielektrycznych ściankach l jest stała dla określonej średnicy rury.

Gęstość strumienia cząstek w układzie cylindrycznym

$$\Gamma_r = N'v' = D \frac{dN}{dr}; \quad D = v'l = \omega_i l^2. \quad (7.5)$$

Tu ω_i , obliczone w układzie kartezjańskim, może być użyte w wyniku poprzednich założeń. Równanie ciągłości

$$\frac{1}{r} \frac{d(r\Gamma_r)}{dr} = NZ \quad (7.6)$$

można rozwiązać uwzględniając $N(0)$, $N'(0) = 0$ i $N(R) = 0$. Otrzymuje się rozkład koncentracji naładowanych cząstek w postaci:

$$N(r) = N(0) y_c \left(x_0 \frac{r}{R} \right), \quad (7.7)$$

gdzie $x_0 \cong \left(\frac{ZR^3}{Ul^2} \right)^{1/3} = 3,40$, a także gęstość strumienia

$$\Gamma_r(r) = \frac{Ul^2}{N(r)} \left(\frac{dN}{dr} \right)^2. \quad (7.8)$$

W celu wyznaczenia długości drogi mieszania l z równania (7.7), Kadomtsev posłużył się następującym rozumowaniem. Jeżeli w dwóch wyładowaniach przy tym samym ciśnieniu P , jednym w rurze o promieniu R i pozostającym w stanie turbulენტnym oraz drugim w rurze o promieniu R_1 i pozostającym w stanie stacjonarnym (bez pola magnetycznego) równe są częstości jonizacji Z ,

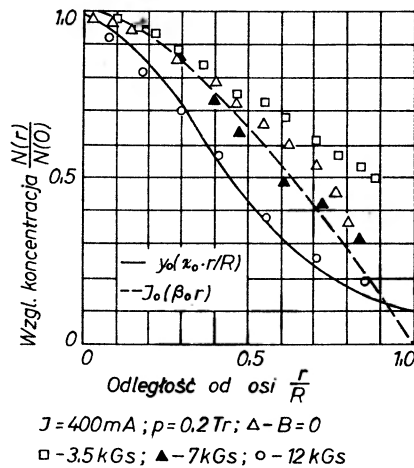
to również temperatury elektronów są równe. W stacjonarnej kolumnie

$$Z = \frac{\mu_i T_e \mu_e (2,4)^2}{\mu_e e R_1^2} \quad (7.9)$$

Z (7.7) i (7.9) wynika:

$$l^2 = \frac{2(2,4)^2 R^3 T_e (\mu_i)^{1/2}}{x_0^3 e R_1^2 E_z (\mu_e)} \quad (7.10)$$

Korzystając z wyników poprzednich eksperymentów, Kadomtsev wykazał, że typowe wartości l zależą tylko od promienia rury i dla różnych gazów l/R są w przybliżeniu jednakowe i równe 0,10-0,15. Jednym z ważniejszych rezul-



Rys. 13. Rozkład koncentracji elektronów (wg Halsetha i Pyle [27])

tatów teorii Kadomtseva, zapewniającym prostą możliwość porównania jej wyników z doświadczeniem, jest otrzymany rozkład koncentracji naładowanych cząstek (7.7). W analizie Kadomtseva występuje warunek brzegowy $N(R) = 0$. Ze względu na skończoną w rzeczywistości wartość koncentracji elektronów i jonów na ściankach rury, bardziej wskazane jest stosowanie zmodyfikowanej wartości $R' \approx R + l$ [45] lub $R' = R + 2l$ [47] promienia rury w podanych wyżej wzorach.

Pierwszą, jak się wydaje, próbę doświadczalnego sprawdzenia wyników przedstawionej teorii podjęli Artsimovich i Nedospasov [47]. Tutaj przytoczymy wyniki aktualnych i najpełniejszych dotychczas eksperymentów opisanych [45] przez Halsetha i Pyle'a. Wykonywali oni badania plazmy wyładowania w helu. Mierzyli natężenie osiowego pola elektrycznego E_z , promieniowego rozkładu koncentracji naładowanych cząstek $N(r)/N(0)$, a także pomiary korelacyjne zmian koncentracji oraz pomiary gęstości strumienia naładowanych cząstek. Maksymalna indukcja pola wynosiła 12 kGs, przy $B_e \approx 1 \div 2$ kGs.

Zgodnie z przewidywaniami teorii, pole elektryczne osiąga nasycenie dla indukcji pola magnetycznego kilkakrotnie przekraczających wartość B_c i praktycznie nie zależy od B dla dużych indukcji. Pomiary $N(r)/N(0)$ wykonywano zakładając proporcjonalność prądu jonowego sondy do koncentracji naładowanych cząstek. We wszystkich przypadkach stwierdzono przesunięcie położenia maksimum w stosunku do geometrycznej osi rury. Wyniki pomiarów przedstawione są na rys. 12. Dla porównania na tym samym rys. przedstawiono wykresy $J_0(\beta_0 R)$ i $y_0\left(x_0 \frac{r}{R}\right)$.

Pomiary korelacyjne wykazały istnienie dominującej struktury śrubowej dla małych i średnich B . Przy $B = 12$ kGs można wyodrębnić jedynie szczałkowe ślady tej struktury. Przeprowadzona została również analiza widma oscylacji koncentracji elektronów oraz pola elektrycznego. W zakresie indukcji pola magnetycznego, w których struktura zaburzenia zdominowana jest przez helisę, wyniki pokrywają się z otrzymanymi przez Sheffielda. Gdy $B = 12$ kGs, widma nie wskazują na istnienie jakiegokolwiek dominującej struktury zaburzenia. Widmo jest również rozmyte przy $B = 7$ kGs, choć badania korelacyjne wykazują jeszcze definitywną obecność helisy w tym przypadku. Ciągłość widma nie może więc rozstrzygnąć o charakterze niestabilności.

Długość drogi mieszania l wyznaczono z pomiaru przestrzennej funkcji korelacji wzdłuż osi. Zmierzone wartości l odpowiadają wartościom stosunku $\frac{l}{R+l}$ leżącym w granicach 0,21-0,25 lub $\frac{l}{R+2l}$ w granicach 0,175-0,2 co niewiele różni się od przewidywanych przez teorię turbulencji. Istnienie szczałkowej struktury śrubowej może prowadzić do występowania wartości l większych, aniżeli to wynika z teorii czystej turbulencji.

Mierzono stosunek amplitudy fluktuacji koncentracji do średniej w czasie wartości koncentracji w funkcji odległości od osi wyładowania dla różnych wartości B i p . Poziom fluktuacji okazał się stosunkowo duży w otoczeniu osi. Jest to sprzeczne z przewidywaniami teorii Kadomtsewa, z której wynika $N'(r) = l \frac{dN}{dr}$. Niemniej zgodność między eksperymentalnymi i obliczonymi wartościami l oraz radialnymi rozkładami $N(r)/N(0)$ jest dowodem występowania silnej turbulencji dla $B = 12$ kGs.

Eksperymentalne wartości gęstości strumienia naładowanych cząstek można obliczyć z wzoru

$$I(r_1) = \frac{Z}{r_1} \int_0^{r_1} N(r) r dr . \quad (7.11)$$

Częstość jonizacji Z można wyznaczyć znając z pomiarów E_z . Wzór (7.11) wynika z następującego rozumowania. Strumień nośników ładunku przepływających przez jednostkę powierzchni cylindra o promieniu r_1 i długości a jest równy $I(r_1)2\pi r_1 a$. Ten strumień musi być równy ilości cząstek generowa-

nych wewnątrz cylindra $\int_0^{r_1} ZN(r)2\pi r dr$. Wyniki obliczeń wg (7.11) okazują się zgodne z teoretycznie przewidywanymi przez teorię turbulencji Kadomtsewa w zakresie dużych B lub z wynikającymi z teorii Sheffielda dla B mniejszych. W obu przypadkach zgodność wyników pomiarów i obliczeń zachodzi z dokładnością rzędu 2.

Reasumując wyniki otrzymane przez Halsetha i Pyle można stwierdzić, co następuje. Plazma wyładowania jarzeniowego w podłużnym polu magnetycznym o indukcji równej co najmniej $15 B_c$ znajduje się w stanie silnej turbulencji. Przepływ naładowanych cząstek w poprzek pola magnetycznego powodowany jest przede wszystkim istnieniem bezładnych fluktuacji pola elektrycznego, tak jak to przewiduje teoria Kadomtsewa. Przy wzroście pola magnetycznego przejście w stan turbulencji zachodzi płynnie w obszarze $B > B_c$. Dla niższych indukcji pola przepływ ma uporządkowany charakter i powodowany jest istnieniem zaburzenia plazmy o stabilnej śrubowej strukturze, tak zresztą, jak to wykazały również wcześniejsze eksperymenty. Dla $B > 3 B_c$ strumień cząstek bardzo wolno zmienia się w funkcji B . Jego wartość można wyznaczyć z dokładnością do współczynnika 2 stosując półempiryczną metodę Sheffielda [21] dla $B \approx 15 B_c$ i metodę Kadomtsewa dla $B \approx 15 B_c$.

Pomiary wykazują, że można stosować model turbulencji w kolumnie dodatniej w zakresie dużych indukcji pola magnetycznego, analogiczny do klasycznego modelu turbulencji hydrodynamicznej. Wykazano jednak, że teoria Kadomtsewa zawodzi, gdy chodzi o wyznaczenie promieniowego rozkładu amplitudy fluktuacji koncentracji naładowanych cząstek.

8. Podsumowanie

Od czasu odkrycia przez Lehnerta w 1958 r. zjawiska anomalnej dyfuzji w kolumnie dodatniej wyładowania jarzeniowego prowadzono intensywne badania teoretyczne i eksperymentalne tego problemu. Umożliwiły one udzielenie wielu odpowiedzi na pytania dotyczące mechanizmu zjawiska, wiele niejasności jednak pozostało i wymaga wyjaśnienia.

Nie ulega dziś wątpliwości, że anomalna dyfuzja związana jest z niestabilnością wyładowania. Stąd też wyjaśnienie mechanizmu utraty stabilności przez kolumnę dodatnią stało się sprawą o pierwszorzędym znaczeniu. Dzieje się tak zresztą z przyczyn o charakterze ogólniejszym. Mianowicie rezultaty badań nad mechanizmem niestabilności w kolumnie dodatniej mogą być często z powodzeniem uogólnione na przypadki znacznie bardziej złożone i trudniejsze do obserwacji w laboratorium.

Transport cząstek naładowanych w poprzek pola magnetycznego zależy od indukcji pola. Gdy indukcja jest mniejsza od wartości krytycznej B_c , podłużne pole elektryczne i rozkład koncentracji elektronów w kolumnie dodatniej określone są przez teorię klasyczną. Bickerton, von Engel wykonywali szcze-

gólów badania w tym zakresie pola magnetycznego [8] i wydaje się, że opis klasyczny można uznać za wystarczający i prowadzący do wyników zgodnych z doświadczeniem.

Gdy indukcja pola magnetycznego przekracza B_c , poprzeczny transport cząstek jest większy aniżeli to wynika z teorii klasycznej. Teoria Kadomtsewa i Nedospasova [14] oraz doświadczenia Allena, Paulikasa i Pyle'a [30], [19] jednoznacznie wyjaśniły przyczynę tego efektu. Jest nią makroskopowa niestabilność kolumny, związana z obecnością zaburzenia parametrów plazmy o strukturze przestrzennej w formie helisy, wirującej wokół osi wyładowania. Hoh [26] podał szczegółowy fizyczny opis mechanizmu tego zjawiska. Wskazał przy tym, że przepływ prądu elektronów w wyładowaniu prowadzi do osiowego przesunięcia względem siebie helisy elektronowej i jonowej i stanowi źródło siły napędowej powodującej zwiększony transport naładowanych cząstek w poprzek pola magnetycznego.

Badania Robertsona i Currie [40] wykazały, że wzbudzenie niestabilności przy przekraczaniu przez pole magnetyczne indukcji krytycznej B_c ma charakter wzbudzenia twardego. Ten fakt nie zdaje się budzić dziś wątpliwości. Zadziwiająco jednak zgodne są eksperymentalne wartości z otrzymanymi teoretycznie na podstawie analizy Kadomtsewa i Nedospasova [14], a także Johnsona i Jerde [27]. Obie te teorie zakładają wzbudzenie miękkie, nie przewidując nieciągłości parametrów plazmy przy $B = B_c$. Teorie Holtera i Johnsona [28] oraz Imazu i in. [29] przewidują taki skok, zakładając strukturę zaburzenia parametrów plazmy w postaci helisy rodzaju $m = 1$ o skończonej amplitudzie. Przewidują również wystąpienie zjawiska histerezy w obrębie $B = B_c$. To ostatnie znalazło potwierdzenie eksperymentalne [40].

Wymienione teorie umożliwiają obliczenie poprawnej wartości indukcji pola magnetycznego B_c . Eksperymentalne sprawdzenie tych wartości wymaga jednak zachowania szczególnej ostrożności w interpretacji wyników pomiarów [40].

Struktura czasowa i przestrzenna niestabilnej kolumny dodatkowo w ponadkrytycznym zakresie podłużnego pola magnetycznego była obiektem studiów w wielu eksperymentach. Wyniki tych badań potwierdziły istnienie śrubowej struktury $|m = 1|$ zaburzenia zarówno w zakresie małych amplitud, jak i w przypadku oscylacji o skończonej amplitudzie. Niestety, jednak w warunkach doświadczalnych taka zgodność rezultatów pomiarów i teorii występuje tylko dla pewnych szczególnych warunków wyładowania. Bardzo często stan oscylacji w plazmie różni się znacznie od opisanego przez teorię. Jak zwykle, tak i w tym przypadku teoretyczna analiza wymaga uproszczonych założeń i pewnej idealizacji sytuacji, aby rozwiązania były możliwe i by można je było uzyskać przy rozsądnym nakładzie wysiłku. Rzadko można tak zaprojektować i wykonać układ pomiarowy, by uzyskać podobne warunki w praktyce. W rezultacie badania struktury niestabilnej kolumny dodatkowo odbywają się zwykle w obecności również innych oscylacji, aniżeli poszukiwany rodzaj śrubowy $m = 1$. Najczęściej występującymi niepożądanymi drganiami są: rodzaj $m = 0$ poja-

wiający się w wyniku niedoskonałego ustawienia wyładowania w kierunku pola magnetycznego oraz fale jonizacji.

Istnieją dwa modele przechodzenia plazmy w stan turbulentny: Hoha [48] i Sheffielda [21]. Pierwszy z nich zakłada, że helisa rodzaju $m = 1$ w obszarze przejściowym rozpada się na szereg rodzajów spiralnych o identycznym parametrze wzrostu. Drugi przewiduje dominację struktury zaburzenia przez jedną helisę o parametrach zmieniających się w sposób relaksacyjny. Istnieją przesłanki doświadczalne potwierdzające model Sheffielda [21] lub też model Hoha [29], [43] przechodzenia kolumny dodatkowo ze stanu laminarnego w stan turbulentny. Wydaje się więc, że właśnie w zakresie średnich indukcji pola magnetycznego konieczne jest przeprowadzenie bardziej szczegółowych badań przestrzennej i czasowej struktury niestabilnej plazmy wyładowania. Tak samo zresztą wymaga bliższego wyjaśnienia problem zmiany parametrów plazmy w warunkach istnienia niestabilności. Zaburzenie plazmy jest we wszystkich dotychczas przypadkach identyfikowane z oscylacjami koncentracji naładowanych cząstek oraz potencjału. Zmiany temperatury elektronów w czasie i przestrzeni zaniechuje się. Takie rozumowanie niekoniecznie musi odpowiadać rzeczywistej sytuacji w warunkach rozwiniętej niestabilności, gdy helisa zaburzenia charakteryzuje się dużą amplitudą. Podobna niejasność istniała w badaniach teoretycznych i eksperymentalnych wyładowania refleksowego. Dopiero badania Klana [49, 50] oraz Zakrzewskiego, Beaudry'ego i Cloutiera [51, 52] doprowadziły do wykrycia niestabilności związanych z istnieniem silnego zaburzenia temperatury elektronów w plazmie.

Kadomtsev [37, 44] podał teorię niestabilnej kolumny plazmy w zakresie bardzo dużych pól magnetycznych. Dla tego przypadku założył istnienie jednocześnie wielu rodzajów oscylacji o różnych długościach fali i częstotliwościach. Ogólny charakter zachodzących zjawisk jest chaotyczny, turbulentny. Badania eksperymentalne Halsetha i Pyle'a [45] wykazały, że model Kadomtseva opisuje najważniejsze właściwości kolumny dodatkowo w zakresie silnych pól magnetycznych. Bardziej ścisły opis powinien jednak uwzględnić efekty brzegowe. Również promieniowy rozkład amplitudy zaburzenia koncentracji elektronów w turbulentnej plazmie wymaga bliższych studiów teoretycznych.

Doświadczenia prowadzone we wszystkich omawianych zakresach indukcji pola magnetycznego wykazują, że najlepsza zgodność wyników teorii i eksperymentów zachodzi dla wyładowania w helu.

Autor pragnie podziękować swoim Kolegom z Zakładu Dynamiki Plazmy IMP PAN w Gdańsku za liczne dyskusje, a Panu mgr T. Kopiczyńskiemu za trud przeczytania rękopisu tej pracy i cenne uwagi.

Stałe oznaczenia

B, B_c	— indukcja pola magnetycznego, indukcja krytyczna
D, D_a	— współczynnik dyfuzji, dyfuzji ambipolarnej
E	— natężenie pola elektrycznego

e, m	— ładunek i masa elektronu
I_p	— prąd wyładowania
j	— gęstość prądu
k	— liczba falowa
l	— długość drogi mieszania
L	— długość obszaru pola magnetycznego
m	— numer rodzaju drgań
N	— koncentracja cząstek
P	— ciśnienie
R	— promień rury
T	— temperatura
V	— potencjał elektryczny
V	— objętość
$V = \frac{kT_e}{e}$	— temperatura elektronów w Voltach
Z	— częstość jonizacji
z, r, Φ	— współrzędne układu cylindrycznego
$f(r), g(r), h_0(r)$	— rozkłady promieniowe: zaburzenia koncentracji, zaburzenia potencjału, średniej koncentracji
Γ	— gęstość strumienia naładowanych cząstek
ϵ_0	— przenikalność dielektryczna próżni
λ	— długość fali zaburzenia
λ_e, λ_i	— średnie drogi swobodne cząstek
μ	— ruchliwość cząstek
ν	— częstość zderzeń cząstek naładowanych z neutralnymi
Ω	— pulsacja żyotropowa
$\omega = \omega_r + j\omega_i$	— pulsacja zaburzenia.

Literatura

- [1] D. Bohm, E. H. S. Burhop, H. S. W. Massey, w *Characteristics of Electrical Discharges*, A. Guthrie, R. K. Wakerling, eds., Chapter 2, Mc Graw-Hill, 1949.
- [2] F. C. Hoh, *Rev. Modern Phys.*, **34**, 267 (1962).
- [3] F. Boeschoten, *Plasma Phys.*, **6**, 339 (1964).
- [4] S. C. Brown, *Introduction to Electrical Discharges in Gases*, J. Wiley a. Sons 1966.
- [5] H. S. Robertson, w *Plasma Instabilities and Anomalous Transport* W. P. Pardo, H. S. Robertson, eds., Epilogue, Univ. of Miami Press, 1966.
- [6] *Plasma Physics and Controlled Fusion Research*, materiały kolejnych konferencji, Vienne 1962, 1966, 1969.
- [7] C. S. Cummings, L. Tonks, *Phys. Rev.*, **59**, 517 (1941).
- [8] R. J. Bickerton, A. von Engel, *Phys. Soc. Proc.*, **B69**, 468 (1956).
- [9] A. V. Nedospasov, *Žh. Eksper. Teor. Fiz.*, **34**, 1338 (1958).
- [10] I. A. Vasileva, V. L. Granowski, *Radiotechnika i Elektronika*, **4**, 2051 (1958).
- [11] B. Lehnert, w *Proc. of the Second Geneva Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, **V**, **32**, 349 (1958).
- [12] F. C. Hoh, B. Lehnert, *Proc. of the International Conference on Phenomena in Ionized Gases*, Uppsala, Report III b, 25 (1959).

- [13] F. C. Hoh, B. Lehnert, *Phys. Fluids*, **3**, 600 (1960).
- [14] B. B. Kadomtsev, A. V. Nedospasov, *J. Nuclear Energy*, Part C, **1**, 230 (1960).
- [15] G. Francis, *Encyclopedia of Physics*, V. XXII, Springer-Verlag 1956.
- [16] E. W. Mc Daniel, *Collision Phenomena in Ionized Gases*, J. Wiley a. Sons 1964.
- [17] P. B. Mumola, E. J. Powers, *Proc. IEEE*, **56**, 1493 (1968).
- [18] A. Simon, *Phys. Rev.*, **98**, 317 (1955).
- [19] G. A. Paulikas, R. V. Pyle, *Phys. Fluids*, **5**, 348 (1962).
- [20] A. von Engel, *Ionized Gases*, Oxford 1965.
- [21] J. Sheffield, *Phys. Fluids*, **11**, 222 (1968).
- [22] F. F. Chen, w *Plasma Diagnostic Techniques*, R. H. Huddlestone, S. L. Leonard, eds., Chapter 4, Academic Press 1965.
- [23] L. Schott, w *Plasma Diagnostics* W. Lochte-Holtgreven, ed., Chapter 11, North Holland, Amsterdam 1968.
- [24] J. D. Swift, M. J. R. Schwar, *Electrical Probes for Plasma Diagnostics*, Iliffe Books Ltd., London 1970.
- [25] Z. Zakrzewski, *Postepy Fizyki*, **21**, 248 (1970).
- [26] F. C. Hoh, *Phys. Fluids*, **5**, 22 (1962).
- [27] R. R. Johnson, D. A. Jerde, *Phys. Fluids*, **5**, 988 (1962).
- [28] O. Holter, R. R. Johnson, *Phys. Fluids*, **8**, 333 (1965).
- [29] S. Imazu, T. Maruyama, H. Sato, Y. Nakano, *Phys. Fluids*, **14**, 841 (1971); także M. Matsumoto, *J. Phys. Soc. Japan*, **18**, 572 (1963).
- [30] T. K. Allen, G. A. Paulikas, R. V. Pyle, *Phys. Rev. Letters*, **5**, 409 (1960).
- [31] L. Rothhardt, G. Popov, informacja bezpośrednia (1970).
- [32] L. Rothhardt, G. Popov, *Ninth Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases*, Contributed Papers, 153, Bucharest 1969.
- [33] G. Popov, L. Rothhardt, *Ninth Int. Conf. Phenomena in Ionized Gases*, Contributed Papers, 154, Bucharest 1969.
- [34] V. L. Vdovin, A. V. Nedospasov, *Zh. Tekh. Fiz.*, **32**, 819 (1962).
- [35] C. A. Ventrice, C. G. Massey, *Phys. Fluids*, **11**, 1990 (1968).
- [36] C. A. Ventrice, N. K. Smith, *Phys. Fluids*, **12**, 883 (1969).
- [37] B. B. Kadomtsev, *Plasma Turbulence*, Academic Press, New York 1965.
- [38] M. Sato, Y. Hatta, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 251 (1965).
- [39] D. A. Huchital, E. H. Holt, *Appl. Phys. Letters*, **8**, 321 (1966).
- [40] H. S. Robertson, E. H. Currie, *Phys. Fluids*, **12**, 200 (1969).
- [41] J. F. Reynolds, W. C. Jennings, R. L. Gunshor, *Phys. Fluids*, **11**, 1049 (1968).
- [42] S. Itoh, M. Kawaguchi, K. Yamamoto, *Phys. Fluids*, **9**, 2535 (1966).
- [43] S. Imazu, H. Sato, Y. Nakano, *IX Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, 205, Bucharest 1969; oraz Y. Nakano, H. Sato, M. Matsumoto, *J. Phys. Soc. Japan*, **29**, 1105 (1970).
- [44] B. B. Kadomtsev, *Zh. Tekh. Fiz.*, **31**, 1273 (1961).
- [45] M. W. Halseth, R. V. Pyle, *Phys. Fluids*, **13**, 1238 (1970).
- [46] L. Prandtl, *Dynamika przepływów*, PWN, Warszawa 1956.
- [47] L. A. Artsimovich, A. V. Nedospasov, *Doklady AN SSSR*, **175**, 1022 (1962).
- [48] F. C. Hoh, w *zbiore* [5], 207 (1966).
- [49] F. Klan, *Inst. für Plasmaphysik, Garching bei München*, Rep. No. 3/92 (1969).
- [50] F. Klan, *Z. Naturforsch.*, **25a**, 263 i 707 (1970).
- [51] Z. Zakrzewski, C. Beaudry, G. G. Cloutier, *Rev. Sci. Instrum.*, **39**, 1507 (1968); także *Can. J. Phys.*, **48**, 918 (1970).
- [52] C. Beaudry, Z. Zakrzewski, G. G. Cloutier, *Lab. de Phys. des Plasmas, Univ. de Montreal*, Rapport No 68-17 (1968).

Jerzy Dera

Instytut Geofizyki PAN
Zakład Oceanologii w Sopocie

Antoni Śliwiński

Instytut Fizyki
Uniwersytet Gdański

Witold Wensierski

Instytut Geofizyki PAN
Zakład Oceanologii w Sopocie

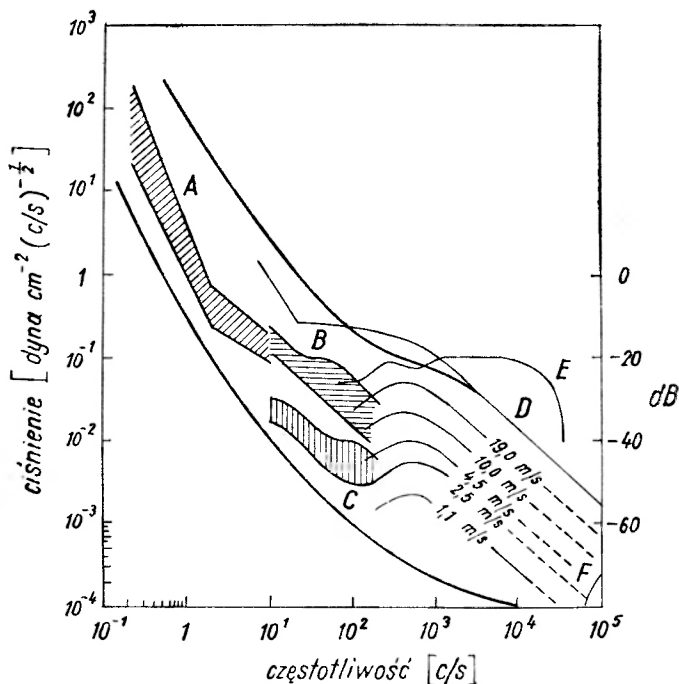
Wybrane zagadnienia fizyki morza. Część IV. Fale dźwiękowe w morzu

Selected Topics on the Physics of the Sea. Part IV. Sound in the Sea

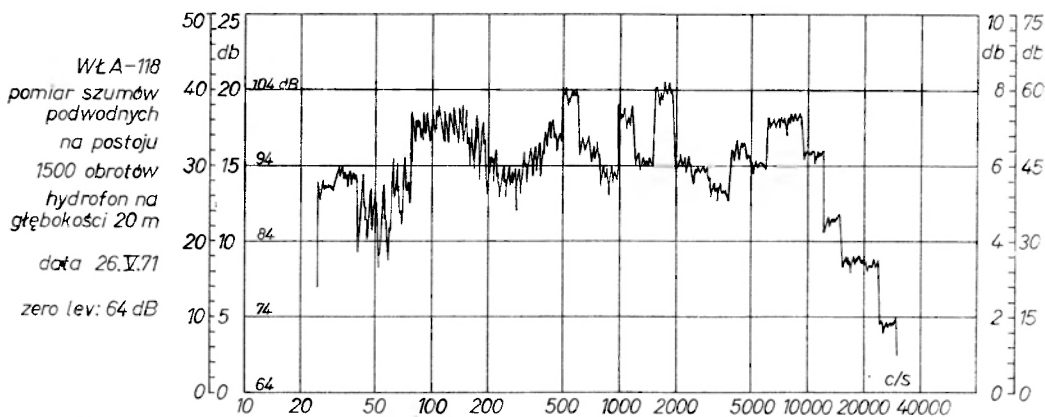
Abstract: In this paper the basic topics of underwater acoustics are presented. Underwater sound sources, ambient noise sources and their spectra are mentioned. The wave equation and its solutions for typical cases in the sea are given. Sound energy, its attenuation in sea water as well as the sound velocity and the influence of velocity gradient on the sound propagation in the sea are discussed.

1. Wstęp

Poprzednie artykuły obecnego cyklu [1, 2, 3] poświęcone były zagadnieniom optyki morza. Uzupełnienie zawartych tam informacji znaleźć można w literaturze polskiej w pracy [4]. Z literatury światowej na ten temat wymienić należy pierwszą monografię poświęconą optyce morza N. G. Jerlova [5] oraz ciekawą popularnonaukową książkę Ju. E. Oczakowskiego i współautorów [6]. W obecnym artykule przechodzimy do zagadnień akustyki morza. W odróżnieniu od optyki, akustyka morza dysponuje znaczną liczbą obszernych opracowań monograficznych poświęconych zarówno ogólnemu zarysowi tej dyscypliny [7, 18, 36], jak i jej poszczególnym aspektom [8, 9, 10, 11, 30]. Istnieje także w literaturze polskiej obszerna monografia I. Maleckiego poświęcona teorii fal i układów akustycznych [12], w której ogólne rozważania obejmują szereg szczególnych przypadków zjawisk akustycznych spotykanych w morzu. Podstawy ogólnej i laboratoryjnej akustyki w gazach i w cieczach zawarte są w podręczniku [13] i [40], a podstawy hydroakustyki w opracowaniu [16]. Wiele innych polskich prac z akustyki ogólnej zestawionych jest w bibliografii [17]. W akustyce morza spotykamy się z bardzo szerokim widmem fal poczynając



Rys. a



Rys. b

Rys. 1.1. Szумы w morzu. a) Widmo szumów naturalnych według danych różnych autorów (p. Tolstoy i Clay [7]). (Na osi rzędnych odłożono średnie kwadratowe ciśnienie szumów odniesione do przedziału częstotliwości 1 c/s). A) Dane sejsmiczne z dna Oceanu Spokojnego (W. A. Schneider, P. J. Farrell i R. E. Brannian 1964). B) Dane z Morza Tyrreńskiego (M. R. Lomask i R. Frassetto 1960). C) Dane z jeziora Pend Oreille, USA (M. R. Lomask i R. A. Saenger 1960). D) Szумы związane z falowaniem powierzchni morza przy różnych prędkościach wiatru (G. M. Wenz 1962 [49]). E) Szумы wytwarzane przez deszcz (T. Heidsmann, R. Smith i A. Arneson 1955). F) Granica szumów termicznych (R. Mellen 1952, D. Ezrow 1962). Rys. 1.1 b) Widmo hałasu promieniowanego w Bałtyku przez statek rybacki w odległości 20 m od kadłuba (A. Śliwiński, J. Pawlak i W. Lis — nie publikowane)

od częstotliwości rzędu ułamków herza aż do kilkuset kiloherców. Górną granicę tego widma wyznacza sama natura środowiska morskiego wykazującego silne tłumienie fal krótkich. W hydrolokacji, gdzie ważny jest zarówno zasięg, jak i kolimacja wiązki fal, optymalne częstotliwości leżą w obszarze kilkadziesiątu kHz. W przypadkach, gdy chodzi o uzyskanie dużego zasięgu, stosuje się niskie częstotliwości z uwagi na ich małe tłumienie. W niektórych zadaniach specjalnych, jak badania przepływów dzięki wykorzystaniu zjawiska Dopplera [27, 31] czy też otrzymywania obrazów [25, 26] za pomocą promieni dźwiękowych, stosuje się także ultradźwięki o częstościach rzędu megaherców. Zasięg tak krótkich fal jest niewielki, lecz kolimację wiązek uzyskuje się dużą i można mówić o promieniach dźwiękowych podlegających prawom optyki geometrycznej.

Do generacji dźwięków w morzu stosuje się głównie przetworniki elektroakustyczne działające na zasadzie rezonansowego pobudzenia elementów ciał stałych o własnościach piezoelektrycznych lub magnetostrykcyjnych. W badaniach toni wodnej, jak i geomorfologicznych badaniach pod dnem morskim, wykorzystuje się również źródła fal akustycznych działające na zasadzie termoeksplzji wywołanych materiałem wybuchowym lub wyładowaniami elektrycznymi dużej mocy czy też eksplozji sprężonych gazów. Odbiornikami fal udarowych pochodzących od tego typu źródeł są hydrofony o specjalnych charakterystykach.

Oprócz pól akustycznych wprowadzanych celowo, istnieją w morzu pola akustyczne własne pochodzące od licznych źródeł wewnętrznych. Są to tzw. szумы własne morza (lub hałasy) pochodzące zarówno od źródeł naturalnych, jak i od źródeł związanych z techniczną działalnością człowieka na morzu [18]. Źródłami naturalnymi są głównie falowanie powierzchni morza [22], tarcie wiatru o powierzchnię, opady atmosferyczne, burzliwe przepływy wód, fluktuacje termiczne oraz aktywność licznych przedstawicieli fauny morskiej (krewetki, delfiny i wiele innych — także ryby [32]). Hałasy wprowadzane przez człowieka wynikają głównie z ruchu statków i innych operacji na morzu. Szумы własne morza występują jako tło zakłócające sygnały hydrolokacyjne [34]. Widmo szumów własnych jest charakterystyczne dla różnych kierunków [38] różnych akwenów morskich i zmienia się w różnych porach doby i roku. Jego badanie może informować pośrednio o innych zjawiskach ważnych dla oceanografii. Na rys. 1.1a podano przykład naturalnych szumów własnych morza [49].

Akustyczne widma hałasów podwodnych dla różnych typów statków są również charakterystyczne i indywidualne. Przykład widma hałasu promienionego w Bałtyku przez statek rybacki przedstawia rys. 1.1b.

2. Równanie fali akustycznej w morzu

Falę akustyczną w ośrodku płynnym opisać można za pomocą ogólnych praw hydrodynamiki [50], [20]. Podstawowe wielkości, które charakteryzują akustyczne pole zaburzeń, to przemieszczenie akustyczne (przesunięcie) ele-

mentu ośrodka (cząstki akustycznej) z położenia równowagi $\vec{\xi}$, prędkość akustyczna drgającego elementu \vec{v} , ciśnienie akustyczne p wywołane zaburzeniem, tj. różnica pomiędzy ciśnieniem stanu zaburzonego i stanu równowagi, i względne zgęszczenie akustyczne $\delta = \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$, gdzie ρ_0 — gęstość ośrodka w stanie równo-

wagi, ρ — gęstość lokalna wywołana zaburzeniem.

Przy opisie pola akustycznego w morzu, przyjmuje się często, że jest to pole bezwirowe posiadające potencjał $\Phi(x, y, z, t)$, który spełnia równanie falowe. Dalsze upraszczające założenie bezźródłowości pola (fala nietłumiona) jest również spełnione z dobrym przybliżeniem dla celów praktycznych w przypadku fal o małej amplitudzie i niezbyt dużych częstotliwościach.

Z definicji, potencjał pola prędkości cząstki akustycznej Φ spełnia zależność

$$\vec{v} = -\nabla\Phi. \quad (2.1)$$

Stosuje się także w rozważaniach teoretycznych [7] potencjał pola przemieszczeń akustycznych Φ' określony zależnością

$$\vec{\xi} = \nabla\Phi'. \quad (2.2)$$

Łatwo wykazać [7, 12] współzależność pomiędzy Φ , Φ' i ciśnieniem akustycznym:

$$p = \rho_0 \frac{\partial\Phi}{\partial t} = -\rho_0 \frac{\partial^2\Phi'}{\partial t^2}. \quad (2.3)$$

Potencjał akustyczny spełnia ogólnie znane równanie falowe

$$\nabla^2\Phi = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2\Phi}{\partial t^2}, \quad (2.4)$$

w którym c jest prędkością rozchodzenia się fali. Równanie to jest w hydroakustyce podstawą opisu fali nietłumionej.

Powszechnym zjawiskiem w morzu jest oddziaływanie wysyłanych fal akustycznych z materiałem dna morskiego, które może zachowywać się w pewnych przypadkach jak ciecz, w innych zaś jak elastyczne ciało stałe. W tych ostatnich przypadkach należy uwzględnić odkształcenia poprzeczne ośrodka przez wprowadzenie dodatkowo wektorowego potencjału pola akustycznego $\vec{\Psi}$. Można wtedy przyjąć, że zaburzenie rozchodzi się w postaci dwóch fal, tj. podłużnej poruszającej się z prędkością c_l i poprzecznej poruszającej się z prędkością c_a . Nakładają się zatem dwa pola: jedno, którego potencjał jest skalarem określonym zależnością $\vec{v}_l = -\nabla\Phi$, gdzie \vec{v}_l jest składową podłużną prędkości cząstki akustycznej i drugie, którego potencjał jest wektorem charakteryzującym ruchy wirowe ośrodka i określonym zależnością $\vec{v}_a = \text{rot } \vec{\Psi}$, gdzie \vec{v}_a jest składową poprzeczną prędkości cząstki akustycznej w stosunku do kierunku fali. Zakłada się przy tym nadal bezźródłowość pola $\vec{\Psi}$, tzn. $\text{div } \vec{\Psi} = 0$ i oczywiście $\text{rot } \Phi = 0$.

W jednorodnym, izotropowym materiale dna morskiego, przy niedużych zaburzeniach, taki złożony ruch opisują dwa równania analogiczne do (2.4):

$$\nabla \cdot \Phi = \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}; \quad \nabla^2 \vec{\Psi} = \frac{1}{c_a^2} \frac{\partial^2 \vec{\Psi}}{\partial t^2}. \quad (2.5)$$

W celu rozwiązania równania (2.4) przyjmuje się, podobnie jak w optyce morza, poziomo uwarstwiony model mas wodnych [14, 33], w którym prędkość c jest funkcją tylko głębokości.

Dalsze ograniczenie zagadnienia do harmonicznej fali płaskiej (lub cylindrycznej) upraszcza jeszcze bardziej rozwiązanie. Przy powyższych założeniach potencjał Φ dla fali płaskiej jest funkcją tylko współrzędnych (x, z) , gdzie oś x skierowana jest poziomo, a oś z pionowo w dół. Przyjmuje się postać

$$\Phi(x, z, t) = \varphi(z) \cdot e^{i(\omega t \pm \alpha x)}, \quad (2.6)$$

gdzie ω jest częstością kołową, znak „-“ lub „+“ odpowiada dodatniemu lub ujemnemu kierunkowi rozchodzenia się fali wzdłuż osi x z prędkością fazową $c' = \omega/\alpha$, a α jest liczbą falową dla kierunku x .

Wobec tych założeń, równanie (2.4) przyjmuje postać:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0 \quad (2.7)$$

i po podstawieniu (2.6) do (2.7) (rozpatrujemy tylko falę biegnącą w dodatnim kierunku — znak „-“) oraz po podzieleniu przez czynnik eksponencjalny otrzymamy znane równanie różniczkowe, które określa rozkład pola falowego wzdłuż osi z :

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \gamma^2 \varphi = 0, \quad (2.8)$$

$$\text{gdzie } \gamma^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \alpha^2 = \alpha^2 \left(\frac{c'^2}{c^2} - 1 \right) \text{ i } \alpha^2 + \gamma^2 = \frac{\omega^2}{c^2} = k^2. \quad (2.9)$$

Rozwiązanie ogólne równania (2.8) ma postać:

$$\varphi = A e^{-i\gamma z} + B e^{+i\gamma z}, \quad (2.10)$$

gdzie A i B są stałymi całkowania. Jeśli ograniczymy się tylko do pierwszego składnika (zaburzenie tylko w dół), to rozwiązanie (2.6) będzie miało postać

$$\Phi(x, z, t) = A e^{-i\gamma z} \cdot e^{i(\omega t - \alpha x)} \quad (2.11)$$

lub podstawiając $r_z = \sqrt{x^2 + z^2}$ i korzystając z (2.9)

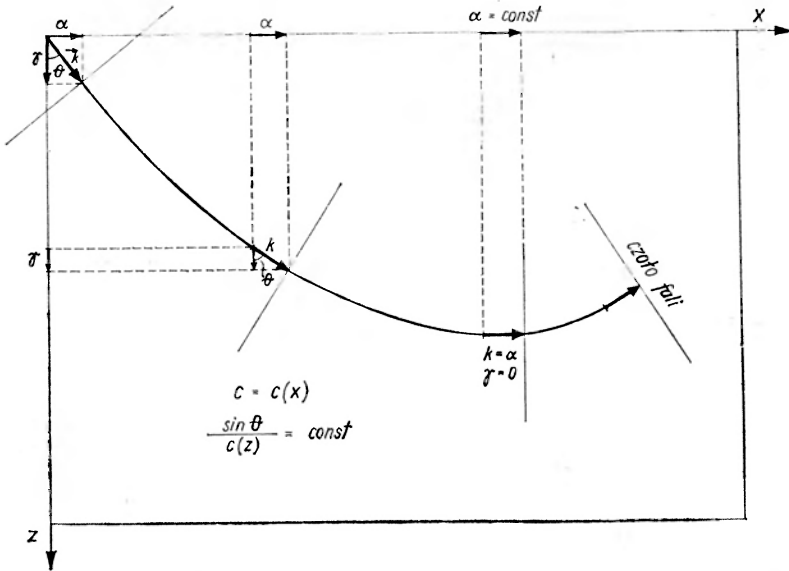
$$\Phi(x, z, t) = A e^{i(\omega t - k r_z)}. \quad (2.12)$$

k jest liczbą falową fali wypadkowej, której kierunek rozchodzenia się wyznacza wektor falowy \vec{k} , przy czym $|\vec{k}| = k$; α i γ są liczbami falowymi fal składowych biegnących w kierunku osi x oraz z odpowiednio; wektory $\vec{\alpha}$ i $\vec{\gamma}$ są składowymi

wektora \vec{k} dla tych kierunków (rys. 2.1). Zachodzi przy tym prosta zależność: $a = k \sin \theta$ i $\gamma = k \cos \theta$, gdzie θ jest kątem między osią z a wektorem \vec{k} . W środowisku poziomo uwarstwionym θ ma także sens kąta załamania na granicy warstw.

W ośrodku jednorodnym wektor \vec{k} jest stały, a jego wartość

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c}. \quad (2.13)$$



Rys. 2.1. Droga promienia dźwiękowego w ośrodku niejednorodnym

W morzu poziomo uwarstwionym k , λ i γ są funkcjami głębokości natomiast a pozostaje stałe, co wynika z powyższych zależności i prawa Snella:

$$\frac{\sin \theta}{c(z)} = \text{const}. \quad (2.14)$$

Kiedy fala płaska biegnie tylko w kierunku poziomym, to $a = k$ i $\gamma = 0$. Wtedy

$$c' = c(z) = c \text{ i } \theta = \frac{\pi}{2}. \quad (2.15)$$

Warunek ten, gdy zajdzie dla fali biegnącej w dowolnym kierunku, oznacza, że na głębokości z wektor \vec{k} przyjmuje kierunek poziomy. Następuje wtedy zwrot promieni dźwięku biegnących ku dołowi na kierunek ku górze lub odwrotnie (p. rys. 2.1). Obydwa te przypadki mają miejsce w „kanale dźwiękowym“ (p. § 5).

Istotne jest także powstawanie w morzu fal stojących w wyniku nałożenia się fali biegnącej w dół (w kierunku z) z falą odbitą od dna ku górze. Jeśli wektory

falowe tych fal są $\vec{\gamma}$ i $-\vec{\gamma}$, a ich amplitudy przyjmiemy jednakowe, to wobec (2.10) otrzymamy falę stojącą w postaci:

$$\varphi = A(e^{-i\gamma z} + e^{+i\gamma z}) = 2A \cos \gamma z. \quad (2.16)$$

Ponieważ fala biegnąca w kierunku pionowym jest tylko składową istniejącą równocześnie z falą biegnącą w kierunku poziomym (\vec{a}), fale stojące tworzą się dla składowej z w trakcie biegu całej fali w kierunku x . Powstaje stąd rodzaj stojącej fali pionowej, która przesuwa się z prędkością fazową c' w kierunku poziomym, zgodnie z wzorem (2.6). W trakcie tego ruchu poziomego fale stojące (poszczególne „mody“, czyli sposoby drgań) powstają tylko w tych miejscach, gdzie zachodzi związek (2.16), tj. tam, gdzie fale padająca i odbita od dna znajdują się w przeciwfazie, a więc tam, gdzie głębokość morza będzie odpowiadać wielokrotności $\frac{\lambda}{2}$. W tych miejscach słup wodny będzie wykonywał drgania jako całość z częstotliwością ω .

Wiele zjawisk akustycznych w morzu można rozpatrywać jako symetryczne względem pionu. Dogodnie jest wówczas wprowadzić współrzędne cylindryczne i wobec (2.4) równanie falowe dla fali monochromatycznej zapisać w postaci:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + k^2 \Phi = 0, \quad (2.17)$$

gdzie $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Rozwiązanie tego równania można wyrazić za pomocą funkcji Hankela pierwszego i drugiego rzędu od argumentu $k_x r$ [7, 12], gdzie k_x odpowiada poziomej składowej wektora falowego:

$$\Phi = \varphi(z) H_0^{(1,2)}(k_x r) e^{-i\omega t}. \quad (2.18)$$

Funkcja $\varphi(z)$ opisuje rozkład pionowy i można wyrazić ją przez (2.6) tak jak dla fali płaskiej. Rozkłady poziome na różnych głębokościach dane są przez funkcje Hankela, określające rozkład pola na powierzchni, pomnożone przez $\varphi(z)$.

Rozkład fal stojących w symetrii cylindrycznej wynika wprost z superpozycji dwóch wyrażeń (2.18) odpowiadających dwu składowym funkcji $\varphi(z)$ (w dół i w górę), co prowadzi do rozkładu pola akustycznego opisanego przez funkcje Bessela [7]:

$$\Phi = \varphi(z) J_0(k_x r) e^{-i\omega t}. \quad (2.19)$$

W morzach głębokich, gdzie można zjawiska akustyczne rozpatrywać jak w ośrodku nieograniczonym i przyjął źródła jako punktowe, stosuje się do opisu fal współrzędne kuliste. Wtedy równanie falowe (2.4) wyraża się w postaci [7, 40]:

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial \Phi}{\partial R} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2}, \quad (2.20)$$

gdzie $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$. Ogólnym rozwiązaniem tego równania są fale kuliste w postaci

$$\Phi = \frac{1}{R} f(R - ct), \quad (2.21)$$

co dla monochromatycznej fali sinusowej można zapisać:

$$\Phi = \Phi_0 \cdot \frac{1}{R} e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{R})}, \quad (2.22)$$

gdzie Φ_0 — potencjał na powierzchni źródła (dla $R = R_0$).

Przedstawiony tutaj opis rozchodzenia się fal dźwiękowych w morzu komplikuje się, gdy uwzględnimy w nim inne jeszcze (poza odbiciem od dna) czasem skomplikowane warunki brzegowe.

3. Energia fal dźwiękowych i jej osłabianie w wodzie morskiej

Energia niesiona przez falę akustyczną w wodzie składa się z energii kinetycznej drgań elementów ośrodka i energii swobodnej, która w ośrodku idealnym sprowadza się do potencjalnej. Całkowita energia zawarta w danej chwili w obszarze V jest [12]:

$$E = \frac{1}{2} \int_V \left(\rho_0 v^2 + \frac{p^2}{\rho_0 c^2} \right) dV, \quad (3.1)$$

co wobec (2.1) i (2.3) wyrazić można przez potencjał prędkości

$$E = \frac{1}{2} \rho_0 \int_V \left[(\nabla\Phi)^2 + \frac{1}{c^2} \left(\frac{\partial\Phi}{\partial t} \right)^2 \right] dV \quad (3.2)$$

lub, wobec (2.2) definicji prędkości oraz (2.3) i równania falowego (2.4), za pomocą potencjału przemieszczenia:

$$E = \frac{1}{2} \rho_0 \int_V \left[\left(\nabla \frac{\partial\Phi'}{\partial t} \right)^2 + c^2 (\nabla^2\Phi')^2 \right] dV. \quad (3.3)$$

Średnia gęstość strumienia energii w czasie τ wyraża natężenie dźwięku

$$I = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \vec{q} dt, \quad (3.4)$$

gdzie $\vec{q} = p\vec{v}$, przy czym dla fali sinusowej przyjmujemy τ równe okresowi drgań T .

Wielkością charakteryzującą ośrodek jest akustyczna impedancja właściwa (obliczona na jednostkę powierzchni) zwana też opornością falową [12, 40]:

$$Z = \frac{p}{v}, \quad (3.5)$$

która odgrywa w akustyce analogiczną rolę, jak impedancja w elektrodynamice i jest zazwyczaj wielkością zespoloną.

W fali płaskiej strumień energii przepływa w jednym kierunku, a średnie w czasie wartości energii kinetycznej i potencjalnej są sobie równe. Dla takiej fali oporność falowa jest wielkością rzeczywistą i wynosi

$$Z = Z_0 = \rho_0 c, \quad (3.6)$$

a chwilowa gęstość energii akustycznej wobec $E_p = E_k$ i (3.1) jest

$$W = \frac{E}{V} = \frac{p^2}{\rho_0 c^2}. \quad (3.7)$$

Dla fali sinusoidalnej, gdzie $p = p_a \cos(\omega t - kx)$ wartość średnia gęstości energii w czasie wynosi

$$\bar{W} = \frac{\bar{E}}{V} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{p_a^2 \cos^2(\omega t - kx)}{\rho_0 c^2} dt = \frac{1}{2} \frac{p_a^2}{\rho_0 c^2} = \frac{p_{skuteczne}^2}{\rho_0 c^2}. \quad (3.8)$$

Podobnie wobec (3.7) oraz (3.4) i (3.5) natężenie skuteczne dla płaskiej, sinusoidalnej fali będzie:

$$I_s = \frac{p_a^2}{2\rho_0 c} = \frac{p_{skuteczne}^2}{\rho_0 c}. \quad (3.9)$$

Założenie bezźródłowości pola akustycznego w morzu jest pewnym tylko przybliżeniem ułatwiającym jego opis matematyczny. Woda morska nie jest w rzeczywistości cieczą idealną, toteż zachodzi w niej absorpcja energii [9, 29, 28, 12], a także rozpraszanie głównie na zawiesinach morskich [35, 51] i pęcherzykach gazów. Szczególnie istotne są też straty energii w wyniku wielokrotnych załamania i odbić fal od granic ośrodka lub poszczególnych jego warstw. Oczywisty jest ponadto spadek gęstości energii fali w miarę oddalania się od źródła, wynikający z samej geometrii [13, 16].

Teoretyczna analiza osłabiania energii fali w ośrodku uwzględnia głównie molekularne procesy absorpcji wywołane w płynach zjawiskiem lepkości, przewodnością cieplną ośrodka i relaksacyjnymi procesami molekularnymi [9].

Absorpcję spowodowaną lepkością molekularną opisuje teoria Stokesa [28, 50], zakładająca zużycie części energii akustycznej na pracę przeciw siłom tarcia drgających elementów ośrodka. Współczynnik pochłaniania energii wg tej teorii jest

$$\alpha_1 = \frac{4}{3} \frac{\eta}{\rho_0 c^3} \omega^2, \quad (3.10)$$

gdzie η — dynamiczny współczynnik lepkości (współczynnik amplitudowy pochłaniania równa się połowie współczynnika energetycznego).

Absorpcja związana z przewodnością cieplną wody w myśl teorii Kirchhoffa [9] spowodowana jest przepływem ciepła na skutek różnic temperatur między

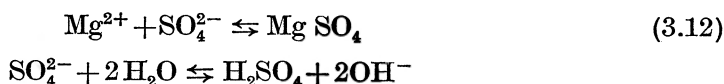
obszarami zgęszczeń i rozrzedzeń akustycznych; tzn. sprężanie i rozprężanie elementów ośrodka w wyniku przejścia fali nie jest ściśle adyabatyczne. Współczynnik pochłaniania energii w wyniku tego zjawiska jest [28, 50]:

$$a_2 = \frac{\vartheta}{\rho c_v c^3} \cdot \frac{\kappa - 1}{\kappa} \cdot \omega^2, \quad (3.11)$$

gdzie ϑ — współczynnik przewodności cieplnej, c_v — ciepło właściwe przy stałej objętości, κ — stosunek ciepł właściwych $\frac{c_p}{c_v}$.

Straty w procesach relaksacji molekularnych polegają na pochłanianiu energii wskutek periodycznych przemian molekuł, tj. zmian ich energii wewnętrznej lub nawet struktury chemicznej. Transformacja drobiny w toku fazy sprężania wymaga pewnej energii, która nie zostaje w całości zwrócona w toku fazy rozprężania szczególnie na skutek bezwładności odkształceń. Wynikłe stąd straty energii przyrównać można do strat na histerezę [28].

W szczególności zagadnienie absorpcji dźwięku jest bardzo złożone, opisane przez wiele teorii i opracowań monograficznych [9, 29, 50]. Pochłanianie energii fal ultradźwiękowych może być spowodowane także wzbudzeniem przez nie reakcji chemicznych, biochemicznych, luminescencji itp. [29]. Zjawisko to zachodzi w sposób selektywny i przy określonej częstotliwości fali biorą w nim udział określone składniki ośrodka. W wodzie morskiej — głównie siarczan magnezu jako 2-2 wartościowy elektrolit, ulega relaksacyjnemu procesowi dysocjacji oraz hydrolizy obu jonów [21]:



Relaksacyjny charakter absorpcji spowodowanej takim zaburzeniem równowagi wynika z teorii rozchodzenia się dźwięku w roztworach elektrolitów, opracowanej przez Tamma i współpracowników [41], a omówionej także w pracy Yeagera [42]. Proces ten jest wielostopniowy, a relaksacyjny współczynnik pochłaniania a_3 można wyrazić wzorem [43]:

$$a_3 = \sum_j A_j \frac{\omega^2 \tau_j}{1 + \omega^2 \tau_j^2}, \quad (3.13)$$

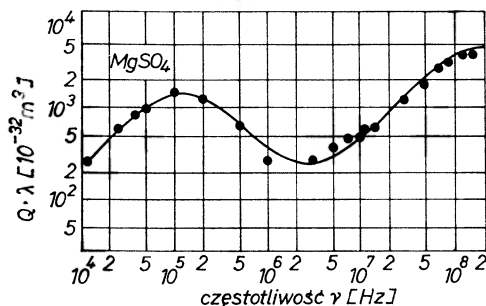
gdzie A_j — stała związana ze ściślnością odpowiadająca j -temu stopniowi procesu, ω — częstotliwość kołowa fali, τ_j — czas relaksacji j -tego stopnia procesu, j — ilość stopni (etapów) procesu relaksacyjnego.

W roztworze Mg SO_4 wyróżnia się dwa obszary relaksacji (można przyjąć $j = 2$), dla których $\tau_1 \approx 10^{-5}$ s oraz $\tau_2 \approx 2 \cdot 10^{-8}$ s.

Rys. 3.1 przedstawia widmo absorpcji relaksacyjnej dźwięku w roztworze wodnym MgSO_4 [41]. Na osi rzędnych odłożono wielkości $(Q \cdot \lambda)$ — jest to tzw. molekularny przekrój czynny na pochłanianie dźwięku Q przypadający na długości fali λ , przy czym $Q \cdot \lambda = 2(\alpha_E \lambda / \text{CN}_0)$, gdzie C — stężenie roztworu

(udział MgSO_4), N_0 — liczba Avogadro, α_E — współczynnik pochłaniania (w przypadku przyczynka pochodzącego tylko od relaksacji $\alpha_E = \alpha_3$).

Drugie maksimum pochłaniania (ok. 200 MHz), leży w obszarze widma o małym znaczeniu praktycznym w hydroakustyce, pierwsze natomiast (ok. 100 kHz) jest istotne i daje największy wkład do ogólnego współczynnika



Rys. 3.1. Widmo absorpcji relaksacyjnej dźwięku w roztworze wodnym Mg SO_4 (M. Eigen i inni 1953 [41])

pochłaniania. Całkowity współczynnik energetyczny pochłaniania można wyrazić jako sumę $\alpha_E = \alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3$, czyli po wykorzystaniu (3.10), (3.11) i (3.13) będzie

$$\alpha_E = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left(\frac{4}{3} \eta + \frac{\vartheta}{c_v} \frac{\kappa - 1}{\kappa} \right) + A \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2}, \quad (3.14)$$

przy czym we wzorze (3.13) przyjęto $j = 1$ (pierwszy obszar relaksacji — rys. 3.1) i oznaczono $A_1 = A$, $\tau_1 = \tau$. Osłabienie energii dźwiękowej na drodze r w otwartej przestrzeni ośrodka ma postać wykładniczą:

$$I = \frac{I_0}{r^2} \cdot e^{-\alpha_E r}, \quad (3.15)$$

gdzie I — natężenie fali, I_0 — natężenie początkowe w odległości r_0 od źródła. Czynnikiem $\frac{1}{r^2}$ wynika z kulistej symetrii wokół źródła, które można uważać za punktowe.

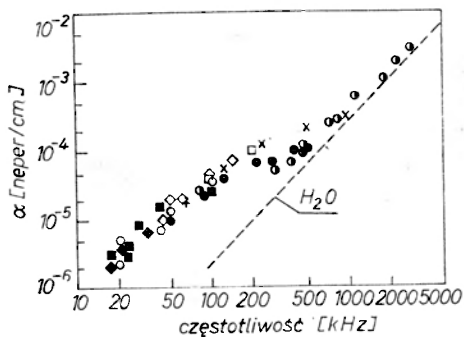
Według Libermanna [44] ogólny wzór na współczynnik absorpcji dźwięku w morzu (równoważny wzorowi (3.14)) można zapisać:

$$\alpha_E = A \frac{\omega^2 \tau}{1 + \omega^2 \tau^2} + B \omega^2, \quad (3.16)$$

gdzie stałe wynoszą: $A = 4,7 \cdot 10^{-10} \text{ s} \cdot \text{cm}^{-1}$, $B = 1,2 \cdot 10^{-17} \text{ s}^2 \cdot \text{cm}^{-1}$, $\tau \approx 10^{-5} \text{ s}$.

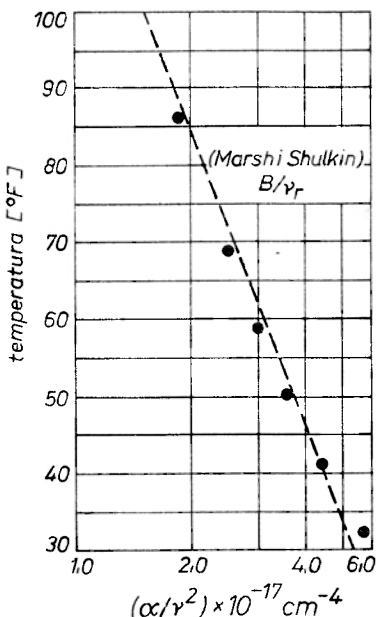
Pierwszy składnik wzoru określa absorpcję relaksacyjną, a drugi tzw. absorpcję klasyczną w myśl wzorów Stokesa i Kirchhoffa ((3.10) i (3.11)). Istnieją

też inne empiryczne wzory wyrażające współczynnik absorpcji dźwięku w morzu [21] i jego zależność od parametrów środowiska [45]. Ze wzrostem temperatury absorpcja dźwięku wyraźnie maleje. Na rysunkach 3.2 i 3.3 podano zestawienie wyników pomiarów absorpcji wg [42 i 46].



Rys. 3.2. Wyniki pomiarów absorpcji dźwięku w wodzie morskiej według danych różnych autorów (p. E. Yeager [42])

Oslabianie fal akustycznych jest także powodowane rozpraszaniem energii na pęcherzykach gazu w wodzie, które ponadto absorbują energię szczególnie silnie w przypadku wystąpienia rezonansu. Mniejsze znaczenie ma na ogół rozpraszanie na zawiesinach. Echo od warstw zawiesin lub skupisk organizmów



Rys. 3.3. Zależność absorpcji dźwięku od temperatury w naturalnej (punkty) i sztucznej (linia) wodzie morskiej o zasoleniu 35‰ i temperaturze 20°C (G. Kurtze i K. Tamm 1953 [46])

morskich jest natomiast cennym źródłem informacji o ich rozmieszczeniu i migracji w toni wodnej. Powszechnie znane są tzw. „warstwy rozpraszające” złożone z różnych organizmów morskich [51].

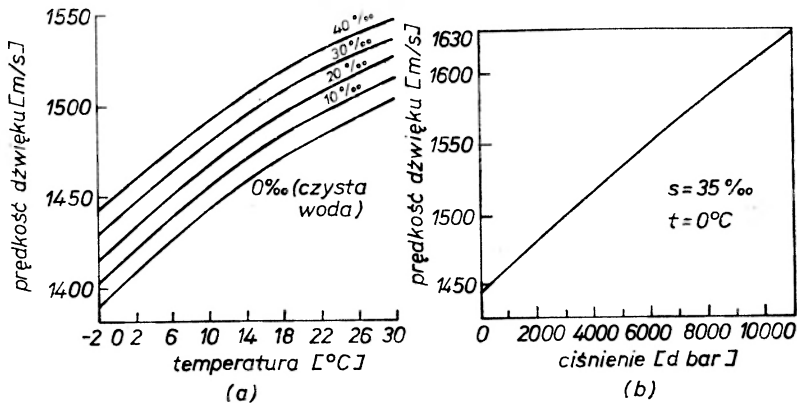
4. Prędkość rozchodzenia się dźwięku w morzu

W świetle wywodów §2 i §3 podstawową wielkością, która limituje w morzu zasięg dźwięku o niezbyt dużych częstotliwościach nie jest współczynnik absorpcji, lecz prędkość rozchodzenia się dźwięku. Zróznicowanie prędkości c w toni wodnej na ogół komplikuje i znacznie wydłuża drogę dojsia dźwięku od źródła do odbiornika [18]. Prędkość dźwięku zależy bezpośrednio od ściśliwości i gęstości ośrodka (Newton 1687) i jeśli przyjąć, że zaburzenia ośrodka mają charakter procesów adiabatycznych (Laplace 1816) to:

$$c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right) = \frac{1}{\beta_{ad} \cdot \rho_0} = \frac{\kappa}{\beta_{iz} \cdot \rho_0}, \quad (4.1)$$

gdzie β_{ad} — współczynnik ściśliwości w procesie adiabatycznym, β_{iz} — współczynnik ściśliwości w procesie izotermicznym, $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ (dla wody morskiej równe 1,00 do 1,02).

Ściśliwość wody morskiej jest mniejsza od ściśliwości wody czystej i maleje ze wzrostem zarówno ciśnienia (głębokości), jak i temperatury oraz zasolenia osiągając przy temperaturze $T = 0^\circ\text{C}$ i zasoleniu $S = 34,85\text{‰}$ w warstwie powierzchniowej wartość $4,658 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{kG}$, a na głębokości 10 000 m $3,993 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{kG}$ [14]. Gęstość wody morskiej jest natomiast nieco większa niż



Rys. 4.1. Prędkość dźwięku w wodzie morskiej [41]: a) w zależności od temperatury dla różnych zasoleń, b) w zależności od ciśnienia dla wody oceanicznej przy temperaturze 0°C

wody czystej i maleje z temperaturą, lecz rośnie ze wzrostem zasolenia i ciśnienia. Ponieważ temperatura, zasolenie i ciśnienie w morzu są parametrami niezależnymi od siebie, ich wpływ na prędkość dźwięku poprzez zmiany gęstości i ściśliwości wody jest szczególnie złożony (rys. 4.1). Zależność $c = c(S, T, P)$

doczekała się dotychczas jedynie opracowania empirycznego [37]. Wyraża ją znany w oceanografii wzór Wilsona [21]:

$$c(S, T, P) = c(0,35,0) + \Delta c_T + \Delta c_P + \Delta c_S + \Delta c_{STP}, \quad (4.2)$$

gdzie $c(0,35,0) = 1449,22$ m/sec jest prędkością dźwięku w wodzie morskiej przy temperaturze 0°C , zasoleniu 35‰ i ciśnieniu atmosferycznym, zaś dalsze składniki prawej strony wyrażają poprawki odpowiednio na temperaturę, ciśnienie, zasolenie oraz wzajemny wpływ zmian tych trzech parametrów. Złożone wyrażenia na te poprawki w postaci wielomianów o danych współczynnikach liczbowych znaleźć można w pracach [7, 21] i innych.

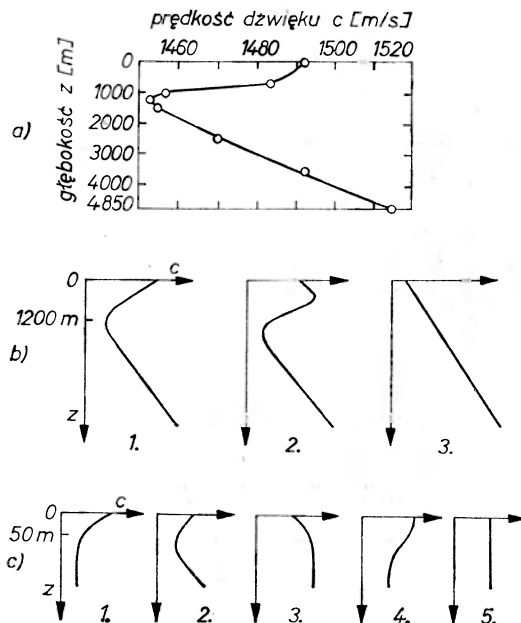
Wzór (4.2) pozwala obliczyć prędkość $c(S, T, P)$ w wodzie w zakresie temperatur $-4^\circ\text{C} < T < 30^\circ\text{C}$, ciśnień $1 \text{ kG/cm}^2 < P < 1000 \text{ kG/cm}^2$ i zasoleń $0 < S < 37\text{‰}$ z dokładnością $\pm 0,3$ m/sec, która przy obecnej technice pomiarów bezpośrednich jest porównywalna z dokładnością pomiaru. Zależność prędkości dźwięku od jego częstotliwości (dyspersja prędkości) wiąże się ściśle z występowaniem relaksacyjnej części absorpcji (§ 3). W morzu wykrywana jest tylko w obszarze relaksacji (100-150 kHz) i jest rzędu kilku do kilkunastu m/sec [47]. Złożone pionowe rozkłady temperatury i zasolenia [19, 20, 33, 24] oraz gradient ciśnienia w morzu powodują przestrzenne zróżnicowanie prędkości c zależnej od tych parametrów, co stanowi wspomnianą przyczynę komplikowania się dróg dźwięku w morzu (p. wzór (2.14)).

Spadkom temperatury z głębokością towarzyszy spadek prędkości dźwięku głównie na skutek wzrostu gęstości i to w warstwie powierzchniowej o ok. 3 m/sec na 1°C . Wzrostowi zasolenia z głębokością towarzyszy wzrost prędkości o ok. 1,3 m/sec na 1‰ , a to z tego względu, że ze wzrostem zasolenia wzrost gęstości jest mniejszy niż spadek ściśłości (p. wzór (4.1)). Wreszcie ze wzrostem głębokości rośnie ciśnienie hydrostatyczne powodując w górnej warstwie morza wzrost prędkości dźwięku o ok. 1,8 m/sec na 100 m słupa wody, gdyż wpływ ciśnienia na wzrost gęstości jest także mniejszy niż na spadek ściśłości wody [15].

Rozkłady prędkości $c(z)$ w morzu bywają stąd silnie zróżnicowane w przestrzeni i czasie, lecz można schematycznie wyróżnić wśród nich szereg typowo odrębnych przypadków zilustrowanych na rys. 4.2. Niektóre ilustrują znane w morzu kanały akustyczne zwane SOFAR (Sound Fixing and Ranging), występujące zawsze w obszarze minimum $c(z)$, o czym mowa jest w następnym paragrafie.

Na średnich szerokościach geograficznych najbardziej typowy w ocenie jest przebieg (a) lub (b1) na rys. 4.2. Spadek temperatury od około 20°C na powierzchni do 4°C na głębokości ok. 1200 m powoduje silny spadek $c(z)$ na skutek wzrostu gęstości. Poniżej tej głębokości zmiany temperatury są nieznaczne, stąd przeważa wpływ wzrastającego ciśnienia hydrostatycznego na spadek ściśłości, który wywołuje wzrost prędkości dźwięku. Ustala się więc minimum $c(z)$ na głębokości około 800 do 1200 m, w otoczeniu którego powstaje doskonały kanał dźwiękowy. Jest on położony dostatecznie głęboko,

by nie ulegał znacznieszym wpływom sezonowych zmian temperatury warstwy powierzchniowej. Te ostatnie mogą natomiast dodatkowo modyfikować rozkład $c(z)$ w warstwie przypowierzchniowej (rzędu 100 m) dając w sezonie zimowym przebieg typu (b2) na rys. 4.2. Tworzy się tu drugi przypowierzchniowy kanał akustyczny z powodu silnego obniżenia temperatury tej warstwy.



Rys. 4.2. Pionowe rozkłady prędkości dźwięku w morzu. a) Typowy w oceanie według W. W. Szulejkina [20], b) rozmaite przebiegi w morzu głębokim, c) inne możliwe przebiegi w morzach płytkich i w warstwie przypowierzchniowej

W morzach polarnych minimum prędkości dźwięku przesuwają się bliżej powierzchni i przy niskich temperaturach może leżeć na powierzchni, jak pokazuje krzywa (b3) na wykresie (4.2). W tym przypadku prędkość $c(z)$ rośnie prawie liniowo z głębokością na skutek wzrostu ciśnienia.

Pozostałe rozkłady przedstawione na rys. 4.2 mogą występować w różnych specyficznych warunkach w morzach płytkich i w warstwie powierzchniowej oceanu, gdzie wpływ ciśnienia jest minimalny, a gradienty temperatury i zasolenia znaczne.

5. Bieg promieni dźwięku w morzu; kanały dźwiękowe

Dla analizy akustycznej wygodnie jest podzielić morza na płytkie i głębokie przyjmując umownie za kryterium podziału parametr ah , gdzie h jest głębokością morza, zaś a liczbą falową w kierunku poziomym (§ 2). Warunki charakteryzujące morze płytkie występują wtedy orientacyjnie dla wartości $ah \leq 10$. W tym przypadku, praktycznie niezależnie od rozkładu prędkości $c(z)$

oraz położenia źródła dźwięku w wodzie, fale osiągają zarówno dno, jak i powierzchnię wody odbijając się o te granice wielokrotnie ze stratą energii zależną od właściwości powierzchni odbijanych i od kąta padania. Odbiciu towarzyszy też zjawisko interferencji fal padających i odbitych komplikujące strukturę wypadkowego pola akustycznego w wodzie.

W przypadku fali płaskiej o małej amplitudzie [12] stosunek potencjału Φ_w^0 fali odbitej o płaską granicę wody z powietrzem do potencjału Φ_w^p fali padającej na tę granicę pod kątem padania Θ wyraża się zależnością:

$$\frac{\Phi_w^0}{\Phi_w^p} = \frac{Z_{pn} - Z_{wn}}{Z_{pn} + Z_{wn}} = \frac{\rho_p c_p \cos \Theta - \rho_w \sqrt{c_w^2 - c_p^2 \sin^2 \Theta}}{\rho_p c_p \cos \Theta + \rho_w \sqrt{c_w^2 - c_p^2 \sin^2 \Theta}}, \quad (5.1)$$

gdzie Z_{pn} i Z_{wn} są opornościami falowymi składowych fal, prostopadłych do powierzchni odpowiednio dla powietrza i wody. Indeksy p i w wskazują na przynależność zdefiniowanych już uprzednio wielkości (§ 3) odpowiednio do powietrza i wody. Rozpatrywany przypadek spełnia warunki $Z_w > Z_p$ i $c_w > c_p$.

Stosunek energii fali odbitej do energii fali padającej określa współczynnik odbicia, który wobec (3.7) i (2.3) jest:

$$\frac{E_w^0}{E_w^p} = \frac{p_0^2}{p_p^2} = \frac{\left(\frac{\partial \Phi_w^0}{\partial t}\right)^2}{\left(\frac{\partial \Phi_w^p}{\partial t}\right)^2}. \quad (5.2)$$

Jeśli przyjmiemy, że potencjał Φ ma postać (2.6), a przy odbiciu następuje zmiana fazy o 180° , to wobec (5.1) będzie:

$$\frac{E_w^0}{E_w^p} = \frac{(Z_{pn} - Z_{wn})^2}{(Z_{pn} + Z_{wn})^2}. \quad (5.3)$$

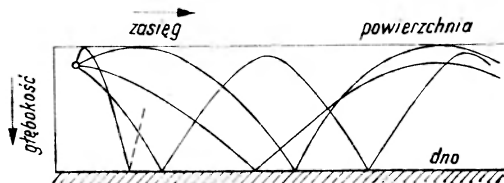
Największa strata energii nastąpi w przypadku odbicia fali padającej prostopadle na granicę ośrodków $\Theta = 0$. Wobec (5.1) i (5.3) otrzymamy dla tego przypadku

$$\frac{E_w^0}{E_w^p} = \frac{(\rho_p c_p - \rho_w c_w)^2}{(\rho_p c_p + \rho_w c_w)^2}. \quad (5.4)$$

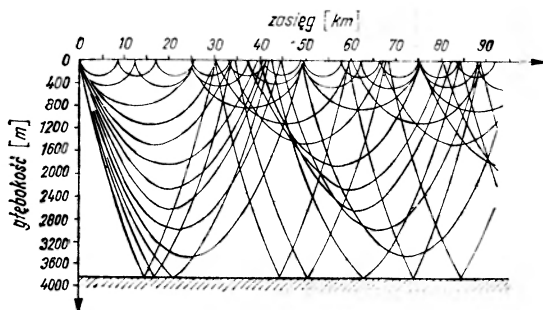
Łatwo stąd zauważyć, że strata energii przy odbiciu o powierzchnię jest niewielka wobec $\rho_w \cdot c_w \gg \rho_p \cdot c_p$. Przy silnym falowaniu powierzchni morza może jednak nastąpić znaczne osłabienie w wyniku rozpraszania.

Zagadnienie odbicia fali o dno jest nieco bardziej skomplikowane i zależne od materiału dna. Jeżeli dno posiada także właściwości doskonale odbijające, to cała przestrzeń toni wodnej (morze płytkie) stwarza rodzaj doskonałego falowodu sprzyjającego propagacji fal w dowolnym kierunku poziomym. W praktyce dno złożone jest często z osadów i pozbawione sprężystości postaci;

zachowuje się jak ciecz niezdolna do przenoszenia fal poprzecznych. Fala dźwiękowa stosunkowo łatwo wnika wtedy w grząskie dno, gdyż jego impedancja $\rho_a c_a$ niewiele różni się od impedancji wody. Ponieważ w myśl relacji (5.1) stosunek potencjałów fali płaskiej padającej i odbitej o granicę ośrodków silnie zależy od kąta, przy małych różnicach impedancji obu ośrodków fale padające pod małymi kątami będą praktycznie całkowicie pochłaniane przez dno, a fale padające pod dużymi kątami ulegną częściowemu odbiciu i będą propagować się wzdłuż akwenu (rys. 4.1). Tak więc w obu przypadkach akwen płytkiego



Rys. a



Rys. b

Rys. 5.1. Przebiegi promieni dźwiękowych w morzu płytkim: a) schemat, b) wyniki pomiarów w Morzu Arktycznym według H. Kutschale [52]

morza staje się pewnego rodzaju falowodem, gdyż fale kolejno odbijają się od powierzchni i dna bez względu na rozkład prędkości $c(z)$. Doskonałość takiego falowodu zależy silnie od impedancji dna.

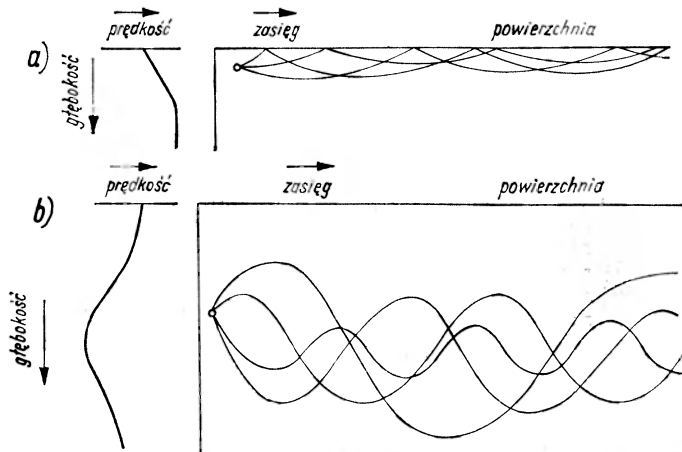
W wyniku wygaszania się promieni padających na dno pod małymi kątami oraz z powodu zakrzywienia biegu promieni powstaną w pewnych obszarach strefy ciszy (rys. 5.1). Ujęcie ilościowe tych zjawisk jest możliwe [7, 11, 18], lecz skomplikowane i nie będziemy się nim tutaj zajmować.

Zwróćmy z kolei uwagę na tzw. kanał przypowierzchniowy, który może powstawać zarówno w morzu płytkim, jak i w morzu głębokim (por. § 4, rys. 4.2-b2). Kanał taki powstaje w wyniku silnego ochłodzenia się warstwy przypowierzchniowej. Na rys. 5.1b podano przykładowo przebieg promieni akustycznych w kanale przypowierzchniowym w Morzu Arktycznym. Jest to przykład morza płytkiego, gdzie występują również odbicia od dna i tworzy się fa-

lowód dno — powierzchnia. W takim przypadku wysłany przez źródło umieszczone przy powierzchni sygnał dźwięku będzie się przynosił dwiema drogami odpowiadającymi tym falowodom. Na dużych odległościach od źródła występują wzajemne opóźnienia między sygnałami biegnącymi jednym i drugim falowodem — pojawia się pogłos lub nawet rozdwojenie sygnału.

Inną sytuację spotykamy w morzu głębokim, gdzie $ah > 10$. W tym przypadku wysyłana poziomo fala dźwięku rzadko osiąga obydwie granice ośrodka, natomiast często dociera do głębokości odpowiadającej punktowi zwrotnemu promieni (p. § 2, rys. 2.1).

Jeżeli promień wejdzie w ten obszar pod odpowiednim kątem, ulegać będzie całkowitemu wewnętrznemu odbiciu w otoczeniu poziomu $c(z) = \text{minimum}$ i będzie prowadzony wzdłuż kanału, o którym mówiliśmy już w § 4. Sytuację, jaka wytworzy się, ilustruje rys. 5.2b i c. Promienie biegnące w falowodzie wzdłuż swej drogi przecinają wielokrotnie oś falowodu. Liczba przecięć na danej



Rys. 5.2. Przebiegi promieni dźwiękowych w morzu głębokim:
a) w kanale przypowierzchniowym (schemat),
b) w kanale głębiniowym SOFAR (schemat),

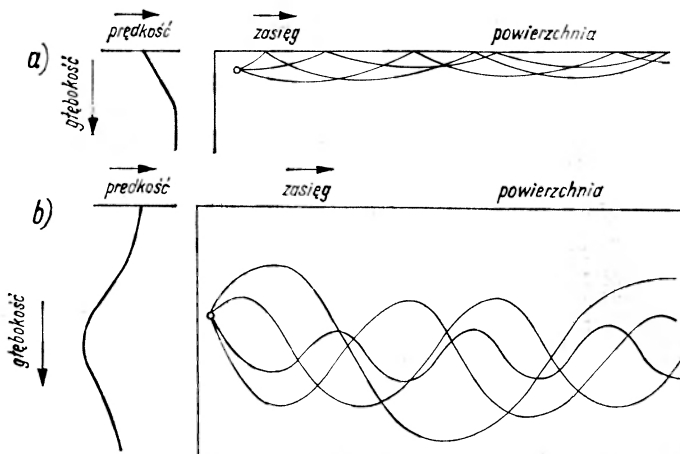
drodze będzie tym większa im mniejszy będzie kąt wejścia promienia do falowodu. Jak widać z rysunku, promień, który częściej przecina oś falowodu, biegnie po krótszej drodze niż ten, który przecina ją rzadziej. Można stąd wywnioskować dalej, że przez odpowiednie dobranie kąta wprowadzenia promienia do falowodu można uzyskiwać różne szerokości wiązki, jaka wytworzy się w falowodzie.

Przedstawione tutaj zjawiska rozchodzenia się dźwięku w morzu są szeroko opracowane teoretycznie i potwierdzone licznymi doświadczeniami. Ich szczegółowy opis można znaleźć w cytowanej literaturze jakkolwiek wiele spośród poruszonych zagadnień obejmuje problemy będące przedmiotem intensywnych badań.

lowód dno — powierzchnia. W takim przypadku wysłany przez źródło umieszczone przy powierzchni sygnał dźwięku będzie się przynosił dwiema drogami odpowiadającymi tym falowodom. Na dużych odległościach od źródła występują wzajemne opóźnienia między sygnałami biegnącymi jednym i drugim falowodem — pojawia się pogłos lub nawet rozdwojenie sygnału.

Inną sytuację spotykamy w morzu głębokim, gdzie $ah > 10$. W tym przypadku wysyłana poziomo fala dźwięku rzadko osiąga obydwie granice ośrodka, natomiast często dociera do głębokości odpowiadającej punktowi zwrotnemu promieni (p. § 2, rys. 2.1).

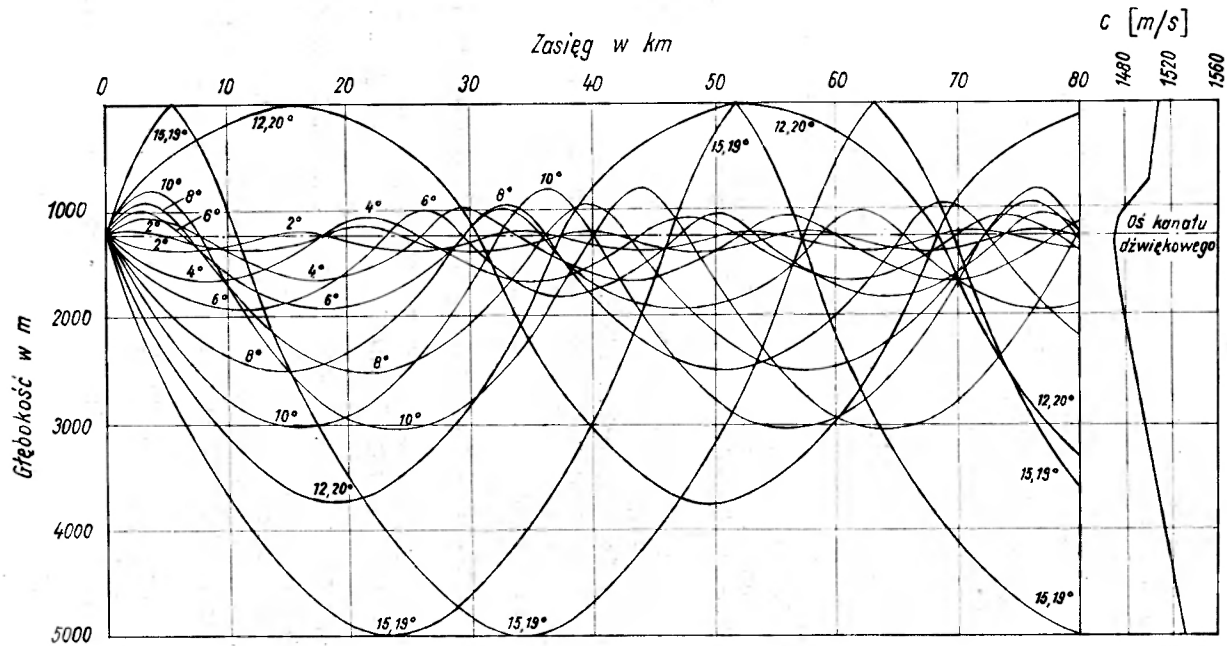
Jeżeli promień wejdzie w ten obszar pod odpowiednim kątem, ulegać będzie całkowitemu wewnętrznemu odbiciu w otoczeniu poziomu $c(z) = \text{minimum}$ i będzie prowadzony wzdłuż kanału, o którym mówiliśmy już w § 4. Sytuację, jaka wytworzy się, ilustruje rys. 5.2b i c. Promienie biegnące w falowodzie wzdłuż swej drogi przecinają wielokrotnie oś falowodu. Liczba przecięć na danej



Rys. 5.2. Przebiegi promieni dźwiękowych w morzu głębokim:
a) w kanale przypowierzchniowym (schemat),
b) w kanale głębinnym SOFAR (schemat),

drodze będzie tym większa im mniejszy będzie kąt wejścia promienia do falowodu. Jak widać z rysunku, promień, który częściej przecina oś falowodu, biegnie po krótszej drodze niż ten, który przecina ją rzadziej. Można stąd wywnioskować dalej, że przez odpowiednie dobranie kąta wprowadzenia promienia do falowodu można uzyskiwać różne szerokości wiązki, jaka wytworzy się w falowodzie.

Przedstawione tutaj zjawiska rozchodzenia się dźwięku w morzu są szeroko opracowane teoretycznie i potwierdzone licznymi doświadczeniami. Ich szczegółowy opis można znaleźć w cytowanej literaturze jakkolwiek wiele spośród poruszonych zagadnień obejmuje problemy będące przedmiotem intensywnych badań.



Rys. 5.2 e) wyniki pomiarów w kanale głębinyw SOFAR wg M. Ewinga, J. L. Worzela i M. Talvaniego 1959, p. [15]

Literatura

- [1] J. Dera, J. Kalinowski, *Postępy Fizyki*, **17**, 537 (1966).
- [2] J. Kalinowski, J. Dera, *Postępy Fizyki*, **19**, 219 (1968).
- [3] J. Dera, J. Olszewski, *Postępy Fizyki*, **20**, 473 (1969).
- [4] J. Dera, *Oceanologia*, **1**, 9 (1971).
- [5] N. G. Jerlov, *Optical Oceanography*, Elsevier Publ. Comp., Amsterdam 1968.
- [6] Ju. E. Oczakowski, O. W. Kopielewicz, W. I. Wojtow, *Swiet w morie*, Izd. Nauka, Moskwa 1970.
- [7] I. Tolstoy, C. S. Clay, *Ocean Acoustics*, Mc Graw-Hill Comp., New York 1966.
- [8] E. G. Richardson, *Technical Aspects of Sound*, Elsevier Publ. Comp., Amsterdam 1957.
- [9] I. G. Michajłow, W. A. Sołowiew, Ju. P. Syrnikow, *Osnowy molekularnoy akustyki*, Izd. Nauka, Moskwa 1964.
- [10] A. N. L. Barchatow, *Modelirowanie rasprostranienia zwuka w morie*, Gidrometeoizdat 1968.
- [11] L. M. Brekhovskih, *Waves in Layered Media*, Academic Press Inc., New York 1960.
- [12] I. Malecki, *Teoria fal i układów akustycznych*, PWN, Warszawa 1964.
- [13] M. Kwiek, A. Śliwiński, E. Hojan, *Akustyka laboratoryjna*, cz. 2, PWN, Warszawa 1971.
- [14] G. Neumann, W. J. Pierson, *Principles of Physical Oceanography*, Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, New York 1966.
- [15] H. J. McLellan, *Elements of Physical Oceanography*, Pergamon Press, Oxford 1965.
- [16] Z. Kowalik, S. Łęgowski, S. Szymborski, *Podstawy hydroakustyki*, Wydawnictwo Morskie, Gdynia 1965.
- [17] Wykaz bibliograficzny prac polskich autorów z dziedziny akustyki w latach 1945-1965, *Archiwum Akustyki*, **2**, 1967.
- [18] A. P. Staszkievicz, *Akustika morja*, Leningrad 1966.
- [19] A. Defant, *Physical Oceanography*, Pergamon Press, Oxford 1961.
- [20] W. W. Szulejkin, *Fizyka morja*, Izd. Nauka, Moskwa 1968.
- [21] P. Vigoureux, J. B. Hersey. *The Sea*, ed. M. N. Hill, **1**, 476, Interscience Publ., New York 1962.
- [22] L. M. Brekhovskih, W. W. Gonczarow, *Izw. AN SSSR, Fiz. Atmosf. i Okeana*, **5**, 608 (1969).
- [23] S. Szymborski, *Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej, Bud. Wodne*, nr 1 (1959).
- [24] J. Dera, S. Szymborski, *Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej Bud. Wodne*, nr 9 (1966).
- [25] P. S. Green, J. L. S. Bellin, G. C. Knollman, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **44**, 1719 (1968).
- [26] J. W. Muehlner, *Ocean Industry*, **2**, 29 (1967).
- [27] E. D. Squier, *Marine Science Instrumentation (ISA Symposium)*, **4**, 585 (1968).
- [28] L. Guieysse, P. Sabathe, *Acoustique sous-marine*, Dunod, Paris 1964.
- [29] I. E. Elpiner, *Ultradźwięki, działanie fizykochemiczne i biologiczne*, tłum. z ros. A. Śliwiński, PWN, Warszawa 1968.
- [30] I. I. Kljukin, A. E. Kolesnikow, *Akusticzeskie izmierenia w sudostrojeni*, Izd. Sudostrojenie, Lenigrad 1966.
- [31] M. Kronengold, W. Vlasak, *Marine Science Instrumentation (ISA Symposium)*, **3**, 237 (1966).
- [32] W. E. Schevill, R. H. Backus, J. B. Hersey, *The Sea*, ed. M. N. Hill, **1**, 540 Interscience Publ., New York 1962.
- [33] K. Łomniewski, *Oceanografia fizyczna*, PWN, Warszawa 1969.
- [34] Z. Jagodziński, *Archiwum Akustyki*, **4**, 371 (1968).
- [35] T. R. Parsons, *Progress in Oceanography*, **1**, 205 (1963).
- [36] V. M. Alberts, (ed.), *Underwater Acoustics*, Plenum Press, New York 1963.

- [37] L. S. Bark, P. P. Ganson, N. A. Mejster, *Tablicy skorosci zwuka w morskiej wodzie*, Wyznislitielnyj Centr AN SSSR, Moskwa 1961.
- [38] M. W. Anderson, R. L. Tittle, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **45**, 1129 (1969).
- [39] M. Kronengold, J. M. Loewenstein, *Marine Science Instrumentation* (ISA Symposium), **4**, 642 (1968).
- [40] M. Kwiek, *Akustyka laboratoryjna*, cz. 1, PWN, Poznań 1968.
- [41] M. Eigen, G. Kurtze, K. Tamm, *Elektrochemie*, **57**, 103 (1953).
- [42] E. Yeager, *Proc. Int. Congress on Acoustics, Liège*, **1**, 402 (1965).
- [43] W. P. Mazon, *Physical Acoustics*, vol. 2, Academic Press Inc., New York 1965.
- [44] L. M. Libermann, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **20**, 868 (1948).
- [45] M. Shulkin, H. W. Marsh, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **34**, 864 (1962).
- [46] G. Kurtze, K. Tamm, *Acoustica*, **3**, 40 (1953).
- [47] V. A. Del Grosso, A. Weissler, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **23**, 219 (1970).
- [48] F. Fox, T. Marion, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **25**, 661 (1953).
- [49] G. M. Wenz, *J. Acoust. Soc. Amer.*, **34**, 1936 (1962).
- [50] L. Landau, E. Lifszic, *Mechanika ośrodków ciągłych*, tłum. z ros., PWN, Warszawa 1958.
- [51] K. L. Hunkins, *US Navy J. Underwater Acoustics*, **21**, 83 (1971).
- [52] H. Kutschale, *US Navy J. Underwater Acoustics*, **21**, 37 (1971).

Halina Chęcińska

Instytut Fizyki
Politechnika Warszawska

Mocne uderzenie w ciele stałym

Shock Waves in Solids

Abstract: A shock wave is calling a pulse of pressure or stress, that moves through a medium at a speed faster than the sound. The shock wave in solids has given rise to a number effects and applications. The notable examples are direct conversion of graphite to diamond and the bonding together of materials normally regarded as incompatible. The single shock wave does in a few millionths of a second.

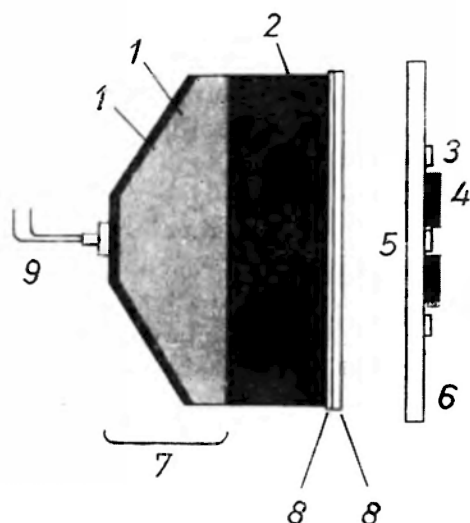
Impuls wywołany silnym uderzeniem, nazywany w języku angielskim „shock wave“, jest to po prostu silny wzrost ciśnienia, którego rejon porusza się w ośrodku z prędkością większą niż dźwięk. Fale „uderzeniowe“ wywołane tak silnym impulsem były znane i badane od czasu, gdy wynaleziono materiały wybuchowe. Znalazły one zastosowanie nie tylko w wojskowości, ale w przemyśle i wielu innych dziedzinach życia praktycznego. Rozwój komunikacji naddźwiękowej notowany w ciągu ostatnich 25 lat zawdzięczamy głównie badaniom fal uderzeniowych w powietrzu. Od kilku lat rozpoczęto takie badania również w ciałach stałych. W wyniku tego powstała nowa metoda badania własności ciała stałego, metoda fal uderzeniowych. Prace te rozwijają się równolegle do badań własności materii poddawanej wysokim ciśnieniom statycznym [1]. Graniczne ciśnienia statyczne, otrzymywane w kosztownych i unikalnych aparaturach, sięgają dziś do 500 tysięcy atm. Ciśnienia uzyskiwane w metodzie impulsowej są tego samego rzędu, a mogą nawet sięgać do kilku milionów atm. W pewnym zakresie ciśnień obydwie metody się pokrywają. Zasadnicza różnica wynika z faktu, że ciśnienie w fali uderzeniowej trwa niezwykle krótki czas, rzędu 10^{-7} sek. Wyniki uzyskane dotychczas wskazują na to, że w zasadzie zachowanie się materii przy wysokich ciśnieniach w obydwu przypadkach jest podobne. Zmiany wywołane przez ciśnienia o tej samej wartości bezwzględnej różnią się rzędem wielkości. Impuls wywołuje bardziej drastyczne zmiany.

Metody impulsowe mogły się rozwijać dzięki temu, że nastąpił duży postęp w technice wytwarzania „mocnego uderzenia“, jak również w technice szybkich

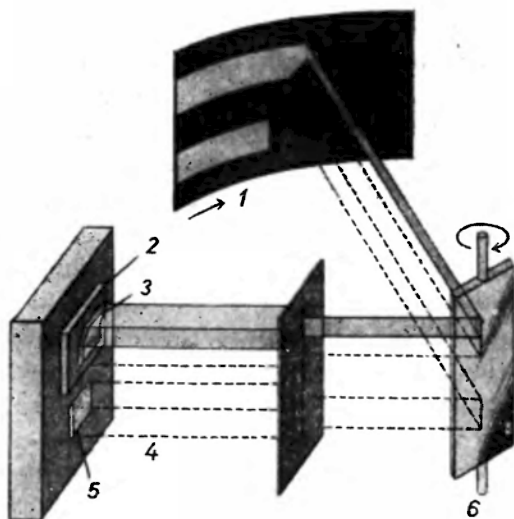
pomiarów. Dziś potrafimy wytwarzać płaskie fale uderzeniowe charakteryzujące się z góry przewidzianymi parametrami. Odpowiedni dobór różnych materiałów wybuchowych, ilość ich ściśle odważona, rozmieszczenie i kształt „pigułki“ pozwalają na generację fali uderzeniowej dającej impuls ciśnienia, zależnie od potrzeb doświadczenia, od kilkuset tysięcy do kilku milionów atm. Oczywiście jest, że eksperymenty tego rodzaju mogą być przeprowadzane tylko na odpowiednich poligonach zaopatrzonych w bunkry, gdzie mogą znaleźć bezpieczne schronienie badacze i aparatura kontrolująca przebieg zjawisk. Po eksplozji generator fali uderzeniowej, a często, chociaż niekoniecznie, sama próbka ulegają zniszczeniu. Przed tym jednak przyrządy pomiarowe „zdążą“ zapisać potrzebne dane. Przy użyciu mniejszej ilości materiałów wybuchowych i zastosowaniu odpowiednich „pułapek pędu“, skutki uderzenia są mniejsze i próbka może być zachowana. Metoda ta pozwala więc na badania własności materii w czasie przebiegu fali uderzeniowej i po jej przejściu.

1. Zasady budowy generatorów fali uderzeniowej

Najczęściej używane są dwa typy generatorów fali uderzeniowej. Jeden z nich składa się z pojemnika materiałów wybuchowych w kształcie odpowiedniej „soczewki“, zaopatrzonego w zapalnik. Do pojemnika przylega płyta buforowa, która po wybuchu mocno uderza w znajdującą się w pewnej odległości płytę nośną, do której wmontowujemy próbkę i sondy odpowiednich mierników. W zależności od potrzeb doświadczenia próbka może być mniejsza



Rys. 1. Schemat generatora typu uderzeniowego: 1 — materiał silnie wybuchowy, 2 — materiał średnio wybuchowy, 3 — zwierciadło, 4 — próbka, 5 — przerwa, 6 — płyta montażowa, 7 — generator fali płaskiej, 8 — płyta buforowa uderzająca, 9 — zapalnik



Rys. 2. Schemat aparatury do pomiaru prędkości fali uderzeniowej: 1 — czas, 2 — próbka, 3 — zwierciadło, 4 — wiązka odbita, 5 — zwierciadło, 6 — zwierciadło wirujące

lub większa, teoretycznie nawet rzędu metrów kwadratowych. Generatorsa drugiego typu używamy raczej do badań próbek mniejszych, o wymiarach centymetrowych. Jest to raczej działka. Pocisk wylatujący z lufy uderza bezpośrednio w próbkę, umieszczoną u jej wylotu na odpowiednim bloku-tarczy. Szczegóły urządzeń do generowania fali uderzeniowej są zależne od rodzaju przeprowadzanych badań. Bliższe dane można znaleźć w literaturze fachowej.

2. Teoretyczne podstawy pomiarów

Istnieje szereg teoretycznych opracowań zjawisk towarzyszących przechodzeniu impulsu tak wielkiego ciśnienia przez ośrodek stały [2, 3]. Opierają się one na analogiach hydrodynamicznych. W zwykłych warunkach ciało stałe może być uważane za nieściśliwe. Przy tak dużych ciśnieniach, jakie niesie fala uderzeniowa, ciało stałe „płynie“. Istnieją przypadki, że pod wpływem uderzenia próbka zmniejsza swój wymiar do połowy pierwotnej wielkości. Zachodzi to np. dla kryształów soli kamiennej i jodku cezu. Teoretyczne rozważania i rachunki opierają się na zasadach zachowania masy i pędu w układzie poddanym działaniu fali uderzeniowej. Zasady te pozwalają na napisanie dwóch równań, sformułowanych po raz pierwszy przez Hugoniotą [4], wyrażających zależności pomiędzy czterema wielkościami mechanicznymi, odgrywającymi główne role podczas tych zjawisk: σ — naprężenia osiowe (wzdłuż kierunku ruchu fali), gęstość materiału — ρ , prędkość cząsteczek ośrodka — v , oraz prędkość fali uderzeniowej — V .

$$\rho_0 V = \rho (V - v) \quad (1)$$

$$\sigma = \rho_0 \cdot V \cdot v, \quad (2)$$

gdzie ρ_0 , ρ oznaczają odpowiednio gęstość początkową i końcową.

Jeżeli doświadczalnie uda nam się zmierzyć dwie z tych wielkości, z dwóch równań można obliczyć dwie pozostałe. Równania te są bardzo proste, gdyż otrzymano je przy pewnych założeniach upraszczających. Zwykle mamy do czynienia z próbkami materiału w formie płytek. Grubość płytek, tj. odległość jaką przebiega fala uderzeniowa płaska, biegnąca w kierunku prostopadłym do płytki, jest zwykle najmniejszym wymiarem próbki. Wobec ogromnej prędkości posuwania się fali uderzeniowej w materiale, odległość ta jest przebiegana przez falę tak błyskawicznie, że żadne działanie w kierunkach poprzecznych do biegu fali nie musi być brane pod uwagę. W równaniach uwzględniamy dlatego jedynie naprężenia osiowe, wzdłuż biegu fali. W przybliżeniu można więc traktować płytkę-próbkę jako płaszczyznę o pewnej grubości, rozciągającą się nieograniczenie.

W doświadczeniach z falami uderzeniowymi zwykle mierzymy powstające naprężenia i prędkości fali uderzeniowej, nieraz zaś i prędkość cząsteczek na powierzchni próbki.

3. Technika pomiarów

Stosunkowo najprostszy jest pomiar powstających przy przechodzeniu fali uderzeniowej naprężeń osiowych. Istnieje znany stop zwany manganinem o składzie: 84% Cu, 12% Mn, 4% Ni, którego opór elektryczny jest w dużym zakresie temperatur niezależny od temperatury, lecz drastycznie zależny od naprężeń, z czasową zdolnością rozdzielczą 10^{-8} sek. Folie z tego stopu umieszczamy na powierzchni próbki lub zależnie od warunków doświadczenia wewnątrz próbki. Połączone z foliami przyrządy pomiarowe (mierniki prądu, oscylografy) rejestrują zmiany naprężeń podczas szoku.

Pomiar prędkości fali uderzeniowej wymaga bardziej skomplikowanych urządzeń. Istnieją metody elektronowe i optyczne pomiaru tej wielkości. Optyczne polegają na zastosowaniu ultraszybkiej kamery filmowej. Jest to bardzo nowoczesna technika fotografowania, w której promień światła odbity od wirującego zwierciadła ślizga się po taśmie filmowej. Zwykle aparaty filmowe wykonywają 24 zdjęcia w ciągu sekundy. Ultraszybkie dają milion zdjęć w ciągu sekundy (rekord roku 1970 stanowi 10 milionów zdjęć w ciągu sekundy!). Każde zdjęcie w kamerze ultraszybkiej rejestruje to, co się dzieje w ciągu 1/10 milionowej lub 1/100 milionowej części sekundy. W celu określenia prędkości fazowej fali uderzeniowej na próbce oraz na podłożu, na której ona spoczywa, umieszczamy szereg płaskich zwierciadeł. Smukła wiązka światła, której część odbija się od próbki, zaś druga część odbija się od podłoża, na której próbka spoczywa, skierowana jest na wirujące z ogromną prędkością kątową zwierciadło. Następnie po odbiciu od wirującego zwierciadła promienie ślizgają się po taśmie filmowej, na której są fotografowane w postaci smug. Dla ułatwienia identyfikacji zdjęć wiązka przechodzi przez szereg szczelin i filtrów, w rezultacie

czego na taśmie filmowej otrzymujemy szereg ciemniejszych i jaśniejszych pasków. Gdy fala uderzeniowa pada na zwierciadło umieszczone na próbce, a w chwilę potem na drugie zwierciadło umieszczone na podłożu, tracą one zdolności odbijające, co objawia się tym, że jasne smugi na taśmie nagle się urywają. Z różnicy długości odpowiednich pasków określamy czas przechodzenia fali przez próbkę (znając prędkość wirowania zwierciadła wirującego),



Rys. 3. Zapis na taśmie kamery ultraszybkiej

a co za tym idzie — prędkość posuwania się fali. Metody elektronowe pomiaru prędkości fali uderzeniowej są pomysłowe i subtelne, ale omawianie ich wykracza poza ramy tego krótkiego artykułu.

Pomiary prędkości cząsteczek wprowadzonych w ruch pod wpływem fali uderzeniowej prowadzimy za pomocą interferometrów laserowych. Można również ocenić prędkość cząsteczek na powierzchni próbki przy pomocy wspomnianej kamery do ultraszybkich zdjęć. W tym celu na próbce umieszczamy małe, płaskie zwierciadło pod pewnym kątem do jej powierzchni. Gdy fala uderzeniowa dojdzie do tak ustawionego zwierciadła, traci ono własności odbijające i odpowiedni pasek-smuga świetlna, odwzorowująca wiązkę odbitą na taśmie filmowej ultraszybkiej kamery, „urywa“ się ukośnie, pod pewnym kątem. Porównanie tego kąta z rzeczywistym kątem pochylenia zwierciadła w stosunku do próbki pozwala ocenić prędkość cząsteczek na powierzchni próbki.

Pomiarów gęstości próbki podczas przebiegu fali uderzeniowej można dokonywać metodą serii zdjęć rentgenowskich impulsowych „flash X ray“. Jest to dość trudna metoda wymagająca mozolnego kalibrowania i dużej wprawy przy interpretacji zdjęć. Seria zdjęć pojedynczych trwających 10^{-7} sek. może wykazać z dostatecznie dużą dokładnością różnice gęstości podczas przebiegu fali uderzeniowej.

Omówione wyżej metody doświadczalne nie wyczerpują oczywiście wszystkich stosowanych w technice badań fal uderzeniowych w ciele stałym. Dziedzina ta stale się rozwija i prawie każda publikacja przynosi nowe pomysły eksperymentalne [4].

4. Wyniki badań

Płaska fala uderzeniowa biegnąca przez ośrodek z prędkością większą niż dźwięk (od 1 do 10 Km/sek.) wywołuje w tym ośrodku prawdziwy szok. Ogromna energia przenoszona w sposób „błyskawiczny“ zrywa wiązania międzycząsteczkowe, zmienia konfigurację elektronów w atomach, zmienia strukturę pasm energetycznych, a co za tym idzie, jeśli próbka zachowa się po eksperymencie — otrzymujemy inny, nowy materiał o odmiennych własnościach fizycznych. Zmiany, które fala wywołuje, zachodzą w sposób adiabatyczny, towarzyszy im zwykle wzrost temperatury od setek do tysiąca °C. Fali zgęszczenia materiału towarzyszy fala rozrzedzenia materii. Przebieg zjawiska może być nadzwyczaj skomplikowany i prawdopodobnie wiele jeszcze musimy przeprowadzić badań, aby teoria mogła wyjaśnić je w stopniu zadowalającym. Ale już dziś wyniki badań materii poddanej działaniu wysokich ciśnień statycznych i dynamicznych są bardzo poważne. Omówienie tych wyników mogłoby wypełnić wielotomowe dzieło. Przykładowo wspomnę o niektórych z nich.

1. Przejście fali uderzeniowej wprowadza, podobnie jak i ciśnienia statyczne, zmiany fazy. Są one nieraz zaskakujące, gdyż rezultatem jest powstanie odmiany niespotykanej w przyrodzie i nieprzewidzanej w systemach krystalografii. Fakt ten rzuca nowe światło na genezę powstania diamentów znalezionych w meteorycie w Arizonie w słynnym Canyon Diablo. Mogły powstać one z grafitu pod wpływem fali uderzeniowej podczas zderzenia meteorytu z powierzchnią Ziemi. Dzięki technice fal uderzeniowych odkryto np. nowe nieznanne fazy żelaza i azotku boru zwanego „borazon“, odkrytego również metodą statyczną.

2. Przejście fali uderzeniowej zmienia własności mechaniczne materiałów i to w stopniu większym niż to powodują ciśnienia statyczne. Wytrzymałość może wzrosnąć o 200%, ciągliwość przy danej wytrzymałości o 100%, poprawia się odporność na zmęczenie, następuje wzrost twardości itp.

3. Fala uderzeniowa błyskawicznie „spawa“ nawet materiały nie łączące się z sobą za pomocą innych metod, zaś proszki zamienia w materiały twarde.

4. Fala uderzeniowa wprowadza zmiany powierzchni ziaren krystalicznych



Rys. 4. Złącze Cu-Ni spawane za pomocą fali uderzeniowej (pow. 600 ×)

w ten sposób, że zdolności katalityczne materiałów mogą wzrosnąć nawet trzykrotnie.

5. Po przejściu fali uderzeniowej mogą się radykalnie zmienić własności elektryczne, magnetyczne i optyczne: izolatory mogą stać się przewodnikami lub półprzewodnikami.

6. Gdy powierzchnie dwóch próbek, przez które przechodzi fala uderzeniowa, są ustawione pod pewnym kątem lub tworzą „rowek“, może nastąpić „wyttrysk“ materii i powstaną „dziury“ nawet w grubej stali.

Są to tylko nieliczne przykłady. Badania trwają i każdy miesiąc przynosi komunikaty o nowych wynikach. A więc metoda „mocnego uderzenia“ może zainteresować nie tylko generałów, lecz również techników-mechaników i fizyków. Jest ona jak wszelkie badania naukowe kosztowna. Ekonomiści obliczają, że w małej skali tańsze są doświadczenia z ciśnieniami statycznymi, zaś przy większej ilości materiału poddawanego przemianom, metody „uderzeniowe“ powinny się bardziej opłacać.

Literatura

- [1] M. H. Rice, G. R. Mc Queen, I. M. Walsh, *Solid State Phys.*, **6**, 48 (1958).
- [2] D. G. Doran, R. K. Linde, *Solid State Phys.*, **19**, 229 (1966).
- [3] R. Currant, O. Friedrichs, *Supersonic Flow and Shock Waves*, New York 1948.
- [4] R. K. Linde, R. C. Crewdson, *Sci. Amer.*, **220**, Nr 5 (1969).

Jerzy Moroń

Institut Fizyki
Uniwersytet Śląski, Katowice

Zastosowanie zjawisk opóźnienia magnetycznego w badaniach poświęconych realnej strukturze oraz własnościom migracyjnym metali i stopów

The Application of Magnetic After-Effects in Research on the Real Structure and Migrational Properties of Metals and Alloys

Abstract: The application of magnetic after-effect methods into investigations concerning the following relaxation phenomena, appearing in Fe, Ni, Co and in alloys of these metals, has been discussed: Snoek, pair and Zener relaxations, relaxations in tripple systems of the α Fe-X-C and Ni-X-C type (X — substitutional atom), relaxations originated by dislocations and grain boundaries, relaxations appearing after irradiation, quenching and plastic straining. In recent years the magnetic after-effect methods play an important part in research on the real structure and migrational properties of metals and alloys.

1. Wstęp

W artykule [1] omówiono szczegółowo zjawiska migracyjnego opóźnienia magnetycznego, występujące w metalach i stopach ferromagnetycznych. Wszystkie efekty, objęte tą nazwą, mają charakter relaksacyjny i pochodzą najczęściej od porządkowania się kierunkowego defektów punktowych, atomów domieszek tworzących roztwór stały oraz skupisk tego rodzaju zaburzeń struktury krystalicznej, obniżających lokalnie symetrię osnowy. Migracyjne opóźnienia magnetyczne może również wywołać dyfuzja defektów punktowych względnie atomów domieszkowych w kierunkach prostopadłych do ścianki Blocha, oddziaływanie ścianek Blocha z dyslokacjami, których ruch jest aktywowany termicznie, oraz porządkowanie się ferromagnetycznego roztworu substytucyjnego, hartowanego z temperatury wyższej od temperatury przejścia porządek — nieporządek.

Przytoczone mechanizmy elementarne, posiadające wszystkie charakter

migracyjny, prowadzą również do pojawienia się zjawisk opóźnienia w pomiarach mechanicznych [2, 3]; należy do nich przede wszystkim zjawisko tarcia wewnętrznego, obserwowane najczęściej w postaci spadku amplitudy drgań swobodnych wahadła torsyjnego, w którym badana próbka jest zawieszaniem.

Opis zjawisk opóźnienia magnetycznego i mechanicznego wymaga wprowadzenia pewnej stałej θ o wymiarze czasu, zwanej stałą relaksacji, której widmo może mieć charakter liniowy lub ciągły i która stosuje się do prawa Arrheniusa

$$\theta = \theta_0 \exp \left[\frac{\theta}{RT} \right] \quad (1)$$

W prawie tym θ_0 jest tzw. czynnikiem przedeksponencjalnym, a Q energią aktywacji. Parametry Q , θ_0 , które można stosunkowo łatwo wyznaczyć (patrz np. rozdz. 5.1.2 artykułu [1]), pozwalają na ustalenie mechanizmu procesu elementarnego, odpowiedzialnego za opóźnienie. Z kolei natężenie pewnego efektu opóźnienia rośnie ze stężeniem relaksatorów, a bardzo często jest do stężenia po prostu proporcjonalne. I tak np. w przypadku dezakomodacji w słabych polach magnesujących (wzór (19) z art. [1]) natężenie i -tej relaksacji po uwzględnieniu wzorów (12), (13) i (16) równa się¹

$$\frac{1}{\chi_i} = A \cdot f_i(T) \cdot c_i \quad (2)$$

gdzie $f_i(T)$ zależy od stałej Néela w_i , grubości ścianki d i temperatury T

$$f_i(T) = \frac{w_i^2}{T \cdot d} \quad (2a)$$

We wzorze (2) c_i jest stężeniem i -tego relaksatora, a A — stałą zależną od struktury ścianki Blocha i od kształtu jej funkcji charakterystycznej. Stąd pomiary natężeń umożliwiają obserwację stężeń, a czasami pozwalają nawet na ich dokładne wyznaczenie. W pewnych przypadkach można również uzyskać pewne informacje dotyczące struktury krystalograficznej i chemicznej relaksatora.

Liczne dane wynikające z pomiaru zjawisk opóźnienia, omówione pokrótce powyżej, powodują, iż zjawiska te są bardzo często wykorzystywane w badaniach poświęconych strukturze realnej i własnościom migracyjnym metali i stopów.

Poniżej omówiono krótko wyniki badań fizyko-metalicznych, otrzymane metodami migracyjnych opóźnień magnetycznych.

¹ W art. [1] w objaśnieniu pod wzorem (19) ma być: „Widać, że obecnie $\frac{1}{\chi_\infty} = \frac{1}{\chi_0} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{\chi_{i1}} \dots$ “.

2. Żelazo i stopy o strukturze A2

Większość prac, korzystających z pomiaru opóźnień magnetycznych, poświęcono żelazu i stopom o strukturze regularnej przestrzennie centrowanej. Najczęściej badania te jedynie uzupełniały prace prowadzone metodami mechanicznymi. W niektórych jednak przypadkach pomiary magnetyczne pozwoliły na uzyskanie wyników znacznie dokładniejszych, a nawet czasami zupełnie nowych.

2.1. Roztwory międzywęzłowe węgla lub azotu w żelazie

W historii rozwoju badań, poświęconych migracyjnym opóźnieniom magnetycznym, roztwory międzywęzłowe węgla lub azotu w żelazie odegrały ważną rolę. Badania, zajmujące się opóźnieniami w tych materiałach, są prowadzone do dzisiaj, dostarczając stale nowych, ciekawych wyników.

2.1.1. Azotowa i węglowa relaksacja Snoeka w żelazie

Jak to już wyjaśniono szczegółowo w [1], porządkowanie się kierunkowe atomów roztworu międzywęzłowego, w sieciach metali o strukturze A2, prowadzi do pojawienia się tzw. relaksacji Snoeka. Zjawisku temu, występującemu w licznych układach Me-AM, gdzie Me jest metalem, a AM dodatkiem rozpuszczającym się interstycjalnie, poświęcono bardzo wiele prac wykonanych metodami mechanicznymi [4]. Wyznaczano w nich zwykle parametry Q , θ_0 oraz natężenie relaksacji przypadające na jednostkowe stężenie relaksatorów. W licznych publikacjach korzystano z tej relaksacji w takich badaniach z zakresu fizyki metali, jak wydzielanie się związków międzywęzłowych z przesyconych roztworów, segregacja atomów domieszki interstycjalnej na granicach ziarna, oddziaływanie tych atomów z wakansjami itp.

Większość prac dotyczących relaksacji Snoeka, zajmuje się układami ferromagnetycznymi $\alpha\text{Fe-N}$ i $\alpha\text{Fe-C}$. W badaniach tych metody magnetyczne nie odgrywały do niedawna większej roli. Układ żelazo-azot badano w zasadzie tylko w pracach [5, 6]. Z pomiarów dezakomodacji przenikalności otrzymano metodą krzywych izotermicznych $Q = (18000 \pm 500)$ cal/mol, a metodą funkcji $g\left[t \cdot \exp\left(\frac{Q}{RT}\right)\right] - Q = 18300$ cal/mol, w bardzo dobrej zgodności z wynikami obliczonymi kompilacyjnie na podstawie danych wielu autorów, uzyskanych głównie metodami mechanicznymi ($Q = 18350$ w [7]). Należy jednak dodać, że analiza krzywych izotermicznych $\frac{1}{\mu} = f(t)$, opisana szczegółowo w rozdziale 5.1.2 artykułu [1], dała trzy procesy relaksacyjne o bardzo zbliżonych Q , θ_0 , które wszystkie trzeba było przypisać porządkowaniu się kierunkowemu pojedynczych atomów azotu.

W przypadku węgla w żelazie alfa pomiary magnetyczne dały bardzo roz-

bieżne wyniki. I tak z końcem lat trzydziestych, metodą efektu opóźniania się indukcji przy skokowej zmianie pola, otrzymał Richter Q , θ_0 bardzo zbliżone do wartości uzyskiwanych w tych czasach metodami mechanicznymi [8]. Natomiast Brissonneau [9], korzystając, podobnie jak w [8], z widma czasów relaksacji o rozkładzie logarytmicznym (patrz rozdz. 7.1 w [1]), uzyskał z pomiaru pola lepkości $Q = 11300$ i 24300 cal/mol dla granic tego widma, a $Q = 17200$ cal/mol dla średniego czasu relaksacji.

Jak to wyjaśniono w [1], obecnie uważa się na ogół, iż w przypadku bardzo słabych pól magnesujących efekty opóźnienia, związane z pojedynczą relaksacją, można opisać przy pomocy jednej stałej czasowej. Stąd w [10], na podstawie analizy izotermicznych krzywych dezakomodacji, otrzymano w przypadku węglowej relaksacji Snoeka w α Fe dla dwóch serii próbek:

1. czystego i bardzo czystego żelaza

$$Q = (19\,500 \pm 220) \text{ cal/mol}, \quad \theta_0 = (3.2_{-1.1}^{+1.7}) \cdot 10^{-15} \text{ s}$$

2. żelaza z 0,1% Al:

$$Q = (19\,510 \pm 270) \text{ cal/mol}, \quad \theta_0 = (3,5_{-1,5}^{+2,3}) \cdot 10^{-15} \text{ s.}$$

W pracy natomiast [11] metoda krzywych izochronicznych dała

$$Q = (19\,580 \pm 460) \text{ cal/mol}, \quad \theta_0 = 2.10^{-(15 \pm 0,3)} \text{ s.}$$

W granicach błędu wyniki powyższe są równe wartościom obliczonym kompilacyjnie, korzystając z danych wielu autorów, uzyskanych głównie z pomiaru opóźnień mechanicznych: w [12] — $Q = 19\,300$ cal/mol,

$$\theta_0 = 2,4 \cdot 10^{-15} \text{ s}, \quad \text{w [7]} — Q = 19\,160, \quad \theta_0 = 2,0 \cdot 10^{-15} \text{ s.}$$

Powyższy fakt potwierdza w pełni, że przy słabych polach magnesujących metody magnetyczne dają te same rezultaty co metody mechaniczne.

2.1.2. Relaksacja od par atomów węgla w żelazie

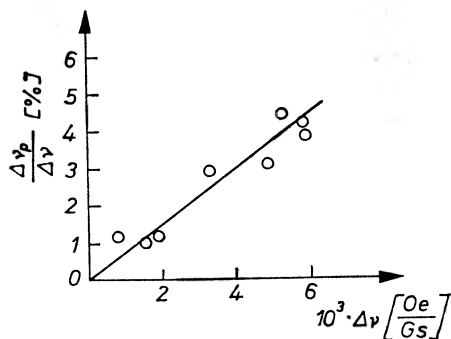
Metody opóźnień magnetycznych odegrały ważną rolę w badaniach poświęconych parom atomów węgla w żelazie alfa. Zagadnienie tworzenia się par oraz większych skupisk atomów międzywęzłowych w metalach o strukturze A2 omówiono szczegółowo w [4, 13].

Pary i trójki atomów azotu w α Fe odkryto i zbadano na drodze pomiaru opóźnień mechanicznych. Natomiast pary C-C zauważono po raz pierwszy przy pomiarach dezakomodacji w 0°C [14]. Na rys. 1 przedstawiono zależność

$$\frac{\Delta\nu_p}{\Delta\nu} = \frac{\nu(180) - \nu(3)}{\nu(180) - \nu_0} \text{ od } \Delta\nu; \quad \nu(3) \text{ oznacza odwrotność przenikalności w chwili}$$

$t = 3$ min po ukończeniu rozmagnesowania, $\nu(180)$ — po -180 minutach, ν_0 — w chwili $t = 0$. Widać, że zależność ta ma przebieg prostoliniowy. W 0°C stała czasowa węglowej relaksacji Snoeka wynosi 15 sek i relaksacja ta znika całkowicie po 1,5 minutach, równocześnie też natężenie relaksacji nowej jest

małe w porównaniu z natężeniem tej relaksacji. A więc $\Delta\nu = \nu(180) - \nu_0$ pochodzi głównie od relaksacji Snoeka, a $\Delta\nu_p(t)$ dla $t \geq 2$ min jest natężeniem relaksacji nowej. Stąd wyniki przedstawione na rys. 1 świadczą o tym, iż $\Delta\nu_p(3)$ jest proporcjonalne do kwadratu natężenia relaksacji Snoeka, a więc też do kwadratu stężenia pojedynczych atomów węgla w roztworze (c_s).



Rys. 1. Stosunek $\frac{\Delta\nu_p(t)}{\Delta\nu}$ w zależności od $\Delta\nu$ dla $t = 3$ min; próbka $\alpha\text{Fe-C}$. Wg [14]

Powyższy wynik potwierdza, iż dezakomodacja pojawiająca się przy 0°C dla $t \geq 2$ min wiąże się z porządkowaniem się kierunkowym par atomów węgla. Z rozważań termodynamicznych wynika bowiem, że stężenie par (c_p) jest dane wzorem:

$$c_p = \text{const} \cdot c_s^2 \cdot \exp \left[-\frac{\Delta H}{RT} \right] \quad (3)$$

A więc przy stałej temperaturze

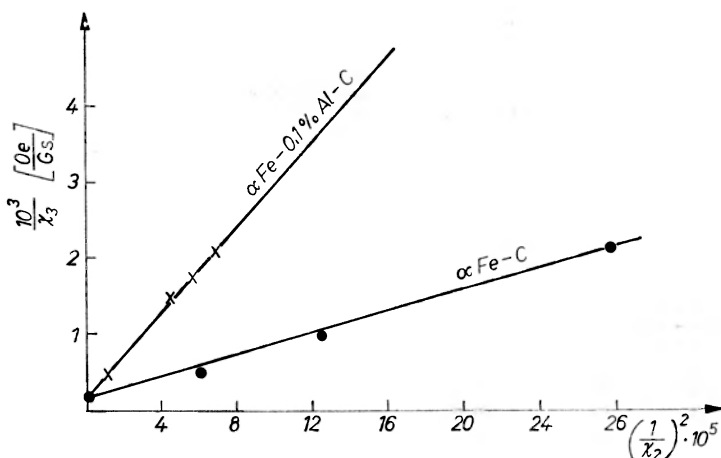
$$\Delta\nu_p = \text{const} \cdot c_p = \text{const} \cdot c_s^2 = \text{const} \cdot (\Delta\nu)^2$$

a stąd

$$\frac{\Delta\nu_p}{\Delta\nu} = \text{const} \cdot \Delta\nu. \quad (4)$$

We wzorze (3) ΔH jest entalpią (energiją) oddziaływania atomów pary. W pracy [15] wielkość tę wyznaczono korzystając z pomiaru tzw. relaksacji naprężeń przy stałym odkształceniu w temperaturze $-24,3^\circ\text{C}$. Otrzymano $\Delta H = -1900$ cal/mol; znak minus wskazuje, że istnieje pewne wiązanie między atomami C, które powoduje, iż par jest znacznie więcej niż to wynika z rozważań statystycznych. Stwierdzono również, że energia aktywacji porządkowania się kierunkowego pary C-C wynosi 22 000-23 000 cal/mol. Dla trójek otrzymano w [15] energię wiązania -6000 cal/mol.

Ostatnio relaksacją parową w żelazie zawierającym węgiel zajmowano się również w [16, 17]. Wyniki zawarte w tych pracach omówiono szczegółowo w następnym rozdziale. Na rys. 2 przedstawiono zależność natężenia relaksacji parowej $\left(\frac{1}{\chi_3}\right)$ od kwadratu natężenia relaksacji Snoeka $\left(\frac{1}{\chi_2}\right)^2$ dla dwóch próbek: 1. próbki $\alpha\text{Fe-C}$, 2. próbki $\alpha\text{Fe-Al}(0,1\%) - \text{C}$. W przypadku pierwszym temperatura pomiaru wynosiła $-20,5^\circ\text{C}$, w przypadku drugim $-19,3^\circ\text{C}$. Stężenie węgla w roztworze zmieniano przez starzenie próbki odprężonej przy 200°C . Widać, że w obydwóch przypadkach, zgodnie ze wzorem (4), otrzymano linie proste. Rys. 2 wskazuje również, że dodatek 0,1% Al powoduje znaczny wzrost



Rys. 2. Zależność natężenia relaksacji związanej z parami atomów węgla $\left(\frac{1}{\chi_3}\right)$ od kwadratu natężenia relaksacji Snoeka $\left(\frac{1}{\chi_2}\right)^2$ w $\alpha\text{Fe-C}$ i $\alpha\text{Fe-Al}(0,1\%)\text{-C}$; próbki wolno studzone. Wg [16, 17]

stężenia par C-C w roztworze; przy zawartości 0,043% C w roztworze procent atomów węgla tworzących pary wynosi: w czystym żelazie — 12%, w żelazie zawierającym 0,1% Al — 24%.

Korzystając ze wzorów (2) i (3) mamy dla natężenia relaksacji parowej

$$\ln\left(\frac{1}{\chi_3}\right) = \text{const} + \ln\left\{\frac{f_3(T)}{[f^2(T)]^2}\right\} + 2\ln\left(\frac{1}{\chi_2}\right) - \frac{\Delta H}{RT}. \quad (5)$$

Stąd, zakładając zgodnie z [15], że dla par C-C w αFe $\Delta H = -1900$ cal/mol, otrzymano na podstawie rys. 2 dla $\alpha\text{Fe-Al-C}$ $\Delta H = -2600$ cal/mol, a więc energię wiązania znacznie wyższą.

Badania, poświęcone parom C—C w żelazie alfa, przybierają w ostatnich latach na znaczeniu. Rośnie bowiem szybko zainteresowanie teoretyków roz-

tworami międzywęzłowymi, a w szczególności układem α Fe-C. W pracach tych wiele uwagi poświęca się oddziaływaniu dwóch atomów węgla ze sobą. Zagadnienie to omówiono szerzej w [13].

2.1.3. Wpływ atomów roztworu substytucyjnego na relaksację Snoeka

Poczynając od roku 1950 bardzo wiele prac, doświadczalnych i teoretycznych, poświęca się wpływowi atomów roztworu substytucyjnego na opóźnienia w obszarze relaksacji Snoeka. Wyniki tych prac omówiono szerzej w [4]. W badaniach tych metody magnetyczne nie odegrały dotychczas żadnej roli. Dopiero ostatnio, w przypadku jednego układu trójskładnikowego α -Fe-Al-C, uzyskano na tej drodze interesujące rezultaty [16, 17].

W wielu pracach magnetycznych zajmowano się opóźnieniami, głównie zjawiskiem dezakomodacji przenikalności, w tzw. blachach transformatorowych (np. [18-35]). Są to stopy żelaza zawierające 3-6% krzemu, bardzo ważne z punktu widzenia ich zastosowań w technice. Obecność krzemu znacznie wpływa na opóźnienia związane z azotową i węglową relaksacją Snoeka. I tak np. dezakomodacja, która w Fe-C i Fe-N występuje poniżej 0°C , w Fe-Si(3%)-C-N jest wyraźnie widoczna nawet w pobliżu 100°C .

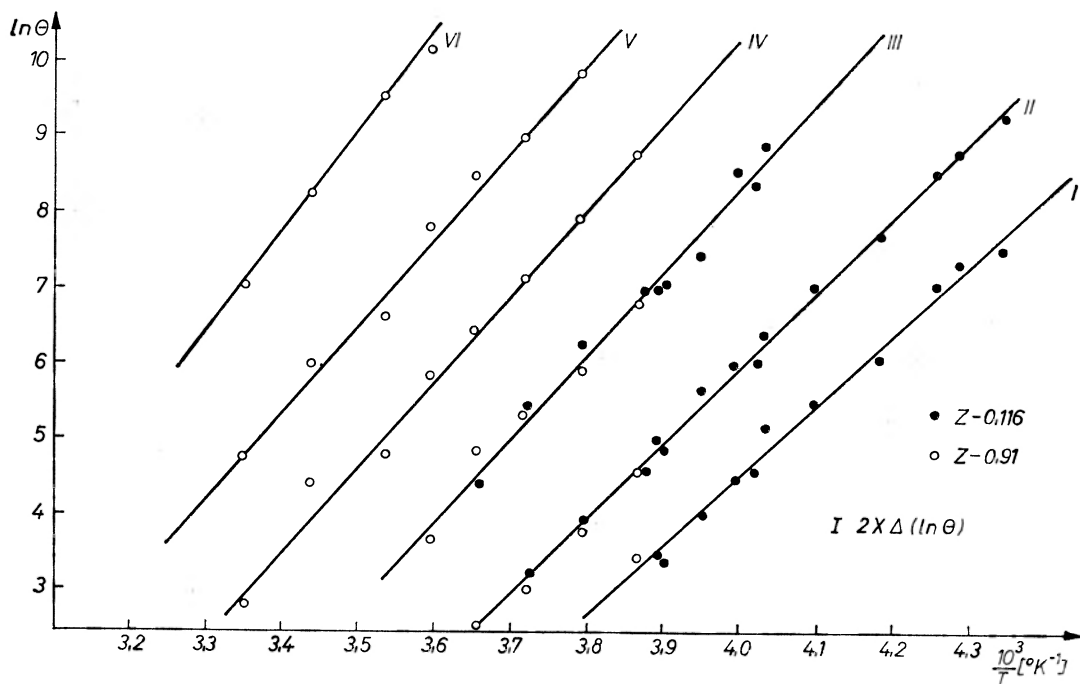
Omawiane badania dotyczyły najczęściej wpływu zjawisk opóźnienia na własności magnetyczne blach Fe-Si w obszarze od -50° do $+100^{\circ}\text{C}$. W niektórych przypadkach, np. w [34, 35], korzystając z tego rodzaju próbek, zajmowano się różnymi własnościami zjawisk opóźnienia. W innych pracach opóźnienia w tych materiałach pozwoliły na wyznaczenie pewnych ferromagnetycznych parametrów (np. w [33] obliczono średni odstęp pomiędzy ściankami Blocha i średnią ruchliwość tych ścianek).

Wyniki, otrzymane dla blach transformatorowych, nie pozwoliły w zasadzie na wyciągnięcie wniosków, dotyczących wpływu atomów substytucyjnego krzemu na przeskok elementarne międzywęzłowego węgla lub azotu. Jak dzisiaj wiadomo, dodatek 3%-6% krzemu tak bardzo urozmaica te przeskoki, iż dopiero analiza pomiarów wykonanych dla serii próbek o różnym składzie, poczynając od stopów zawierających zaledwie 0,05-0,1% domieszki substytucyjnej, umożliwia wyciągnięcie tego rodzaju wniosków.

Pomiary dezakomodacji w przedziale od -20° do $+20^{\circ}\text{C}$, wykonane w pracy [36] dla wielu układów potrójnych z azotem lub węglem, wskazały jedynie na wielki wpływ dodatku substytucyjnego w niektórych przypadkach.

Jak już wspomniano na początku tego rozdziału, ostatnio w przypadku α Fe-Al-C pomiary magnetyczne pozwoliły na bardziej szczegółową analizę roli atomów Al w interesujących nas zjawiskach [16, 17]. Układ ten badano w kilku pracach, wykonanych metodą tarcia wewnętrznego; najbardziej obszerny i wiarogodny materiał eksperymentalny i teoretyczny uzyskano w [37]. W pracy tej wyznaczono krzywe zależności logarytmicznego dekrementu tłumienia od temperatury w przedziale od $+10^{\circ}\text{C}$ do $+160^{\circ}\text{C}$ dla serii próbek α Fe-C zawierających od 0,003% do 8% Al; częstotliwość drgań swobodnych stosowa-

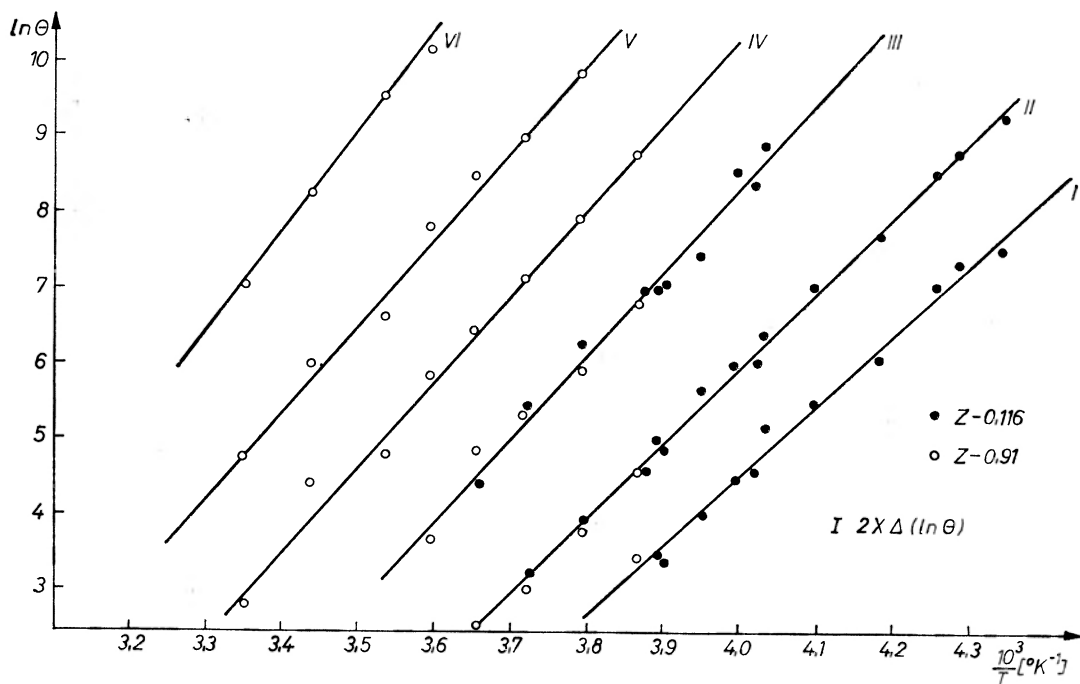
nego wahadła wynosiła około 0,8 Hz. Otrzymane krzywe eksperymentalne dały się rozłożyć na 9 krzywych Debye'a (wzór (24) w [1]), odpowiadających dziewięciu dyskretnym stałym czasowym θ_i , zmieniającym się z temperaturą zgodnie z prawem Arrheniusa (1).



Rys. 3. Zależność $\ln \theta = f\left(\frac{1}{T}\right)$ dla sześciu relaksacji w $\alpha\text{Fe-Al}(0,1\% \text{ i } 0,9\%)\text{-C}$; próbki wolno studzone. Wg [16, 17]

W [16, 17] badania przeprowadzono dla kilku próbek $\alpha\text{Fe-C}$ i $\alpha\text{Fe-N}$ oraz dla serii próbek $\alpha\text{Fe-C}$ zawierających 0,116, 0,91 względnie 1,5% glinu. Korzystając z metody analizy, opisanej w rozdz. 5.1.2 w [1], izotermiczne krzywe dezakomodacji, zdjęte w przedziale temperatur od -43° do $+25^\circ$, rozłożono na 2 do 6 elementarnych zjawisk dezakomodacji. Na rys. 3 przedstawiono wyniki tej analizy w układzie $\ln \theta$ od $\frac{1}{T}$. Widać, że otrzymane punkty układają się wzdłuż sześciu prostych, odpowiadających sześciu elementarnym procesom relaksacyjnym. W tabeli I zestawiono wartości parametrów prawa Arrheniusa otrzymane dla tych procesów. W próbkach z 0,1% Al występowały jedynie relaksacje I, II, III w próbkach z 0,9% pojawiły się dodatkowo relaksacje IV, V, VI. W ostatniej kolumnie tabeli umieszczono energie aktywacji otrzymane w [37]. Widać, że zgodność pomiarów magnetycznych z pomiarami mechanicznymi jest bardzo dobra. Należy jednak podkreślić, że podczas gdy analiza krzywych mechanicznych wymagała przyjęcia pewnych dodatkowych założeń (czynniki przedeksponencjalne θ_{0i} wszystkich relaksacji są jednakowe,

nego wahadła wynosiła około 0,8 Hz. Otrzymane krzywe eksperymentalne dały się rozłożyć na 9 krzywych Debye'a (wzór (24) w [1]), odpowiadających dziewięciu dyskretnym stałym czasowym θ_i , zmieniającym się z temperaturą zgodnie z prawem Arrheniusa (1).



Rys. 3. Zależność $\ln \theta = f\left(\frac{1}{T}\right)$ dla sześciu relaksacji w $\alpha\text{Fe-Al}(0,1\% \text{ i } 0,9\%)\text{-C}$; próbki wolno studzone. Wg [16, 17]

W [16, 17] badania przeprowadzono dla kilku próbek $\alpha\text{Fe-C}$ i $\alpha\text{Fe-N}$ oraz dla serii próbek $\alpha\text{Fe-C}$ zawierających 0,116, 0,91 względnie 1,5% glinu. Korzystając z metody analizy, opisanej w rozdz. 5.1.2 w [1], izotermiczne krzywe dezakomodacji, zdjęte w przedziale temperatur od -43° do $+25^\circ$, rozłożono na 2 do 6 elementarnych zjawisk dezakomodacji. Na rys. 3 przedstawiono wyniki tej analizy w układzie $\ln \theta$ od $\frac{1}{T}$. Widać, że otrzymane punkty układają się wzdłuż sześciu prostych, odpowiadających sześciu elementarnym procesom relaksacyjnym. W tabeli I zestawiono wartości parametrów prawa Arrheniusa otrzymane dla tych procesów. W próbkach z 0,1% Al występowały jedynie relaksacje I, II, III w próbkach z 0,9% pojawiły się dodatkowo relaksacje IV, V, VI. W ostatniej kolumnie tabeli umieszczono energie aktywacji otrzymane w [37]. Widać, że zgodność pomiarów magnetycznych z pomiarami mechanicznymi jest bardzo dobra. Należy jednak podkreślić, że podczas gdy analiza krzywych mechanicznych wymagała przyjęcia pewnych dodatkowych założeń (czynniki przedeksponencjalne θ_{0i} wszystkich relaksacji są jednakowe,

obecność Al nie wpływa na Q relaksacji Snoeka), przy analizie krzywych dezakomodacji nie zakładano dodatkowo.

W [16, 17] potwierdzono wnioski Jänichego i współpracowników, że relaksacja II jest relaksacją Snoeka (patrz rozdz. 2.1.1 obecnego artykułu), a relaksacja I pochodzi od przeskoków atomów węgla znajdujących się w najbliższym sąsiedztwie substytucyjnego glinu. Korzystając z pomiarów przy

Tabela I

Parametry prawa Arrheniusa pierwszych sześciu relaksacji w α Fe-Al-C

	Pomiary magnetyczne				Pomiary mechaniczne
	α Fe-Al(0,1%)-C		α Fe-Al(0,1% i 0,9%)-C		α Fe-Al-C
	Q [cal/mol]	θ_0 [s]	Q [cal/mol]	θ_0 [s]	Q [cal/mol]
I	18600 ± 800	$5,3 \cdot 10^{-15}$	18900 ± 800	$6,4 \cdot 10^{-15}$	19100
II	19510 ± 270	$3,5 \cdot 10^{-15}$	19700 ± 200	$2,1 \cdot 10^{-15}$	20100
III	21620 ± 230	$0,4 \cdot 10^{-15}$	21600 ± 600	$0,5 \cdot 10^{-15}$	21100
IV	—	—	22200 ± 1000	$0,9 \cdot 10^{-15}$	22000
V	—	—	22900 ± 800	$1,9 \cdot 10^{-15}$	23200
VI	—	—	25400 ± 800	$0,3 \cdot 10^{-15}$	24600

różnych temperaturach pokazano, że pomiędzy atomem C i atomem Al w sieci żelaza alfa istnieje oddziaływanie, z którym wiąże się energia około — 5900 cal/mol. Energia ta jest bardzo wysoka, co świadczy o tym, że nawet przy małych stężeniach glinu bardzo duży procent atomów węgla, szczególnie przy niższych temperaturach, przebywa w pobliżu atomów tego pierwiastka.

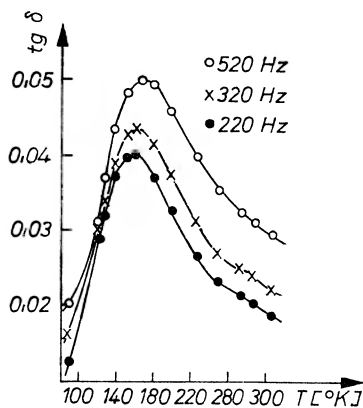
2.2. Zjawiska opóźnienia magnetycznego w żelazie poddanym przeróbce plastycznej na zimno

W roku 1954 Köster i współpracownicy stwierdzili metodą tarcia wewnętrznego, że w próbce α Fe-C, poddanej przeróbce plastycznej na zimno rzędu kilkadziesiąt procent, podczas starzenia przy 100°C – 200°C zanika stopniowo pik związany z relaksacją Snoeka, a pojawia się nowe maksimum położone znacznie wyżej [38]. Jak wiadomo, w przypadku wahadła o częstotliwości 1 Hz węglowy pik Snoeka występuje przy $+40^\circ\text{C}$, natomiast pik nowy, zwany czasami pikiem Köstera, pojawia się dopiero przy $+220^\circ\text{C}$.

Relaksacji Köstera poświęcono liczne badania eksperymentalne, z reguły korzystające z metod opóźnienia mechanicznego. Wyniki tych badań oraz rozważania teoretyczne zdają się wskazywać, iż proces ten wiąże się z ruchem odcinków dyslokacji, pociągających za sobą otaczające je atmosfery atomów międzywęzłowych [39].

W pracy [40] odkryto dezakomodację przenikalności związaną z relaksacją Köstera. Efekt ten zaobserwowano w próbkach Fe zawierających 0,01 % węgla, poddanych przeróbce plastycznej na zimno rzędu 7%. Krzywa izochroniczna wykazywała maksimum przy $+180^{\circ}\text{C}$.

Biorci, Ferro i Montali zauważyli również w czystym prawie że monokrystalicznym żelazie, poddanym niewielkim przeróbkom plastycznym (gięcie 0,16%, walcowanie na zimno 1 lub 2%), wyraźny wzrost pola lepkości przy temperaturach wyższych od 200° [41]. Wzrost ten powiększał się ze wzrostem stopnia przeróbki plastycznej. Również w [42] zauważono wyraźny wzrost



Rys. 4. Zależność kąta strat magnetycznych od temperatury w przypadku próbki Fe-Si (3,2%) nasyconej wodorem katodowo. Wg [43]

krzywej izochronicznej po przeróbkach plastycznych na zimno rzędu 0,2 względnie 1%. W próbkach polikrystalicznych maksimum tej krzywej pojawiło się przy $+300^{\circ}\text{C}$, w próbkach monokrystalicznych natomiast dopiero powyżej $+350^{\circ}\text{C}$ (w pracy [41] pole lepkości wzrastało z temperaturą nawet powyżej $+400^{\circ}\text{C}$). Autorowie omawianych prac uważają, że badana dezakomodacja pochodzi od termicznie aktywowanego ruchu dyslokacji, oddziaływających ze ściankami Blocha [41, 42]; sądzą również, że tzw. relaksacja Fahlenbracha w czystym żelazie (p. rozdz. 2.4) jest identyczna z omawianym procesem.

W [43, 44] badano straty magnetyczne przy częstotliwościach 220, 320 i 520 Hz w próbkach stali krzemowej nasyconych wodorem katodowo. W pobliżu 150°K zaobserwowano wyraźne maksimum relaksacyjne o $Q = 5300$ cal/mol i $\theta_0 = 2 \cdot 10^{-11}$ s (rys. 4). Ponieważ podobne wyniki uzyskano dla próbek poddanych przeróbce plastycznej na zimno rzędu 2% ($Q = 5400$ cal/mol, $\theta_0 = 1,3 \cdot 10^{-11}$ s), autorowie uważają, iż obserwowane opóźnienie wiąże się z obecnością dyslokacji; w próbkach wodorowanych dyslokacje wprowadza wodór wydzielający się cząsteczkowo w mikroszczelinach, które na skutek tego rozszerzają się. Autorowie wskazują również, iż badanego procesu relaksacyjnego nie obserwowano dotychczas metodami mechanicznymi.

Rusnak i Cullity zajmowali się wpływem słabych przeróbek plastycznych (0,04%-3,8%) na efekt opóźniania się indukcji przy skokowej zmianie pola (p. rozdz. 3.2 artykułu [1]), związany z relaksacją Snoeka [45]. Próbki zawierały węgiel i azot w roztworze; pomiary wykonywano przy $+23^{\circ}\text{C}$.

2.3. Zjawiska opóźnienia w żelazie poddanych napromieniowaniu szybkimi neutronami lub elektronami

W ostatnich latach w kilku laboratoriach zajmowano się wpływem napromieniowania szybkimi neutronami lub elektronami na strukturę realną i własności migracyjne czystych metali i ich roztworów stałych. W badaniach tych, obok pomiaru oporu elektrycznego przy niskich temperaturach, który, jak wiadomo, jest bardzo czuły na defekty i domieszki [46], stosuje się metody opóźnienia migracyjnego. Ponieważ często efekty wywołane napromieniowaniem są bardzo słabe, badania te przeprowadza się zwykle dla ferromagnetyków i stosuje się w nich metody magnetyczne. Tak się zresztą dobrze składa, że trzy podstawowe struktury metali mają swoich reprezentantów ferromagnetycznych: A1 — nikiel, A2 — żelazo alfa, A3 — kobalt.

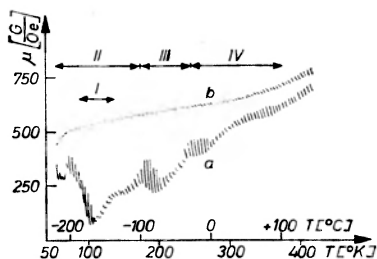
Ponieważ defekty wprowadzone przez napromieniowanie mogą ewentualnie występować również w próbkach hartowanych, poddanych przeróbce plastycznej, względnie nawet wolno studzonych po obróbce odprężającej, często rozszerza się badania na tego rodzaju próbki.

W pomiarach opóźnienia zwraca się przede wszystkim uwagę na pojawienie się nowych pasm temperaturowych opóźnienia, w miarę możliwości starając się je opisać przez podanie ich parametrów prawa Arrheniusa. Poza tym śledzi się zmiany w natężeniach poszczególnych pasm, wywołane wygrzewaniem przy temperaturze pomiaru lub przy temperaturach wyższych. Badania ostatnie są w zasadzie równoważne pomiarom oporu elektrycznego przy niskiej temperaturze (helowej), mającym na celu opisanie zjawiska zaniku poszczególnych rodzajów defektów. Najczęściej stwierdza się, że pewien defekt, porządkujący się kierunkowo w pewnym pasmie temperatur, przy temperaturach nieco wyższych jest już tak ruchliwy, iż przemieszcza się na znaczne odległości i zanika w odpowiednich „pułapkach“. Zjawisko pierwsze wywołuje opóźnienie, zjawisko drugie powoduje spadek jego natężenia, a równocześnie przyczynia się do zdrowienia oporu elektrycznego. Przedział temperatur, w którym pewien rodzaj relaksatorów zanika, nazywamy jego pasmem wygrzewania.

Obok zjawisk opóźnienia magnetycznego, zjawisk opóźnienia mechanicznego (wykorzystywanych zresztą bardzo rzadko), pomiaru oporu elektrycznego, w omawianych badaniach stosuje się czasami również inne techniki pomiarowe takie, jak pomiary kalorymetryczne, pomiary siły termoelektrycznej, obserwacje przy pomocy mikroskopu elektronowego itp.

Ponieważ praktycznie konieczne dozy napromieniowania są stosunkowo duże, w przypadku neutronów z reguły korzysta się ze stosu atomowego. Ze zjawisk opóźnienia najczęściej stosuje się pomiary dezakomodacji przenikalności magnetycznej.

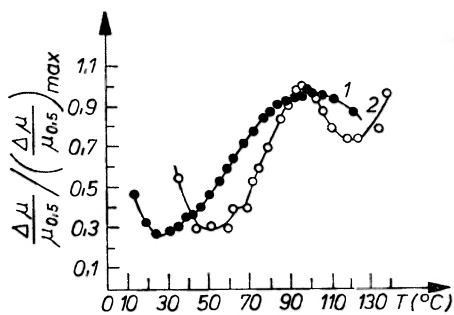
W żelazie napromieniowanym szybkimi neutronami znaleziono szereg pasm dezakomodacji, które częściowo zachodzą na siebie, dając bardzo złożone widmo procesów relaksacyjnych. Na skutek znacznych różnic w czystości badanych próbek, wpływu temperatury napromieniowania i szybkości grzania



Rys. 5. Pasma dezakomodacji pojawiające się podczas liniowego grzania; próbka α Fe napromieniowana neutronami przy 77°K ; *a* — po napromieniowaniu, *b* — po wygrzaniu przy $+200^\circ\text{C}$. Wg [51]

podczas pomiaru oraz działania jeszcze innych nie całkiem wyjaśnionych czynników obserwuje się znaczne fluktuacje w kształcie krzywych eksperymentalnych, co bardzo utrudnia ich interpretację.

Zjawiskami opóźnienia magnetycznego w żelazie alfa napromieniowanym neutronami lub elektronami zajmowano się w kilku ośrodkach [47-61]. Na rys. 5 przedstawiono dla przykładu zjawisko dezakomodacji w obszarze tempe-



Rys. 6. Dezakomodacja w obszarze od $+20^\circ$ do $+130^\circ\text{C}$; próbki wolno studzone; \bullet — próbka $\alpha\text{Fe-C-N}$, \circ — próbka $\alpha\text{Fe-Al}(0,1\%)\text{-C}$. Rzędne punktów znormalizowano do maksymalnej wartości $\frac{\Delta\mu}{\mu}$ w tym obszarze. Wg [65]

ratur pasm oznaczonych przez autora przez II, III, IV [51]. Krzywą *a* otrzymano dla próbki napromieniowanej przy 77°K neutronami o energii większej od 1 MeV (doza $7,2 \cdot 10^{17}$ nvt). Krzywą *b* uzyskano po starzeniu przy $+200^\circ\text{C}$ przez 30 minut. Prawie że pionowe linie są krzywymi dezakomodacji zdjętymi w poszczególnych bardzo wąskich przedziałach temperatury. Czas pomiaru zjawiska dezakomodacji wynosił każdorazowo 285 s. Urządzenie synchroniczne podnosiło powoli temperaturę, liniowo z czasem; szybkość wzrostu temperatury mogła być zmieniana w granicach od 17°C do 150°C na godzinę.

Zestawienie najważniejszych danych otrzymanych z pomiaru dezakomodacji przenikalności magnetycznej w Fe w obszarze powyżej temperatury otoczenia

Lp.	Autor	Rodzaj próbki	Zawartość atomów węgla, azotu i wodoru	Polożenia pików krzywych izochronicznych	Parametry prawa Arrheniusa				Uwagi	
					porządkowania się kierunkowego		zaniku			
					Q [eV]	θ_0 [s]	Q [eV]	θ_0 [s]		
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
1	Moser [51]	napromieniowane neutronami, hartowane	nie podaje, ale żelazo Johnson-Matthey zawiera C i N	47°C (IV b) 97°C (IV c)	1,1 (IV c)	—	—	—	—	pasmo bardzo czułe na domieszki substytucyjne; od par wakansja-atom domieszkowy lub od biwakansji
2	Ferro i wsp. [57]	napromieniowane neutronami	w roztworze 2 ppm, na granicach ziarna 8 ppm	obszar 20°-90°C	0,85 ± 0,05, a dla dłuższych czasów pomiaru rośnie do 1 eV	10 ⁻¹¹ -10 ⁻¹²	0,85	10 ⁻⁵	—	od par wakansja-atom domieszkowy lub od biwakansji
3	Blythe i Kronmüller [60]	napromieniowane neutronami	C, N 1 ppm H 10 ppm	45°, 70°, 120° wysoki przy 70°C	—	—	—	—	—	pik 70°C pochodzi od par V-H
4	Blythe i Kronmüller [61]	napromieniowane elektronami	C, N 1 ppm H 10 ppm	50°C	—	—	1,2 ± 0,2	—	—	od par V-H; w [60] od par V-H, V-N, V-C

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
5	Kuke i wsp. [63]	wolno studzone	C 55 ppm	90°C	—	—	—	—	
6	Moroń [13]	wolno studzone, hartowane, pod- dane przeróbce plastycznej	C, N w roztwo- rze rzędu 100 ppm	obszar 20°-110° rozmyte maksi- mum z lokal- nymi szczegó- łami	—	—	—	—	dezakomodacja przy 60° zmienia się jak stężenie N w roztworze
7	Moroń i wsp. [65]	wolno studzone (z dodatkiem 0,1% Al)	C w roztworze rzędu 50 ppm	100°C	1,17±0,07	5,10 ⁻¹⁵	—	—	od par V-C

Poniżej omówimy szerzej wyniki otrzymane dla obszaru temperatur od $+20^{\circ}$ do $+120^{\circ}\text{C}$ (pasma IV, V w [51]). Obszarem tym zajmowano się w pracach [51, 52, 57, 60, 61]. W obszarze tym także pomiary tarcia wewnętrznego dały wyraźny pik relaksacyjny [62]. Również w próbkach wolno studzonych po obróbce cieplnej, zawierających węgiel i azot względnie sam węgiel w stanie roztworu stałego, zaobserwowano wyraźne maksimum dezakomodacji tuż poniżej 100°C [13, 63-65] (rys. 6). W niektórych pracach badane pasmo pojawiło się też w próbkach hartowanych [13, 51], a nawet w próbkach poddanych przeróbce plastycznej na zimno [13].

W tabelicy II zestawiono najważniejsze dane, uzyskane metodami magnetycznymi, dla interesującego nas przedmiotu temperatur. W kolumnach 3 i 4 scharakteryzowano bliżej badane próbki, w 5 podano położenia pików izochronicznej krzywej dezakomodacji, a w 6-9 zestawiono parametry prawa Arrheniusa otrzymane ze zjawiska porządkowania się kierunkowego (6,7) oraz z zaniku relaksatorów (8,9). Kolumna ostatnia zawiera uwagi autorów dotyczące natury relaksatorów odpowiedzialnych za omawiane pasmo dezakomodacji.

W przypadku próbek napromieniowanych lub hartowanych stwierdzono, że starzenie przy temperaturach wyższych od 150°C prowadzi do zaniku pasma [51, 57, 60, 61]. W [13] zauważono, że przeróbka plastyczna na zimno rzędu kilka procent prowadzi do znacznego wzrostu dezakomodacji w obszarze temperatur 20° - 100°C ; podczas kolejnych pomiarów natężenie dezakomodacji znowu spada. W pracy [62], dla próbki $\alpha\text{Fe}-0,01\%\text{C}$ napromieniowanej neutronami otrzymano metodą tarcia wewnętrznego szereg pików, z których pik oznaczony przez V_1 , położony dla częstotliwości drgań 30 Hz przy 400°C , odpowiada naszemu pasmu dezakomodacji (parametry prawa Arrheniusa, podane przez autorów, dają dezakomodację odpowiadającą $\theta = 0,5$ min przy $+37^{\circ}\text{C}$, a więc trochę za nisko w stosunku do wyników magnetycznych).

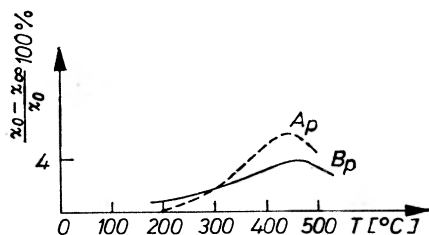
Wyniki zestawione w tabeli II wskazują wyraźnie, że w próbkach αFe zawierających węgiel, azot lub wodór, poddanych jednemu z następujących zabiegów: napromieniowaniu neutronami lub elektronami, hartowaniu lub wolnemu studzeniu po obróbce odprężającej, przeróbce plastycznej na zimno, występuje powyżej temperatury 20°C pasmo dezakomodacji związane przypuszczalnie z porządkowaniem się kierunkowym punktowego defektu sieci złożonego z wakansji (V) i atomu roztworu międzywęzłowego — węgla, azotu lub wodoru. W przypadku pary $V-C$ energia aktywacji tego procesu wynosi 1,17 eV, czynnik przedeksponencjalny $5 \cdot 10^{-15}$ s (rys. 13 i 14 z art. [1]). Pomiary kalorymetryczne pokazały, iż energia wiązania tej pary wynosi 0,41 eV [66].

Należy w końcu dodać, że w pracy [67], poświęconej wydzielaniu się węgla i azotu z roztworu stałego żelaza napromieniowanego neutronami lub hartowanego, nie zauważono dezakomodacji powyżej temperatury otoczenia. Autorowie sądzą, że tylko w próbkach hartowanych atomy międzywęzłowe łączą się z wakansjami; w próbkach napromieniowanych natomiast wiążą się ze skupiskami międzywęzłowych atomów żelaza.

2.4. Inne zjawiska migracyjnego opóźnienia magnetycznego w żelazie i stopach żelaza o strukturze $A2$

Tylko w jednej pracy zajmowano się zjawiskami opóźnienia magnetycznego, związanymi z poślizgiem wzdłuż granic ziarna [68]. Efekt ten odkryto już dawniej metodą tarcia wewnętrznego w polikrystalicznym glinie [69, 70].

Na rys. 7 przedstawiono zależność $\frac{\chi_0 - \chi_\infty}{\chi_0}$ od temperatury, otrzymaną dla dwóch



Rys. 7. Dezakomodacja związana z poślizgiem wzdłuż granic ziarna; próbki polikrystaliczne; *A* — żelazo Bethlehem (USA), *B* — żelazo elektrolityczne Orkla (Norwegia). Wg [68]

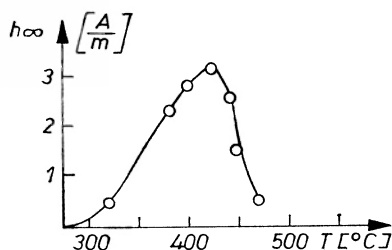
próbek polikrystalicznych o drobnym ziarnie. Widać, że pomiędzy 400° i 500°C występuje maksimum krzywej izochronicznej rzędu 4%, które nie pojawia się w przypadku próbki monokrystalicznej.

W badaniach, poświęconych tarcia wewnętrznemu w roztworach substytucyjnych o strukturze $A1$ i $A2$, odkryto pik występujący przy wyższych temperaturach, który przypisano porządkowaniu się kierunkowemu par atomów substytucyjnych [71]. Zjawisko to nazywa się relaksacją Zenera.

Podobne zjawisko zaobserwowano również na drodze pomiarów magnetycznych w szeregu stopach żelaza ($\alpha\text{Fe-Si}$, $\alpha\text{Fe-Al}$, $\alpha\text{Fe-V}$ itp.). W zasadzie bada się dwa efekty: 1) zjawisko dezakomodacji przenikalności przy temperaturach, przy których roztwór porządkuje się kierunkowo (powyżej 400°C) [72-74, 136, 137], 2) anizotropię jednoosiową, indukowaną na skutek przyłożenia silnego pola magnetycznego w obszarze temperatur dezakomodacji i ostudzenia próbki w tym polu do temperatury, przy której atomy substytucyjne są, praktycznie biorąc, nieruchome [72, 74-78, 138]. W drugim przypadku stałą anizotropii K_u mierzy się czasami przy temperaturach wysokich. I tak w pracy [76] przez czas rzędu kilku stałych czasowych przykładano pole nasycające, a następnie w chwili zero usuwano to pole i wyznaczano krzywą zależności K_u od czasu. Krzywa ta pozwala na obliczenie czasu relaksacji zaniku anizotropii. Na rys. 8 przedstawiono zależność pola lepkości (*p. rozdz. 3.1.4 art. 1*) od temperatury, otrzymaną dla próbki Fe-Si (6,35%) w pracy [72].

Ogólną teorię dyfuzyjnej anizotropii indukowanej opracowali Néel [79] i Taniguchi [80, 81], a Biorci i współpracownicy powiązali ją z opóźnieniami magnetycznymi [82, 83]. Brommer i t'Hooft [76] pokazali, że w przypadku Fe-Si czasy relaksacji otrzymane z dezakomodacji wysokotemperaturowej [72, 73], z pomiaru anizotropii indukowanej [76, 77] oraz z tarcia wewnętrznego

w obszarze relaksacji Zener [84] dają jedną prostą na wykresie zależności $\ln \theta$ od $\frac{1}{T}$, dla której $Q = 69000$ cal/mol. Autorowie ci zwrócili również uwagę na to, iż na prostej tej leżą także wyniki otrzymane przez Balthesena, który, jak wiadomo z artykułu [1], sądził, iż dezakomodacja wysokotemperaturowa w Fe-Si pochodzi od dyfuzji wakansji w kierunkach prostopadłych do ścianek Blocha [85]. Ostatnio Forsch [78] pokazał już wyraźnie, iż interpretacja Dietzego i Balthesena [85-88] wysokotemperaturowych opóźnień w stopach żelazo-krzem



Rys. 8. Pole lepkości h_{∞} w zależności od temperatury w stopie Fe-Si(6,35%).
Wg [72]

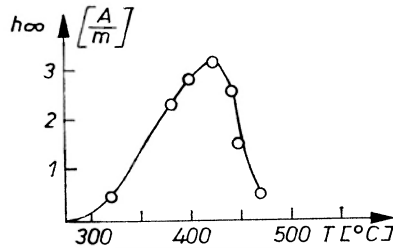
nie jest właściwa; relaksacja ta wiąże się na pewno z obecnością krzemu i polega na porządkowaniu się kierunkowym relaksatorów.

Warto tu dodać, że już w roku 1949 Snoek zwracał uwagę na to, że dezakomodacja wysokotemperaturowa w żelazie może pochodzić od omawianej na początku tego rozdziału relaksacji związanej z poślizgiem wzdłuż granic ziarna [89] (jak widać na rys. 7, dezakomodacja związana z tym procesem występuje również powyżej $+400^{\circ}\text{C}$), a Kuke i wsp. pokazali, że przeróbka plastyczna rzędu 0,2%-1% znacznie zwiększa dezakomodację w tym obszarze [63]. Wszystko to wskazuje na to, iż w żelazie o strukturze A2 nie odkryto dotychczas jednoznacznie opóźnień magnetycznych związanych z dyfuzją magnetyczną, teoretycznie rozpatrywaną przez kilku autorów (p. rozdz. 9 art. [1]).

3. Zjawiska migracyjnego opóźnienia magnetycznego w niklu i stopach niklu o strukturze A1

Zjawiskami opóźnienia magnetycznego w niklu zajął się po raz pierwszy Morkowski [90]; odkrył on w roku 1958 pasmo dezakomodacji, leżące w otoczeniu temperatury otoczenia i występujące wyraźnie w próbkach poddanych naprężeniu ściskającemu. W następnych latach w metalu tym i w jego stopach o strukturze A1 znaleziono szereg zjawisk opóźnienia magnetycznego, związanych bądź to z obecnością atomów roztworu międzywęzłowego lub substytucyjnego, bądź też pochodzących od defektów sieci wprowadzonych przez napromieniowanie, hartowanie lub przeróbkę plastyczną.

w obszarze relaksacji Zener [84] dają jedną prostą na wykresie zależności $\ln \theta$ od $\frac{1}{T}$, dla której $Q = 69000$ cal/mol. Autorowie ci zwrócili również uwagę na to, iż na prostej tej leżą także wyniki otrzymane przez Balthesena, który, jak wiadomo z artykułu [1], sądził, iż dezakomodacja wysokotemperaturowa w Fe-Si pochodzi od dyfuzji wakansji w kierunkach prostopadłych do ścianek Blocha [85]. Ostatnio Forsch [78] pokazał już wyraźnie, iż interpretacja Dietzego i Balthesena [85-88] wysokotemperaturowych opóźnień w stopach żelazo-krzem



Rys. 8. Pole lepkości h_{∞} w zależności od temperatury w stopie Fe-Si(6,35%).
Wg [72]

nie jest właściwa; relaksacja ta wiąże się na pewno z obecnością krzemu i polega na porządkowaniu się kierunkowym relaksatorów.

Warto tu dodać, że już w roku 1949 Snoek zwracał uwagę na to, że dezakomodacja wysokotemperaturowa w żelazie może pochodzić od omawianej na początku tego rozdziału relaksacji związanej z poślizgiem wzdłuż granic ziarna [89] (jak widać na rys. 7, dezakomodacja związana z tym procesem występuje również powyżej $+400^{\circ}\text{C}$), a Kuke i wsp. pokazali, że przeróbka plastyczna rzędu 0,2%-1% znacznie zwiększa dezakomodację w tym obszarze [63]. Wszystko to wskazuje na to, iż w żelazie o strukturze A2 nie odkryto dotychczas jednoznacznie opóźnień magnetycznych związanych z dyfuzją magnetyczną, teoretycznie rozpatrywaną przez kilku autorów (p. rozdz. 9 art. [1]).

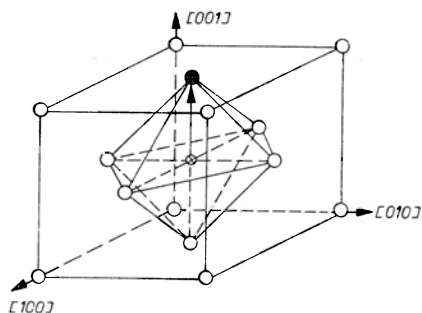
3. Zjawiska migracyjnego opóźnienia magnetycznego w niklu i stopach niklu o strukturze A1

Zjawiskami opóźnienia magnetycznego w niklu zajął się po raz pierwszy Morkowski [90]; odkrył on w roku 1958 pasmo dezakomodacji, leżące w otoczeniu temperatury otoczenia i występujące wyraźnie w próbkach poddanych naprężeniu ściskającemu. W następnych latach w metalu tym i w jego stopach o strukturze A1 znaleziono szereg zjawisk opóźnienia magnetycznego, związanych bądź to z obecnością atomów roztworu międzywęzłowego lub substytucyjnego, bądź też pochodzących od defektów sieci wprowadzonych przez napromieniowanie, hartowanie lub przeróbkę plastyczną.

3.1. Zjawiska opóźnienia związane z obecnością atomów roztworu międzywęzłowego

Węgiel, azot i wodór rozpuszczają się w niklu i stopach niklu o strukturze *A1* w dosyć znacznych ilościach; np. według [91] w Ni może się rozpuścić przy 1285°C $0,634\%$ C. Atomy tych pierwiastków zajmują położenia oktaedryczne, które w metalach o strukturze *A1* są otoczone sześcioma węzłami sieci tworzącymi regularny ośmiościan. Na skutek tego w przypadku np. czystego niklu wprowadzenie atomu międzywęzłowego zupełnie nie zmienia symetrii otoczenia i atom ten nie może być relaksatorem w zjawisku porządkowania się kierunkowego.

Sytuacja zmienia się zupełnie, gdy część węzłów sieci zostanie obsadzonych przez atomy tworzące roztwór substytucyjny (atomy AS) i niektóre atomy węgla mają w swoim otoczeniu po np. jednym takim sąsiedzie (rys. 9). Wtedy



Rys. 9. Komórka elementarna metalu o strukturze *A1*; ○ — atomy metalu, ● — atom dodatku substytucyjnego, ⊗ — atom dodatku międzywęzłowego w położeniu oktaedrycznym

pary C-AS, zniekształcając lokalnie sieć, obniżają jej symetrię i stają się relaksatorami zjawisk opóźnienia mechanicznego. Zjawisko takie odkryli po raz pierwszy Rozin i Finkelsztejn w austenitycznej stali chromowo-niklowej (struktura *A1*), przy pomocy drgań torsyjnych o częstotliwości rzędu 1 Hz [92]. Również pary atomów roztworu międzywęzłowego porządkują się kierunkowo pod wpływem naprężeń. Zaobserwowano to najpierw w niklu zawierającym węgiel [93]; w pracy [94] otrzymano wyraźne maksimum drgań torsyjnych w Fe-Ni-C w pobliżu 240°C , które przesuwało się ze zmianą częstotliwości drgań ($Q = 1,5$ eV) i którego wysokość była w przybliżeniu proporcjonalna do kwadratu stężenia węgla. Oczywiście w stopach potrójnych obydwie zjawiska relaksacyjne mogą się częściowo nakrywać, co znacznie utrudnia analizę krzywych eksperymentalnych. Omawianym zjawiskom poświęcono liczne prace wykonane metodami opóźnień mechanicznych.

Zjawiska opóźnienia magnetycznego oraz związaną z nimi anizotropię indukowaną w stopach potrójnych niklu o strukturze *A1* (NiFe, NiCo, NiCu z C, N, H) badano w pracach [95-104]. W [105, 106] zajmowano się dezakomodacją przenikalności magnetycznej w niklu; w [106] próbki nasycano węglem.

Na rys. 10 przedstawiono zależność $G\left(\frac{t}{\theta_{sr}}\right)$ w przypadku Ni-Fe-C (patrz rozdz. 7.1 w art. [1]), obliczoną z krzywych dezakomodacji zdjętych w obszarze od $+111^\circ$ do $+230^\circ\text{C}$ [96]. W tym celu przyjęto

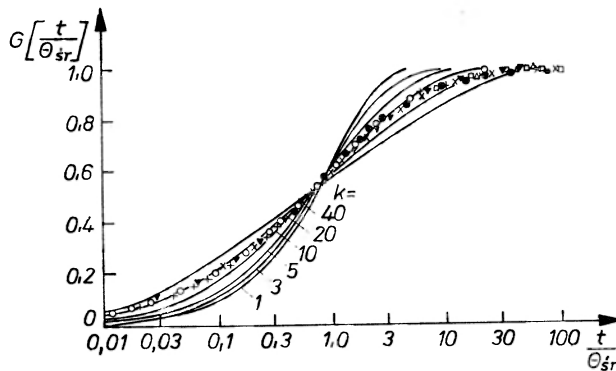
$$G(t) = \frac{\frac{1}{\mu_t} - \frac{1}{\mu_0}}{\frac{1}{\mu_\infty} - \frac{1}{\mu_0}} \quad (6)$$

a następnie wprowadzono dla poszczególnych temperatur takie średnie czasy relaksacji, by wszystkie punkty doświadczalne leżały na jednej krzywej. Krzywe ciągłe obliczono ze wzoru na dezakomodację w przypadku logarytmicznej dystrybucji czasów relaksacji

$$G\left(\frac{t}{\theta_{sr}}\right) = \frac{1}{2 \ln k} \cdot \left\{ E_i\left(-\frac{t}{k \cdot \theta_{sr}}\right) - E_i\left(-\frac{kt}{\theta_{sr}}\right) \right\} \quad (7)$$

Ponieważ $\theta_{sr} = \sqrt{\theta_1 \cdot \theta_2}$, $k^2 = \frac{\theta_2}{\theta_1}$ jest szerokością widma czasów relaksacji.

Dezakomodacja przenikalności w stopach potrójnych związana z obecnością atomów wodoru, występuje w przedziale od -160° do -130°C [103].



Rys. 10. Zależność $G\left(\frac{t}{\theta_{sr}}\right)$ obliczona z krzywych dezakomodacji zdjętych w przedziale od $+111^\circ$ do $+230^\circ\text{C}$ w próbce Ni(90%)-Fe-C; + — 111°C ($\theta_{sr} = 29400$ s), \circ — 130°C (3240 s), \blacktriangledown — 153°C (396,0 s), \times — 170°C (73,8 s), \bullet — 191°C (15,3 s), \triangle — 209°C (3,3 s), \square — 230°C (0,6 s). Wg [96]

W oparciu o teorię Néela, Radeloff i Adler opracowali model relaksacji magnetycznej w układach typu Ni-Fe-C [100]. Uważają oni, że główną rolę w tym zjawisku odgrywa różny wpływ atomu międzywęzłowego na oddziaływanie magnetyczne między najbliższymi sąsiadami, tworzącymi pary typu

Ni-Ni, Ni-Fe, Fe-Fe. Według Néela, energia tego oddziaływania zależy od położenia wektora namagnesowania i w przybliżeniu dana jest wzorem

$$E_{\text{para}} = g(\cos^2\alpha - 1) \quad (8)$$

gdzie α jest kątem między \vec{I}_s a odcinkiem łączącym atomy pary, a g — współczynnikiem zależnym od rodzaju pary i odległości między jej atomami. Formalnie biorąc, wpływ AM ujawnia się w zmianie δ_g tego współczynnika, co powoduje, iż zmienia się energia E_{para} w przypadku 12 par otaczających lukę (rys. 9). Całkowitą zmianę energii otrzymamy przez zsumowanie tych 12 zmian. Dla konfiguracji przedstawionej na rys. 19 otrzymuje się

$$\Delta E_{\text{par}} = (\delta g_{\text{NiFe}} - \delta g_{\text{NiNi}}) \cdot (\cos^2\varphi_z - \frac{1}{3}) \quad (9)$$

gdzie φ_z oznacza kąt między I_s a kierunkiem [001]. Ponieważ $\delta g_{\text{NiFe}} \neq \delta g_{\text{NiNi}}$, $\Delta E_{\text{par}} \neq 0$.

Wzór (9) wskazuje wyraźnie, że w przypadku przedstawionym na rys. 9 obecność AM wytwarza anizotropię jednoosiową, której oś leży w kierunku [001]. W roztworze takim po zmianie więc kierunku namagnesowania musi się wytworzyć nowy rozkład atomów międzywęzłowych (AM ze środka komórki elementarnej może przeskoczyć na położenie oktaedryczne znajdujące się na środkach krawędzi sześciianu), dla którego E_{par} będzie możliwie najmniejsze.

Wyniki eksperymentalne w pełni potwierdziły słuszność powyższych rozważań [100]. Pokazały również, że wpływ AM na oddziaływanie sąsiadów następnych oddalonych od siebie o stałą sieci komórki sześcienniej, odgrywa bardzo małą rolę. Pomiaru poświęcone czystemu niklowi pokazały także, że tylko mała część zjawisk opóźnienia pochodzi od porządkowania się kierunkowego par atomów węgla [100].

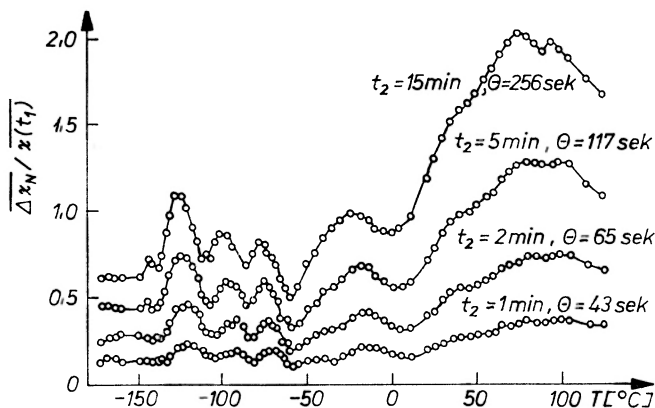
3.2. Zjawiska opóźnienia w próbkach napromieniowanych, hartowanych lub poddanych przeróbce plastycznej na zimno

W badaniach poświęconych defektom sieci w metalach i stopach o strukturze $A1$, wprowadzonych na drodze napromieniowania neutronami lub elektronami, hartowania od wysokiej temperatury lub przez przeróbkę plastyczną na zimno, pomiary zjawisk opóźnienia odgrywają podstawową rolę. Omówiono je obszernie w [107, 108].

Próbki czystego niklu napromieniowane badano w pracach [53, 107-109, 114-120], poddane przeróbce plastycznej — w [107, 111, 118, 120, 121], hartowane — w [111, 118, 122, 123]. W pracy [124] zajmowano się napromieniowanymi próbkami stopu Ni 50% Fe 50%, w [125] próbkami hartowanymi NiFe zawierającymi 50% względnie 90% niklu. Na rys. 11 przedstawiono przykładowo widmo dezakomodacji przenikalności magnetycznej, otrzymane dla monokryształu niklu po napromieniowaniu dozą $3 \cdot 10^{18}$ neutronów/cm²; temperatura napromieniowania wynosiła $\sim +90^\circ$ [119]. Wykreślone krzywe są

izochronami $\frac{\chi(t_1) - \chi(t_2)}{\chi(t_1)} = f(T)$, dla których $t_1 = 0,5$ min. Czasy relaksacji, odpowiadające poszczególnym wartościom t_2 , obliczono ze wzoru (22) artykułu [1].

Wyniki otrzymane magnetycznie, uzupełnione rezultatami uzyskanymi innymi metodami badań, pozwoliły na dosyć dokładne poznanie struktury oraz własności migracyjnych defektów, powstających w metalach A1 w wyniku napromieniowania lub hartowania. Mniej dokładne natomiast informacje



Rys. 11. Widmo dezakomodacji otrzymane dla monokryształu niklu napromieniowanego neutronami przy $\sim 90^\circ\text{C}$, doza $\sim 3 \cdot 10^{18}$ neutronów/cm²; $t_1 = 0,5$ min. Wg [119]

uzyskano dla próbek poddanych przeróbce plastycznej na zimno. Ostatnio przyjmuje się np., że maksimum przy -20°C (rys. 11) wiąże się z porządkowaniem się kierunkowym biwakansji [108]; Kronmüller zaś uważa, że pik sąsiedni, przy $+80^\circ\text{C}$, pochodzi od dyfuzji magnetycznej tych defektów [108].

3.3. Inne zjawiska opóźnienia magnetycznego w metalach i stopach o strukturze A1

Kuroda [126] oraz Aaron i wsp. [127] zajmowali się dezakomodacją związaną z relaksacją Zener w stopach o strukturze A1. W stopie Ni-Co (30%) zjawisko to występowało powyżej 400°C [126], w stopie Co-Ti (0–4,2%) w obszarze od 430° do 530°C [127]. W przypadku drugim pokazano, że natężenie relaksacji jest proporcjonalne do kwadratu stężenia zawartości tytanu.

Gerstner i Kneller obserwowali dezakomodację w stopach Ni-Fe związaną z przejściem fazowym porządek-nieporządek [128, 129]. Zjawisko to tylko częściowo miało charakter powtarzalny. W pracy [130] obserwowano w bardzo czystych monokryształach niklu dezakomodację występującą powyżej temperatury otoczenia związaną z ruchem dyslokacji hamowanych przez atmosfery atomów azotu. Ostatnio Shriver i Wuttig zastosowali metody magnetyczne w badaniach poświęconych wpływowi napromieniowania neutronami na wydzielanie się węgla z roztworu stałego Ni-C [131].

4. Migracyjne opóźnienia magnetyczne w kobalcie

Tylko w nielicznych pracach zajmowano się dotychczas migracyjnymi opóźnieniami magnetycznymi w kobalcie. Verdone i wsp. obserwowali pasmo dezakomodacji w pobliżu 50°K w kobalcie napromieniowanym elektronami [53].

Zjawisko dezakomodacji w próbkach kobaltu powyżej temperatury otoczenia obserwowano w pracach [132-135].

4. Zakończenie

Powyższe omówienie wskazuje wyraźnie na rosnącą rolę metod opóźnienia magnetycznego w badaniach poświęconych strukturze realnej i własnościom migracyjnym metali i stopów ferromagnetycznych. Ze względu na ich wysoką czułość, wielką dokładność i bardzo dobrą powtarzalność znacznie przewyższają metody opóźnień mechanicznych. W przypadku żelaza alfa i niklu, poddanych napromieniowaniu, hartowaniu lub przeróbce plastycznej, opóźnienia magnetyczne pozwoliły na uzyskanie bardzo dobrego poglądu na strukturę i własności migracyjne powstałych defektów punktowych. Również w kilku innych zagadnieniach, np. w problemie par atomów węgla w żelazie alfa, przy relaksacji porządkowania się kierunkowego w stopach potrójnych typu Ni-Fe-C, metody magnetyczne znacznie rozwinęły nasze wiadomości.

Literatura

- [1] J. Moroń, *Postępy Fizyki*, **22**, 623 (1971).
- [2] J. Pietrzyk, S. Gorczyca, *Hutnik*, **5**, 225 (1969).
- [3] W. Chomka, *Postępy Fizyki*, **18**, 561 (1967).
- [4] J. Moroń, PAN — Oddział w Krakowie, *Prace Komisji Nauk Technicznych, Metalurgia*, z. 3 (1967).
- [5] A. J. Bosman, P. E. Brommer, H. J. Van Daal, G. W. Rathenau, *Physica*, **23**, 989 (1957).
- [6] A. J. Bosman, Dysertacja, Amsterdam 1960.
- [7] A. E. Lord, D. N. Beshers, *Acta Metallurg.* **14**, 1659 (1966).
- [8] G. Richter, *Ann. Phys.*, (Germany) **29**, 605 (1937).
- [9] P. Brissonneau, *J. Phys. Chem. Solids*, **7**, 22 (1958).
- [10] L. Kozłowski, J. W. Moroń, J. Przybyła, J. Rasek, *Acta Phys. Polon.*, **A40**, 445 (1971).
- [11] F. Walz, *Phys. Status Solidi* (a), **8**, 125 (1971).
- [12] R. B. Mc Lellan, M. L. Rudee, T. Ishibachi, *Trans. Met. Soc. AIME*, **233**, 1938 (1965).
- [13] J. W. Moroń, *Zjawiska dyfuzyjnego opóźnienia magnetycznego w żelazie alfa zawierającym węgiel i azot w postaci roztworu stałego*, Zeszyty Naukowe Uniwersytetu Śląskiego, Nr 44, Katowice 1969.
- [14] A. J. Bosman, P. E. Brommer, L. C. H. Eijkelenboom, C. J. Schinkel, G. W. Rathenau, *Acta Metallurg.*, **8**, 728 (1960).

- [15] D. Keefer, C. Wert, *J. Phys. Soc. Japan*, **18**, Suppl. III, 110 (1963).
- [16] J. Rasek, Dysertacja, Uniwersytet Śląski, Katowice 1972.
- [17] L. Kozłowski, J. W. Moroń, J. Rasek, *Phys. Status Solidi* (a) **13**, 691 (1972).
- [18] H. Atorf, *Z. Physik*, **76**, 513 (1932).
- [19] C. E. Webb, L. H. Ford, *J. Inst. Elect. Eng.*, **75**, 787 (1934).
- [20] F. F. Pawlek, *Archiv Eisenhüttenw.*, **16**, 363 (1943).
- [21] G. Montalenti, *Ricerca Scientifica e Ricostruzione*, **17**, 1152 (1947).
- [22] A. K. Smoliński, M. Żbikowski, *Komunikaty Archiwum Elektrotechniki*, **4**, 493 (1955).
- [23] A. Ferro, G. Montalenti, *Ricerca Scientifica*, **25**, 3069 (1955).
- [24] A. K. Smoliński, M. Żbikowski, *Komunikaty Archiwum Elektrotechniki*, **6**, 300 (1957).
- [25] Ju. S. Wail, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, **21**, 1281 (1957).
- [26] A. K. Smoliński, M. Żbikowski, *Inst. Elect. Eng., Monograph*, No 313 M (1958).
- [27] A. K. Smoliński, Z. Kaczkowski, M. Żbikowski, *J. Appl. Phys.*, **30**, Suppl. 195 S (1959).
- [28] K. Tsushima, M. Asanuma, S. Miyahara, *J. Phys. Soc. Japan*, **14**, 1253 (1959).
- [29] K. Tsushima, *J. Phys. Soc. Japan*, **17**, Suppl. BI, 338 (1962).
- [30] W. Hampe, D. Widmann, *Z. angew. Phys.*, **15**, 360 (1963).
- [31] M. Markuszewicz, B. Wysocki, K. Stoiński, *Acta Phys. Polon.*, **33**, 59 (1963).
- [32] J. W. Moroń, *Acta Phys. Polon.*, **26**, 1117 (1964).
- [33] D. Widmann, *Z. angew. Phys.*, **19**, 327 (1965).
- [34] J. Pietrzyk, *Izlučenje efektov magnitnoj wjazkosti w monokristallach Fe-Si(3%) splawa*, Institut Stali i Splawow, Moskwa 1966.
- [35] I. B. Kiekało, B. G. Liwszic, J. Pietrzyk, *Fiz. Metallov Metallovedenie*, **31**, 12 (1971).
- [36] R. H. Graham, M. Wuttig, *Scripta Metallurg.*, **3**, 9 (1969).
- [37] W. Jäniche, J. Brauner, W. Heller, *Archiv Eisenhüttenw.*, **37**, 719 (1966).
- [38] W. Köster, L. Bangert, R. Hahn, *Archiv Eisenhüttenw.*, **25**, 569 (1954).
- [39] G. Schoeck, *Acta Metallurg.*, **11**, 617 (1963).
- [40] G. Biorci, A. Ferro, G. Montalenti, *J. Appl. Phys.*, **30**, 1732 (1959).
- [41] G. Biorci, A. Ferro, G. Montalenti, *Phys. Rev.*, **119**, 653 (1960).
- [42] A. Kuke, H. Kronmüller, H. Schultz, *Phys. Status Solidi*, **36**, K161 (1969).
- [43] J. Kinell, L. Kozłowski, J. W. Moroń, *Phys. Status Solidi*, **27**, K37 (1968).
- [44] J. Kinell, L. Kozłowski, J. W. Moroń, *Acta Phys. Polon.*, **35**, 557 (1969).
- [45] R. M. Rusnak, B. D. Cullity, *J. Appl. Phys.*, **39**, 984 (1968).
- [46] Z. Wojtaszek, R. Lehman, *Postępy Fizyki*, **21**, 447 (1970).
- [47] P. Moser, D. Dautreppe, P. Brissonneau, *CR Acad. Sci. Paris*, **250**, 3963 (1960).
- [48] P. Moser, D. Dautreppe, P. Brissonneau, *J. Phys. Radium*, **22**, 378 (1961).
- [49] D. Dautreppe, J. Paulevé, P. Moser, P. Brissonneau, *Reactivity of Solids*, Amsterdam 1961.
- [50] P. Moser, D. Dautreppe, *J. Phys.*, **24**, 516 (1963).
- [51] P. Moser, Dysertacja, Uniwersytet w Grenoble 1965.
- [52] P. Vigier, P. Moser, *CR Acad. Sci. Paris*, **260**, 2443 (1965).
- [53] J. Verdone, P. Peretto, P. Moser, D. Dautreppe, J. Verdier, *CR Acad. Sci. Paris*, **260**, 5209 (1965).
- [54] P. Moser, P. Peretto, D. Dautreppe, P. Vigier, *J. Appl. Phys.*, **36**, 1227 (1965).
- [55] A. Balthesen, K. Isebeck, H. Wenzl, *Phys. Status Solidi*, **8**, 603 (1965).
- [56] P. Vigier, C. Minier-Cassayre, P. Moser, V. Hivert, *Phys. Status Solidi*, **17**, 317 (1966).
- [57] A. Ferro, G. Montalenti, G. P. Soardo, *International Conference on Effects of Irradiation in Solids*, Cairo, 3-12 September 1966.
- [58] J. L. Leveque, T. Anagnostopoulos, H. Bilger, P. Moser, *Phys. Status Solidi*, **29**, K179 (1968).
- [59] A. Ferro, G. Montalenti, G. P. Soardo, *Energia Nucleare*, **15**, 602 (1968).
- [60] H. J. Blythe, H. Kronmüller, *Phys. Status Solidi* (a), **4**, 603 (1971).

- [61] H. J. Blythe, H. Kronmüller, *Phys. Status Solidi* (a), **5**, 191 (1971).
- [62] H. Wagenblast, J. C. Swartz, *Acta Metallurg.*, **13**, 42 (1965).
- [63] A. Kuke, H. Kronmüller, H. Schultz, *Phys. Status Solidi*, **36**, K161 (1969).
- [64] J. W. Morón, J. Rasek, *Acta Phys. Polon.*, **35**, 421 (1968).
- [65] J. W. Morón, H. Wencek, B. Zielińska, *Phys. Status Solidi* (a), **6**, K113 (1971).
- [66] R. A. Arndt, A. C. Damask, *Acta Metallurg.*, **12**, 341 (1964).
- [67] M. Wuttig, J. T. Stanley, H. K. Birnbaum, *Phys. Status Solidi*, **27**, 701 (1968).
- [68] G. Bioreci, G. Montalenti, A. Ferro, *Solid State Physics in Electronics and Telecommunications*, Academic Press, London-New York 1960.
- [69] T. S. Kê, *Phys. Rev.*, **71**, 533 (1947).
- [70] T. S. Kê, *Phys. Rev.*, **72**, 41 (1947).
- [71] C. Zener, *Elasticity and Anelasticity of Metals*, University of Chicago Press 1948.
- [72] D. Bioreci, A. Ferro, G. Montalenti, *J. Appl. Phys.*, **32**, 630 (1961).
- [73] P. Brissonneau, P. Moser, *J. Phys. Soc. Japan*, **17**, Suppl. BI, 333 (1962).
- [74] A. Ferro, P. Mazzetti, G. Montalenti, *Nuovo Cimento*, **23**, 280 (1962).
- [75] K. Sixtus, *Z. angew. Phys.*, **14**, 24 (1962).
- [76] P. E. Brommer, H. A. t'Hooft, *Phys. Letters*, **26A**, 52 (1967).
- [77] O. S. Lutes, R. P. Umer, *J. Appl. Phys.*, **38**, 1009 (1967).
- [78] K. Forsch, *Phys. Status Solidi* **42**, 329 (1970).
- [79] L. Néel, *J. Phys. Radium*, **15**, 225 (1954).
- [80] S. Taniguchi, *Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ.*, **A7**, 269 (1955).
- [81] S. Taniguchi, *Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ.*, **A8**, 173 (1956).
- [82] G. Bioreci, A. Ferro, G. Montalenti, *J. Appl. Phys.*, **31**, 2121 (1960).
- [83] G. Bioreci, A. Ferro, G. Montalenti, *Nuovo Cimento*, **18**, 229 (1960).
- [84] Ir. Boesono, G. J. Ernst, M. C. Lemmens, M. J. van Langen, G. de Vries, *Phys. Status Solidi*, **19**, 107 (1967).
- [85] E. Balthesen, *Phys. Status Solidi*, **3**, 2321 (1963).
- [86] H. D. Dietze, *Techn. Mitt. Krupp*, **17**, 67 (1959).
- [87] H. D. Dietze, *Phys. Status Solidi*, **3**, 2309 (1963).
- [88] F. J. Krings, *Phys. Status Solidi*, **24**, 163 (1971).
- [89] J. L. Snock, *Physica*, **16**, 336 (1950).
- [90] J. Morkowski, *Acta Phys. Polon.*, **18**, 75 (1959).
- [91] W. W. Dunn, R. B. Mc Lellan, W. A. Oates, *Trans. Met. Soc. AIME*, **242**, 2129 (1968).
- [92] K. M. Rozin, B. N. Finkelsztejn, *DAN SSSR*, **91**, 811 (1953).
- [93] T. S. Kê, C. T. Tsien, K. Mišek, *Scientia Sinica*, **4**, 501 (1955).
- [94] T. Wu, C. Wang, *Scientia Sinica*, **7**, 1029 (1958).
- [95] E. Adler, *Z. Metallkunde*, **56**, 470 (1965).
- [96] E. Adler, C. Radeloff, *Z. angew. Phys.*, **20**, 46 (1965).
- [97] E. Adler, C. Radeloff, *Z. angew. Phys.*, **20**, 346 (1966).
- [98] C. Radeloff, E. Adler, *Z. angew. Phys.*, **21**, 374 (1966).
- [99] E. Adler, C. Radeloff, *Z. Metallkunde*, **58**, 905 (1967).
- [100] C. Radeloff, E. Adler, *Z. angew. Phys.*, **25**, 45 (1968).
- [101] E. Adler, *Z. angew. Phys.*, **15**, 250 (1963).
- [102] E. Adler, C. Radeloff, *Z. angew. Phys.*, **18**, 482 (1965).
- [103] E. Adler, *Z. Metallkunde*, **56**, 249 (1965).
- [104] E. Adler, *Z. Metallkunde*, **56**, 294 (1965).
- [105] E. Klugmann, Z. Rozkwitalski, *Acta Phys. Polon.*, **25**, 155 (1964).
- [106] M. Wuttig, H. K. Birnbaum, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 320 (1965).
- [107] A. Seeger, H. Kronmüller, H. Rieger, *Z. angew. Phys.*, **18**, 377 (1965).
- [108] H. Kronmüller, *Nachwirkung in Ferromagnetika*, Berlin 1968.
- [109] H. Kronmüller, A. Seeger, P. Schiller, *Z. Naturforsch.*, **15a**, 740 (1960).
- [110] H. Rieger, *Z. Metallkunde*, **54**, 240 (1963).

- [111] H. Jäger, *Z. Metallkunde*, **55**, 17 (1964).
- [112] P. Peretto, P. Moser, D. Dautreppe, *CR Acad. Sci. Paris*, **258**, 499 (1964).
- [113] H. Kronmüller, H. E. Schaefer, H. Rieger, *Phys. Status Solidi*, **9**, 863 (1965).
- [114] A. Seeger, H. E. Schaefer, F. J. Wagner, *Phys. Letters*, **16**, 110 (1965).
- [115] H. Mehrer, H. Kronmüller, A. Seeger, *Phys. Status Solidi*, **10**, 725 (1965).
- [116] E. Balthesen, K. Isebeck, H. Wenzl, *Phys. Status Solidi*, **8**, 593 (1965).
- [117] P. Peretto, J. L. Oddou, C. Minier-Cassayre, D. Dautreppe, P. Moser, *Phys. Status Solidi*, **16**, 281 (1966).
- [118] P. Peretto, Dysertacja, Uniwersytet w Grenoble 1967.
- [119] A. Seeger, F. Walz, H. Kronmüller, *J. Appl. Phys.*, **38**, 1312 (1967).
- [120] F. Walz, *Phys. Status Solidi*, **29**, 245 (1968).
- [121] A. Seeger, P. Schiller, H. Kronmüller, *Phil. Mag.*, **5**, 853 (1960).
- [122] Y. Nakamura, *J. Phys. Soc. Japan*, **16**, 2167 (1961).
- [123] M. Wuttig, H. K. Birnbaum, *J. Phys. Chem. Solids*, **27**, 225 (1966).
- [124] W. Chambron, A. Chamberod, J. Paulevé, *CR Acad. Sci. Paris*, **262B**, 1417 (1966).
- [125] A. Chamberod, W. Chambron, J. Paulevé, *CR Acad. Sci. Paris*, **263B**, 348 (1966).
- [126] C. Kuroda, *J. Phys. Soc. Japan*, **15**, 189 (1960).
- [127] H. B. Aaron, M. Wuttig, H. K. Birnbaum, *Acta Metallurg.*, **16**, 269 (1968).
- [128] D. Gerstner, E. Kneller, *Z. Metallkunde*, **52**, 426 (1961).
- [129] D. Gerstner, E. Kneller, *J. Appl. Phys. Suppl.*, **32**, 364S (1961).
- [130] R. Cantelli, H. Kronmüller, *Z. Metallkunde*, **60**, 384 (1968).
- [131] B. L. Shriver, M. Wuttig, *Acta Metallurg.*, **20**, 1 (1972).
- [132] E. Klugmann, *Phys. Status Solidi*, **16**, K117 (1966).
- [133] L. Gerward, *Phys. Status Solidi*, **22**, 659 (1967).
- [134] E. Klugman, *Phys. Status Solidi*, **28**, K 67 (1968).
- [135] J. R. Keiser, M. Wuttig, *Acta Metallurg.*, **19**, 445 (1971).
- [136] R. E. Maringer, *J. Appl. Phys.*, **36**, 1239 (1965).
- [137] J. Steinert, *Phys. Status Solidi*, **3(a)**, 729 (1970).
- [138] J. Steinert, *Phys. Status Solidi*, **21**, K13 (1967).

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

M. Suffczyński — Mieczysław Wolfke (w 25 rocznicę śmierci)	599
Wspomnienie o Lechu Tadeuszu Michejdzie w pierwszą rocznicę śmierci	605
S. Szpikowski — Nowe propozycje klasyfikacji stanów modelu powłokowego jądra atomu	613
Z. Zakrzewski — Mikroskopowa niestabilność i anomalna dyfuzja w plazmie wyładowania jarzeniowego	633
J. Dera, A. Śliwiński, W. Wensierski — Wybrane zagadnienia fizyki morza. Część IV. Fale dźwiękowe w morzu	667
H. Chęcińska — Mocne uderzenie w ciele stałym	689
J. Moroń — Zastosowanie zjawisk opóźnienia magnetycznego w badaniach poświęconych realnej strukturze oraz własnościom migracyjnym metali i stopów	697

CONTENTS

M. Suffczyński — Mieczysław Wolfke. The 25 th Anniversary of His Death	599
The First Anniversary of Tragic Death of Lech Tadeusz Michejda — Recollections of His Friends and Colleagues	605
S. Szpikowski — New Proposals in the Classification of States in the Frame of Nuclear Shell Model	613
Z. Zakrzewski — Macroscopic Instability and Anomalous Diffusion in a Glow Discharge Plasma	633
J. Dera, A. Śliwiński, W. Wensierski — Selected Topics on the Physics of the Sea. Part IV. Sound in the Sea	667
H. Chęciński — Shock Waves in Solids	689
J. Moroń — The Application of Magnetic After-Effects in Research on the Real Structure and Migrational Properties of Metals and Alloys	697