

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XIX

ZESZYT 2

1968

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

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 XIX, ZESZYT 2

000001353

UNIWERSYTET MARII CURIE-SKŁODOWSKIEJ

Biblioteka Instytutu Fizyki

ul. Curie-Skłodowskiej 1

20-031 Lublin, tel. 537-62-94

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1968

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2114+146 egz.	Rękopis dostarczone 12. I. 1968 r.
Ark. wyd. 6,5 ark. druk. 6+1 wkl.	Podpisano do druku 6. VI. 1968 r.
Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w kwietniu 1968 r.
Zamówienie 39/68	Cena zł 15.— L-11

DRUKARNIA UNIWERSYTETU JAGIELLOŃSKIEGO, KRAKÓW, CZAPSKICH 4



Profesor dr Leopold Infeld

Andrzej Trautman

Instytut Fizyki Teoretycznej
Uniwersytetu Warszawskiego

Wspomnienie o Leopoldzie Infeldzie

In memory of Leopold Infeld

Na jesieni 1950 roku byłem studentem Politechniki Warszawskiej. Wraz z kolegą poszliśmy na ul. Hożą 69, aby posłuchać wykładu Profesora Leopolda Infelda, który wtedy powrócił z Kanady. Choć wykład był trudny, oczarował nas tak, że zapragnęliśmy studiować fizykę. Ponownie zetknąłem się z Profesorem Infeldem w 1955 roku, kiedy po ukończeniu Politechniki podjąłem studia doktoranckie w Instytucie Fizyki PAN. Od tej pory, przez ostatnie trzynaście lat, przerywane jedynie wakacjami i wyjazdami za granicę, spotykałem Profesora kilka razy w tygodniu. Szczególnym przeżyciem były dla mnie i moich kolegów prowadzone przez niego czwartkowe konwersatoria z fizyki teoretycznej i piątkowe seminaria z teorii względności. Były one przerywane celnymi pytaniami Profesora i często ożywiane dyskusją śledzoną z napięciem przez uczestników. Stremowani prelegenci oczekiwali końcowej oceny, w której nigdy nie brakło wyrazów zachęty i uznania dla nowych wyników, ale nieraz zdarzały się krytyczne słowa na temat źle przedstawionej lub nieciekawej pracy. Krytyka ta była zawsze oględna, a najgorsze, czego można się było spodziewać, to zwrotu: „Pan się bardzo napracował...”. Podziwialiśmy, jak na seminariach i w całej pracy naukowej Profesor zawsze trafiał w sedno rzeczy, stawiał istotne pytania i wyłuskiwał idee przewodnie z gąszczy technicznych szczegółów, towarzyszących działalności współczesnego fizyka-teoretyka.

Nie mogłem znać Leopolda Infelda w jego młodości. To, co tu piszę na ten temat zebrałem z opowiadań, wspomnień i artykułów naukowych.

Leopold Infeld urodził się 20 sierpnia 1898 roku w Krakowie. Był wychowywany w tradycji religii żydowskiej i wiele wysiłku włożył w jej przełamanie. Studia na Uniwersytecie Jagiellońskim rozpoczął w 1916 roku, w trudnych warunkach wojennych. W 1920 roku spędził osiem miesięcy w Berlinie, gdzie po raz pierwszy spotkał się z Einsteinem. Z Berlina powrócił do Krakowa z pomysłem pracy doktorskiej. Promotorem tej pracy, dotyczącej szczególnej

teorii względności i bronionej w 1921 roku, był Władysław Natanson. Trudno dziś to zrozumieć, ale Infeld, jedyny uczeń i doktorant Profesora Natansona, nie otrzymał wówczas propozycji objęcia choćby najskromniejszego stanowiska uniwersyteckiego. W latach 1921—1930 uczył fizyki w szkołach średnich: w Będzinie, Koninie i Warszawie. W 1930 roku został starszym asystentem, a później docentem przy Katedrze Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu im. Jana Kazimierza we Lwowie. Z okresu tego pochodzi szereg znanych artykułów Infelda. Wśród nich trzeba wspomnieć przede wszystkim o teorii spinorów w przestrzeniach Riemanna, opracowanej wspólnie z B. L. van der Waerdenem [19]¹. Praca ta została zainicjowana w czasie krótkiej wizyty Infelda w Lipsku w 1932 roku. Autorzy określili różniczkowanie kowariantne pól spinorowych i podali postać równania Diraca w czasoprzestrzeni Riemanna. W 1933 roku, z inicjatywy Stanisława Lorii, Infeld wyjeżdża do Cambridge jako stypendysta Fundacji Rockefellera. Rok i trzy miesiące spędza tam na owocnej pracy naukowej. Podaje nową interpretację elektrodynamiki nieliniowej, nad którą pracuje wówczas Born, wprowadzając do tej teorii pojęcie ładunków i prądów swobodnych. Wspólnie z Bornem bada szeroką klasę zasad wariacyjnych, które można położyć u podstaw elektrodynamiki nieliniowej [21], [22], [30] oraz przedstawia metodę jej kwantowania [24], [25]. Mimo poważnego dorobku naukowego, w warunkach Polski lat trzydziestych, Leopold Infeld nie może uzyskać na żadnym z krajowych uniwersytetów odpowiedniej dla siebie pozycji. Na wniosek Einsteina, w 1936 roku otrzymuje stypendium naukowe w Institute for Advanced Study w Princeton. Einstein proponuje Infeldowi współpracę nad zagadnieniem ruchu ciał w ramach ogólnej teorii względności.

Problem ruchu jest jednym z najciekawszych zagadnień teorii grawitacji. Okazuje się, że w przeciwieństwie do innych teorii, według ogólnej teorii względności równania ruchu ciał wynikają z samych równań pola. Z uwagi na zastosowania w astronomii, pożądana jest znajomość ruchu układów powolnych, ciężkich mas z dokładnością większą niż w teorii Newtona. W tym celu Einstein, Infeld i Hoffmann opracowali „nową metodę przybliżeń“, obecnie zwaną metodą EIH, która uwzględnia powolny charakter ruchu oraz słabość pól i zapewnia otrzymanie równań newtonowskich w pierwszym kroku rachunków.

Współpraca Einsteina i Infelda prowadzi do opublikowania trzech prac, zawierających podstawy nowej metody przybliżeń i jej zastosowanie do znajdowania ruchu ciężkich ciał w przybliżeniu pozanewtonowskim. W pierwszej pracy [33], napisanej wspólnie z B. Hoffmannem, autorzy otrzymują równania ruchu ze znikania pewnych całek powierzchniowych, przy użyciu odpowiedniego układu współrzędnych. Druga praca [36] zawiera uproszczenie metody i osłabienie warunków ograniczających wybór układu współrzędnych. W pracy z 1949 roku [50] autorzy wprowadzają do równań grawitacyjnych

¹ Liczby w nawiasach odnoszą się do zamieszczonego dalej spisu prac naukowych Leopolda Infelda.

pomocnicze źródła o charakterze dipolowym, co ułatwia rozwiązywanie tych równań i pozwala otrzymać ruch przez przyrównanie do zera członów dipolowych w ostatnim kroku rachunkowym. W początkowym ujęciu nowa metoda przybliżeń nie uwzględniała możliwości promieniowania. W pracy z 1938 roku [34] Infeld zbadał możliwość ujęcia tarcia promienistego w ramach metody EIH i pokazał, że dla układu dwóch ciał poruszających się z prędkościami rzędu v promieniowanie grawitacyjne jest proporcjonalne do wyższej potęgi ilorazu v/c niż promieniowanie elektromagnetyczne w analogicznej sytuacji.

Mimo starań Einsteina, nie udało się przedłużyć stypendium Instytutu w Princeton na następny rok akademicki. Aby rozwiązać kłopoty finansowe, powstał projekt napisania książki popularnonaukowej. W ten sposób, dzięki skąpstwu ówczesnych administratorów, narodziła się słynna *Ewolucja fizyki* Einsteina i Infelda. W 1936 roku Leopold Infeld udaje się do Kanady, aby objąć zaoferowane mu przez J. L. Synge'a stanowisko w University of Toronto. W Kanadzie prowadzi prace w wielu kierunkach: rozwiązuje szereg zagadnień uogólnioną przez siebie metodą faktoryzacji równań różniczkowych [38], [48], [58], pisze artykuł na temat ruchów Browna [37], wspólnie z A. Schildem podaje nowe ujęcie kosmologii relatywistycznej [43], [44] i kontynuuje badania nad problemem ruchu [51], [57]. Wychowuje w tym okresie wielu uczniów; niektórzy z nich są dziś znanymi profesorami. W latach wojny światowej Infeld włącza się do badań, mogących mieć znaczenie obronne: pracuje teoretycznie nad antenami oraz falowodami, które znajdują zastosowanie w technice radarowej. W Kanadzie powstają również *Wybrańcy bogów*, biograficzna powieść o Ewaryście Galois.

W 1949 roku Leopold Infeld przybywa z krótką wizytą do Polski, a na jesieni 1950 roku powraca do Warszawy na stałe. Powrotowi temu towarzyszyła nagonka reakcyjnej prasy i władz kanadyjskich. Przywódca opozycji powiedział w parlamencie, że nie powinno się pozwolić profesorowi z Toronto na przekroczenie żelaznej kurtyny z informacjami atomowymi...

W 1950 roku w Uniwersytecie Warszawskim istniał Instytut Fizyki Doświadczalnej, założony jeszcze przed wojną przez Stefana Pieńkowskiego, oraz działały dwie katedry kierowane przez profesorów fizyki teoretycznej: Czesława Białobrzeskiego i Wojciecha Rubinowicza. Leopold Infeld przystąpił z wielką energią i zapałem do rozbudowy ośrodka fizyki teoretycznej. Powstał kierowany przez niego Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego, a później — Zakład Fizyki Teoretycznej Instytutu Fizyki PAN. Dzięki swojemu talentowi Infeld potrafił w pełni wykorzystać nowe warunki stworzone dla rozwoju nauki w odrodzonej Polsce. W stosunkowo krótkim czasie wokół jego osoby skupiła się duża grupa młodych fizyków, których zarazili entuzjazmem do pracy naukowej, uczył nowoczesnych metod dydaktycznych i zachęcał do podejmowania nowych, nie uprawianych dotychczas u nas dziedzin fizyki. Powstały prowadzone w żywy sposób seminaria naukowe, na których nikt nie obawiał się zabierać głosu, gdyż — jak głosił Profesor — „nie ma głupich pytań, są tylko głupie odpowiedzi“. Jedną z naczelných zasad jego

układu współrzędnych i kwestia fizycznej realności tych fal. W ostatnich latach, w oparciu o analizę fokkerowskiej zasady wariacyjnej dla równań ruchu, Infeld znalazł proste kryterium istnienia promieniowania grawitacyjnego [97] i metody jego obliczania [100]. Jeszcze w ostatnich tygodniach życia pracował nad obliczaniem wielkości energii promieniowanej pod postacią fal grawitacyjnych przez proste układy.

Mimo złego stanu zdrowia, Leopold Infeld do końca zachował młodzieńczą świeżość i przenikliwość umysłu. Nie wahał się podejmować nowych problemów ani przyjmować innego, niż dotychczas, punktu widzenia. W ostatnim okresie wiele uwagi poświęcał przygotowaniu Instytutu do swojego odejścia na emeryturę. Kilka lat temu przekazał młodszym pracownikom kierownictwo swojej Katedry, a później całego Instytutu.

Zainteresowania i działalność Leopolda Infelda nigdy nie ograniczały się do samej nauki. Był on pisarzem, publicystą i humanistą, pełnym poczucia odpowiedzialności za otaczających go ludzi i wydarzenia na świecie. W 1955 roku położył, obok podpisu A. Einsteina, B. Russella, L. Paulinga, F. Jolioty i M. Borna, swój podpis pod odezwą do obydwu największych mocarstw przeciwko wyścigowi zbrojeń i w sprawie pokoju. Odezwa ta zainicjowała ruch Pugwash, którego Infeld był przez wiele lat czynnym uczestnikiem. Leopold Infeld myślał o całej ludzkości, ale najbardziej był przywiązany do Polski. Niemal po każdym powrocie z licznych w latach pięćdziesiątych i sześćdziesiątych podróży zagranicznych powtarzał: „nie ma takiego kraju jak Polska, tylko tutaj mogę żyć i pracować“.

Leopold Infeld zmarł w Warszawie dnia 15 stycznia 1968 roku. Miał wszechstronne zdolności, wielki talent naukowy, był jednym z „wybrańców bogów“. Życie jego świadczy, iż był także człowiekiem mocnym i mądrym, który nie zmarnował tego, co było mu dane i który hojnie dawał innym ze swego skarbcza.

Prace naukowe Leopolda Infelda²

- [1] *Fale świetlne w teorii względności*, Prace Mat.-Fiz., **32**, 33 (1921).
- [2] *O pomiarach przestrzenno-czasowych w fizyce klasycznej i w teorii względności*, Część I, Sprawozdania i Prace PTF, **3**, 5 (1927).
- [3] *O pomiarach przestrzenno-czasowych w fizyce klasycznej i w teorii względności*, Część II, Sprawozdania i Prace PTF, **3**, 117 (1928).
- [4] *Zur Feldtheorie von Elektrizität und Gravitation*, Phys. Z., **29**, 145 (1928).
- [5] *Les équations de Maxwell dans la théorie commune à la gravitation et à l'électricité*, C. R. Acad. Sci. (France), **186**, 1280 (1928).
- [6] *Zum Problem einer einheitlichen Feldtheorie von Elektrizität und Gravitation*, Z. Phys., **50**, 137 (1928).
- [7] *Bemerkungen zu der Arbeit von Herrn K. Hattori*, Phys. Z., **29**, 810 (1928).
- [8] *Kausalgesetz und Quantenmechanik*, Z. Phys., **57**, 411 (1929).
- [9] *Kausalgesetz und Quantenmechanik II*, Z. Phys., **61**, 703 (1930).

² Nazwiska pisane w nawiasie po tytule odnoszą się do współautorów odpowiedniej pracy.

- [10] *O tzw. relacjach niedokładności w mechanice kwantowej i o ich związku z zagadnieniem pomiarów i przyczynowości*, Praca habilitacyjna, Lwów 1930.
- [11] *Eine Bemerkung zu der Arbeit von Herrn G. Wataghin*, Z. Phys., **66**, 708 (1930).
- [12] *Über eine Interpretation der neuen Einsteinschen Weltgeometrie auf dem Boden der klassischen Mechanik*, Phys. Z., **32**, 110 (1931).
- [13] *Über die Struktur der Elektronenwelle*, Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. A, 201 (1931).
- [14] *Zur nichtholonomen Geometrie*, Prace Mat.-Fiz., **39**, 1 (1931).
- [15] *The Influence of a Cloud of Electrons on the Structure of de Broglie Waves* (S. Szcezeniowski), Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. A, 482 (1931).
- [16] *O wpływie chmury elektronowej na strukturę fali de Broglie'a* (S. Szcezeniowski), Acta Phys. Polon., **1**, 37 (1931).
- [17] *Remarques sur le problème de la théorie unitaire des champs*, Rend. Accad. Nazionale Lincei, **15**, 157 (1932).
- [18] *Die verallgemeinerte Spinorenrechnung und die Diracschen Gleichungen*, Phys. Z., **33**, 475 (1932).
- [19] *Die Wellengleichung des Elektrons in der allgemeinen Relativitätstheorie* (B. L. v. d. Waerden), Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss., **9**, 380 (1933).
- [20] *Electromagnetic Mass* (M. Born), Nature, **132**, 970 (1933).
- [21] *Foundations of the New Field Theory* (M. Born), Nature, **132**, 1004 (1933).
- [22] *Foundations of the New Field Theory* (M. Born), Proc. Roy. Soc., A **144**, 425 (1934).
- [23] *Dirac's Equation in the General Relativity Theory*, Acta Phys. Polon., **3**, 1 (1934).
- [24] *On the Quantization of the New Field Equations I* (M. Born), Proc. Roy. Soc., A **147**, 522 (1934).
- [25] *On the Quantization of the New Field Theory II* (M. Born), Proc. Roy. Soc., A **150**, 141 (1935).
- [26] *Principes de la nouvelle électrodynamique quantique* (M. Born), C. R. Acad. Sci. (France), **199**, 1297 (1934).
- [27] *Déduction de l'équation d'ondes de Dirac à partir de l'électrodynamique quantique* (M. Born), C. R. Acad. Sci. (France), **199**, 1596 (1934).
- [28] *The New Action Function and the Unitary Field Theory*, Proc. Cambridge Phil. Soc., **32**, 127 (1936).
- [29] *The New Electrodynamics and the Fine Structure Constant*, Nature, **137**, 658 (1936).
- [30] *A New Group of Action Functions in the Unitary Field Theory II*, Proc. Cambridge Phil. Soc., **33**, 70 (1937).
- [31] *The Lorentz Transformations in the New Quantum Electrodynamics*, Proc. Roy. Soc., A **158**, 368 (1937).
- [32] *On the Choice of the Action Function in the New Field Theory* (B. Hoffmann), Phys. Rev., **51**, 765 (1937).
- [33] *The Gravitational Equations and the Problem of Motion* (A. Einstein and B. Hoffmann), Ann. Math., **39**, 65 (1938).
- [34] *Electromagnetic and Gravitational Radiation*, Phys. Rev., **53**, 836 (1938).
- [35] *The Equations of Motion in Electrodynamics* (P. R. Wallace), Phys. Rev., **57**, 797 (1940).
- [36] *The Gravitational Equations and the Problem of Motion II* (A. Einstein), Ann. Math., **41**, 455 (1940).
- [37] *On the Theory of Brownian Motion*, Univ. of Toronto Studies, Appl. Math. Series, **4**, 1 (1940).
- [38] *On a New Treatment of Some Eigenvalue Problems*, Phys. Rev., **59**, 737 (1941).
- [39] *A Generalization of the Factorization Method of Solving Eigenvalue Problems*, Trans. Canad. Roy. Soc., Ser. III, **36**, 7 (1942).
- [40] *Clocks, Rigid Rods and Relativity Theory*, Amer. J. Phys., **11**, 219 (1943).
- [41] *A Note on the Kepler Problem in a Space of Constant Negative Curvature* (A. Schild), Phys. Rev., **67**, 121 (1945).

- [42] *A New Approach to Kinematic Cosmology* (A. Schild), *Nature*, **156**, 114 (1945).
- [43] *A New Approach to Kinematic Cosmology* (A. Schild), *Phys. Rev.*, **68**, 250 (1945).
- [44] *A New Approach to Kinematic Cosmology (B)* (A. Schild), *Phys. Rev.*, **70**, 410 (1946).
- [45] *On Some Series of Bessel Functions* (V. G. Smith and W. Z. Chien), *J. Math. Phys.*, **26**, 22 (1947).
- [46] *The Influence of the Width of the Gap upon the Theory of Antennas*, *Quart. Appl. Math.*, **5**, 113 (1947).
- [47] *Recurrence Formulas for Coulomb Wave Function*, *Phys. Rev.*, **72**, 1125 (1947).
- [48] *The Factorization Method, Hydrogen Intensities and Related Problems* (T. E. Hull), *Phys. Rev.*, **74**, 905 (1948).
- [49] *Contributions to the Theory of Wave Guides* (W. Z. Chien, J. R. Pounder, A. F. Stevenson and J. L. Synge), *Canad. J. Research, A* **27**, 69 (1949).
- [50] *On the Motion of Particles in General Relativity Theory* (A. Einstein), *Canad. J. Math.*, **1**, 209 (1949).
- [51] *On the motion of Test Particles in General Relativity* (A. Schild), *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 408 (1949).
- [52] *General Relativity and the Structure of our Universe*, artykuł w książce *Albert Einstein: Philosopher and Scientist*, The Library of Living Philosophers, **7**, 477—499 (1949).
- [53] *The Factorization Method and its Application to Differential Equations in Theoretical Physics*, *Proc. Symp. Appl. Math.*, **28**, 58 (1949).
- [54] *The New Einstein Theory and the Equations of Motion*, *Acta Phys., Polon.* **10**, 284 (1950).
- [55] *The New Einstein Theory and the Equations of Motion*, *Nature*, **166**, 1075 (1950).
- [56] *On Einstein's New Theory*, *Smithsonian Report 1951*, 189—197.
- [57] *Radiation and Gravitational Equations of Motion* (A. E. Scheidegger), *Canad. J. Math.*, **3**, 195 (1951).
- [58] *The Factorization Method* (T. E. Hull), *Rev. Mod. Phys.*, **23**, 21—68 (1951).
- [59] *Is there an Aether?*, *Nature*, **169**, 702 (1952).
- [60] *The Coordinate Conditions and Equations of Motion*, *Canad. J. Math.*, **5**, 17 (1953).
- [61] *On the Use of an Approximation Method in Dirac's Electrodynamics*, *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland)*, **1**, 18 (1953).
- [62] *An Electronic Cloud in a Homogeneous Electric and Magnetic Field According to Dirac's Theory*, *Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math., astron. phys. (Poland)*, **1**, 99 (1953).
- [63] *Electrodynamics without Potentials* (J. Plebański), *Acta Phys. Polon.*, **12**, 123 (1953).
- [64] *Über die jüngste Entwicklung der klassischen Elektrodynamik*, *Fortschr. Phys. (Germany)*, **1**, 88 (1953).
- [65] *Die Bedeutung der modernen Physik für die Entwicklung der Mathematik*, wykład na kongresie matematycznym w Warszawie, 1953; Die Hauptreferate des 8 Polnischen Mathematikerkongresses, 95—109, Deutscher Verlag Wiss., Berlin 1954.
- [66] *Electrodynamics without Potentials* (J. Plebański), *Proc. Roy. Soc., A* **222**, 224 (1954).
- [67] *Equations of Motion and Non-Harmonic Coordinate Conditions*, *Bull. Acad. Polon., Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland)*, **2**, 163 (1954).
- [68] *On the Motion of Bodies in General Relativity Theory*, *Acta Phys. Polon.*, **13**, 187 (1954).
- [69] *Einige Bemerkungen über die Relativitätstheorie*, *Ann. Phys.*, **16**, 229 (1955).
- [70] *On a Certain Class of Unitary Transformations* (J. Plebański), *Acta Phys. Polon.*, **14**, 41 (1955).
- [71] *Unitary Transformations and Spinor Calculus* (J. Plebański), *Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III*, **3**, 95 (1955).
- [72] *Equations of Motion for Linear Field Theories*, *Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III*, **3**, 213 (1955).
- [73] *Gap Problem in Antenna Theory* (J. L. Synge), *J. Appl. Phys.*, **27**, 310 (1956).
- [74] *On an Operational Method of Solving the Klein-Gordon Equation*, (J. Plebański), *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland)*, **4**, 215 (1956).

- [42] *A New Approach to Kinematic Cosmology* (A. Schild), *Nature*, **156**, 114 (1945).
- [43] *A New Approach to Kinematic Cosmology* (A. Schild), *Phys. Rev.*, **68**, 250 (1945).
- [44] *A New Approach to Kinematic Cosmology (B)* (A. Schild), *Phys. Rev.*, **70**, 410 (1946).
- [45] *On Some Series of Bessel Functions* (V. G. Smith and W. Z. Chien), *J. Math. Phys.*, **26**, 22 (1947).
- [46] *The Influence of the Width of the Gap upon the Theory of Antennas*, *Quart. Appl. Math.*, **5**, 113 (1947).
- [47] *Recurrence Formulas for Coulomb Wave Function*, *Phys. Rev.*, **72**, 1125 (1947).
- [48] *The Factorization Method, Hydrogen Intensities and Related Problems* (T. E. Hull), *Phys. Rev.*, **74**, 905 (1948).
- [49] *Contributions to the Theory of Wave Guides* (W. Z. Chien, J. R. Pounder, A. F. Stevenson and J. L. Synge), *Canad. J. Research, A* **27**, 69 (1949).
- [50] *On the Motion of Particles in General Relativity Theory* (A. Einstein), *Canad. J. Math.*, **1**, 209 (1949).
- [51] *On the motion of Test Particles in General Relativity* (A. Schild), *Rev. Mod. Phys.*, **21**, 408 (1949).
- [52] *General Relativity and the Structure of our Universe*, artykuł w książce *Albert Einstein: Philosopher and Scientist*, The Library of Living Philosophers, **7**, 477—499 (1949).
- [53] *The Factorization Method and its Application to Differential Equations in Theoretical Physics*, *Proc. Symp. Appl. Math.*, **28**, 58 (1949).
- [54] *The New Einstein Theory and the Equations of Motion*, *Acta Phys., Polon.* **10**, 284 (1950).
- [55] *The New Einstein Theory and the Equations of Motion*, *Nature*, **166**, 1075 (1950).
- [56] *On Einstein's New Theory*, *Smithsonian Report 1951*, 189—197.
- [57] *Radiation and Gravitational Equations of Motion* (A. E. Scheidegger), *Canad. J. Math.*, **3**, 195 (1951).
- [58] *The Factorization Method* (T. E. Hull), *Rev. Mod. Phys.*, **23**, 21—68 (1951).
- [59] *Is there an Aether?*, *Nature*, **169**, 702 (1952).
- [60] *The Coordinate Conditions and Equations of Motion*, *Canad. J. Math.*, **5**, 17 (1953).
- [61] *On the Use of an Approximation Method in Dirac's Electrodynamics*, *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland)*, **1**, 18 (1953).
- [62] *An Electronic Cloud in a Homogeneous Electric and Magnetic Field According to Dirac's Theory*, *Bull. Acad. Pol. Sci., Ser. Sci. math., astron. phys. (Poland)*, **1**, 99 (1953).
- [63] *Electrodynamics without Potentials* (J. Plebański), *Acta Phys. Polon.*, **12**, 123 (1953).
- [64] *Über die jüngste Entwicklung der klassischen Elektrodynamik*, *Fortschr. Phys. (Germany)*, **1**, 88 (1953).
- [65] *Die Bedeutung der modernen Physik für die Entwicklung der Mathematik*, wykład na kongresie matematycznym w Warszawie, 1953; Die Hauptreferate des 8 Polnischen Mathematikerkongresses, 95—109, Deutscher Verlag Wiss., Berlin 1954.
- [66] *Electrodynamics without Potentials* (J. Plebański), *Proc. Roy. Soc., A* **222**, 224 (1954).
- [67] *Equations of Motion and Non-Harmonic Coordinate Conditions*, *Bull. Acad. Polon., Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland)*, **2**, 163 (1954).
- [68] *On the Motion of Bodies in General Relativity Theory*, *Acta Phys. Polon.*, **13**, 187 (1954).
- [69] *Einige Bemerkungen über die Relativitätstheorie*, *Ann. Phys.*, **16**, 229 (1955).
- [70] *On a Certain Class of Unitary Transformations* (J. Plebański), *Acta Phys. Polon.*, **14**, 41 (1955).
- [71] *Unitary Transformations and Spinor Calculus* (J. Plebański), *Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III*, **3**, 95 (1955).
- [72] *Equations of Motion for Linear Field Theories*, *Bull. Acad. Polon. Sci., Cl. III*, **3**, 213 (1955).
- [73] *Gap Problem in Antenna Theory* (J. L. Synge), *J. Appl. Phys.*, **27**, 310 (1956).
- [74] *On an Operational Method of Solving the Klein-Gordon Equation*, (J. Plebański), *Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland)*, **4**, 215 (1956).

- [75] *Expansion of Singular Functions Associated with Klein-Gordon Equation* (J. Plebański), Acta Phys. Polon., **15**, 207 (1956).
- [76] *A Simple Derivation of the Equations of Motion in Classical Electrodynamics* (J. Plebański), Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **4**, 347 (1956).
- [77] *On Modified Dirac δ -Functions* (J. Plebański), Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **4**, 687 (1956).
- [78] *On a Covariant Formulation of the Equations of Motion* (J. Plebański), Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **4**, 757 (1956).
- [79] *On the „Dipole Procedure“ in General Relativity Theory* (J. Plebański), Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **4**, 763 (1956).
- [80] *On Equations of Motion in General Relativity Theory*, Helv. Phys. Acta Suppl. **4**, 206 (1956).
- [81] *On the Equations of Motion*, Schriftenreihe des Inst. für Math. D. A. W. Berlin, **1**, 202 (1957).
- [82] *On a Further Modification of Dirac's δ -Functions* (J. Plebański), Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **5**, 51 (1957).
- [83] *On the Lagrangian in Special Relativity Theory*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland) **5**, 491 (1957).
- [84] *The Equations of Motion in General Relativity Theory and the Action Principle*, Acta Phys. Polon., **16**, 177 (1957).
- [85] *Equations of Motion in General Relativity Theory and the Action Principle*, Rev. Mod. Phys., **29**, 398 (1957).
- [86] *The Lagrangian as a Function only of Coordinates and the Mechanical Spin of a Particle*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **5**, 985 (1957).
- [87] *The Lagrangian with Higher Order Derivatives and the Mechanical Spin of a Particle*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **5**, 979 (1957).
- [88] *On Variational Principles in Relativistic Dynamics*, Max Planck Festschrift, 115, Deutscher Verlag Wiss., Berlin 1959.
- [89] *Equations of Motion and Gravitational Radiation*, Ann. Phys. **6**, 341 (1959).
- [90] *A New Form of the Equations of the Geodesic Line*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **8**, 559 (1960).
- [91] *Motion and Relativity* (J. Plebański), PWN, Warszawa, and Pergamon Press, London 1960.
- [92] *The EIH and the k -Approximation Methods*, Bull. Acad. Polon. Sci., Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **9**, 93 (1961).
- [93] *Is Planck's Constant a Constant in a Gravitational Field?*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **9**, 617 (1961).
- [94] *On the Most Cartesian-like Coordinate Systems*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **9**, 299 (1961).
- [95] *Planck's Constant and the Theory of the Red Shift*, Z. Phys. **171**, 34 (1963).
- [96] *„Uniformly Accelerated“ Motion and Relativity*, Acta Phys. Polon., **23**, 69 (1963).
- [97] *The Lagrangian in General Relativity Theory (G. R. T.) and Radiation*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **11**, 399 (1963).
- [98] *The Equations of Motion of a Radiating Electron and its Lagrangian*, Acta Phys. Hungar. **17**, 7 (1964).
- [99] *Remarks on the Generalized Problem of Motion*, Acta Phys. Austriaca, **19**, 380 (1965).
- [100] *On the Mechanics of Radiation* (R. Michalska-Trautman), Ann. Phys., **40**, 374 (1966).
- [101] *On a Simple Formula for Energy Radiation*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. math. astron. phys. (Poland), **15**, 293 (1967).
- [102] *Radiation from Systems in Nearly Periodic Motion* (R. Michalska-Trautman) — w przygotowaniu.
- [103] *Gravitational Radiation and Motion of Two-Body Systems* (R. Michalska-Trautman) — w przygotowaniu.

Ważniejsze prace popularnonaukowe Leopolda Infelda

- O wpływie nowych teorii fizyki na nauczanie w szkole średniej* (odczyt na III Zjeździe Fizyków Polskich 1926), *Mathesis Polska* **1**, 103.
- O fali elektronowej*, *Kosmos*, **56**, 117 (1931).
- Problem struktury elektronu w fizyce współczesnej* (odczyt na VII Zjeździe Fizyków Polskich 1934), *Mathesis Polska* **10**, 1—13.
- Nowe Drogi Nauki. Materia — promieniowanie*. Wyd. II. Wiedza Powszechna, Warszawa 1957.
- Ewolucja Fizyki. Rozwój poglądów od najdawniejszych pojęć do teorii względności i kwantów* (A. Einstein), tłum. z ang. R. Gajewski, PWN, Warszawa 1962.
- Albert Einstein. Jego dzieło i rola w nauce*, tłum. z ang. R. Gajewski, PWN, Warszawa 1956.
- Metoda faktoryzacji a teoria kwantów*, *Postępy Fizyki* **2**, 193 (1951).
- O rozwoju pojęcia materii w fizyce* (L. Sosnowski), *Myśl Filozoficzna* **2**, (1952).
- Leonardo da Vinci a podstawowe prawa przyrody*, *Nauka Polska* **1**, 151 (1953).
- Rola teorii względności w nauce*, *Postępy Fizyki* **5**, 355 (1954).
- Od Kopernika do Einsteina*, *Kosmos ser. B* **1**, 209 (1955).
- O równaniach ruchu*, *Postępy Fizyki* **6**, 167 (1955).
- Historia teorii względności*, *Postępy Fizyki* **6**, 489 (1955).

Rafał Broda

Institut Fizyki Jądrowej
Kraków

Metody wyznaczania wewnętrznych pól magnetycznych

Methods of Determining Internal Magnetic Fields

Od roku 1924, kiedy Pauli dla wytłumaczenia struktury nadsubtelnej linii spektralnych założył istnienie spinu i związanego z nim momentu magnetycznego jądra, badanie oddziaływań nadsubtelnych trwa nieustannie łącząc dwie dziedziny fizyki: fizykę ciała stałego i fizykę jądrową.

Pomiary magnetycznej nadsubtelnej struktury sprowadzają się do wyznaczenia wielkości oddziaływania momentu magnetycznego jądra z polem magnetycznym wytworzonym w miejscu jądra przez powłokę elektronową. W przypadku atomów swobodnych (za takie możemy uważać tylko atomy w gazach lub w cieczach o niewielkich gęstościach) pole to związane jest z całkowitym momentem pędu powłoki elektronowej określonym przez liczbę kwantową J . W ciałach stałych natomiast atom jest związany, ma swoje określone położenie i wpływ sąsiednich atomów może tak zmienić jego powłokę elektronową, że pole magnetyczne wytwarzane przez nią w miejscu jądra będzie zupełnie różne od pola w przypadku atomu swobodnego.

Eksperymentalne wyznaczenie takich lokalnych wewnętrznych pól magnetycznych może być podstawą do lepszego zrozumienia elektronowej struktury materii. Szczególnie interesujące są silne wewnętrzne pola indukowane w miejscach jąder atomów niemagnetycznych wprowadzonych w siatkę krystaliczną ferromagnetyka.

Pochodzenie tych pól tłumaczone jest głównie polaryzacją rdzenia (CP) i polaryzacją elektronów przewodnictwa (CEP), przy czym w obu wypadkach polaryzacja elektronów s (rdzenia i przewodnictwa) następuje za pośrednictwem elektronów d ferromagnetyka [1], [2]. Teoria dotycząca genezy wewnętrznych pól magnetycznych, mimo że jest już znacznie rozbudowana, nie we wszystkich przypadkach pozwala całkowicie zrozumieć ich powstawanie, nawet jakościowo, a obliczenia zrobione są tylko dla pewnych przypadków bardzo dogodnych. Rozwój tej teorii możliwy jest w oparciu o eksperymentalne dane dotyczące

wielkości wewnętrznych pól dla różnych atomów umieszczonych w siatkach krystalicznych różnych ferromagnetyków. Ze względu na duże wielkości wewnętrznych pól magnetycznych (rzędu 10^5 gausów) istnienie ich może być wykorzystywane do pomiarów momentów magnetycznych krótkożyłowych stanów wzbudzonych jąder atomowych, co z kolei prowadzi do dalszego poznawania struktury jąder i charakteru wzbudzeń.

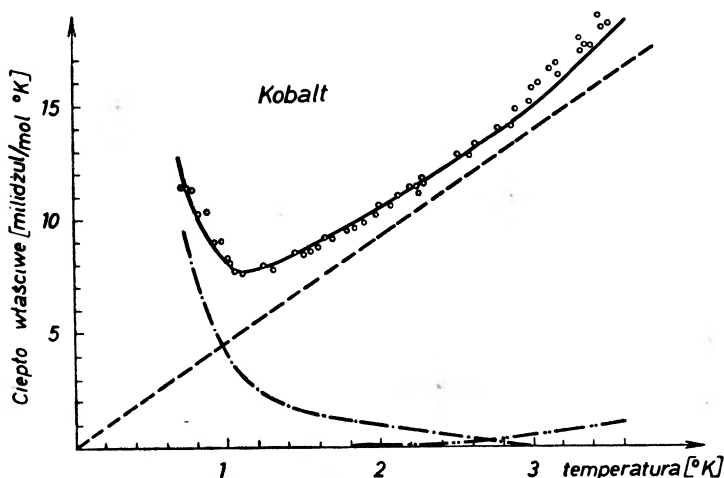
Niżej podany przegląd nie zawiera pełnego opisu wszystkich aktualnie stosowanych metod wyznaczania wewnętrznych pól magnetycznych. Szczegółowe omówienie metod, które bardzo pobieżnie opisane są w części 5, wymagałoby znacznego rozszerzenia niniejszego artykułu.

1. Metoda jądrowego ciepła właściwego

Ciepło właściwe ciał stałych złożone jest ze składników, z których każdy odpowiedzialny jest za inny proces pochłaniania ciepła przez krystal i każdy wykazuje inną zależność od temperatury.

$$C = C_s + C_{el} + C_{fs} + C_j,$$

gdzie: $C_s - AT^3$ — ciepło właściwe siatki, $C_{el} - BT$ — elektronowy składnik ciepła właściwego, $C_{fs} - DT^{3/2}$ — składnik pochodzący od fal spinowych, C_j — jądrowe ciepło właściwe (jego zależność od temperatury jest bardziej złożona



Rys. 1. Temperaturowa zależność ciepła właściwego kobaltu metalicznego. Linia ciągła — jest sumą ciepła właściwego siatki (---), elektronowego ciepła właściwego (---) i jądrowego ciepła właściwego (-·-) [3]

i będzie niżej omówiona). C_j rośnie wraz z maleniem temperatury, a ponieważ wszystkie pozostałe składniki ciepła właściwego maleją przy obniżaniu temperatury i stają się bardzo małe dla $T < 1^\circ \text{K}$ (rys. 1), ciepło właściwe jądrowe

jest w tym zakresie temperatur składnikiem dominującym, można je wyznaczyć a stąd wyciągnąć wnioski o oddziaływaniu nadształnym będącym przyczyną istnienia tego przyczynku jądrowego do ciepła właściwego.

Genezę jądrowego ciepła właściwego tłumaczy następujące rozważanie: Weźmy pod uwagę zbiór jąder, z których każde posiada moment magnetyczny $\mu \neq 0$ i znajduje się pod działaniem efektywnego pola magnetycznego H_{eff} . W obecności pola H_{eff} zostaje usunięta $(2I+1)$ krotna degeneracja poziomów energetycznych i rozkład orientacji spinów, czyli populacje poszczególnych składowych zeemanowskich dany jest przez czynnik Boltzmanna $a_m = \exp(-E_m/kT)$. Dla wysokich temperatur rozkład ten jest jednorodny, ale w niskich temperaturach uprzywilejowane są poziomy o energiach niższych. W obszarze temperatury, w którym się pojawia ten nierównomierny rozkład poziomów energetycznych, pojemność cieplna układu staje się większa, gdyż część ciepła doprowadzana do układu zużywana jest na przywracanie rozkładu jednorodnego, czyli zwiększanie populacji poziomów o energiach wyższych. Polaryzacja jąder w niskich temperaturach, w obecności pola magnetycznego, daje więc przyczynę jądrowy C_j do ciepła właściwego, który jest wprost nazywany jądrowym ciepłem właściwym.

C_j w funkcji temperatury posiada maksimum, gdy $kT = \mu_I H_{\text{eff}}/I$. Dla temperatur powyżej punktu, w którym występuje maksimum i w pewnej odległości od tego punktu, C_j można przedstawić w postaci szeregu potęgowego

$$C_j = \sum_{n=2}^{\infty} c_n (kT)^{-n},$$

gdzie współczynniki rozwinięcia są funkcjami $(\mu_I H_{\text{eff}})$ [3]. Eksperymentalne wyznaczenie C_j wraz z jego zależnością od temperatury pozwala określić wielkość współczynników c_n , co w konsekwencji przy znanym momencie magnetycznym jądra daje nam wartość pola H_{eff} . Do dokładnego wydzielenia C_j od innych składników ciepła właściwego konieczne jest osiągnięcie dostatecznie niskich temperatur.

Ograniczeniem metody są techniczne trudności związane z uzyskiwaniem takich temperatur. Dodatkową trudność stanowią efekty pochodzące od zanieczyszczeń badanych próbek. Efekty te są główną przyczyną różnic pomiędzy wynikami poszczególnych eksperymentów.

Dla metali ziem rzadkich, gdzie wewnętrzne pola są rzędu 10^6 gausów, poniżej 1°K jądrowe ciepło właściwe C_j jest głównym przyczynkiem do pojemności cieplnej i może być stosunkowo łatwo wyznaczone.

W przypadkach, gdy natężenie pól jest mniejsze, otrzymujemy wielkość H_{eff} obarczoną dużym błędem i wykorzystać ją można jedynie do orientacyjnego oszacowania warunków innych eksperymentów np. oszacowanie częstości rezonansowej dla eksperymentu NMR, który daje dużo bardziej dokładną wartość H_{eff} .

2. Metoda orientacji jąder w niskich temperaturach

Bezpośredni pomiar stopnia polaryzacji jąder w danej temperaturze dostarcza informacji o polu magnetycznym, które tę polaryzację wywołuje. Stopień polaryzacji wyznacza się z rozkładu kąтового promieniowania gamma emitowanego przez jądra spolaryzowane. Rozkład ten dany jest funkcją [4]:

$$W(\Theta) = \sum_k B_k U_k F_k P_k(\cos \Theta),$$

gdzie:

B_k — jest współczynnikiem związanym ze stopniem orientacji k -tego rzędu $f_k(j)$.

$$f_k(j) = \sum_{\nu=0}^k a_{k\nu} \sum_m m^\nu a_m$$

a_m — względna populacja podpoziomu o liczbie kwantowej m , $a_{kk} = j^{-k}$ (normalizacja),

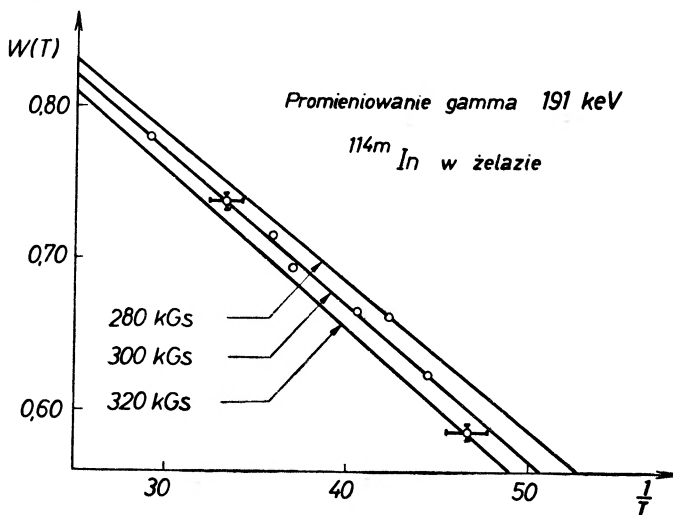
U_k — parametr, który wprowadza zmianę orientacji spowodowaną przejściami poprzedzającymi emisję promieniowania gamma, którego rozkład mierzymy. $U_k = 1$, jeśli B_k i F_k liczone są dla tego samego poziomu jądrowego ze spinem j_i . F_k — współczynniki $F_k(LL' j_i)$ dla danego przejścia (stabilizowane przez Ferentza i Rosenzweiga), P_k — wielomiany Legendre'a,

Θ — kąt między kierunkiem emisji gamma i kierunkiem pola magnetycznego.

Mierząc natężenie promieniowania gamma pod ustalonym kątem względem kierunku wyróżnionego przez pole magnetyczne, wyznaczamy stopień polaryzacji jąder emitujących. Przeprowadzając eksperyment dla różnych temperatur ustalamy zależność polaryzacji od temperatury. Dopasowując tę zależność do krzywych teoretycznych obliczonych dla różnych wartości H_{eff} w oparciu o znany moment magnetyczny jądra, można ustalić wielkość pola magnetycznego działającego na jądra. Jako jądrowego termometru używa się zwykle promieniowania gamma źródła wzorcowego, najczęściej ^{60}Co . Natężenie promieniowania gamma odpowiadające wybranym przejściom mierzone jest pod ustalonym kątem i normalizowane do izotropowych wartości dla odpowiednio wysokiej temperatury. Tak zdefiniowana anizotropia promieniowania gamma emitowanego ze źródła wzorcowego jest miarą temperatury.

Typowa dla tej metody jest praca Hollidaya, Shirleya i Stone'a [5], którzy wyznaczyli w ten sposób pole magnetyczne działające na jądra indu w żelazie i niklu. Miarą temperatury była anizotropia przejścia gamma 136,4 keV ^{57}Co , które rejestrowane było detektorem Ge(Li). Ponieważ ^{57}Co ma małe natężenie wysokoenergetycznych linii, które mogłyby interferować z liniami indu, jest on w tym wypadku lepszy od ^{60}Co . Do pomiarów użyto stopów Fe-In-Co i Ni-In-Co, a próbki polaryzowane były polem 2 kGausów.

Nateżenia przejścia gamma 191 keV dla ^{114m}In i 136,4 keV dla ^{57}Co mierzone były wzdłuż osi magnetyzacji dla stopu ochłodzonego i normalizowano je do izotropowych wartości dla 1°K . Dla ustalonego kąta zależność wielkości $W(T) = \frac{\text{nateżenie w niskiej temperaturze}}{\text{nateżenie dla } 1^\circ\text{K}}$, od temperatury była porównana z krzywymi teoretycznymi obliczonymi dla różnych wielkości H_{eff} , w oparciu o znany moment magnetyczny równy $4,75\text{nm}$ dla ^{114m}In (rys. 2).



Rys. 2. $W(T)$ dla promieniowania gamma 191 keV ^{114m}In w Fe jako funkcja temperatury. Krzywe są teoretycznie obliczone dla trzech różnych wartości pola H_{eff}

Dopasowanie do prostych daje następujące wielkości pól: $295/5/\text{kG}$ dla In w Fe i $42/3/\text{kG}$ dla In w Ni. Dodatkowo autorzy zmierzili anizotropię promieniowania beta emitowanego ze źródła ^{114m}In (przejście 1^+ na 0^+) i ustalili, że oba te pola są ujemne, tzn. mają przeciwny znak do zewnętrznego polaryzującego pola. Ciągły postęp w technice otrzymywania niskich temperatur pozwala przypuszczać, że metoda ta znajdzie w przyszłości zastosowanie dla wielu innych przypadków.

3. Metoda korelacji kątowych $\gamma-\gamma$ [6], [7], [8]

W metodzie tej mamy do czynienia z jądrami, które emitują dwa kwanty gamma w kaskadzie i przez wybór tylko tych jąder, które emitują pierwsze promieniowanie w pewnym ustalonym kierunku, wybieramy jądra, których spiny są częściowo uszeregowane.

Dla sukcesywnej emisji dwu kwantów gamma, jeśli Θ jest kątem między kierunkiem emisji 1 i 2, funkcja korelacji ma postać:

$$W(\Theta) = \sum_k A_{2k} P_{2k}(\cos \Theta),$$

A_{2k} — współczynniki zależne od multipolowości przejść i spinów jądra w stanie początkowym, pośrednim i końcowym, P_{2k} — wielomiany Legendre'a.

Jeśli na jądro w stanie pośrednim działa pole magnetyczne prostopadłe do płaszczyzny detekcji, precesja momentu magnetycznego wokół kierunku pola z częstością Larmora ω powoduje obrót korelacji o kąt precesji, który jest określony przez wielkość ω i czas t , przez który jądro znajduje się w stanie pośrednim, zanim wyemituje drugi kwant. Funkcja korelacji przyjmuje wtedy postać:

$$W(\Theta, H, t) = \sum_k A_{2k} P_{2k}[\cos(\Theta + \omega t)], \quad \omega = \frac{\mu H}{\hbar I}.$$

Gdy czas rozdzielczy aparatury $2\tau_0$ jest mniejszy od czasu życia τ pośredniego poziomu kaskady, można przeprowadzić pomiary różniczkowej korelacji i wprost eksperymentalnie wyznaczać dla ustalonego kąta zależność czasową funkcji korelacji, określając w ten sposób częstość ω .

Gdy $2\tau_0 \gg \tau$, $W(\Theta, H, t)$ średniowana po czasie z uwzględnieniem funkcji rozkładu $\exp(-t/\tau)$ daje korelację całkową:

$$\overline{W(\Theta, H)} = \sum_k \frac{a_{2k}}{\sqrt{1+(2k\omega\tau)^2}} \cos 2k \left[\Theta + \frac{1}{2k} \operatorname{arctg}(2k\omega\tau) \right],$$

a_{2k} — współczynniki liniowo związane ze współczynnikami A_{2k} . Współczynniki korelacji ulegają osłabieniu, a cały rozkład kątowy przesuwają się o średni kąt rotacji $\Delta\Theta_k$.

Eksperymentalnie można wyznaczać atenuację współczynników korelacji w obecności wewnętrznego magnetycznego pola spolaryzowanego zewnętrznym polem, lecz jest to metoda mało czuła, gdyż zmiana anizotropii jest proporcjonalna do $(\omega\tau)^2$. Znacznie częściej wyznacza się zależną od $\omega\tau$ rotację korelacji, czyli przesunięcie rozkładu kąтового spowodowane precesją spinów jąder wokół kierunku pola magnetycznego w czasie spędzonym przez jądro w stanie pośrednim.

W eksperymencie zwykle wyznacza się wielkość, która jest kombinacją funkcji korelacji dla jednego lub dwu ustalonych kątów i dwu przeciwnych kierunków pola, dającą jakieś proste, bezpośrednie wyrażenie na wielkość $\omega\tau$. W wypadku, gdy człon z A_4 jest zanedbywalnie mały w porównaniu z A_2 , najwygodniej jest przeprowadzać pomiary dla kąta $\Theta = 135^\circ$, gdyż dla tego kąta zmiany funkcji korelacji spowodowane zmianami kierunku pola magnetycznego są największe. Z eksperymentalnie wyznaczonej wielkości:

$$R = 2 \frac{W(135, +H) - W(135, -H)}{W(135, +H) + W(135, -H)} = \frac{2a_2 2\omega\tau}{1 + (2\omega\tau)^2}$$

można wprost obliczyć wielkość ω , a w konsekwencji, przy znanym momencie magnetycznym jądra w stanie pośrednim, wielkość pola magnetycznego działającego na jądra.

O możliwościach pomiarowych metody korelacji kątowych daje pojęcie porównanie jej z metodą mössbauerowską.

Rozważając eksperyment korelacyjny w warunkach granicznych dla możliwości eksperymentu Mössbauera, tzn. gdy rozszczenie $\Delta E = \mu H$ równe jest szerokości linii $\left(\Delta E = \frac{2\hbar}{\tau}\right)$, dostajemy kąt precesji 2 radiany, podczas gdy już dla rotacji o 5° pomiary mogą być łatwo przeprowadzone.

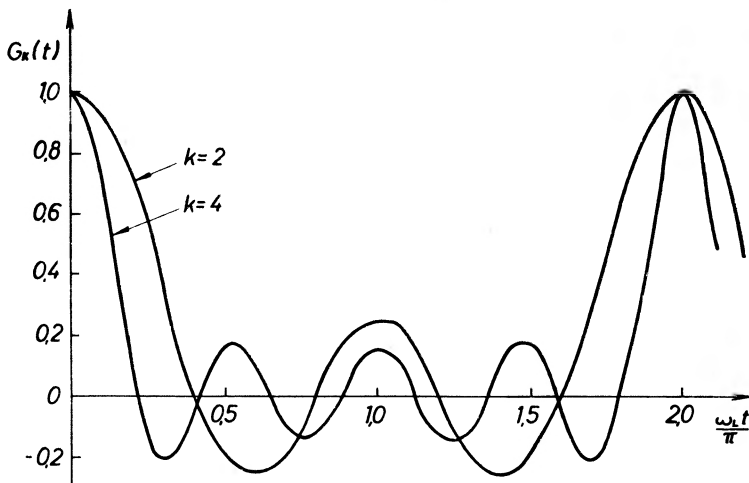
Dla największych osiągalnych pól zewnętrznych kąt rotacji jest rzędu kilku stopni dla czasów życia rzędu 10^{-10} sek. Zastosowanie wewnętrznych pól magnetycznych pozwala rozszerzyć metodę rotacji korelacji kątowej do czasów życia rzędu 10^{-12} sek i objąć tym samym pomiary momentów magnetycznych szczególnie interesujących stanów wzbudzenia kolektywnego, a zwłaszcza poziomów wibracyjnych.

Ciekawym przykładem pomiarów metodą różniczkową jest praca Matthiasa, Rosenbluma i Shirleya [9]. Autorzy obserwowali zależność czasową korelacji zaburzonej przez przypadkowo zorientowane pole magnetyczne. Jeżeli do próbki nie przyłożymy zewnętrznego polaryzującego pola, to kierunki pól magnetycznych odpowiadające poszczególnym domenom są zupełnie przypadkowe. Posługując się teorią analogiczną do teorii korelacji dla źródła polikrystalicznego, oblicza się efekt dla jednego dowolnego kierunku i średniuje się po wszystkich możliwych kierunkach. Otrzymujemy:

$$W(\Theta, t) = \sum_k A_{2k} G_{2k}(t) P_{2k}(\cos \Theta),$$

gdzie część rzeczywista zależnego od czasu czynnika zaburzającego

$$\text{Re}(G_{2k}(t)) = \frac{1}{2k+1} \sum_{N=1}^k \cos N\omega t.$$



Rys. 3. Teoretyczna zależność czasowo-różniczkowych czynników zaburzających G_2 i G_4 w funkcji czasu

W pomiarze różniczkowym otrzymujemy więc superpozycję k częstości o równych amplitudach. Dopasowanie eksperymentalnej krzywej do teoretycznej daje wartość ω , a w konsekwencji wielkość pola lub momentu magnetycznego określonego stanu jądra. We wzorze na $G_k(t)$ występuje sumowanie po N od 1 do k i tak np. dla $k = 2$ w zależności czasowej $G_2(t)$ zaobserwujemy superpozycję dwu częstości: ω i 2ω (rys. 3), podczas gdy w pomiarze z kierunkiem pola prostopadłym do płaszczyzny detekcji obserwujemy tylko częstość 2ω . Obecność składowej niskiej częstości (ω) pozwala na pomiar pól dwukrotnie większych dla danej zdolności rozdzielczej przyrządu. Możliwość pomiaru słabych pól pozostają takie same jak w metodzie różniczkowej korelacji zaburzonej przez pole prostopadłe. Wyżej opisana metoda ograniczona jest do poziomów o długim czasie życia, pozwalającym na przeprowadzenie pomiarów różniczkowych.

4. Metoda wzbudzenia kulombowskiego [10], [11]

Stan jądrowy wzbudzany jest przez oddziaływanie elektromagnetyczne jądra z cząstką naładowaną przelatującą obok niego. Przejścia do stanów niższych energetycznie zachodzą poprzez emisję promieniowania gamma, którego rozkład kątowy względem kierunku wyznaczonego przez wiązkę cząstek jest anizotropowy. Mierząc ten rozkład kątowy deekscytacyjnych promieni gamma, otrzymujemy wynik zgodny z funkcją korelacji:

$$W(\Theta) = \sum_k a_{2k} A_{2k} P_{2k}(\cos \Theta),$$

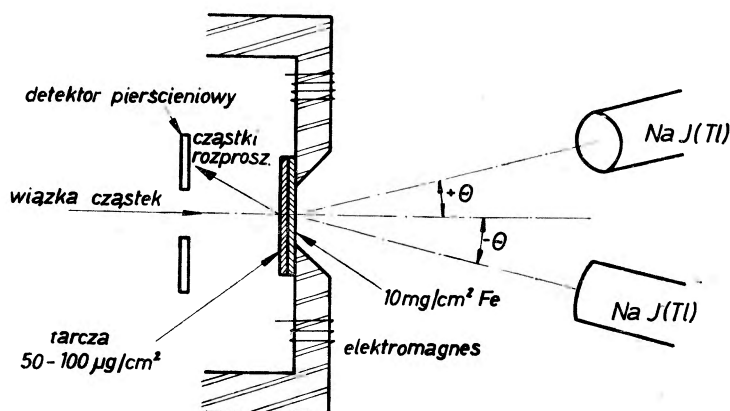
gdzie Θ jest kątem między kierunkiem padającej cząstki i kierunkiem emisji gamma. Pojawia się tutaj dodatkowy parametr a_{2k} , który zależy wyłącznie od procesu wzbudzenia, a nie od struktury jądra.

Jeżeli bardzo cienka tarcza badanego izotopu nałożona jest na grubą folię z materiału ferromagnetycznego, to po wzbudzeniu część jąder odrzutu wchodzi w siatkę ferromagnetyka. Jądra odrzutu zatrzymują w czasie $t < 10^{-12}$ sek i przed deekscytacją znajdują się pod działaniem silnych wewnętrznych pól magnetycznych. Zaburzona korelacja tych deekscytacyjnych promieni gamma względem rozproszonych w tył cząstek mierzy elektromagnetyczne oddziaływanie jądra w określonym stanie energetycznym z otoczeniem.

Ustawienie eksperymentu przedstawia rys. 4. Wiązka cząstek przechodząc przez otwór w pierścieniowym detektorze cząstek pada na tarczę, gdzie następuje proces wzbudzenia kulombowskiego. Cząstki rozproszone w takim procesie do tyłu rejestrowane są w detektorze, a odpowiadające im jądra odrzutu wchodzi w siatkę ferromagnetyka, gdzie oddziaływanie z polem magnetycznym powoduje zmianę rozkładu kąowego kwantów gamma emitowanych przy przejściach jądra do niższych stanów energetycznych. Płóść koincydencji cząstka-gamma w zależności od kąta między kierunkiem lotu wiązki i kierunkiem emisji gamma daje nam szukane rozkłady kątowe. Polaryzując wewnętrzne

pole magnetyczne polem zewnętrznym elektromagnesu uzyskujemy zaburzenie tych rozkładów analogiczne do zaburzenia omówionego w metodzie korelacji. Eksperymentalnie wyznaczone rozkłady kątowe, dopasowane do rozkładów teoretycznych, dają wartości częstości Larmora ω , a więc pozwalają określić wielkość pola działającego na jądra w siatce ferromagnetycznej.

Zmiana polaryzacji jąder po procesie wzbudzenia, a przed emisją gamma, spowodowana pewnymi dodatkowymi efektami może zniekształcić oczekiwane rozkłady kątowe. Pomiar Goldringa [12] wskazuje, że polaryzacja jądrowa jonów odrzucanych jest prawie niezaburzona ($< 10\%$), więc proces wchodzenia w siatkę nie zmienia oczekiwanego efektu. Okazuje się także, że oddziaływania po zatrzymaniu się jonu są statyczne, gdyż ustalenie się struktury



Rys. 4. Schematyczny rysunek aparatury do pomiarów wewnętrznego pola magnetycznego metodą wzbudzenia kulombowskiego

elektronowej atomów wbitych zachodzi w ciele stałym w czasie $t < 10^{-11}$ sek, a czasy relaksacji elektronowej są w żelazie $t > 10^{-7}$ sek.

Dodatkowe efekty, które każdorazowo trzeba ściśle rozpatrzyć, daje elektryczne oddziaływanie kwadrupolowe, które w niektórych wypadkach może zupełnie uniemożliwić wyciągnięcie właściwego wniosku na temat oddziaływania magnetycznego.

Zaletą wyżej opisanej metody są duże anizotropie osiągane w rozkładach kątowych dzięki czemu mogą być łatwo obserwowane małe przesunięcia tych rozkładów. Zaletą także jest łatwość zmian siatki krystalicznej ferromagnetyka, bez często kłopotliwego procesu dyfuzji. Jeśli liczby masowe jąder tarczy i siatki są różne, to widmo jonów rozproszonych w tył pozwala na łatwe odzielenie procesów zachodzących z jądrami tarczy i siatki.

5. Inne metody

Bardzo dobra energetyczna zdolność rozdzielcza zadecydowała, że efekt Mössbauera stał się jednym z ważniejszych narzędzi w badaniu pól nadsubtelnych. Pomiar polega tutaj na bezpośrednim wyznaczeniu energetycznego

rozszczerpienia zeemanowskiego poziomów, spowodowanego oddziaływaniem pola magnetycznego z momentami magnetycznymi jąder w odpowiednich stanach. Jeżeli nie jest spełniony warunek $\Delta E > \Gamma$, gdzie ΔE jest wielkością rozszczepienia zeemanowskiego, a Γ szerokością poziomu, to obraz rozszczepienia jest rozmyty i w szczególności możemy zaobserwować tylko poszerzenie linii absorpcyjnej. Dlatego metoda ograniczona jest do jąder mössbauerowskich spełniających warunek $\Delta E > \Gamma$. Ponieważ jednak pomiary prowadzone tą metodą są względnie proste, możliwe jest badanie zależności pól nadsuptylnych od takich parametrów jak ciśnienie, temperatura, czy otoczenie w kryształach.

Z metod rezonansowych NMR i EPR, w których częstość rezonansowa odpowiedzialna jest za przejście między podpoziomami zeemanowskimi, można uzyskać informacje o wielkości pól nadsuptylnych oraz ich zależności od ciśnienia i temperatury. Metody te pozwalają uzyskać najdokładniejsze wartości natężeń wewnętrznych pól magnetycznych, jednak trudności techniczne związane z pracą w obszarze wysokich częstości radiowych poważnie ograniczają ich użyteczność. Badania magnetycznych własności kryształów dobrze są uzupełnione przez pomiary rozproszenia neutronów na podsieciach magnetycznych, które dostarczają informacji o wartościach momentów magnetycznych atomów i jonów oraz o charakterze uporządkowania tych momentów magnetycznych.

Abstract: The article is a review of the methods of determining internal magnetic fields now in use. There are detailed descriptions of the following methods: nuclear specific heat, alignment of nuclei at low temperatures, γ - γ correlation angles, and Coulomb excitation.

Literatura

- [1] G. A. Westenbarger, D. A. Shirley, *Phys. Rev.*, **138**, 161 (1965).
- [2] R. E. Watson, A. J. Freeman, *Phys. Rev.*, **123**, 2027 (1961).
- [3] A. J. Freeman, R. E. Watson, *Magnetism*, pod redakcją G. T. Rado, H. Suhl'a Academic Press 1965, Vol. IIA.
- [4] S. R. de Groot, H. A. Tolhoek, W. J. Huiskamp, *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, pod redakcją K. Siegbahna, Vol. II, 1199, 1965.
- [5] R. J. Holliday, D. A. Shirley, N. J. Stone, *Phys. Rev.*, **143**, 130 (1966).
- [6] H. Frauenfelder, R. M. Steffen, *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, pod redakcją K. Siegbahna, Vol. II, 997, 1965.
- [7] A. Z. Hryniewicz, *Postępy Fizyki*, **11**, 521 (1960).
- [8] J. A. Cameron, *Canad. J. Phys.*, **42**, 1681 (1964).
- [9] E. Matthias, S. S. Rosenblum, D. A. Shirley, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 46 (1965).
- [10] L. Grodzins, R. Borchers, G. B. Hagemann, *Phys. Letters*, **21**, 214 (1966).
- [11] F. Boehm, G. B. Hagemann, A. Winther, *Phys. Letters*, **21**, 217 (1966).
- [12] G. Goldring, R. Kalish, H. Spehl, będzie publikowane.
- [13] A. Z. Hryniewicz, *Postępy Techniki Jądrowej*, **10**, 307 (1966).

Jerzy Gierula

Instytut Badań Jądrowych,
Zakład Fizyki Wysokich Energii
Kraków

Oddziaływania skrajnie wysokich energii *

Ultra-High Energy Interactions

Artykuł ten stanowi sprawozdanie z prac eksperymentalnych z zakresu silnych oddziaływań skrajnie wysokich energii, prowadzonych w kraju w dwuletnim okresie, jaki upłynął pomiędzy kolejnymi zjazdami fizyków polskich. Referowane prace pochodzą z Oddziału Krakowskiego Zakładu Fizyki Wysokich Energii Instytutu Badań Jądrowych i z Katedry Fizyki II Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie. Są to placówki skupiające obecnie prawie całą polską działalność naukową w tej dziedzinie fizyki.

1. Definicja zakresu energii

Terminem *skrajnie wysokie energie* obejmujemy ten zakres, który nie jest osiągalny obecnie przy pomocy akceleratorów, a więc w tej chwili, jeśli chodzi o protony, byłby to zakres powyżej około 30 GeV. Oczekujemy jednak, że już w najbliższym czasie granica ta przesunie się do około 70 GeV w związku z uruchomieniem akceleratora w Sierpuchowie¹. Źródłem cząstek skrajnie wysokich energii jest wyłącznie promieniowanie kosmiczne.

2. Sytuacja światowa

Zanim przejdziemy do systematycznego przeglądu 17 prac zgłoszonych na obecny Zjazd, scharakteryzujemy pokrótce ogólnoswiatową sytuację w tej dziedzinie, opierając się głównie na wiadomościach z trzech konferencji poświęconych zagadnieniom promieniowania kosmicznego, które miały miejsce w ostatnich dwóch latach. Są to: Wszechzwiązkowa Konferencja Promieni

* Referat wygłoszony na XX Zjeździe Fizyków Polskich w Lublinie.

¹ Już po oddaniu niniejszego referatu do druku dowiedzieliśmy się, że w nocy z 13 na 14 października 1967 uzyskano na akceleratorze w Sierpuchowie (ZSRR) wiązkę protonów o energii 76 GeV.

Kosmicznych w Alma Ata we wrześniu 1966, Międzynarodowa Konferencja Promieni Kosmicznych w Calgary w Kanadzie w czerwcu 1967 i Wszechzwiązkowa Konferencja Promieni Kosmicznych w Nowosybirsku w sierpniu 1967.

2.1. Zagadnienie przekrojów czynnych i składu promieniowania kosmicznego

Dużo uwagi poświęcono ostatnio zachowaniu się całkowitego przekroju czynnego dla zderzeń nieelastycznych przy skrajnie wysokich energiach, w związku z pomiarami tej wielkości przy pomocy aparatur umieszczonych na radzieckich sputnikach. Grigorow i współpracownicy [18] umieszczali na sputnikach, nazwanych kolejno Proton I, II i III, teleskop składający się z liczników proporcjonalnych, scyntylacyjnych i z kalorymetru jonizacyjnego, pozwalający na wyznaczenie ładunku, energii i średniej drogi na oddziaływanie jądrowe dla cząstek pierwotnego promieniowania kosmicznego o energii powyżej kilkudziesięciu GeV. Po wstępnych doniesieniach o silnym wzroście całkowitego przekroju czynnego na zderzenie nieelastyczne z energią dalsze obserwacje zdają się świadczyć, że efektu takiego nie ma i że wszystkie dotychczasowe doświadczenia dają się pogodzić z niezależną od energii wartością

$$\sigma = (44 \pm 6) mb$$

w granicach od kilkudziesięciu do 10 000 GeV [19].

W tym miejscu warto nadmienić, że pierwsze informacje, jakie mamy na temat przekroju czynnego dla zderzeń elastycznych przy skrajnie wysokich energiach, zostały zgłoszone na obecny Zjazd przez Rybickiego [1]. Śledząc około 5,5 m toru pierwotnych protonów, które przez oddziaływanie pokazały, że posiadają energię większą niż 10^{12} eV, znalazł on 3 oddziaływania, które mogły być interpretowane jako wynik elastycznego rozproszenia w jądrach emulsji fotograficznej. W połączeniu z rezultatem podobnej pracy wykonanej poprzednio przez grupę australijską uzyskał on na wartość przekroju czynnego liczbę

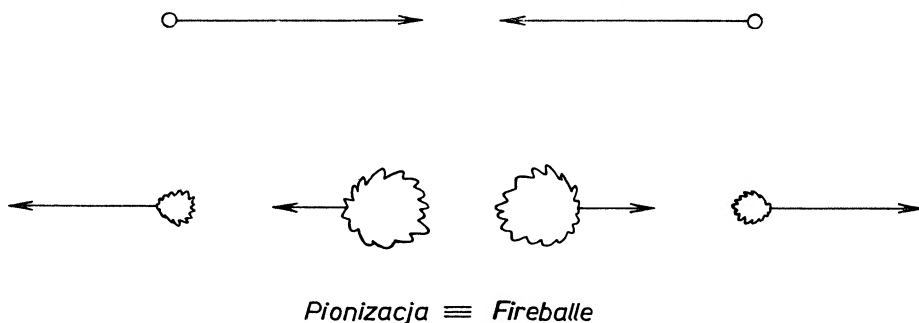
$$\sigma_{el} = \left(3,8 \begin{matrix} +12,7 \\ -1,5 \end{matrix} \right) mb$$

świadczącą, że przekrój ten nie dąży do zera przy energiach rzędu 10^{12} eV.

Z obserwacji Grigorowa i wsp. przy pomocy sputników „Proton“ zdaje się także wynikać, że udział ciężkich jąder w wysokoenergetycznym promieniowaniu kosmicznym jest większy niż dotąd przypuszczano. O dalszym dość rewelacyjnym fakcie z tej dziedziny zakomunikowała grupa bristolaska (Fowler, Kidd i wsp. [20]) na konferencji w Calgary. Wykryli oni metodą emulsyjną w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym relatywistyczne jądra ciężkie aż do uranu.

2.2. Model zjawiska wielorodnej produkcji

Najbardziej typowym zjawiskiem dla silnych oddziaływań przy skrajnie wysokich energiach jest wielorodna produkcja mezonów. Zjawisko to doczekało się dzisiaj modelu, który je dość dobrze opisuje. Wyobrażamy sobie mianowicie, że w wyniku zderzenia dwóch nukleonów w układzie ich środka masy mezony mogą być produkowane w dwóch procesach (rys. 1): w procesie tzw. „pionizacji“ z bezbarionowej materii mezonowej poruszającej się stosunkowo powoli w układzie środka masy, oraz w procesie rozpadu wzbudzonych w zderzeniu nukleonów (izobarów), które poruszają się szybko w układzie środka masy.



Rys. 1. Sytuacja przed i po zderzeniu się dwóch nukleonów w układzie ich środka masy

Podstawowe obserwacje, które doprowadziły do takiego modelowego ujęcia, to:

a) niezależność średniej wartości pędu poprzecznego wyprodukowanych cząstek od energii pierwotnej ($p_t = \text{Const} \simeq 0,4 \text{ GeV}/c$);

b) średnia wartość współczynnika nieelastyczności zderzenia $K \simeq 0,5$ oraz średnia wartość przekazu czteropędu w zderzeniu wynosząca kilka GeV/c świadcząca, jak mówimy, o „miękkim“ lub peryferycznym charakterze tego procesu;

c) stosunkowo wolny wzrost krotności produkowanych cząstek ze wzrostem energii dający się ująć np. formułą $n \sim \ln E$;

d) częste występowanie wyróżnionych grup w rozkładzie kątowym wyprodukowanych cząstek (tzw. dwumaksimowość rozkładu $\log t \theta$).

Ten ostatni fakt stał się podstawą do stworzenia powszechnie stosowanego pojęcia tzw. *fireballu*, rozumianego jako krótkożyjąca grudka materii mezonowej, oraz do rozumienia pionizacji jako procesu tworzenia się takich *fireballi*. Ostatnio Dobrotin i Sławatinski [21] zakomunikowali, że w obserwacjach czynionych przy pomocy komory Wilsona zaopatrzonej w lekki target z wodoru litu i połączonej z kalorymetrem jonizacyjnym stwierdzili występowanie dwumaksimowych rozkładów kątowych przy energii 10^{12} eV . Tak więc nową techniką potwierdzono całkowicie obserwacje polskiej grupy sprzed dziewięciu lat i wiele późniejszych obserwacji emulsyjnych tego efektu.

2.3. Nowe aparaty i nowa metodyka

Wśród fizyków wykorzystujących wielkie akceleratory obserwuje się ostatnio wtórny wzrost zainteresowania promieniowaniem kosmicznym jako źródłem cząstek wysokiej energii. Okazuje się bowiem, że na akceleratory produkujące protony o energii 200 do 300 GeV trzeba będzie czekać jeszcze 7—10 lat². Z drugiej strony istnieją już teraz możliwości techniczne wykorzystania promieniowania kosmicznego w tym zakresie energii jako wiązki o podobnym natężeniu, jakie stosuje się obecnie w pracach akceleratorowych z komorami pęcherzykowymi.

Aby krótko scharakteryzować te tendencje podamy kilka przykładów najważniejszych kierunków rozwojowych.

2.3.1 W ZSRR powstała w górach Tiań Szań, na wysokości 3400 m, nowa stacja badawcza wyposażona w wielkie komory Wilsona sprzężone z kalorymetrami jonizacyjnymi. Wspomnieliśmy już o pierwszych rezultatach dotyczących oddziaływań przy energii 10^{12} eV. W projekcie jest sprzężenie komory Wilsona, emulsji i kalorymetru jonizacyjnego celem badania oddziaływań przy energii około 10^{13} eV.

2.3.2 W Stanach Zjednoczonych zaawansowane są przygotowania do balonowych eksperymentów z wykorzystaniem techniki wypracowanej przy akceleratorach (liczniki Czerenkowa, ciekły target wodorowy, komory iskrowe, emulsja i cewki nadprzewodzące do wytwarzania silnych pól magnetycznych w objętości rzędu metra sześciennego). Rozpoczęte są również eksperymenty w związku z budową kilku laboratoriów górskich nastawionych na badanie zderzeń elementarnych. Pierwsze rezultaty oczekiwane są za rok.

2.3.3 Wielkie (kilkudziesięciolitrowe) bloki emulsji zostały skupione tylko w kilku laboratoriach na świecie (po raczej niekorzystnych doświadczeniach związanych z bardzo szeroką współpracą na jednym bloku): w Baton Rouge, Krakowie, Tokyo, Sydney i Bristolu. Daje to znacznie lepsze możliwości wykorzystania zalet tych detektorów niż przy poprzednio stosowanym systemie podziałów. Współpraca zapewniona jest raczej przez wymianę pracowników na dłuższe okresy czasu.

Praca Hołyńskiego, Jonesa i Pinkaua [2] zgłoszona na obecny Zjazd stanowi przykład takiej współpracy w dziedzinie kaskad fotonowo-elektronowych skrajnie wysokich energii. Autorzy zmierzili po raz pierwszy rozkłady radialne i kątowe elektronów z kaskad wywołanych fotonami gamma o energii od 2×10^{11} do 2×10^{12} eV na różnych głębokościach rozwoju kaskady. Obserwacji dokonano w czystym bloku emulsyjnym oraz w bloku mieszanym zawierającym emulsję i ołów. Sprawdzono doświadczalnie różne przybliżenia teorii kaskad. Stwierdzono praktycznie brak wpływu efektów przejścia w mie-

² Już po oddaniu referatu do druku dowiedzieliśmy się, że na konferencji poświęconej wielkim akceleratorom (Cambridge, Massachusetts, USA, 11—15 września 1967) R. R. Wilson ocenił, że amerykański akcelerator 200 GeV-owy będzie ukończony w połowie 1972 roku oraz zakomunikował o możliwości podwyższenia jego energii do 400 GeV.

szanym materiale. Praca ma duże znaczenie dla wszelkich aparatów rejestrujących kaskady (kalorymetry jonizacyjne itp.).

2.3.4 Skoro mowa o nowych metodach w dziedzinie skrajnie wysokich energii, to trzeba wymienić także przygotowania do budowy nowych urządzeń typu akceleratorowego, które pozwolą na wielki skok w kierunku bardzo wysokich energii. *CERN* w Genewie uruchomi prawdopodobnie w roku 1971 urządzenie, w którym zderzą się dwie wiązki protonów o energii około 25 GeV. Zderzenie takie jest równoważne zderzeniu protonu o energii w zakresie 10^{12} eV z protonem spoczywającym. W ten sposób wkroczymy z akceleratorami w zakres energii typowy dziś dla promieni kosmicznych. W Nowosybirsku jest w budowie podobne urządzenie, w którym protony mają się zderzać z antyprotonami.

Praca Coghena [3] zgłoszona na Zjazd może być uważana za pierwsze przygotowanie się do tematyki, którą można będzie rozpracowywać na tych urządzeniach. Autor obliczył mianowicie (posługując się maszyną cyfrową *GIER*) rozkłady pędów poprzecznych cząstek emitowanych pod różnymi kątami z poruszającego się fireballu, emitującego cząstki zgodnie z rozkładem energii Plancka. Jest to przygotowanie do sprawdzania hipotezy modelu fireballowego w warunkach laboratoryjnych.

3. Przegląd dalszych prac nadesłanych na Zjazd

Przy okazji przeglądu światowej sytuacji zreferowano pokrótce trzy prace nadesłane na Zjazd, które wiązały się bezpośrednio z omawianymi zagadnieniami ogólnymi. Pozostałe 14 prac dotyczy wprost zagadnienia wielorodnej produkcji i to prawie wyłącznie atakowanego metodą emulsji jądrowych. Przypomnijmy w tym miejscu, że zjawisko wielorodnej produkcji obserwowane w emulsji fotograficznej nosi miano jetu ze względu na wygląd: silna kolimacja torów wyprodukowanych cząstek w kierunku lotu cząstki pierwotnej. Terminem tym będziemy posługiwać się często w dalszej części referatu.

Przejdziemy do przeglądu prac w nieco usystematyzowany sposób. Usystematyzowanie będzie polegało na powiązaniu ich z określonymi pytaniami, które możemy sobie (czy raczej naturze) stawiać mając przed oczyma naszkicowany w punkcie 2.2 model zjawiska wielorodnej produkcji.

3.1. Co się dzieje z nukleonem po zderzeniu?

Pytanie to może być skonkretyzowane przy pomocy rysunku 2. Czy nukleon odchyła się po zderzeniu? Jaki jest jego pęd? Jaki jest pęd poprzeczny?

Rybicki [4] analizował 24 jety wysokiej energii ($>10^{12}$ eV) w wielkich blokach emulsji (o największej krawędzi 60 cm). Ograniczył się do przypadków, w których cząstki wtórne miały do dyspozycji długą drogę w bloku (średnio 33 cm). W ten sposób mógł znaleźć sporą liczbę wtórnych oddziaływań i stąd dowiedzieć się o rozkładzie energii cząstek wtórnych. Przedstawiony rozkład względnej energii cząstek (rys. 3) wykazuje istnienie ogona, interpretowanego jako tzw. cząstki wiodące (niosące więcej niż 25% energii). Analiza wykazała,

2.3. Nowe aparaty i nowa metodyka

Wśród fizyków wykorzystujących wielkie akceleratory obserwuje się ostatnio wtórny wzrost zainteresowania promieniowaniem kosmicznym jako źródłem cząstek wysokiej energii. Okazuje się bowiem, że na akceleratory produkujące protony o energii 200 do 300 GeV trzeba będzie czekać jeszcze 7—10 lat². Z drugiej strony istnieją już teraz możliwości techniczne wykorzystania promieniowania kosmicznego w tym zakresie energii jako wiązki o podobnym natężeniu, jakie stosuje się obecnie w pracach akceleratorowych z komorami pęcherzykowymi.

Aby krótko scharakteryzować te tendencje podamy kilka przykładów najważniejszych kierunków rozwojowych.

2.3.1 W ZSRR powstała w górach Tiań Szań, na wysokości 3400 m, nowa stacja badawcza wyposażona w wielkie komory Wilsona sprzężone z kalorymetrami jonizacyjnymi. Wspomnieliśmy już o pierwszych rezultatach dotyczących oddziaływań przy energii 10^{12} eV. W projekcie jest sprzężenie komory Wilsona, emulsji i kalorymetru jonizacyjnego celem badania oddziaływań przy energii około 10^{13} eV.

2.3.2 W Stanach Zjednoczonych zaawansowane są przygotowania do balonowych eksperymentów z wykorzystaniem techniki wypracowanej przy akceleratorach (liczniki Czerenkowa, ciekły target wodorowy, komory iskrowe, emulsja i cewki nadprzewodzące do wytwarzania silnych pól magnetycznych w objętości rzędu metra sześciennego). Rozpoczęte są również eksperymenty w związku z budową kilku laboratoriów górskich nastawionych na badanie zderzeń elementarnych. Pierwsze rezultaty oczekiwane są za rok.

2.3.3 Wielkie (kilkudziesięciolitrowe) bloki emulsji zostały skupione tylko w kilku laboratoriach na świecie (po raczej niekorzystnych doświadczeniach związanych z bardzo szeroką współpracą na jednym bloku): w Baton Rouge, Krakowie, Tokyo, Sydney i Bristolu. Daje to znacznie lepsze możliwości wykorzystania zalet tych detektorów niż przy poprzednio stosowanym systemie podziałów. Współpraca zapewniona jest raczej przez wymianę pracowników na dłuższe okresy czasu.

Praca Hołyńskiego, Jonesa i Pinkaua [2] zgłoszona na obecny Zjazd stanowi przykład takiej współpracy w dziedzinie kaskad fotonowo-elektronowych skrajnie wysokich energii. Autorzy zmierzili po raz pierwszy rozkłady radialne i kątowe elektronów z kaskad wywołanych fotonami gamma o energii od 2×10^{11} do 2×10^{12} eV na różnych głębokościach rozwoju kaskady. Obserwacji dokonano w czystym bloku emulsyjnym oraz w bloku mieszanym zawierającym emulsję i ołów. Sprawdzono doświadczalnie różne przybliżenia teorii kaskad. Stwierdzono praktycznie brak wpływu efektów przejścia w mie-

² Już po oddaniu referatu do druku dowiedzieliśmy się, że na konferencji poświęconej wielkim akceleratorom (Cambridge, Massachusetts, USA, 11—15 września 1967) R. R. Wilson ocenił, że amerykański akcelerator 200 GeV-owy będzie ukończony w połowie 1972 roku oraz zakomunikował o możliwości podwyższenia jego energii do 400 GeV.

szanym materiale. Praca ma duże znaczenie dla wszelkich aparatów rejestrujących kaskady (kalorymetry jonizacyjne itp.).

2.3.4 Skoro mowa o nowych metodach w dziedzinie skrajnie wysokich energii, to trzeba wymienić także przygotowania do budowy nowych urządzeń typu akceleratorowego, które pozwolą na wielki skok w kierunku bardzo wysokich energii. *CERN* w Genewie uruchomi prawdopodobnie w roku 1971 urządzenie, w którym zderzą się dwie wiązki protonów o energii około 25 GeV. Zderzenie takie jest równoważne zderzeniu protonu o energii w zakresie 10^{12} eV z protonem spoczywającym. W ten sposób wkroczymy z akceleratorami w zakres energii typowy dziś dla promieni kosmicznych. W Nowosybirsku jest w budowie podobne urządzenie, w którym protony mają się zderzać z antyprotonami.

Praca Coghena [3] zgłoszona na Zjazd może być uważana za pierwsze przygotowanie się do tematyki, którą można będzie rozpracowywać na tych urządzeniach. Autor obliczył mianowicie (posługując się maszyną cyfrową *GIER*) rozkłady pędów poprzecznych cząstek emitowanych pod różnymi kątami z poruszającego się fireballu, emitującego cząstki zgodnie z rozkładem energii Plancka. Jest to przygotowanie do sprawdzania hipotezy modelu fireballowego w warunkach laboratoryjnych.

3. Przegląd dalszych prac nadesłanych na Zjazd

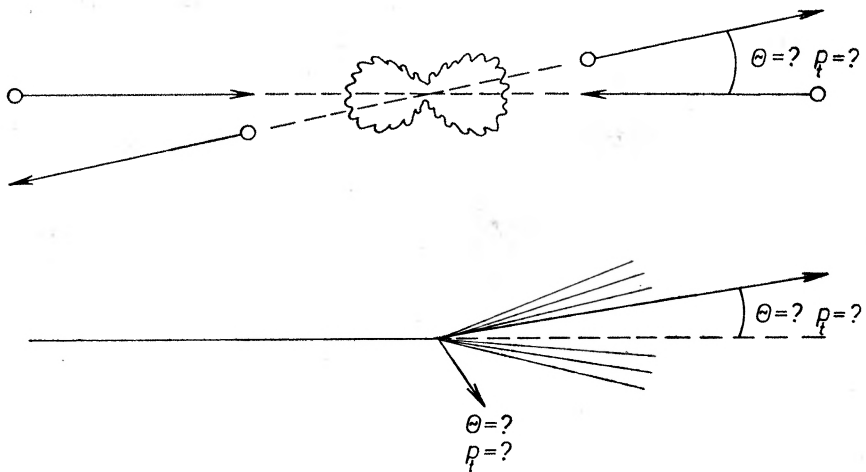
Przy okazji przeglądu światowej sytuacji zreferowano pokrótce trzy prace nadesłane na Zjazd, które wiązały się bezpośrednio z omawianymi zagadnieniami ogólnymi. Pozostałe 14 prac dotyczy wprost zagadnienia wielorodnej produkcji i to prawie wyłącznie atakowanego metodą emulsji jądrowych. Przypomnijmy w tym miejscu, że zjawisko wielorodnej produkcji obserwowane w emulsji fotograficznej nosi miano jetu ze względu na wygląd: silna kolimacja torów wyprodukowanych cząstek w kierunku lotu cząstki pierwotnej. Terminem tym będziemy posługiwać się często w dalszej części referatu.

Przejdziemy do przeglądu prac w nieco usystematyzowany sposób. Usystematyzowanie będzie polegało na powiązaniu ich z określonymi pytaniami, które możemy sobie (czy raczej naturze) stawiać mając przed oczyma naszkicowany w punkcie 2.2 model zjawiska wielorodnej produkcji.

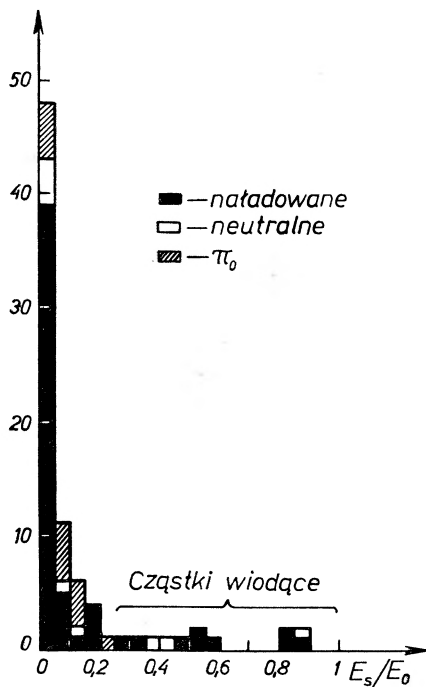
3.1. Co się dzieje z nukleonem po zderzeniu?

Pytanie to może być skonkretyzowane przy pomocy rysunku 2. Czy nukleon odchyła się po zderzeniu? Jaki jest jego pęd? Jaki jest pęd poprzeczny?

Rybicki [4] analizował 24 jety wysokiej energii ($>10^{12}$ eV) w wielkich blokach emulsji (o największej krawędzi 60 cm). Ograniczył się do przypadków, w których cząstki wtórne miały do dyspozycji długą drogę w bloku (średnio 33 cm). W ten sposób mógł znaleźć sporą liczbę wtórnych oddziaływań i stąd dowiedzieć się o rozkładzie energii cząstek wtórnych. Przedstawiony rozkład względnej energii cząstek (rys. 3) wykazuje istnienie ogona, interpretowanego jako tzw. cząstki wiodące (niosące więcej niż 25% energii). Analiza wykazała,



Rys. 2. Możliwości zachowania się nukleonów po zderzeniu w układzie ich środka masy i w układzie laboratoryjnym



Rys. 3. Rozkład względnej energii cząstek w jetach

że cząstki te są nukleonami (cząstkami pierwotnymi kontynuującymi lot po zderzeniu), i że średni współczynnik nieelastyczności $K \approx 0,4$. Dodatkowy pomiar kąta odchylenia daje średnio na wartość ich pędu poprzecznego $p_z \approx (1-2) \text{ GeV}/c$.

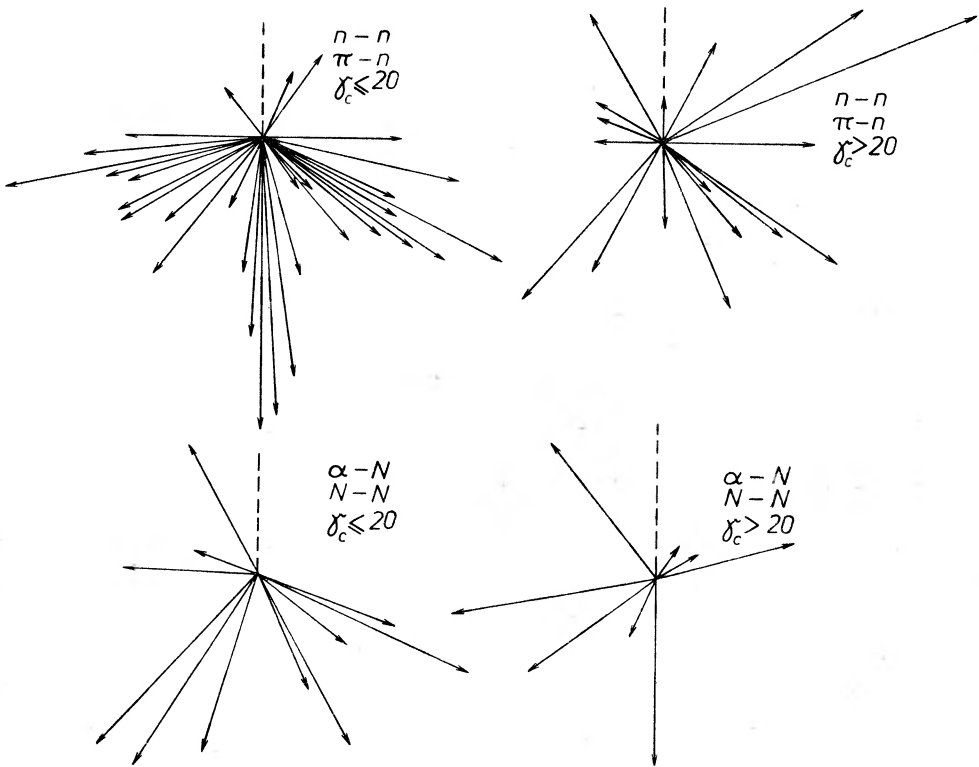
Babecki [5] interesował się nukleonem targetu po zderzeniu. Przeanalizował 105 rozkładów kątowych jetów wysokiej energii. Ponieważ nukleon od-

rzutu nie może być jednoznacznie zidentyfikowany, autor zakładał po kolei o każdej z cząstek, że może być ona odrzuconym nukleonem. Ze związków kinematycznych obliczał jego pęd poprzeczny i wybierał wartość najmniejszą w każdym jecie. Średnia wartość rozkładu tak uzyskanych minimalnych wartości pędu poprzecznego nukleonu świadczy, o tym że pęd ten jest na pewno większy niż 1,2 GeV/c.

Prace te potwierdziły na drodze systematycznego badania, że nukleon „przeżywa“ zderzenie, wynosząc kilkadziesiąt procent energii oraz że pęd poprzeczny, jaki otrzymuje w zderzeniu, jest większy niż średni pęd transwersalny wyprodukowanych mezonów.

3.2. Skoro nukleony są emitowane skośnie, to może fireballe też odchylają się od pierwotnego kierunku lotu nukleonu?

Mając to na uwadze Z. Czachowska, A. Jurak i A. Linscheid [6], badały rozkłady azymutalne w jetach średniej i wysokiej energii. Autorki szukały mianowicie korelacji pomiędzy kątami azymutalnymi cząstek wyemitowanych w przód i w tył w układzie środka masy. Analiza wykazuje (rys. 4), że efekt

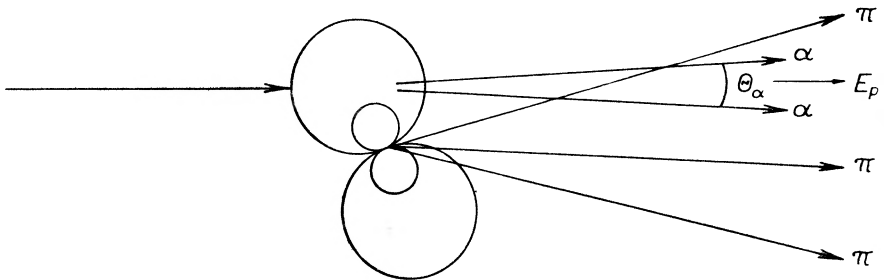


Rys. 4. Rozkłady wypadkowych wektorów azymutalnych dla cząstek lecących w przód w układzie środka masy w odniesieniu do analogicznych wektorów dla cząstek lecących w tył (linie pionowe kreskowane)

takiej korelacji, polegający na tym, że fireballe zdają się rozlatywać wzdłuż prostej, odchyłonej od pierwotnego kierunku, istnieje dla próbki jetów niższej energii. Próbką jetów wysokiej energii nie wykazuje natomiast znaczącego odchylenia od kolinearności całego zjawiska.

3.3. Czy nukleon wzbudza się podczas zderzenia?

A. Jurak [7] i K. Rybicki [8] analizowali specjalne przypadki peryferycznych zderzeń jąder o energii w zakresie 10^{11} do 10^{12} eV. Wybierano przypadki, w których zderzające się jądro pierwotne ulegało fragmentacji np. na cząstki alfa (rys. 5). Kąt fragmentacji informuje wówczas o energii jądra. Żądano równocześnie, aby liczba wyprodukowanych mezonów była bardzo mała (od 1 do 3 — jest to typowa krotność rozpadu znanych izobarów). Stwierdzono, że w tych przypadkach mezony są bardzo silnie skolimowane do przodu lub



Rys. 5. Schemat peryferycznego zderzenia dwóch jąder. Jądro nadlatujące wyparowuje cząstki alfa. Kąt między ich torami informuje o energii nadlatującego jądra. Zderzające się, peryferyczne nukleony, produkują małą liczbę mezonów

do tyłu w układzie środka masy, co zgadza się z obrazem wzbudzania się jednego lub drugiego nukleonu do stanu izobarowego o masie około 2,5 GeV.

Z. Czachowska [9] analizowała przypadek zderzenia nukleonu o specjalnie bogatej informacji doświadczalnej. Może on być bardzo dobrze interpretowany jako wzbudzenie się pierwotnego nukleonu do stanu izobarowego emitującego dwa mezony pi zero oraz powstanie tylko jednego fireballu lecącego wstecz w układzie środka masy.

W. Wolter [10] na tle analizy przypadków o bardzo dużej krotności podaje dwa przykłady wzbudzenia nukleonu do stanu rozpadającego się bez emisji neutralnych mezonów, co wynika z braku kaskady elektromagnetycznej mimo bardzo wysokiej energii pierwotnej (około 10^{13} eV).

Z. Buja, J. M. Massalski, B. Nizioł i inni [11] oraz B. Nizioł [12] w pracach wykonanych przy pomocy aparatury, umieszczonej na wysokości około 3200 m i składającej się z komór jonizacyjnych i emulsji jądrowej, zarejestrowali kilkanaście przypadków rodzin kaskad fotonowo-elektronowych. Przypadki te, zdaniem autorów, stanowią przykłady dużego przekazania energii w zderzeniu w neutralne mezony pi. Wiele spośród nich można uważać za przykłady

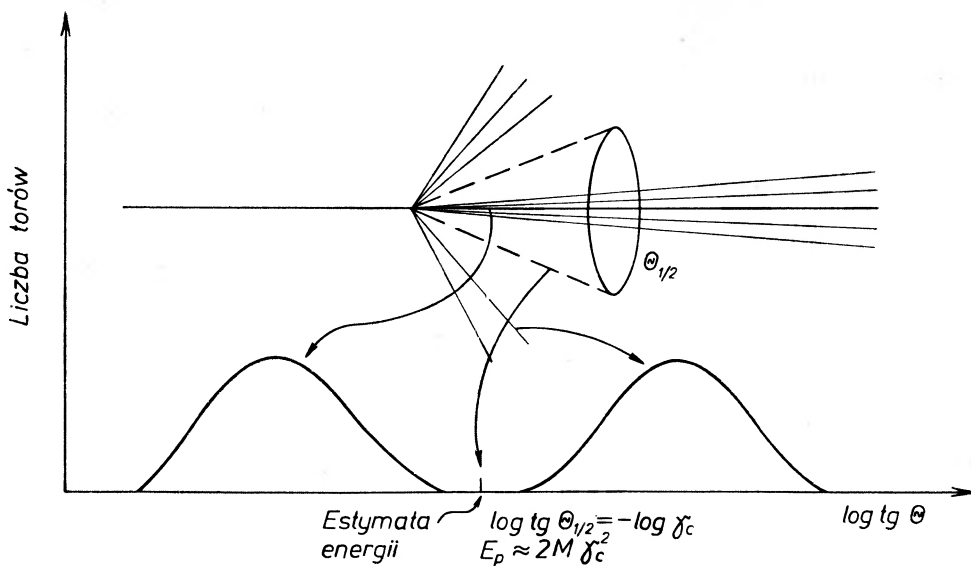
wzbudzenia nukleonu pierwotnego do stanu rozpadającego się z emisją neutralnych mezonów π .

Z referowanych prac wynika, że posiadamy wiele przykładów wzbudzenia się nukleonu w zderzeniu skrajnie wysokiej energii. Czy proces ten jest regułą, czy towarzyszy tylko części zderzeń, odpowiedzieć obecnie trudno, ponieważ wszystkie metody poszukiwania go działają selektywnie.

Dotychczas mówiliśmy tylko o zderzeniach elementarnych (czyli o zderzeniach nukleonów z nukleonami). Emulsja jądrowa, stanowiąca target w większości omawianych prac zawiera jednak sporo bromu i srebra. Dlatego musimy choćby z metodycznych względów wiedzieć

3.4. Jak przebiega produkcja mezonów w zderzeniach z jądrami?

Metody estymowania energii cząstki pierwotnej produkującej mezony w zderzeniu opierają się na symetrii sytuacji w układzie środka masy zderzających się nukleonów. Rys. 6 przypomina, jak przez odszukanie środka symetrii (kąta połówkowego $\theta_{1/2}$) rozkładu kąтового (rozkładu zmiennej $\log \lg \theta$)



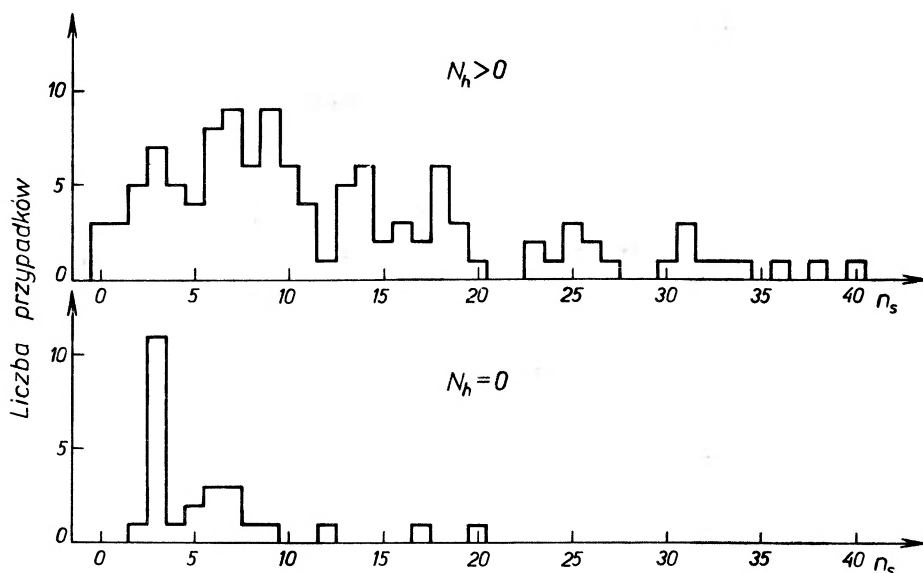
Rys. 6. Schemat estymowania energii z rozkładu wielkości $\log \lg \theta$ w jecie

można estymować energię cząstki pierwotnej. Jeśli sytuacja w układzie środka masy nie jest symetryczna, jak to ma miejsce przy zderzeniu nukleonu z ciężkim jądrem, to nie mamy tak oczywistych podstaw do estymowania energii z rozkładu kąтового. Najpewniejszą informacją o tym, że w zderzeniu zaobserwowanym w emulsji fotograficznej zaangażowane było jądro bromu lub srebra jest liczba torów wyparowania N_h . Gdy przekracza ona 8 (ładunek najcięższego z lekkich jąder w emulsji — tlenu), to targetem na pewno jest brom lub srebro.

J. Gierula i S. Krzywdziński [13] w materiale około 500 systematycznie zebranych oddziaływań cząstek o energii kilkuset GeV stwierdzili systematyczną

zależność średniego kąta emisji cząstek wtórnych od liczby torów wyparowania N_h . Wyznaczyli wynikające stąd poprawki do estymat energii otrzymywanych metodą Castagnoli (zakładającą symetrię procesu).

R. Hołyński, S. Krzywdziński i M. Mięśowicz [14] analizowali rozkłady kątowe dla jetów pochodzących ze zderzeń nukleonów o energii większej niż 10^{12} eV z ciężkimi jądrami emulsji ($N_h > 8$) i odznaczających się dużą krotnością. Stwierdzili, że współczynnik nieelastyczności w takich zderzeniach jest większy niż w zderzeniach nukleonu z nukleonem. W oparciu o obserwacje



Rys. 7. Rozkład krotności w jetach wtórnych, którym towarzyszy wyparowanie jądra tarczy (u góry), oraz w jetach bez widocznego wyparowania jądra tarczy

częstego występowania dwumaksymowej struktury rozkładu kąтового ($\log \lg \theta$) doszli do wniosku, że wysokokrotne oddziaływania z ciężkimi jądrami można traktować jako sukcesywne oddziaływania z kilkoma nukleonami jądra.

J. M. Massalski, L. Suszycki i J. Warczewski [15] zakomunikowali wstępne wyniki wyznaczania współczynnika nieelastyczności w ołowiu i węglu metodą najlepszego dopasowania do krzywych rozwoju kaskady jądro-elektromagnetycznej w aparaturze wyposażonej w komory jonizacyjne. Dla ołowiu uzyskali jako najbardziej prawdopodobną wartość współczynnika nieelastyczności 0,9. Niejednoznaczność wyniku dla węgla wskazuje na niedostateczne jeszcze opracowanie tej metody.

Z. Czachowska, J. Gierula, S. Krzywdziński, M. Mięśowicz, K. Rybicki i W. Wolter [16] zakomunikowali nowe w dziedzinie skrajnie wysokich energii zjawisko, polegające na koherentnym oddziaływaniu wszystkich nukleonów jądra przy produkcji mezonów. Obserwacji dokonano na systematycznie zebranej próbie 144 oddziaływań znalezionych na 63 m toru cząstek wtórnych pochodzących z jetów bardzo wysokiej energii. Rozkłady krotności (rys. 7)

dla przypadków bez wyparowania i z wyparowaniem wykazują zasadniczo różny charakter, co świadczy o obecności różnych procesów fizycznych odpowiedzialnych za produkcję. Wyraźne maksimum dla krotności 3 przy równoczesnym braku wyparowania i bardzo silnej kolimacji wyprodukowanych cząstek świadczy o istnieniu procesu charakteryzującego się bardzo małym przekazem pędu. Jest to typowa cecha procesów koherentnych. Średnia droga na oddziaływanie tego typu zdaje się być znacznie mniejsza dla skrajnie wysokich energii niż dla energii akceleratorowych.

J. Gierula i S. Krzywdziński [17] badali własności systematycznie zebranej próbki 87 oddziaływań mezonów π o energii około 200 GeV. Znaleźli różnice w krotności i kształcie rozkładu kąтового dla oddziaływań z małym ($N_h \leq 8$) i dużym ($N_h > 8$) wyparowaniem: małemu wyparowaniu towarzyszy symetryczny i dwumaksimowy kształt rozkładu, dużemu wyparowaniu natomiast kształt skośny z przewagą torów pod dużymi kątami. Równoczesne stwierdzenie małego współczynnika nieelastyczności w oddziaływaniach z mniejszą krotnością doprowadziło autorów do wniosku, że za produkcję mezonów przez mezony w oddziaływaniu z ciężkim jądrem odpowiedzialny jest proces kaskadowy polegający na sukcesywnym oddziaływaniu wiodącego mezonu π z nukleonami jądra oraz powtórnych oddziaływaniach wyprodukowanych mezonów w jądrze.

Tak więc w oddziaływaniach czy to nukleonów, czy mezonów π z jądrami co najmniej dwa procesy wydają się odpowiedzialne za produkcję mezonów: znany z oddziaływań elementarnych proces pionizacji opisywany dobrze fireballowym modelem z dodatkiem wewnątrzjądrowej kaskady, oraz proces koherentny. Mechanizm powstawania wewnątrzjądrowej kaskady nie jest jednak sprawą całkiem trywialną. Jej rozważanie i badanie może przyczynić się do określenia własności fireballi. Może rozstrzygnąć czy są one tworem realnym, czy tylko wygodnym sposobem opisu obserwacji. Gdy obserwujemy zgodność faktów z opisem poprzez wewnątrzjądrową kaskadę, to pojawia się natychmiast pytanie czy to sam fireball oddziałuje w jądrze z dużym przekrojem czynnym, czy też mezony z jego rozpadu, który musiałby wtedy następować w czasie krótszym niż r_0/c ?

Oto pytania stanowiące program na najbliższą przyszłość.

Abstract: The report of experimental work in ultra-high energy interactions done in this country in the two year period between the successive Conferences of Polish Physicists is presented. The papers reported here come from the Cracow Department of the Laboratory of High Energy Physics of the Institute of Nuclear Research and from the II Department of Physics of the Academy of Mining and Metallurgy in Cracow. These are the institutions in which the research in physics of ultra-high energy interactions in this country is concentrated.

Prace nadesłane na Zjazd

[1] K. Rybicki, Próba wyznaczenia przekroju czynnego na elastyczne rozproszenie proton-nukleon przy energii rzędu TeV, *IBJ*, 802/VI/PH (1967) i *Nuovo Cimento*, w druku.

- [2] R. Hołyński, V. W. Jones, K. Pinkau, Badanie rozkładów radialnych i kątowych elektronów w kaskadach elektromagnetycznych wysokich energii, *Komunikat na Zjazd, Phys. Rev.*, w druku.
- [3] T. Coghren, O niektórych efektach przewidywanych przez model „fireballowy“ przy założeniu widma pędu Plancka, *Nukleonika*, w druku (1968).
- [4] K. Rybicki, Szczegółowa eksperymentalna analiza zderzeń nukleon-nukleon przy energii pomiędzy 10^{12} do 10^{14} eV, *Nuovo Cimento*, **49**, 233 (1967).
- [5] J. Babecki, Dolna granica pędu poprzecznego i przekazu czteropędu protonów odrzutu w oddziaływaniach nukleon-nukleon i π -nukleon wysokich energii, *Acta Phys. Polon.* **31**, 33 (1967) oraz **32**, 629, (1967).
- [6] Z. Czachowska, A. Jurak, A. Linscheid, Analiza rozkładów kątów azymutalnych cząstek wtórnych z oddziaływań promieniowania kosmicznego z jądrami emulsji jądrowej, *IBJ 828/VI/PH* (1967) i *Nukleonika*, w druku (1968).
- [7] A. Jurak, Poszukiwanie nukleonów wzbudzonych w peryferyjnych oddziaływaniach jądro-jądro zachodzących w emulsjach jądrowych, *Acta Phys. Polon.* w druku, *IBJ* (1967).
- [8] K. Rybicki, Jety bardzo niskiej krotności przy energii rzędu TeV i ich interpretacja przy pomocy izobarów nukleonowych, *IBJ, 784/VI/PH* (1967) i *Nukleonika*, w druku (1968).
- [9] Z. Czachowska, Jet asymetryczny o energii około $5 \cdot 10^{12}$ eV, *Komunikat na Zjazd*.
- [10] W. Wolter, Oddziaływania jądrowe skrajnie wysokiej energii z małym przekazem energii w składową elektronowo-fotonową, *Nukleonika*, w druku (1968).
- [11] Z. Buja, J. Massalski, B. Nizioł i Ch. P. Babayan, S. I. Brikker, N. L. Grigorow, A. V. Podgurskaja, A. I. Saweliewa, V. Ya. Szestopierow, Oddziaływania jądrowe o bardzo wysokiej energii z dużym przekazaniem energii mezonom neutralnym, *IBJ 650/VI/PH* (1965) i *Nuovo Cimento*, w druku.
- [12] B. Nizioł, Analiza przypadków oddziaływań jądrowych bardzo wysokiej energii o dużym przekazaniu energii pojedynczym mezonom neutralnym, *Komunikat na Zjazd*.
- [13] J. Gierula, S. Krzywdziński, Wyznaczenie energii w zderzeniach mezonów pi bardzo wysokiej energii z jądrami emulsji fotograficznej, *IBJ 828/VI/PH* (1967) i *Nukleonika* w druku (1968).
- [14] R. Hołyński, S. Krzywdziński, M. Mięśowicz, Centralne zderzenia nukleonów z ciężkimi jądrami przy energii powyżej 10^{12} eV, *Acta Phys. Polon.* **30**, 73 (1966), *IBJ, 737/VI/PH* (1966).
- [15] J. M. Massalski, L. Suszycki, J. Warczewski, Współczynnik nieelastyczności dla C i Pb na podstawie analiz danych doświadczalnych z Aragacu za pomocą programu dla maszyny cyfrowej GIER, *Komunikat na Zjazd*.
- [16] Z. Czachowska, J. Gierula, S. Krzywdziński, M. Mięśowicz, K. Rybicki, W. Wolter, Koherentna produkcja cząstek w zderzeniach mezonów o energii około 200 GeV z jądrami emulsji, *Nuovo Cimento*, **49**, 303 (1967) i *IBJ 774/VI/PH* (1967).
- [17] J. Gierula, S. Krzywdziński, Charakterystyki oddziaływań mezonów pi z jądrami emulsji fotograficznej przy energii około 200 GeV, *IBJ* (1967), *Komunikat na Konferencję Prom. Kosm. w Calgary*.

Literatura

- [18] N. L. Grigorov, V. E. Nesterov, I. D. Rapoport, I. A. Savenko and G. A. Skuridin *Investigation of High-Energy Cosmic Ray Particles by „Proton“ Artificial Earth Satellites, presented at the International Conference on Cosmic Rays, Calgary, Canada, June 1967.*
- [19] M. Koshiba, *Rapporteur Paper on Ultra-High Energy Interactions, International Conference on Cosmic Rays, Calgary, Canada. (University of Denver, preprint).*
- [20] P. H. Fowler, R. A. Adams, V. G. Cowen and J. M. Kidd, *The Charge Spectrum of Very Heavy Cosmic Ray Nuclei, (University of Bristol, preprint).*
- [21] N. A. Dobrotin and S. A. Slavatskiy, *International Conference on Cosmic Rays, Calgary, Canada, Komunikat.*

Teresa Lubowiecka

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu Jagiellońskiego

Holografia

Holography

Wstęp

Hologram jest to utrwalony na płycie fotograficznej interferencyjny obraz fotografowanego przedmiotu. Ma on postać uogólnionej siatki dyfrakcyjnej i zawiera informacje dotyczące czoła fali świetlnej rozproszonej przez fotografowany przedmiot, tzn. zarówno amplitudy, jak i fazy tej fali. Po oświetleniu hologramu wiązką światła koherentnego uzyskujemy obraz przestrzenny.

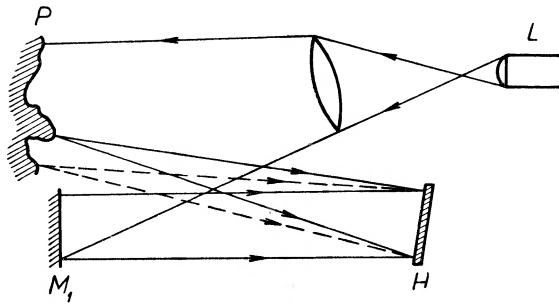
W procesie fotograficznym rejestrujemy amplitudę fali świetlnej rozproszonej przez przedmiot. Dzieje się tak dlatego, że emulsja fotograficzna jest czuła na zmiany natężenia padającego na nią światła. Zdjęcie stałoby się przestrzenne tzn. oddawałoby efekt paralaksy (różny układ przedmiotów przy różnych kątach obserwacji), głębię ostrości itp., gdyby natężenie światła padającego na emulsję światłoczułą zmieniało się przestrzennie nie tylko w zależności od amplitudy, ale także od fazy fali rozproszonej przez przedmiot.

Proces otrzymywania zdjęć przestrzennych przy pomocy hologramu można podzielić na dwa etapy. Pierwszy to rejestracja informacji dotyczących zmian amplitudy i fazy fali ugiętej (rozproszonej) przez przedmiot, w wyniku czego powstaje hologram. Drugim etapem jest odtwarzanie pierwotnego czoła fali, poprzez oświetlenie hologramu falą koherentną. Fala ta po przejściu przez hologram odtworzy zmianę fazy i amplitudy w płaszczyźnie hologramu w dwu oddzielnych układach fal ugiętych. Uzyskujemy w efekcie dwa obrazy, rzeczywisty i pozorny fotografowanego przedmiotu. Część światła przejdzie nieugięta, a jedynie z osłabioną amplitudą.

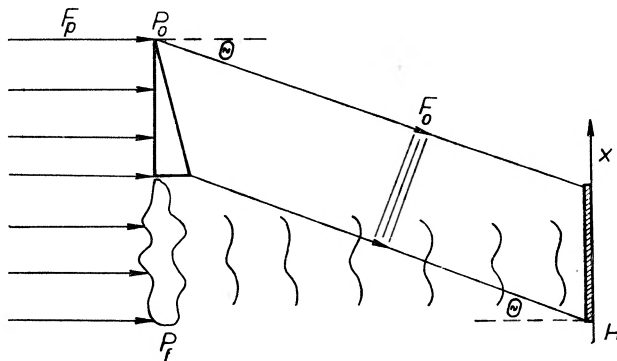
Pierwsze fotografie przy pomocy hologramu wykonał Gabor [1], były to zdjęcia nazwisk sławnych optyków, a więc przedmiotu płaskiego. Metoda stosowana przez Gabora została udoskonalona pod względem technicznym (głównie dzięki zastosowaniu światła laserowego) przez Upatnieksa i Leitha [2] i rozszerzona do przypadku ciał trójwymiarowych.

Proces rejestracji

Przestrzenność fotografii uzyskanej przy pomocy hologramu pochodzi stąd, że w hologramie tkwi informacja nie tylko o amplitudzie fali docierającej do powierzchni hologramu, ale także o jej fazie. Rejestracja tej ostatniej jest



Rys. 1. Schemat idealny układu optycznego do otrzymania hologramu ciała nieprzezroczystego. L — laser, P — przedmiot fotografowany, M_1 — zwierciadło dające falę odniesienia, H — płyta fotograficzna, na której powstaje hologram



Rys. 2. Schemat idealny układu optycznego do otrzymania hologramu ciała przezroczystego. F_p — oształniająca fala świetlna, P_j — przedmiot fotografowany, P_0 — przyzmat odchylający wiązkę oświetlającą o kąt θ , F_0 — fala odniesienia, H — płyta fotograficzna, na której powstaje hologram (zaznaczony kierunek osi x na powierzchni płyty)

możliwa, jeżeli oprócz fali oświetlającej powierzchnię kliszy będziemy mieć tzw. falę odniesienia o z góry zadany, stałym w czasie rozkładzie fazy na tej powierzchni.

Jeżeli fotografowany przedmiot jest nieprzezroczysty, układ, przy pomocy którego uzyskujemy hologram, jest modyfikacją dwuwiązkowego interferometru. Układ ten widzimy na rys. 1. Falę odniesienia uzyskujemy dzięki odbiciu wiązki laserowej od płaskiego zwierciadła M_1 .

Innym z możliwych rozwiązań praktycznych wprowadzenia wiązki odniesienia, stosowanym w przypadku przedmiotu przezroczystego, jest zastosowanie odchylającego przyzmatu, tak jak to jest pokazane na rys. 2. Przyzmat

taki odchyła padającą na niego falę płaską o długości λ o kąt θ . W wyniku tego odchylenia faza fali docierającej do powierzchni płyty fotograficznej w płaszczyźnie P zmienia się liniowo ze zmianą położenia wzdłuż kierunku osi x . Zmiana fazy wynosi ax , przy czym a , λ i θ spełniają następujący związek:

$$a\lambda = 2\pi\theta \quad (1)$$

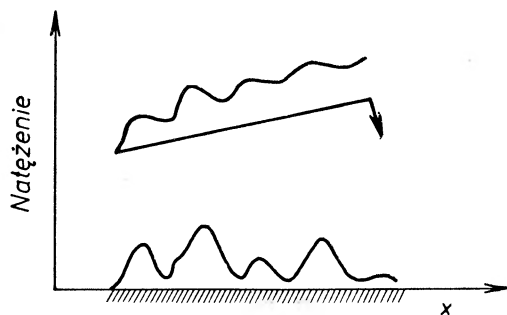
zmiana fazy fali ugiętej przez przedmiot jest bardziej skomplikowaną funkcją $\Phi(x)$, zależną od kształtów tego ciała. Wypadkowa zespolona amplituda fali na płaszczyźnie P jest:

$$A = a_0 e^{-iax} + a(x) e^{i\Phi(x)}. \quad (2)$$

Emulsja fotograficzna jest czuła na natężenie fali padającej na nią:

$$I = A \cdot A^* = a_0^2 + a(x)^2 - 2a_0 a(x) \cos(ax + \Phi(x)). \quad (3)$$

Rozkład tego natężenia na powierzchni płyty, na której powstaje hologram, można zilustrować graficznie, tak jak to jest pokazane na rys. 3. Odcinek



Rys. 3. Na rysunku pokazana jest zmiana natężenia fali świetlnej na powierzchni hologramu wzdłuż kierunku osi x (zgodnym z kierunkiem zaznaczonym na rys. 2)

prostej widoczny w górnej części rysunku przedstawia czoło fali odniesienia, która interferuje z falą ugiętą przez przedmiot. Czoło tej fali ilustruje linia falista odpowiadająca zmianom fazy $\Phi(x)$. Efekt nałożenia tych fal, a zarazem zmiany natężenia w zależności od fazy fali padającej na powierzchnię hologramu, przedstawia dolny wykres.

Proces odtwarzania

Z punktu widzenia procesu odtwarzania wielkością charakterystyczną dla hologramu jest jego przepuszczalność $T(x)$. Jeżeli pracujemy na prostoliniowej części charakterystyki emulsji, dla której jest określony współczynnik kontrastowości γ , to:

$$T(x) \cong [I(x)]^{-\gamma/2} = [a_0^2 + a(x)^2 - 2a_0 a(x) \cos(ax + \Phi(x))]^{-\gamma/2} \quad (4)$$

Dalej przy założeniu, że natężenie wiązki odniesienia jest znacznie silniejsze od natężenia wiązki ugiętej przez przedmiot, $T(x)$ wyraża się ostatecznie wzorem:

$$T(x) \simeq A + B + C \quad (5)$$

gdzie $A = 2a_0 - a(x)$, $B = \gamma a_0 a(x) \exp[\Phi i(x) + iax]$, $C = \gamma a_0 a(x) \exp[-i\Phi(x) - iax]$.

Natężenie fali płaskiej koherentnej po przejściu jej przez hologram jest proporcjonalne do jego przepuszczalności. Z tego wynika, że potrzebnych nam informacji dotyczących amplitudy i fazy fali fotografowanej ostatecznie w procesie odtwarzania dostarcza nam w zupełności wzór (5).

Człon A tego wzoru, niezależny od fazy, reprezentuje część fali, która przeszła nieugięta, jedynie z osłabioną amplitudą, ale nie niesie żadnych informacji o fazie fali. Pozostałe człony zawierają te informacje, o których była mowa we wstępie.

Człon B odtwarza czoło fali ugiętej przez przedmiot, ale jest w nim czynnik fazowy $a_0 e^{iax}$, dla zinterpretowania którego posłużymy się pewną analogią [3]. Otóż czynnik ten jest identyczny z tym, który opisuje falę odchyloną przez pryzmat. Obecność jego w członie B oznacza, że fala $a(x) e^{i\Phi(x)}$ jest odchylna w górę w stosunku do fali padającej. Możemy mówić, że działanie hologramu utożsamimy w tym przypadku z działaniem pryzmatu, abstrahując od rzeczywistego zjawiska ugięcia światła, które ma miejsce naprawdę.

Człon C też odtwarza czoło fali ugiętej przez przedmiot, ale odwrócone w fazie i, zgodnie z umownym formalizmem wprowadzonym powyżej, odchylna ku dołowi, tak jakby w płaszczyźnie hologramu tkwił pryzmat odchyłający wychodzącą z niego wiązkę o kąt θ . Z wzoru (5) widać poza tym, że wartość i znak współczynnika kontrastowości nie ma istotnego znaczenia z punktu widzenia procesu odtwarzania.

Przypadek otworu punktowego

Rozważmy teraz szczególnie przypadek. Niech przedmiotem fotografowanym będzie mały otworek w nieprzezroczystym ekranie (patrz rys. 4). Otworek ten stanie się źródłem fali kulistej, która po nałożeniu z pozaosiową wiązką odniesienia tworzy obraz hologramu. W tym konkretnym przypadku amplituda fali padającej na kliszę hologramu ma postać:

$$A = a_0 e^{-iax} + a \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda f} x^2 \right] \quad (6)$$

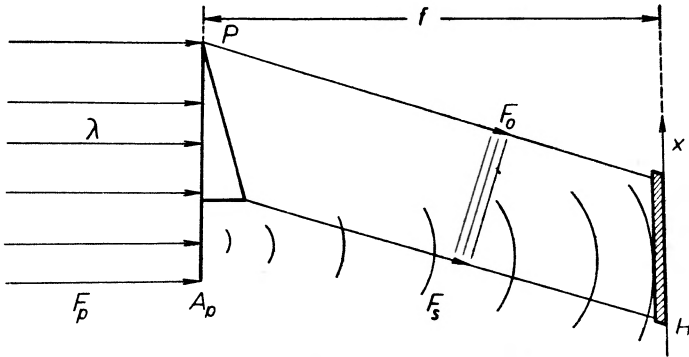
f — odległość między otworem punktowym, a płaszczyzną hologramu. Wzór (5) opisujący przepuszczalność hologramu, będzie teraz następujący:

$$\tau(x) \simeq 2a_0^2 - \gamma a^2 \quad (A)$$

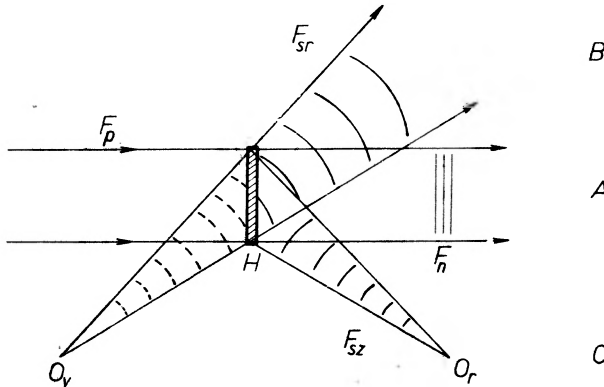
$$+ \gamma a_0 a \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda f} x^2 + iax \right] \quad (B) \quad (7)$$

$$+ \gamma a_0 a \exp \left[-i \frac{\pi}{\lambda f} x^2 - iax \right]. \quad (C)$$

Jeżeli teraz hologram oświetlimy falą płaską w celu odtworzenia fali ugiętej przez przedmiot, uzyskamy trzy różne składowe promieniowania odpowiadające członom wzoru (7) i pokazane na rys. 5. Znowu posłużymy się analogią podobną do tej, przy pomocy której wyjaśniliśmy fakt odchylenia wiązek świetlnych



Rys. 4. Układ analogiczny do pokazanego na rys. 2. A_p — mały otworek punktowy stanowiący przedmiot, P — pryzmat odchylający, F_p — oświetlająca fala płaska o długości fali λ , F_o — fala odniesienia, F_s — fala kulista, H — płaszczyzna hologramu, f — odległość między przedmiotem a hologramem



Rys. 5. Rysunek ilustruje proces odtwarzania. F_p — padająca fala płaska, H — hologram, F_n — niezaburzona fala odpowiadająca członowi A wzoru (7), F_{sr} — fala kulista rozbieżna, O_v — obraz pozorny fotografowanego przedmiotu, F_{sz} — fala kulista zbieżna odpowiadająca członowi C wzoru (7), O_r — rzeczywisty obraz przedmiotu symetryczny do O_v względem H

przez hologram. Jeżeli fala płaska o długości λ przechodzi przez soczewkę o ogniskowej f — skupiającą i rozpraszającą, to faza jej zmienia się w kierunku prostopadłym do ich osi optycznej tak jak to jest pokazane na rys. 6.

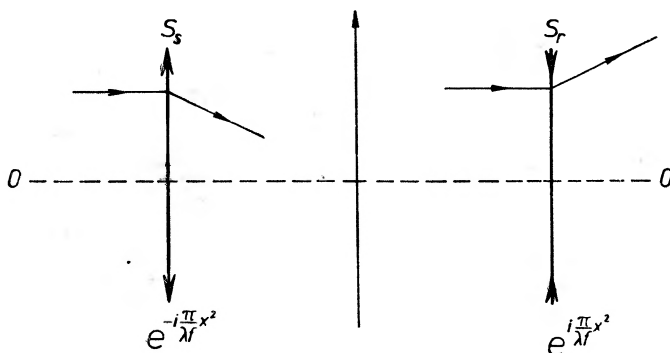
Człon (A) tak jak w przypadku wzoru (5) odpowiada niezaburzonej fali.

Człon (B) opisuje falę kulistą wypukłą odchyloną do góry, ale równocześnie czynnik $ae^{i\frac{\pi}{2f}z^2}$ opisuje zmianę fazy fali płaskiej, która przeszła przez soczewkę

rozpraszającą o ogniskowej f , wzdłuż kierunku osi x , prostopadłej do osi optycznej soczewki (porównaj z rys. 6).

Człon (C) opisujący falę kulistą wklęsłą odchyloną w dół można zinterpretować analogicznie. Hologram działa jak soczewka skupiająca o ogniskowej f , sprzężona z pryzmatem odchyłającym o kąt θ . W dalszym ciągu rozważań pozostaniemy przy tej analogii, która pozwala na bezpośrednie i łatwe odczytanie działania hologramu.

Podsumowując — dowolny fotografowany przedmiot, możemy traktować jako zbiór punktów, z których każdy ma swój niezależny układ prążków, a w związku z tym cały hologram jest zbiorem takich układów, z których



Rys. 6. Rysunek pokazuje symbolicznie jak soczewki: skupiająca S_S i rozpraszająca S_R zmieniają fazę (w kierunku osi x prostopadłej do osi optycznej soczewek) fali padającej na te soczewki

każdy po oświetleniu odtworzy obraz punktu. W sumie da to przestrzenny obraz przedmiotu.

Powiększenie

Jako następny szczególny przypadek sfotografujemy dwa małe otwory punktowe oddalone od siebie o odcinek długości 2δ . Następnie uzyskany hologram oświetlimy światłem nie o długości fali λ , przy pomocy którego uzyskaliśmy go, ale o innej długości λ' . Nowa ogniskowa odpowiadająca tej długości fali f' musi spełniać warunek:

$$\lambda f = \lambda' f', \quad (8)$$

dzięki któremu faza fali ugiętej $ae^{i\frac{\pi}{\lambda'}x^2}$ pozostaje niezmienną.

Policzmy teraz powiększenie obrazu uzyskanego w procesie odtwarzania. W tym celu posłużymy się analogią zastępującą działanie hologramu układem soczewek i pryzmatów. Sytuację ilustruje rys. 7. Odległość przedmiotu p będzie związana z odległością obrazu q poprzez klasyczny wzór soczewkowy

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{\lambda'}{\lambda f}, \quad (9)$$

powiększenie obrazu z definicji jest równe

$$M = \frac{2\Delta}{2\delta}. \quad (10)$$

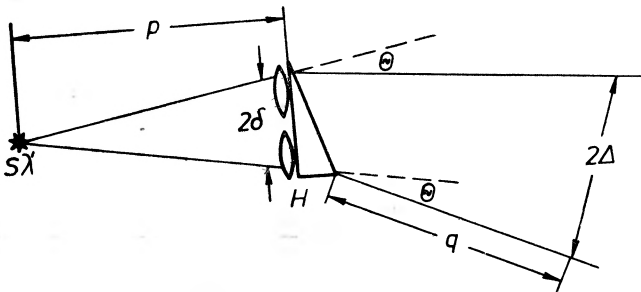
Z geometrii rysunku widać, że

$$\frac{2\Delta}{2\delta} = \frac{p+q}{q} \quad (11)$$

i korzystając ze wzoru (9) otrzymujemy wzór na powiększenie M następującej postaci:

$$M = \frac{\lambda' q}{\lambda f}. \quad (12)$$

Wnioski wynikające z tego wzoru mają duże znaczenie praktyczne. Widać, że dla $\lambda' \gg \lambda$ wartość powiększenia może przyjmować bardzo duże wartości.



Rys. 7. S — źródło światła o długości fali λ' oświetla hologram H (symbolizują go dwie soczewki skupiające i pryzmat) ustawiony w odległości p od źródła. W odległości q za hologramem powstaje obraz — 2Δ

Ma to znaczenie zwłaszcza w dziedzinie mikrografii. W przypadku, gdy falą użytą w procesie rejestracji były promienie X, a do odtwarzania użyjemy fal widzialnych, powiększenie może być rzędu 10^6 [3].

Zdolność rozdzielcza

Zdolność rozdzielcza hologramu jest zależna od dwóch czynników: zdolności rozdzielczej płyty fotograficznej, na której otrzymujemy hologram i ostateczne zdjęcie, oraz od średnicy źródła światła.

Zdolność rozdzielczą płyty fotograficznej N definiujemy jako liczbę rozróżnialnych prążków czarno-białych mieszczących się na jednostce długości. Wiemy, że natężenie światła na powierzchni hologramu zmienia się zgodnie ze wzorem (3). Należy obliczyć liczbę prążków na jednostce długości kliszy wynikającą z powyższych zmian natężenia światła. Będzie ona równa:

$$v(x) = \frac{1}{2\pi} \frac{d}{dx} \left(ax + \frac{\pi}{\lambda f} x^2 \right) = \frac{a}{2\pi} + \frac{x}{\lambda f}, \quad (13)$$

na to, żeby obraz hologramu był czytelny, musi być spełniony warunek

$$|v(x)| \leq N. \quad (14)$$

Inaczej mówiąc, położenie prążka musi zawierać się w przedziale o długości

$$d = 2N\lambda f \quad (15)$$

wynikającej z warunku (14).

Przejdźmy teraz do procesu odtwarzania. Jeżeli nawiążemy znowu do analogii z soczewką, to d można uważać za średnicę soczewki tkwiącej w hologramie. Z teorii dyfrakcji wiadomo, że jeżeli soczewkę o ogniskowej f i średnicy d oświetlimy falą płaską o długości fali λ , to średnica ε plamki uzyskanej w odległości ogniskowej związana jest z nimi następującym wzorem:

$$\frac{\lambda}{d} = \frac{\varepsilon}{f}. \quad (16)$$

Jeżeli więc w procesie odtwarzania nie zmienimy długości fali, dostaniemy warunek na rozmiary tej plamki, przy których jest ona jeszcze rozróżnialna. Po porównaniu wzorów (15) i (16) dostajemy

$$\varepsilon = \frac{1}{2N}. \quad (17)$$

Najczęściej używanymi w holografii płytami fotograficznymi są Kodak spectroscopic plate 649F. Przy ich pomocy uzyskuje się bardzo wysoką zdolność rozdzielczą.

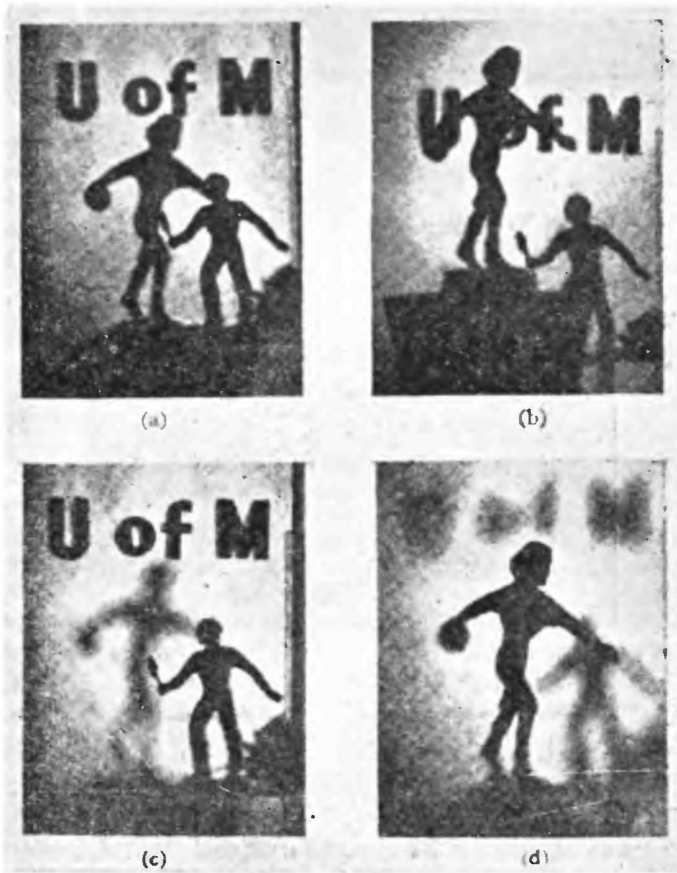
Perspektywy holografii

Wiemy już jak i na jakiej zasadzie powstają hologramy, a następnie przestrzenne fotografie. Poniżej zamieszczone są zdjęcia, na których pokazany jest typowy hologram uzyskany w świetle przechodzącym (porównaj z rys. 2) — rys. 9. Na rys. 8 widzimy różne ujęcia tej samej sceny uzyskane z hologramu podobnego do pokazanego na rys. 9. Na zdjęciach tych doskonale widać wspomniane we wstępie własności fotografii przestrzennych, a zwłaszcza zmianę głębi ostrości.

Rozwijająca się bardzo szybko na przestrzeni ostatnich paru lat holografia, wykorzystująca światło widzialne, znalazła już szereg zastosowań praktycznych; wymienimy tu kilka z nich.

Wierność odtwarzanego z hologramu obrazu jest nadzwyczaj czuła na drgania fotografowanego przedmiotu. Fakt ten został wykorzystany do celów praktycznych. Otóż jeżeli ruch przedmiotu nie jest zbyt gwałtowny, to obraz uzyskany z hologramu dzięki dyfrakcji będzie się zmieniać w sposób charakterystyczny dla danego ruchu. Jest to idea metody pomiaru drgań przedmiotów o dowolnych kształtach. Pierwsze orientacyjne pomiary zostały już przeprowadzone przez Powella i Stetsona [4]. Metodą tą można badać modele kon-

strukcji architektonicznych, instrumenty muzyczne i inne ciała drgające. Zaletą jej jest to, że pomiar nie wymaga żadnych adaptacji badanego przedmiotu i jest możliwy w każdym ośrodku przezroczystym, a dokładność pomiarów mieści się w granicach ułamka mikrona, jak stwierdzili autorzy wyżej wspomnianej pracy. Z zagadnieniem tym wiąże się rozwój nowej dziedziny

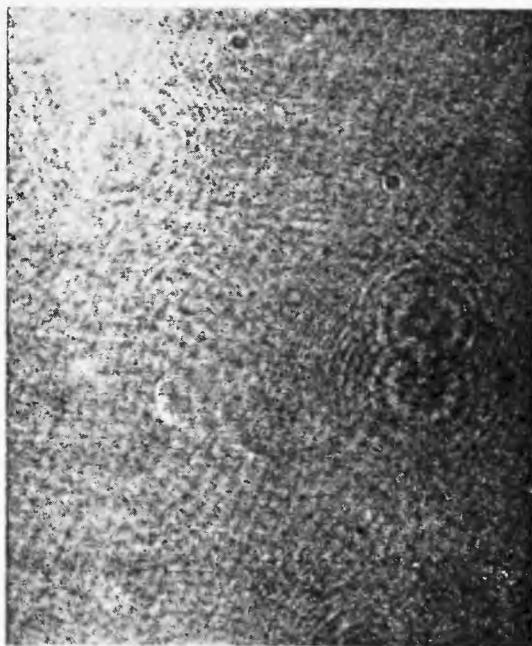


Rys. 8. Na zdjęciu widać cztery różne ujęcia tej samej sceny — uzyskane z jednego hologramu. Na zdjęciu widoczna jest zmiana głębi ostrości (na przykładzie liter) oraz efekt paralaksy

holografii — holografia podwodna. Jej celem ma być między innymi badanie drgań akustycznych przedmiotów znajdujących się pod wodą i badania hydrodynamiczne. Pierwszy tego typu eksperyment został przeprowadzony z wynikiem pozytywnym (5) przez Granta, Lillie i Barnetta. Przedmiot fotografowany znajdował się w akwarium, laser i kasetka z płytą fotograficzną pozostawały na zewnątrz, rozważana jest jednak możliwość zanurzenia całego układu pomiarowego.

Stwierdzono, że jeżeli na drodze wiązki świetlnej między przedmiotem fotografowanym a płaszczyzną hologramu ustawi się przedmiot rozmywający

wiązkę, np. kawałek naturalnego szkła, to odtworzenie obrazu przedmiotu jest możliwe wtedy, gdy w drodze wiązki odtwarzającej ustawimy ten sam przedmiot rozmywający. Jeżeli ten przedmiot uległ w międzyczasie odkształceniu, wywoła to charakterystyczne zmiany w odtworzonym obrazie. Można więc wykorzystać tę własność hologramów do badania takich ośrodków jak



Rys. 9. Zdjęcie typowego hologramu. To zdjęcie i pokazane na rys. 8 zaczerpnięte są z pracy [2]

szkło, minerały przepuszczające światło itd. i wykrywać ich naprężenia na skutek działania mechanicznego itp. [6].

Światło laserowe stosowane zazwyczaj do holografii jest, jak wiadomo, spolaryzowane. Postanowiono wykorzystać ten fakt do wykonywania pomiarów z dziedziny fotoelastyki i do przeniesienia badań holograficznych do jonosfery — ośrodka optycznie czynnego (skręcającego płaszczyznę polaryzacji). Okazało się, że po sfotografowaniu szkła naprężonego, w procesie odtwarzania uzyskano figury polaryzacyjne charakterystyczne dla polaryzacji liniowej [7]. Figury te zmieniły się, jeżeli skręcono płaszczyznę polaryzacji wiązki odniesienia wprowadzając w nią półfalówkę. Fotografując np. mikę można w procesie odtwarzania wybierać analizatorem różne składowe polaryzacji i wykorzystać to do badań fotoelastycznych.

Hologramy i odtwarzane z nich fotografie mogą dostarczyć nie tylko informacji na temat fotografowanych przedmiotów, ale także o samej wiązce świetlnej i jej własnościach, np. o jej stopniu koherencji. Stwierdzono [8], że jasność poszczególnych punktów przedmiotu nie zawsze jest wiernie odtwarzana. Tak jest wtedy, gdy stopień koherencji wiązek świetlnych pochodzących

od poszczególnych punktów przedmiotu jest mały. Wspomniane zmiany jasności są miarą tego stopnia koherencji.

Podjęto pierwsze próby zastosowania hologramów do komór pęcherzykowych — zamiast konwencjonalnej fotografii stereoskopowej [9]. Na podstawie tych paru przykładów można powiedzieć, że hologramy mają wielką przyszłość, zwłaszcza, że istnieje potencjalna możliwość stosowania nie tylko fal świetlnych, ale mikrofal z jednej i promieni rentgenowskich z drugiej strony. Te ostatnie otwierają duże możliwości przed mikrofotografią i bezsoczewkową mikroskopią interferencyjną. Dzięki zależności powiększenia od długości fal (wzór (13)) — odtwarzając hologram rentgenowski przy pomocy fal widzialnych można uzyskać znaczne powiększenia. Istnieją co prawda na razie trudności związane z brakiem wystarczająco koherentnych źródeł i odpowiednio czułych emulsji fotograficznych, niemniej rozwiązanie tych problemów jest tylko kwestią czasu. Pierwsze hologramy z użyciem mikrofal zostały już wykonane [10]. Badano również problem holografii kolorowej [11]. Jest ona realna, jeżeli zastosuje się wiązkę światła zawierającą trzy podstawowe częstości: czerwoną, zielono-żółtą i niebieską. Kwestią czasu jest również przeniesienie holografii do dziedziny telewizji i kinematografii. Holografia jest więc nową, bardzo interesującą i mającą wielkie perspektywy dziedziną optyki.

Abstract: Holography consists in making a photographic recording of the amplitude and phase of electromagnetic waves (microwaves, light and X-rays) scattered or diffracted by an object. Holography was conceived by Gabor, but its violent development came only after the discovery of the laser. It has found extensive applications, particularly for taking spatial photographs, constitutes an interesting problem of scientific research dealing with light and, moreover, it can be utilized in technology and communication.

Literatura

- [1] D. Gabor, *Nature*, **161**, 777 (1948).
- [2] E. Leith, J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Amer.*, **52**, 1123 (1962); **54** 1295 (1964)
- [3] J. Tippett, D. Berkowitz, L. Clapp, Ch. Koester, A. Vanderburg Jr, *Optical and electro-optical information processing*, The Massachusetts Institute of Technology Press, 1965.
- [4] R. Powell, K. Stetson, *J. Opt. Soc. Amer.*, **55**, 1593 (1965).
- [5] R. Grant, R. Lillie, N. Barnett, *J. Opt. Soc. Amer.*, **56**, 1142 (1966).
- [6] E. Leith, J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Amer.*, **56**, 523 (1966).
- [7] G. Rogers, *J. Opt. Soc. Amer.*, **56**, 831 (1966).
- [8] M. Lurie, *J. Opt. Soc. Amer.*, **56**, 1369 (1966).
- [9] J. Ward, B. Thompson, *J. Opt. Soc. Amer.*, **57**, 275 (1967).
- [10] G. Tricoles, E. Rope, *J. Opt. Soc. Amer.*, **57**, 97 (1967).
- [11] L. Mandel, *J. Opt. Soc. Amer.*, **55**, 1697 (1965).

Karolina Leibler

Institut Fizyki PAN
Warszawa

Zjawiska niestabilności prądu w związkach półprzewodnikowych. Efekt Gunna i jego zastosowania

A instability of the electrical current in the semiconductors compounds.
The Gunn effect and his applications

I. Wstęp

Zjawiska związane z powstawaniem niestabilności prądu w związkach półprzewodnikowych, w szczególności zaś tzw. efekt Gunna, stanowią zagadnienia, które mimo swej zaledwie kilkuletniej historii zdołały wzbudzić duże zainteresowanie specjalistów dwóch dziedzin: fizyki półprzewodników i techniki mikrofal. Wiążą się one z podstawowym problemem fizyki ciała stałego — oddziaływaniem pola elektromagnetycznego w półprzewodnikach. Badania tego oddziaływania stanowią z jednej strony ważną metodę poznania szeregu własności elektrycznych tych materiałów i zrozumienia zjawisk w nich zachodzących, z drugiej strony znajdują bezpośrednie i bardzo bliskie zastosowania w technice. Temu ostatniemu zresztą zawdzięczają swą szeroką popularność „wysokie notowania na giełdzie zainteresowań“, choć jak zwykle i tym razem nie mniejsza jest i wartość teoretyczno-poznawcza. Tak więc i efekt Gunna stał się znany i sławny szczególnie dlatego, że dał nową prostą metodę generacji mikrofal, choć przyniósł jednocześnie niezmiernie ważne dla fizyki półprzewodników zrozumienie teorii i niektórych zjawisk.

Na czym polegało samo odkrycie Gunna i jakie miało znaczenie? Gunn stwierdził, że przy oddziaływaniu na pewne związki półprzewodnikowe, a w szczególności GaAs typu n , silnego pola elektrycznego powstają przy przekroczeniu pewnej wartości krytycznej pola niestabilności prądu, przejawiające się w powstawaniu fal elektromagnetycznych o częstościach mikrofalowych. Pierwsza notatka o tym zjawisku ukazała się w *Physics Letters* i *Solid State Communications* w 1963 roku, obszerny raport z próbą podania interpretacji fizycznej zjawiska w *IBM Journal of Research and Development*, w kwietniu 1964. Jasne stało się natychmiast dla techników mikrofalowców, że po diodach półprzewodnikowych

i tranzystorach fizyka ciała stałego ofiaruje im nowy bardzo interesujący typ tym razem generatorów mikrofalowych, dla fizyki ciała stałego powstał zaś bardzo interesujący problem teoretyczny, związany z wyjaśnieniem mechanizmu zjawiska.

Zainteresowanie mierzy się liczbą opracowań. Można ich w ciągu 3 lat, które upłynęły od tych pierwszych publikacji, znaleźć już kilkaset.

II. Opis zjawiska

Podstawę doświadczeń Gunna stanowiło badanie oddziaływania silnych pól elektrycznych na półprzewodniki. Wpływ pola elektrycznego na wiele własności półprzewodników był znany. Jak wiadomo, obserwuje się przy przyłożeniu pola szereg efektów, które związane są ze zmianą średniej energii nośników ładunku, lub uzyskaniem pewnej krytycznej wartości prędkości dryfu elektronów; obserwuje się też zmiany pasm energetycznych indukowane przez pole.

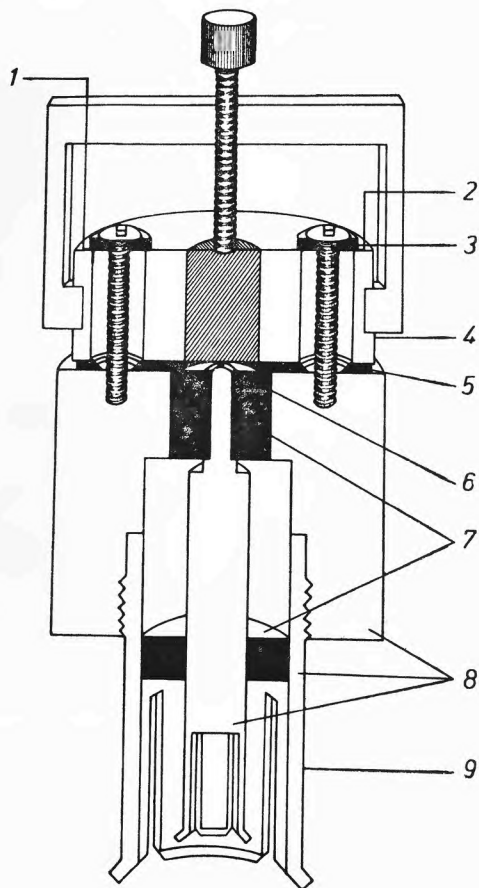
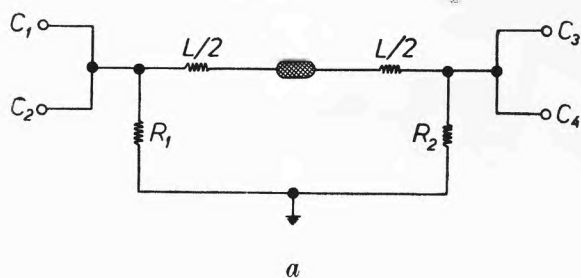
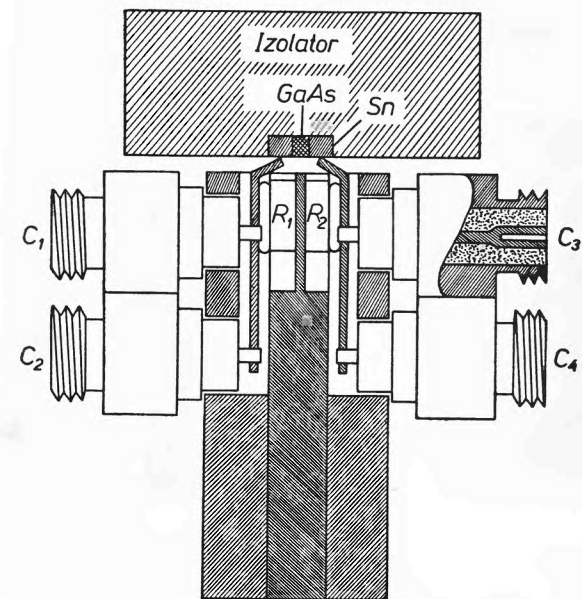
Nowe zjawisko powstawania drgań prądu zaobserwował Gunn badając zależność prądowo-napięciową w półprzewodnikach grupy $A_{III}B_V$, mianowicie GaAs typu n i InP typu n . Przy przekroczeniu pewnej progowej wartości napięcia przykładanego nastąpiło zmniejszenie się prądu zależne od czasu.

Wielkość i rodzaj efektu związane były z geometrią próbek. Gunn stosował próbki monokrystaliczne w kształcie cienkich płytek o przekroju około 0,5 mm i różnej długości (od 0,2 mm do 0,02 mm). Kontakty uzyskiwano pokrywając płytki warstewką odpowiedniego metalu (Sn dla GaAs i In dla InP). Technika pokrywania próbek była zresztą dość skomplikowana, chodziło bowiem o uzyskanie dobrego kontaktu i uniknięcie dyfuzji dodatkowych zanieczyszczeń do próbki, czy też powstawania warstewki tlenków na powierzchniach.

Doświadczenia prowadzone były w temperaturze pokojowej. Wobec konieczności unikania przegrzewania próbek przy ich małych wymiarach stosowano napięcia impulsowe od 0,5—30 nanosekund o częstotliwości powtarzania rzędu 120 sek⁻¹. Obwód pomiarowy podany jest na rys. 1. Uzyskiwane drgania prądu badane były oscylograficznie i za pomocą analizatora widm. Należy tu jednak zwrócić uwagę na konieczność zastosowania specjalnej aparatury ze względu na zakres otrzymanywanych fal (GHz). Przykładowy przebieg uzyskiwanego obrazu fali podany jest na rys. 2. Układ pomiarowy umożliwiał wyróżnienie widma częstotliwości impulsów tak krótkich jak 10 ns dla zakresów częstotliwości od 0,25 do 8 GHz. Pomiary częstotliwości dokonywane były przez porównanie z generatorami wzorcowymi.

Uzyskany efekt

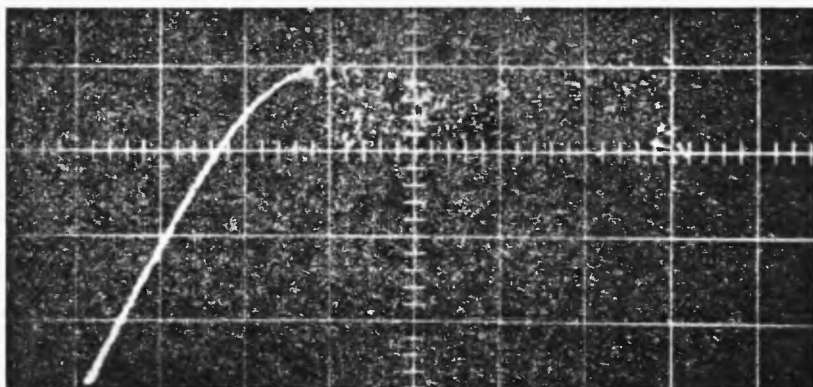
Jak już wspomniano, badając charakterystykę prądowo-napięciową Gunn stwierdził powstawanie charakterystycznych niestabilności prądu przy przekroczeniu pewnego określonego napięcia progowego (na rys. 3 podano przykła-



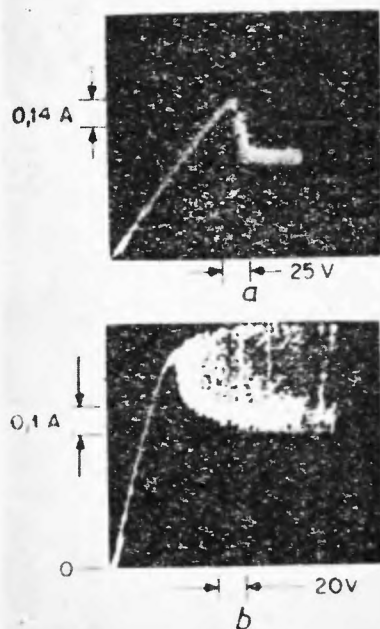
Rys. 1. a) Obwód pomiarowy Gunna, b) Dioda Gunna:

- 1 — przewód napięcia dodatniego,
- 2 — przewód napięcia ujemnego,
- 3 — izolator,
- 4 — miedź,
- 5 — warstewka izolująca,
- 6 — kryształ GaAs,
- 7 — teflon,
- 8 — mosiądz,
- 9 — łączenie koaksjalne

dowo charakterystykę prądowo-napięciową uzyskaną przez Gunna). Obserwowane dla różnych próbek pola progowe były rzędu 2000—4000 V/cm. Przebieg obserwowanych niestabilności zależny jest od długości próbki. Dla próbek



Rys. 2. Przebieg oscylacji uzyskany przez Gunna

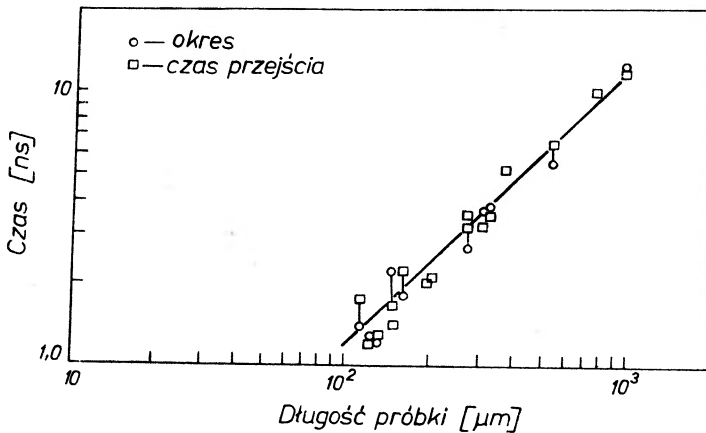


Rys. 3. Charakterystyka prądowo-napięciowa z próbek o różnej długości. *a* — próbka L 15, $l = 337 \mu\text{m}$. *b* — próbka L 29, $l = 127 \mu\text{m}$

długich GaAs jest on nieregularny, ma charakter szumów. Przy napięciu nieco większym od krytycznego powstaje tu na początku każdego impulsu nagle zmniejszenie się prądu, po czym obserwuje się jego fluktuację od wartości natężenia progowego. Początkowo te fluktuacje są stosunkowo regularne,

lecz blisko końca 10-nanosekundowego impulsu wszelkie korelacje zanikają i kształt fali ma charakter przypadkowych szumów. Analiza spektralna wykazuje rozmycie widma przy częstościach około 2 GHz.

W próbkach krótszych od 0,2 mm fluktuacje prądu przyjmują charakter regularnych oscylacji sinusoidalnych o stałej fazie, a więc koherencji wewnątrzimpulsowej. Koherencję międzyimpulsową, a więc stabilność fazy przy kolejnych impulsach uzyskał Gunn dla niektórych tylko próbek. Częstość obserwowanych oscylacji wahała się dla różnych próbek od 0,47 do 6,5 GHz i określona była jedynie przez próbkę (jej geometrię), nie zależała od obwodu zewnętrznego. Stwierdzono bezpośrednią zależność częstości drgań od długości próbki; była ona mianowicie odwrotnie proporcjonalna do długości i ściśle zgodna z obliczonym czasem przejścia elektronów między elektrodami. Czas ten wyznaczył



Rys. 4. Zależność okresu drgań i czasu przejścia elektronów od długości próbki

można na podstawie wartości długości próbki i prędkości dryfu elektronów w warunkach krytycznych. Tę ostatnią wartość można oszacować znając ruchliwość nośników w polu zerowym $\mu(0)$ (dla badanych próbek n GaAs wynosiła $5000 \text{ cm}^2\text{Vs}^{-1}$) i wyznaczonego na podstawie danych przebiegu charakterystyki prądowo-napięciowej stosunku ruchliwości w polu krytycznym do ruchliwości w polu zerowym $\mu(E_T) : \mu(0)$. Wynosi on przykładowo 0,88 dla $L = 1,85 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ i 0,78 dla $L = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$. Przyjąć tu jednak trzeba założenie, że liczba elektronów nie ulega zmianie. Prędkość dryfu, w warunkach krytycznych, oblicza się ze związku:

$$V_T = \mu(0) \{ \mu(E_T) / \mu(0) \} \times E_T .$$

Wartość V_T dla $L = 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$; $V_T = 0,94 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$,
dla $L = 2,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$; $V_T = 1,44 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$.

Celem wyjaśnienia mechanizmu zjawiska podjął Gunn szereg dodatkowych doświadczeń, które miały na celu wskazać parametry wpływające na jego przebieg.

Przede wszystkim należało odpowiedzieć na pytanie, czy ma ono charakter „objętościowy“ czy też „kontaktowy“, a więc czy drgania powstają w wyniku zjawisk zachodzących w całej objętości półprzewodnika, czy też na granicy styku z warstwą przewodzącą metalu. W tym celu badano przebieg efektu w próbkach o różnych warstwach kontaktowych (Sn, In ii) w rozmaity sposób technologicznie nakładanych na próbkę (wciskanie, wtapienie) oraz w próbkach, kontakty których zostały zmodyfikowane przez wycięcie w nich otworu około 1 mm^2 prostopadle do kierunku przepływu prądu. Badano, w tym ostatnim przypadku, napięcie krytyczne przy pogłębianiu otworu. W pierwszych doświadczeniach przy zmianie rodzaju kontaktu nie obserwowano żadnych zmian efektu, w drugim przebieg zależności napięcia krytycznego od grubości wgłębienia wskazał wyraźnie na charakter objętościowy efektu. Niezależność efektu od obróbki powierzchni próbki wskazywała również na brak efektów powierzchniowych. Charakter objętościowy efektu był bardzo korzystny z praktycznego punktu widzenia, budowa bowiem przyrządów jest w tym przypadku znacznie mniej skomplikowana aniżeli przy wykorzystywaniu efektów kontaktowych.

Nie stwierdzono wpływu na obserwowany efekt orientacji kryształu, przekroju próbki ani też obwodu zewnętrznego. Pomiar częstotliwości oscylacji były zasadniczo wykonywane w przypadku, gdy opór obwodu zewnętrznego był znacznie mniejszy od oporu wewnętrznego próbki. Badania wykazały jednak, że nawet przy znacznej zmianie tego oporu i „dobranie“ możliwie najgorszych warunków pracy zmiany częstotliwości oscylacji są bardzo małe.

Podobnie negatywny w zasadzie wynik dało badanie wpływu pola magnetycznego na zjawisko. W polach do 3300 Gs zarówno równoległych, jak i prostopadłych nie obserwowano w GaAs widocznych zmian, oprócz niewielkich fluktuacji napięcia krytycznego i częstotliwości oscylacji, tego samego rzędu wielkości co magnetoopór przy napięciach zerowych. Nieco inna jest, jak się okazało, sytuacja dla niektórych innych materiałów np. InSb, gdzie pole magnetyczne wywiera słaby wpływ na napięcie krytyczne i częstotliwość.

Wpływ temperatury na obserwowane zjawisko jest również raczej nieznaczny. Charakter zmian pozwolił na wniosek, że prędkość dryfu w krytycznych warunkach jest niezależna od temperatury. Nie stwierdzono również wpływu oświetlenia.

Gunn zaobserwował również charakterystyczny brak efektów opóźniania zjawiska; czas reakcji układu na przejście do napięcia krytycznego był mniejszy od $0,5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.

Wszystkie te starannie przeprowadzone doświadczenia wskazywały wyraźnie, że efekt jest bezsprzecznie określony własnościami wewnętrznymi arsenku galu. Wynikało z nich również, że oscylacje określone są przez natężenie krytyczne pola, nie zaś przez prąd przepływający przez próbkę (niezależność od przekroju próbki).

Sprawą naturalną były próby uzyskania efektu w innych materiałach półprzewodnikowych. Już Gunn badał przebieg charakterystyki oporowo-

napięciowej dla krzemu, germanu i fosforu indu (Si, Ge i InP). Efekt uzyskał jedynie dla InP typu n , zresztą różny nieco od GaAs. Nie uzyskał również, mimo prób, efektu dla GaAs typu p . Fosforek indu jest materiałem o bardzo podobnej do arsenku galu strukturze elektronowej. Wskazywało to, że struktura elektronowa może być czynnikiem warunkującym powstawanie i przebieg oscylacji. Później udało się uzyskać efekt i w innych materiałach — jednak bardzo nielicznych.

Dalsze badania zjawiska i jego przebiegu wymagały oczywiście pełnej interpretacji teoretycznej efektu, w szczególności zrozumienia jego mechanizmu.

III. Interpretacja efektu i jego mechanizmu

1. Analiza Gunna

Pierwsze próby interpretacji teoretycznej odkrytego zjawiska powstawania oscylacji prądu w silnym polu elektrycznym podjął Gunn w swej pracy w 1964 roku. Analizuje on kolejno różne możliwe mechanizmy powstawania efektu zmniejszania się prądu przy wzroście natężenia pola, uwzględniając podstawowy fakt związku między okresem oscylacji i czasem przejścia elektronów przez próbkę. Przejdźmy za Gunnem, bardzo logicznie zresztą przez niego ugrupowane i przedyskutowane, możliwe przyczyny efektu.

Możliwe zjawiska powodujące zmniejszenie prądu w próbce, gdy rośnie napięcie to:

1. zmniejszanie się obszaru przenoszenia prądu (*pinch effect*),
2. zmniejszanie się liczby nośników prądu,
3. zmniejszanie się ruchliwości nośników.

Mechanizm efektu *pinch* jako przyczyna efektu Gunna był stosunkowo najprostszy do odrzucenia. Jak wiadomo, powstaje on przy dużej koncentracji wiązki nośników (ale obu znaków), w wyniku oddziaływania jej własnego pola magnetycznego. Tego typu stłoczony układ jest często niestabilny i mógłby dawać promieniowanie lub wyłączanie nośników na kontaktach. Przeciw temu mechanizmowi przemawia jednak zarówno typ przewodnictwa n w badanych próbkach, a więc decydująca przewaga nośników jednego rodzaju, jak i niezależność efektu od prądu. (Warunki progowe nie zależą, jak wspomniano, od przekroju i raczej wartość pola elektrycznego nie zaś prądu pozostaje stała).

Zmniejszanie się liczby nośników prądu w wysokich polach może nastąpić albo przy pułapkowaniu ich w pasmie przewodzenia albo eliminowanie nośników w kryształach jako całości. Gunn rozważa możliwość wychwytu gorących elektronów przez centra akceptorowe domieszek. Pole elektryczne wpływałoby wówczas na wzrost prawdopodobieństwa rekombinacji. Efekty tego typu obserwowane były w germanie dotowanym złotem. Przeciw tej możliwości przemawiał jednak po pierwsze fakt, że choć typ domieszki w stosowanych kryształach nie był dokładnie znany trudno jednak było przypuścić, aby w wielu

różnych otrzymywanych z różnych źródeł kryształach domieszka była przypadkowo odpowiednia do wywołania efektu, po drugie uzyskano niezgodność współczynników czasowych: przy efekcie wychwytu elektronów obserwowane są mniejsze czasy aniżeli 10^{-10} s. Przeciwno tej interpretacji przemawiała również niezależność zjawiska od temperatury.

Zmniejszanie ruchliwości elektronów może być wywołane teoretycznie kilkoma zjawiskami:

- a. zmianą czasów relaksacji przy rozpraszaniach zależnych od energii,
- b. zmianą masy efektywnej przy obsadzeniach górnych minimów pasma przewodnictwa,
- c. przekazywaniem pędu w wyniku oddziaływań z siecią (oddziaływania fononowe akustyczne i optyczne).

Przypadek zmniejszenia się ruchliwości nośników w wyniku rozpraszania „gorących“ elektronów, wzrastającego z polem nie jest niemożliwy, choć nie był obserwowany dotąd efekt tak duży, by wpływał na zmniejszenie prądu. Gunn porównując jednak zależność temperaturową zmian ruchliwości nośników z zależnością zmian szybkości rozpraszania energii dochodzi do wniosku, że nie ma podstaw do założeń, że mechanizm ten odpowiedzialny jest za obserwowany efekt. Powołuje się tu również na prace Strattona, który rozważając tego rodzaju proces stwierdza nieograniczony raczej wzrost prędkości dryfu nośników ze wzrostem pola.

Gunn analizuje też różne możliwe typy oddziaływania elektronów z siecią i ich wpływ na powstawanie efektu zmniejszania pędu elektronów i powstawania niestabilności prądowych. Rozważa przy tym możliwość oddziaływań przez fale akustyczne i optyczne (a więc przez fonony akustyczne i optyczne). Zastosował przy tym ciekawą analogię do znanych efektów wykorzystywanych w lampach próżniowych oddziaływań dwu typów fal, prowadzących do powstawania niestabilności lub do wzmocnienia przestrzenno-czasowego fali kosztem energii pola. Są to trzy rodzaje obserwowanych efektów: niestabilności tzw. dwustrumieniowej powstałej przy oddziaływaniu dwu fal ładunków przestrzennych (co odpowiada strumieniowi o podwójnym rozkładzie prędkości); oddziaływań typu fali bieżącej — odpowiadających oddziaływaniom między falą ładunku przestrzennego strumienia elektronów a powolnymi falami elektromagnetycznymi w strukturze nierozpraszanej typu helix; wreszcie efekt fali wstecznej — odpowiadający oddziaływaniom strumienia elektronów z falą w strukturze silnie rozpraszającej — periodycznej.

W półprzewodnikach mogą zachodzić analogie do tych przypadków. W odpowiednich warunkach, np. silnym polu elektrycznym, może pojawić się fala przenosząca zasadniczą ilość pędu elektronów i wzmacniana. Mechanizmowi jej wzmacniania może towarzyszyć zmniejszenie prędkości dryfu strumienia elektronów, a więc zmniejszenie prądu.

Niestabilność tzw. dwustrumieniowa mogłaby powstać w półprzewodniku przy istnieniu dwu maksimum w rozkładzie prędkości elektronów. Gunn rozważając jednak układ pasm elektronowych wyklucza tę możliwość.

Możliwość wzmacniania fal akustycznych powstałych w wyniku oddziaływania fonowego z siecią odrzucona została w wyniku rozważań czasowych. Przeprowadzone proste obliczenia ilościowe Gunna wskazywały, że czas narastania fali akustycznej w warunkach eksperymentu jest rzędu 10^{-6} s, podczas, gdy czas zmiany przewodnictwa (zapłon oscylacji) w efekcie obserwowany jest rzędu 10^{-9} — 10^{-10} sek. Przekazywanie więc energii elektronów mechanizmem fal akustycznych w kryształach jest niemożliwe.

Trzeci rozważany tu mechanizm to wzmocnienie fal optycznych sieciowych — a więc oddziaływanie przez fonony optyczne. Można tu dostrzec analogię ze wzmocnieniem fali elektromagnetycznej przy strukturze rozpraszającej tzw. lampy z falą wsteczną. W obu przypadkach prędkość grupowa, a stąd i kierunek wzmocnienia skierowana jest odwrotnie do prędkości fazowej fali.

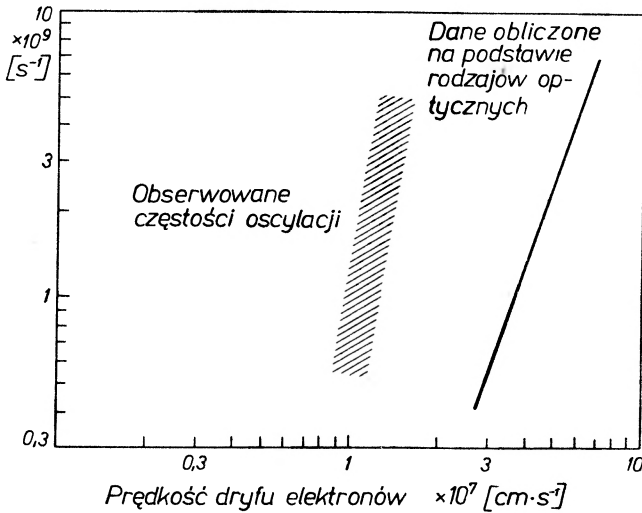
Popularnie i bardziej obrazowo mówiąc, w związku z tym, że w kryształach atomy arsenu i galu nie są elektrycznie obojętne, lecz rozkład ich elektronów daje As ładunek ujemny zaś Ga dodatni, elektrony przechodzące przez kryształ doświadczają oddziaływań sił typu elektrostatycznego. W silnych polach rozkład przestrzenny ładunku w kryształach jest niejednorodny, prowadzi do powstania i wzmacniania drgań typu optycznego, (przy najbardziej prawdopodobnym mechanizmie wzbudzenia pola elektromagnetycznego w obecności fali optycznej).

Ponieważ jednak powstały rodzaj optyczny w GaAs ma częstość 10^{13} sek^{-1} , jasne jest, że nie może być odpowiedniości bezpośredniej typu cykl- cykl między obserwowanymi oscylacjami Gunna 10^{10} Hz i wibracjami optycznymi. Wyklucza to bezpośrednie oddziaływanie, możliwe jest jednak oddziaływanie pośrednie, możliwe są fluktuacje amplitudy drgań optycznych, rzutuujące na oscylowanie prądu w próbce. Gunn podaje pewne rozważania ilościowe, opierając się tylko na klasycznych równaniach dynamiki sieci zmodyfikowanych, by dać realne prawo dyspersji i na równaniach makroskopowych transportu ładunku. Choć zdaje sobie sprawę, że ta metoda podejścia do oddziaływań: nośnik ładunku — sieć jest wątpliwa i dyskusyjna, jednak stwierdza, że wynik daje dobry rząd wielkości szybkości zmian amplitudowych. Jak jednak wynika z wykresu podanego przez Gunna (rys. 5), zgodność ta nie zachodzi, co więcej — jak sam zresztą stwierdza, oczekiwać by należało przesunięcia krzywej doświadczalnej — a więc obszaru oscylacji w przeciwnym kierunku.

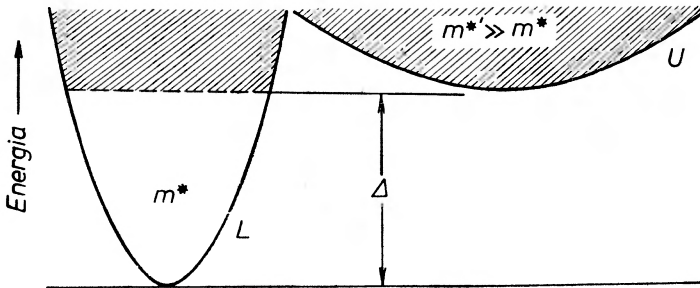
Gunn nie odrzuca jednak całkowicie tego mechanizmu ze względu, jak stwierdza, na przybliżony charakter obliczeń. Aby zgodność była lepsza, trzeba było w obliczeniach Gunna przyjąć trzykrotnie większą prędkość dryfu elektronów. Gunn rozważa możliwość tej alternatywy przy założeniu niemaxwellowskiego rozkładu prędkości i większej wówczas niż przyjęta w obliczeniach wartości średniej prędkości „efektywnej“.

Ostatnie wnioski Gunna i przechylenie przez niego szali rozważanego mechanizmu efektu na korzyść oddziaływań typu optycznego nie były zbyt przekonujące. Pozostały autorowi jako ostateczne wobec odrzucenia przez

niego rozważanego innego możliwego mechanizmu, którego celowo dotąd nie omawiano mimo, że podany był w drugiej kolejności. Jest to mechanizm zmniejszania się ruchliwości elektronów w wyniku zmiany masy efektywnej, przy obsadzaniu w obecności pola zewnętrznego górnych poziomów pasma prze-



Rys. 5. Zależność częstości drgań od prędkości dryfu elektronów obserwowana i obliczona



Rys. 6. Uproszczony model dwu-dolinowego pasma przewodnictwa

wodnictwa. Jak wiadomo bowiem, w przyjętych modelach półprzewodników kształt pasma przewodnictwa różny jest dla różnych materiałów. W niektórych półprzewodnikach pasmo przewodnictwa ma, jak wiadomo, dwa minima lub trzy oddzielone jedynie małą przerwą energetyczną, przy czym niższe minimum związane jest z mniejszą efektywną masą elektronów, aniżeli wyższe (rys. 6). W dużych polach elektrycznych winno być więc możliwe przenoszenie elektronów do górnego minimum, gdzie będą one miały mniejszą ruchliwość. Może tu więc zaistnieć efekt zmniejszania się prądu. Jak wspomniano, Gunn rozważał tę możliwość. Stwierdził jednak, że ponieważ dla arsenku galu odległość

energetyczna tych minimów wynosi 0,36 eV (zaś dla InP—0,3 eV), więc odpowiadające tym wartościom temperatury elektronów przechodzących musiałyby być rzędu około 4000°K, podczas gdy wyznaczone z krytycznych wartości pola są rzędu (300—400)°K. Tego typu przejścia uważał więc za nieprawdopodobne. Okazało się jednak w bliższych rozważaniach, że wyjaśnienie efektu Gunna właśnie za pomocą tego rodzaju mechanizmu jest możliwe i obecnie teoria przejść elektronów w pasmie przewodnictwa jest ogólnie przyjęta przy wyjaśnieniu zjawiska efektu Gunna, potwierdzona doświadczalnie w wielu przypadkach.

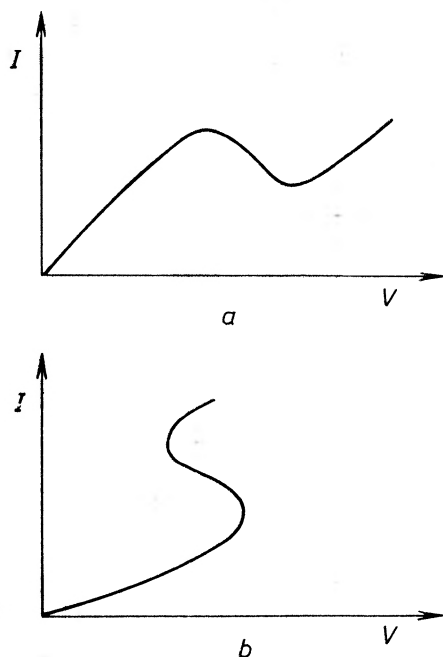
Przyjrzyjmy się nieco bliżej jej założeniom.

III.2. Teoria domen pola. Wyjaśnienie efektu Gunna

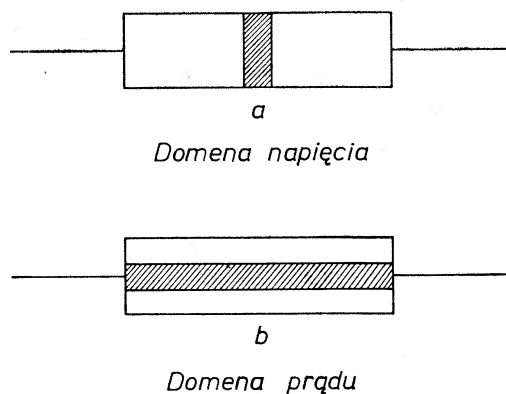
Dzieje się czasem tak, że najprostsze rozwiązanie jakiegoś zagadnienia uchodzi uwadze zajmujących się nim. Tak było i w przypadku efektu Gunna. Uszło uwagi zarówno jego, jak i przez pewien czas zajmujących się tym efektem, że właściwie rozwiązanie zagadnienia mechanizmu zjawiska i jego teoretyczne wyjaśnienie było w zasadzie gotowe już w momencie odkrycia Gunna, nawet znacznie je uprzedziło. Już bowiem w roku 1962 i 1963 ukazały się niezależnie prace Ridleya i Watkinsa oraz Hilsuna, które, jak się okazało, mogły wyjaśnić wszelkie doświadczenia związane z nowo odkrytym przez Gunna efektem, z których efekt ten w zasadzie wynikał. Właściwie na podstawie prac Ridleya i Hilsuna właśnie w GaAs i właśnie takiego efektu należało oczekiwać. Zwrócił na to uwagę Kroemer w 1964 r. (grudzień) i podał wyjaśnienie efektu Gunna na podstawie tych prac.

Obie wymienione grupy autorów zajmowały się niezależnie badaniem zagadnienia możliwości powstawania ujemnej oporności różniczkowej w jednorodnych półprzewodnikach. Obszary ujemnej oporności różniczkowej w charakterystyce prądowo-napięciowej uwiadcniają się zmianą kierunku nachylenia krzywej. Wiadomo z radiotechniki, że każdy układ, w którym występuje taki obszar ujemnych oporności, cechuje się niestabilnością i w pewnych warunkach wzbudzają się w nim samorzutnie oscylacje. Poszukiwania możliwych przypadków istnienia ujemnej oporności różniczkowej w półprzewodnikach jednorodnych wiązały się więc oczywiście również z zagadnieniem poszukiwania układów drgających. Zasadniczo przypadki powstawania takich obszarów w półprzewodnikach, ogólnie rzecz biorąc, znane są już od dość dawna. Na nich zresztą opiera się działanie tranzystorów czy diod tunelowych. W tych jednak przypadkach mamy do czynienia nie z przewodnikiem jednorodnym, lecz z powstawaniem efektu na złączu dwóch materiałów i wiąże się to z własnościami warstw granicznych. Inne jest zagadnienie dla efektów objętościowych. Można było, co prawda, podać pewne formy powstawania tego typu zjawisk, nie były to jednak do czasu Gunna przypadki wyraźnej ujemnej oporności

napięciowej. Ogólnie można bowiem wyróżnić dwa typy obszarów o ujemnej oporności różniczkowej. Jeden rodzaj zjawiska zachodzi, gdy sterowane jest napięcie na próbce i bada się przepływający prąd, inne gdy mamy sterowany prąd (rys. 7).



Rys. 7. Przebieg zależności prądowo-napięciowej przy a) sterowanym napięciu, b) sterowanym prądzie



Rys. 8. Przebieg domen a) napięcia, b) prądu

W przypadku regulowanego napięcia pole elektryczne może mieć kilka wartości dla określonego natężenia, w przypadku sterowanego natężenia różne mogą być dla jednego napięcia wartości natężenia prądu. Ridley dyskutuje

teoretycznie zagadnienie, jakie zjawiska zachodziłyby w półprzewodniku jednorodnym, gdyby w jakiś sposób udało się w nim utworzyć obszary ujemnego oporu różniczkowego przy regulowanym napięciu. Największą konsekwencją powstania obszaru o ujemnej oporności różniczkowej przy dużych wartościach gęstości prądu jest powstawanie niejednorodności elektrycznych w materiale. Początkowo jednorodny materiał dążąc do uzyskania stanu stabilnego staje się niejednorodny — następuje podział na domeny.

W przypadku oporności ujemnej przy regulowanym natężeniu prądu wynikiem tego będzie powstawanie domen wysokiego prądu przedzielonych obszarami słabych gęstości prądu. Z takimi domenami spotykamy się dość często — jesteśmy do nich przyzwyczajeni — są to bowiem kanały przebicia iskrowego czy wyładowań. Są one równoległe do kierunku pola i w zasadzie nie zmieniają swego położenia za wyjątkiem niedużych fluktuacji (rys. 8).

W przypadku oporności ujemnej przy regulowanym napięciu tworzą się domeny pola oddzielone obszarami słabych pól. Powierzchnie ograniczające domeny leżą wzdłuż powierzchni equipotencjalnych, a więc prostopadle do kierunku przepływającego prądu (rys. 8a). Nie wywołują jednak obszarów silnego prądu i przebić. Pewne wskazania doświadczalne tworzenia się domen tego typu podane były przez Barrauda (1963) i Ridleya Pratta (1963). Jednak nie były one dość przekonujące, dopiero efekt Gunna, jak pokażemy, w sposób bezsprzeczny wykazał istnienie tych domen.

Ruch domen

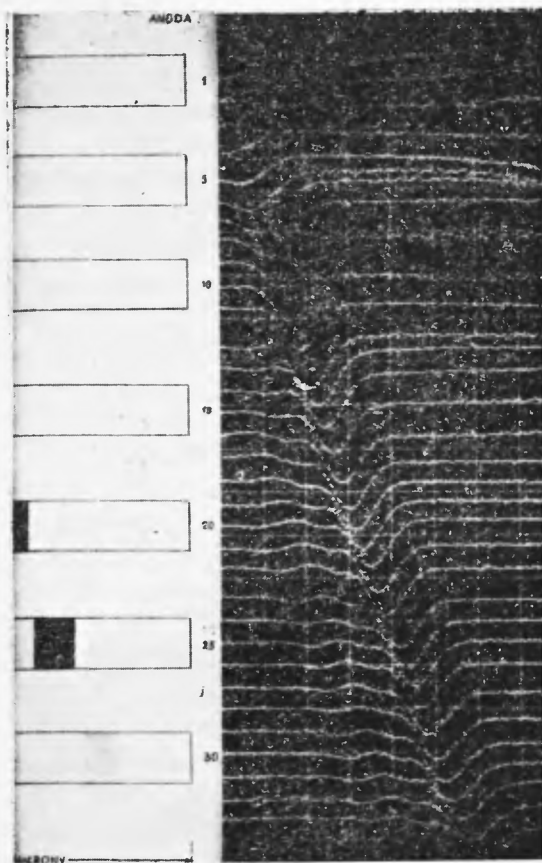
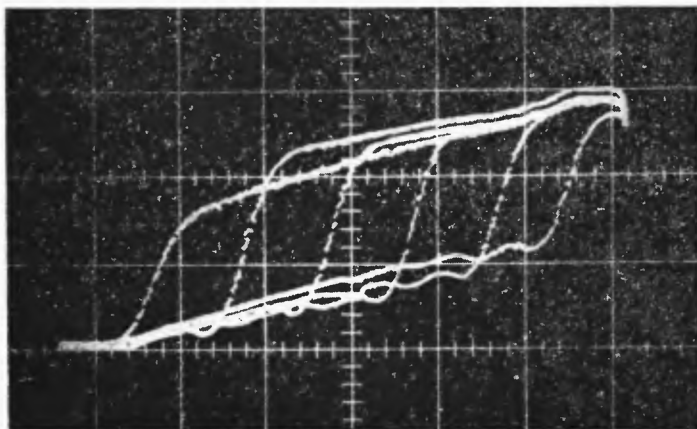
Ridley rozważał w swych pracach również zagadnienie stabilności wytworzonych układów, z punktu widzenia nieodwracalnych procesów termodynamicznych i zasady minimum entropii (wytwarzanie najmniejszej ilości ciepła Joule'a). Bardzo ważnym wysuniętym przez niego wnioskiem teoretycznym jest wniosek o ruchu domen silnych pól.

Jak już wspomniano, domeny dużego prądu równoległe do linii pola, nie przesuwają się, obserwuje się jedynie pewne ich ruchy fluktuacyjne. Natomiast domeny silnego pola, powstałe w przypadku obszarów o różniczkowej oporności ujemnej w materiale półprzewodnikowym typu n , muszą poruszać się — dryfować wzdłuż linii pola elektrycznego. Zawierają one bowiem zagęszczone elektrony w pewnym wzbudzonym stanie elektrycznym, które tworzą warstwy niejednorodnego ładunku przestrzennego. Wszystkie te elektrony dryfują zgodnie z gradientem potencjału. Szybkość ruchu domeny równa jest stąd średniej prędkości dryfu elektronów. W wyniku tego domena porusza się w sposób ciągły wzdłuż kryształu, znikając na anodzie i powstając w odpowiednim centrum. Prawdopodobnie domena tworzy się w miejscu, gdzie powstaje lokalne silne pole spowodowane nieregularnością geometryczną lub niejednorodnością oporności. Ruch jest odwrotny, gdy nośnikami są dziury. Aby więc uzyskać stan równowagi w jednorodnym półprzewodniku z ujemną opornością

różniczkową musi się odbywać stały ruch domen w układzie. Ridley przypuszczał, że ta własność ujemnej oporności przy regulowanym napięciu może powodować własności oscylacyjne takiego układu.

Jak widać, można z punktu widzenia tej teorii rozpatrywać efekt Gunna. Jeżeli przy przyłożeniu silnego pola elektrycznego powstaje w GaAs obszar o ujemnej oporności różniczkowej, tworzy się domena i podczas przyłożonego impulsu domena ta porusza się wzdłuż kryształu z prędkością dryfu równą prędkości dryfu elektronów. Z procesem tym związane są oscylacje prądu. Jasne jest teraz, że ich częstość związana z ruchem domen równa będzie odwrotności czasu potrzebnego domenom do przejścia przez próbkę, a więc będzie odwrotnie proporcjonalna do długości próbki. Można również zinterpretować stabilność częstości w przypadku próbek krótkich, gdy w próbce rozchodzi się jedna tylko domena i przypadek skomplikowanego obrazu oscylacji o charakterze szumów obserwowany w próbkach długich, w których rozchodzić się może równocześnie kilka domen.

Ciekawe jest, że Gunn znalazł prace Ridleya Watkina już wcześniej i cytował je w swej pracy z 1964 roku, ale początkowo odrzucił te założenia. Przypuszczał on zresztą, że efekt wiąże się z ruchem jakiegoś wzbudzenia przechodzącego przez kryształ. Omawiając swoje odkrycie i jego historię w roku 1965 (J. B. Gunn, *The effect, International Science and Technology*, No 46, 43, 1965) Gunn pisze: „Od samego początku, myśląc o mechanizmie procesu doszedłem do 2 wniosków. Po pierwsze — proces zależy od własności wewnętrznych materiału; po drugie, miałem niejasne wyczucie, że elektryczne wzbudzenie musi rozchodzić się od jednego końca kryształu do drugiego. Rzeczywiście, gdy wzięliśmy próbkę mniejszą od 0,2 mm — stwierdziliśmy, że częstość zwiększa się odwrotnie proporcjonalnie do długości. Zaś współczynnik proporcjonalności okazał się prawie identyczny z prędkością dryfu elektronów (10^7 cm/s). Innymi słowy okres drgań prądu równy był okresowi czasu, jaki potrzebny był elektronowi do przejścia z jednego końca kryształu w drugi. Stąd wynikło niejasne założenie, że powinno istnieć coś, co porusza się przez kryształ z taką samą prędkością, jak elektrony. Tego czegoś nie można było dotknąć palcami, lecz jak się okaże później, te moje założenia w końcu potwierdziły się“. Zresztą jeszcze przed ukazaniem się pracy Kroemera, sugerującej zastosowanie do efektu Gunna teorii poruszających się domen, Gunn zaproponował i wykonał pięknie pomyślane doświadczenie sprawdzające rozkład pola w GaAs i wyniki jego referował na Zjeździe Efektów Plazmowych w Ciałach Stałych w Paryżu w roku 1964. Doświadczenie Gunna polegało na wyznaczeniu wartości pola w określonym punkcie i śledzeniu ruchu domeny pola za pomocą wprowadzanej sondy napięciowej. Uzyskane kolejno wykonane obrazy składały się na całość umożliwiającą prześledzenie procesu w ciągu impulsu napięcia (rys. 9). Doświadczenie to potwierdziło ponad wszelką wątpliwość, że efekt Gunna wiąże się z ruchem domen pola elektrycznego, powstałych w wyniku istnienia obszarów ujemnej oporności różniczkowej w GaAs. Pozostawało jeszcze do wyjaśnienia jaki jest mechanizm powstawania tych obszarów.

*a**b*

Rys. 9 *a* i *b*. Ruch domeny pola elektrycznego w ciągu impulsu

Powstawanie obszarów ujemnego napięcia różniczkowego w półprzewodnikach

Analizując efekt Gunna, Kroemers zwraca uwagę na możliwość wyjaśnienia mechanizmu powstawania obszarów ujemnej oporności różniczkowej w GaAs w silnym polu elektrycznym, na podstawie analizowanego teoretycznie przez Hilsuma zjawiska przenoszenia elektronów w pasmie przewodnictwa z dolnego do wyższego minimum energetycznego. Możliwość taką analizował już, jak wspomniano, Gunn, nie biorąc jednak pod uwagę efektu powstawania niejednorodności pola w próbce i powstawania domen silnych pól, odrzucił tę hipotezę. Hilsum podobnie jak Ridley i Watkins analizuje możliwość powstawania obszarów o ujemnej oporności różniczkowej. Stwierdza on, że obszary takie mogą powstawać w niektórych typach półprzewodników o odpowiednim pasmie przewodnictwa, przy przenoszeniu elektronów z jednego minimum tego pasma do drugiego, odpowiednio położonego.

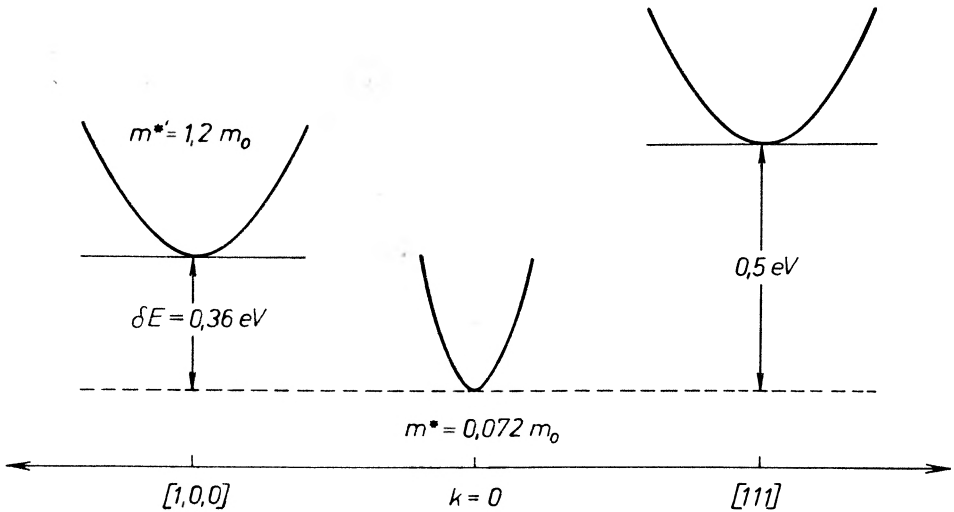
Wyobraźmy sobie istnienie w pasmie przewodnictwa dwu dolin (rys. 6). W zerowym polu elektrycznym zachodzi normalny rozkład elektronów określony odległością dolin δE i temperaturą sieci T_0 oraz względną gęstością stanów. Po przyłożeniu pola następuje zmiana obsadzeń i rozkładu elektronów w poszczególnych pasmach. Górne minimum charakteryzuje się dużą masą efektywną, dolne znacznie mniejszą. Wobec tego ruchliwość jest w górnym minimum znacznie mniejsza aniżeli w dolnym. Elektron o energii większej o δE od dna pasma L , przejdzie prawdopodobnie do pasma wyższego. W wyniku zmniejszenia ruchliwości elektronów zmniejszać się będzie przewodnictwo, a więc powstanie ujemna oporność różniczkowa, prąd będzie zmniejszać się w wyniku wzrostu napięcia ponad krytyczne. Nastąpi podział na domeny i oscylacje. Hilsum podaje dokładne obliczenia zmian przewodnictwa z polem i zmian prądu ze zmianą napięcia. Związki te są stosunkowo proste i prowadzą do podanego wniosku, że przy odpowiedniej strukturze pasma przewodnictwa ten właśnie mechanizm może spowodować powstawanie obszarów ujemnej oporności, a więc w odpowiednich warunkach oscylacje prądu czy wzmacniania.

Hilsum, opierając się na swej teorii, wskazuje jakie przewodniki spełniają warunki, posiadając odpowiednie minima w pasmie przewodnictwa i nadają się do stosowania jako materiały do oscylatorów czy wzmacniaczy. Wymienia przede wszystkim półprzewodniki grupy $A_{III}B_V$ arsenki i antymonki galu i indu GaAs, InAs, GaSb, InSb. Pasma przewodnictwa tych materiałów posiada najniższe minimum przy $K = 0$, zaś minima w kierunkach $[100]$ i $[111]$ o kilka dziesiątych elektronowolta wyżej. Te wyższe minima wiążą się z większą masą efektywną, a więc mniejszą ruchliwością. Wszystkie związki bowiem $A_{III}B_V$ jak wskazał jeszcze Stratton mają dużą składową polarną wiązania i ruchliwość sieci ograniczona jest przez rozproszenie polarne optyczne i wobec tego temperatura elektronów może być silnie zależna od pola, zaś ruchliwość ich nie będzie od pola zależeć. Obliczenia ściśle przeprowadził Hilsum dla GaAs i GaSb, dla których znane były odstępny energetyczne między dolinami

pasma przewodnictwa. Na rys. 10 podana jest schematycznie struktura GaAs.

Na podstawie podanego modelu obliczył Hilsum dla jakich wartości pól przyłożonych do GaAs może zajść już zjawisko powstawania ujemnej oporności i podał wartość natężenia pola 3200 V/cm, co odpowiada temperaturze 373°K, a więc wartości zbliżonej do uzyskanych przez Gunna. Jak widać więc Gunn albo nie znał pracy Hilsuma (nie cytuje jej w swych pierwszych pracach), albo nie zwrócił na te dane dostatecznej uwagi, względnie się z nimi nie zgadzał, jak wynika z przytoczonych przez niego obliczeń.

Hilsum stwierdza ponadto, że struktura GaAs nie jest najbardziej idealna dla uzyskania efektu i lepszy byłby w praktyce związek o mniejszej odległości



Rys. 10. Struktura pasma przewodnictwa GaAs

minimów dolin. Sugeruje możliwość ich uzyskania przez stopy arsenku galu i fosforu galu. Wskazuje nawet dla jakich składów można by uzyskać optimum pracy oscylatora czy wzmacniacza.

IV. Doświadczalne sprawdzenie założeń teoretycznych

Praca Kroemera wywołała przełom w zrozumieniu efektu powstawania oscylacji w GaAs. Wszystkie bowiem przyjęte założenia i mechanizm zgodne były z wynikami Gunna. Dodatkowe doświadczenie Gunna, o którym wspomniano uprzednio, potwierdziło fakt, że oscylacje wiążą się z rozchodzeniem się domen wzdłuż próbki. Chodziło jeszcze o potwierdzenie samego mechanizmu powstawania obszarów o ujemnej oporności różniczkowej, zgodnie z teorią Hilsuma przejść międzydolinowych. I oto zaprojektowano kilka pięknych,

z punktu widzenia eksperymentalnego, doświadczeń, które dać mogły bezpośrednie potwierdzenie przyjętych założeń. Były to doświadczenia:

1. Badania efektu Gunna pod wysokimi ciśnieniami hydrostatycznymi (Hutson i współpracownicy 1965 r.);

2. Doświadczenia z półprzewodnikami o mieszanym składzie $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ (Allen i wsp. 1965 r.);

3. Doświadczenia z ciśnieniem jednoosiowym (Shyam, Allen 1966 r.).

Cel wszystkich tych eksperymentów był jasny: w GaAs, jak wspomniano, minimum wysokiej ruchliwości leży w centrum strefy Brillouena, zaś jak wykazał Ehrenfest minima dodatkowe wzdłuż kierunku [100] o 0,36 eV powyżej dna pasma. Wg omówionej teorii wielkość tej przerwy energetycznej jest decydującym czynnikiem dla parametrów doświadczenia Gunna. Uzyskanie kontrolowanej zmiany wielkości tej przerwy winno dać potwierdzenie teorii i cenne informacje o zachodzących tu procesach fizycznych. Doświadczenia miały też aspekt praktyczny. Jest mało prawdopodobne, by przerwa ΔE w GaAs była optymalna dla zastosowań: możliwość jej zmiany to możliwość zmiany i doboru parametrów generatorów drgań, wybór częstości, punktu pracy, modulacji. Zatrzymajmy się więc krótko nad wykonanymi próbami.

a) Badania efektu GaAs pod ciśnieniem zmiennym do 26 kbarów

Stwierdzono, zgodnie z oczekiwaniem, zmniejszanie się napięcia progowego ze wzrostem ciśnienia. W stosowanych warunkach doświadczenia malało ono z 2200 V/cm do 1400 V/cm. Powyżej tego ciśnienia oscylacje zanikały. Odstęp energetyczny maleje z rosnącym ciśnieniem w stosunku $10,8 \cdot 10^{-6}$ eV/bar (Ehrenreich) tak, że do wzbudzenia elektronów na górne minimum potrzebne jest mniejsze pole. Gdy ΔE jest zbyt małe, szybkość przenoszenia elektronów między minimami wzrasta ze zmniejszeniem pola do wartości, przy której ujemna oporność różniczkowa zanika, co powoduje zerwanie drgań.

b) Badanie materiałów mieszanych arsenku i fosforu galu

Doświadczenie, w którym badano związki mieszane $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$ sugerowane było, jak wspomniałam już, przez Hilsuma dla przypadku, w którym wystąpi oporność ujemna. Przy wzrastającej bowiem zawartości P w związku zmniejsza się odstęp energetyczny między dolinami [000] i [100] liniowo, od 0,36 eV do zera dla składu $x = 0,5$. Badano kryształy o kilku składach pośrednich. Stwierdzono, jak przewidywano, zmniejszanie się wartości progowej pola ze wzrostem zawartości P fosforu. Jak też można oczekiwać, iloczyn grubości próbki i częstości (o wymiarze prędkości) jest stały w granicach błędów. Powyżej składu $x = 0,5$ nie obserwowano obszarów oporności ujemnej i oscylacji Gunna.

Rys. 11 podaje znormalizowane wartości progowego pola (to znaczy pola na określoną jednostkę grubości próbki) w funkcji przerwy energetycznej ΔE . Naniesione są tu przy tym punkty obu doświadczeń — wykonanych przecież na innych kryształach przez innych pracowników. Stwierdzić można bardzo dobrą zgodność wyników.

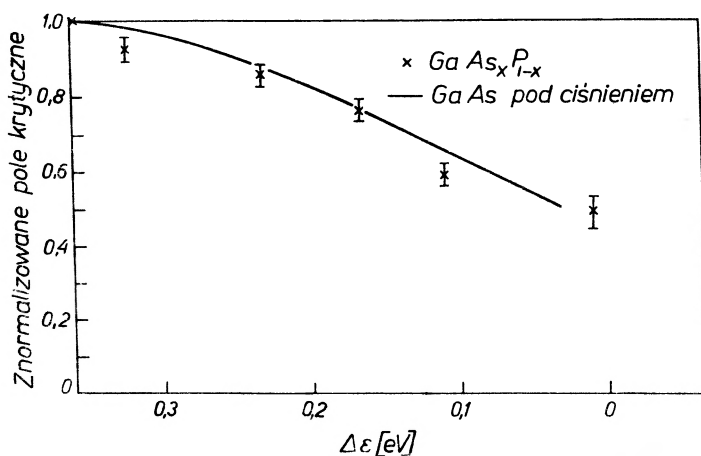
Fakt tej zgodności pozwala również stwierdzić, że zależność pola progowego od przedziału energetycznego ΔE i długości próbki l są funkcjami niezależnymi.

$$E_{pr.} = f(\Delta E) \times g(l)$$

e) Stosowanie ciśnienia jednoosiowego

Doświadczenie z ciśnieniem jednoosiowym przykładane do próbek GaAs w kierunku osi [100], [110] lub [111] miało wykazać różnice zachodzące w przesunięciach odległości międzyciśniniowych w tych kierunkach.

Uzyskane wyniki porównane z wynikami uzyskanymi przy ciśnieniu hydrostatycznym podane są na rys. 12. Podana jest tu zależność napięcia progowego od ciśnienia (znormalizowane wartości). Można stwierdzić, że największe zmiany

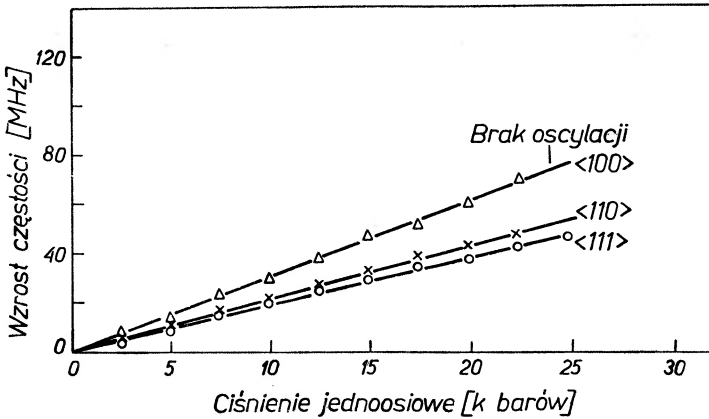


Rys. 11. Wartości pola krytycznego w funkcji ΔE

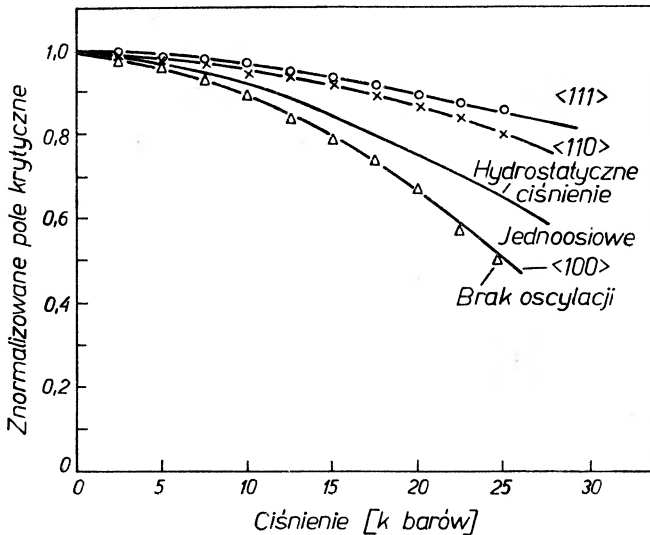
zachodzą dla kierunku [100], najslabsze — [111]. Oscylacje zanikają przy ciśnieniach przekraczających 25 kbarów przyłożonych wzdłuż osi [100]. Obserwuje się wzrost częstości oscylacji przy jednoosiowych ciśnieniach, maksymalny o blisko 80 MHz do 1,2 GHz przy ciśnieniach w kierunku osi [100]. Pomiar kierunku ciśnienia daje dowód, że minima małej ruchliwości odpowiedzialne za efekt Gunna, to minima kierunku [100]. Dają one również wartość potencjału deformacyjnego tych minimów, które trudno znaleźć inną metodą.

Częstość oscylacji zmienia się podczas tych doświadczeń tylko o małą wartość, całkowity zakres zmian wynosi bowiem około 6%. Wynik ten był zupełnie nieoczekiwany, spodziewano się raczej większych zmian. Wskazuje to na braki teorii dynamiki ruchu domen. Jeżeli by bowiem szybkość ruchu domen pozostawała w ścisłym związku z szybkością elektronów w polu progowym, wówczas dwukrotne zmniejszenie się pola progowego winno dawać zmniejszenie częstości oscylacji o analogiczny czynnik. Jeśliby natomiast szybkość domen określona była przez zachowanie się ścian domenowych, należałoby oczekiwać dużej zmiany częstotliwości, gdy E zbliża się do częstotliwości krytycznej,

przy której oscylacje zanikają, ponieważ wówczas ujemna oporność różniczkowa dąży do nieskończoności. Jeśli by zaś szybkość domen była określona przez szybkość elektronów w minimach o małej ruchliwości, wówczas stabilna częstotliwość wiązać się winna ze stałym polem w domenie, jeśli ta ruchliwość



a



b

Rys. 12. Zależność częstości drgań (a) i pola krytycznego (b) od ciśnienia jednoosiowego

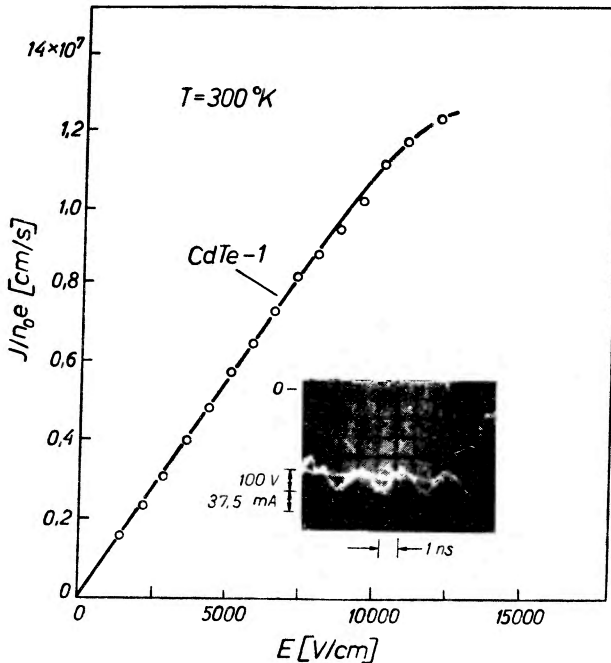
jest dobrze określona. Trudno powiedzieć dlaczego miałyby to zachodzić, gdy pole krytyczne zmienia się o znaczną wielkość.

Trudno tu omówić wszystkie jeszcze dalsze możliwości. Sprawa jest jeszcze otwarta.

V. Zastosowania efektu Gunna

1. Stosowane materiały

Jasną jest sprawą, że efekt Gunna wzbudził ogromne zainteresowanie ze względu na możliwość zastosowań jako oscylatorów czy wzmacniaczy mikrofalowych. Zarówno ze względów naukowych, jak i praktycznych interesujące



Rys. 13. Charakterystyka prądowo-napięciowa i przebieg oscylacji w *n*-CdTe

było oczywiście zwiększenie liczby materiałów możliwych do zastosowania. Oczywiście wybór musiał paść na półprzewodniki, które ze względów teoretycznych budowy pasma przewodnictwa odpowiadały stawianym założeniom.

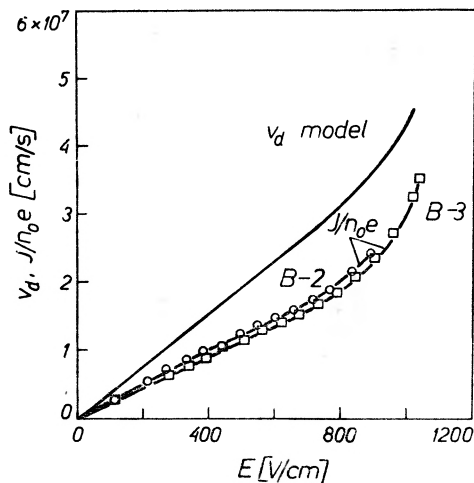
Już w pracy Gunna podane są dane o GaAs typu *n* i typu *p* i InP typu *n*. Wiadomo również o pewnych próbach wcześniejszych w Ge. Nie dużo mamy dotąd nowych danych o badaniach materiałów mimo, że jak wydaje się, są one szeroko prowadzone.

Wiemy o uzyskaniu efektu w CdTe typu *n* i nieudanych próbach i InSb typu *n* i *n* — InAs (praca A. G. Foyta i A. L. Whortera). Wszelkie badania w GaAs potwierdzają dane Gunna. Uzyskuje się oscylacje albo ostre (o charakterze pików) dla próbek dłuższych, sinusoidalne dla krótszych, jak tego można oczekiwać z ruchu domen. Obliczona i wyznaczona wartość pola w domenach jest rzędu ponad 60 000 V/cm, choć poza nimi wynosi około 1500 V/cm.

W CdTe typu *n* uzyskano efekt Gunna. Na rys. 13 podana jest charakterystyka prądowo-napięciowa i przebieg oscylacji. Uzyskany efekt jest bardzo podobny do GaAs. Jednak progowe pole 13 000 V/cm jest znacznie wyższe

aniżeli dla GaAs. Aby stwierdzić czy model przenoszonych elektronów można zastosować również w CdTe, mierzono zmiany oporności w małych polach w funkcji ciśnienia hydrostatycznego. Doświadczenia wykazują, że raczej mamy tu do czynienia z efektami spowodowanymi przez poziomy domieszkowe, związane z wyższym minimum, które przy ciśnieniu normalnym znajduje się nieco ponad minimum najniższym. Ani położenie, ani masa tego poziomu nie zostały dotąd zidentyfikowane.

Materiały *n*-InSb i *n*-InAs nie wykazały efektu Gunna. Wynika to z ich charakterystyki prądowo-napięciowej (rys. 14) przeciwie skierowanej aniżeli



Rys. 14.

wymagana (wzrost spowodowany jonizacją zderzeniową). Z badań wynika, że boczne minima mają zbyt dużą energię elektronów. W InSb przy małej przerwie energetycznej duże znaczenie mogą mieć wzrost liczby nośników i nieparaboliczność pasma przewodnictwa.

Tablica I podaje porównanie niektórych stałych dla tych materiałów. W InSb uzyskano efekt dla małych pól w polu magnetycznym.

Tablica I

Material	Temperatura	Ruchliwość (cm ² /Vs)	Koncentracja
<i>n</i> -GaAs	300° K	5 200	3,6 × 10 ¹⁵ /cc
<i>n</i> -GaAs	77° K	9 300	2,4 × 10 ¹⁵
<i>n</i> -GaAs	300° K	5 360	1,7—2,9 × 10 ¹⁴
<i>n</i> -GaAs	300° K	5 400	1,6 × 10 ¹⁵
	77° K	9 370	5,2 × 10 ¹⁴
<i>n</i> -CdTe	300° K	1 100	5 × 10 ¹⁴
<i>n</i> -InSb	77° K	60 000	2,2 × 10 ¹⁴
<i>n</i> -InAs	300° K	25 500	2,4 × 10 ¹⁶
<i>n</i> -InAs	77° K	48 600	2,2 × 10 ¹⁶

2. Diody Gunna

Odkrycie efektu Gunna wiązało się ściśle z zagadnieniami technicznymi, zresztą sam Gunn — z wykształcenia inżynier elektronik — zajmował się złączami w diodach punktowych i fizyką zjawisk zachodzących w złączach półprzewodnikowych w silnych polach elektrycznych zainteresował się już w 1952 r. Nowy efekt nasunął więc już jego odkrywcy myśl o możliwym wykorzystaniu technicznym. Nic też dziwnego, że w tym przypadku produkcja praktycznych urządzeń generacyjnych opartych na tym efekcie nastąpiła w zasadzie natychmiast po jego odkryciu. Przyczyniło się do tego zarówno „zaufanie“ elektroników do urządzeń półprzewodnikowych oparte na doświadczeniach tranzystorów i różnego typu diod, jak też bezsprzecznie „atrakcyjny“ zakres mocy „diod Gunna“ jak je nazwano. Obszar fal centymetrowych i milimetrowych nasuwa bowiem dotąd wiele trudności technicznych. Generacja tego zakresu fal lampami standardowymi: klistronami i magnetronami powoduje, zwłaszcza w urządzeniach przenośnych, kłopoty związane z wysokim napięciem zasilania. Są to także urządzenia drogie i trudne w produkcji.

Generatory Gunna wskazywały wiele możliwych zalet: małe rozmiary, taniość produkcji i jej łatwość, ze względu na wykorzystywanie efektów objętościowych, a nie kontaktowych w półprzewodnikach. Toteż już w roku 1964 pojawiły się w handlu pierwsze diody Gunna o niezłych nawet parametrach. Wadą lamp Gunna było oczywiście ich działanie impulsowe i stosunkowo mała moc przy działaniu ciągłym. Utrudnienie produkcyjne stanowił materiał: arsenek galu — trudny do opanowania technologicznego — producenci woleliby znany już i opanowany do perfekcji krzem czy german.

Tablica II podaje niektóre dane porównawcze lamp tego typu.

Tablica II

Generator mikrofal	Praca	Moc	Wydajność
Mały klistron	ciągła	0,1 W	2%
Oscylator Gunna	ciągła	0,065 W	6%
Oscylator Gunna	imp. do (10^{-7} sek)	200 W	do 14%

Ważne jest to, że uzyskanie prostego, taniego źródła mikrofal umożliwia nowe zastosowania np. w małych radarach (samochodowych) i wielu układach telekomunikacyjnych.

Jak już jednak wspomniano, rozwój tych lamp ograniczony był trudnościami technologii materiału i budową samych urządzeń, których bardzo małe wymiary powodowały kruchość i ograniczenie mocy.

Tym wyjaśnić można fakt, że do początku 1967 roku wg danych prasowych, firmy amerykańskie nie przystąpiły do masowej produkcji, mimo rozwiniętych badań i prac w tej dziedzinie i szukają raczej ulepszonych rozwiązań. Produkuje

obecnie diody Gunna f-ma angielska Mullard Ltd, związana z holenderską f-mą Phillipsa (cena diody około 175 dol.).

Jak wynika z ostatnich publikacji, prace w tej dziedzinie koncentrują się w trzech kierunkach:

a) Rozwój technologii GaAs — celem uzyskania odpowiednio czystych materiałów — opanowania ich produkcji i wypracowanie odpowiedniej techniki kontaktów.

b) Opracowania urządzeń specjalnych, które mogłyby pracować nie na jednej tylko częstotliwości i opanowanie zagadnienia strojonego źródła mocy mikrofalowej opartego na efekcie Gunna.

Tablica III

Laboratorium	f	Praca	Moc	Wsp. wydajności	Uwagi
Dallas	6 GHz	f. ciągła	140 mW		3500 godz. pracy próbnej
Mullard (Londyn)	10 GHz	„ „	10 mW	0,5%	
Japonia (Nipon Electric Co)	8—12 GHz 24 GHz	„ „ „ „	100 mW 10 mW	2—3%	700 godz. pracy próbnej
Westinghouse Electric Co	pasmo S	„ „	120 mW	18%	
Raytheon Pucell	13,5 GHz	„ „	60 mW		lampę f-ma uważa za nieudaną
NASA Electr. Research Center Cambridge Mass.	1 GHz	impulsowa	1 kW		
Standard Telecommun. Lab. Harlow. Essex, Engl.	4—7 GHz	„	15 W	2,5%	
Lincoln Lab.	10 GHz	0,5 us impulsy	2 W	9%	
Motorola	pasmo X	impulsowa	1,5 W	1%	zapowiadane lampy 10 W i 100 W
Varian	1,1 GHz	„	380 W		

c) Wynalezienie dalszych, nowych metod generacji tego zakresu fal w półprzewodnikach zarówno przez rozwinięcie metody Gunna, jak i nowe metody oparte na innych nieco zasadach.

Ten ostatni zwłaszcza kierunek dał w ostatnim czasie wiele doskonałych wyników, powodując w efekcie rozwój nowych urządzeń dwu typów. Pierwszy to zmodyfikowany układ Gunna, tzw. układ LSA (— od *limited space-charge accumulation*) sygnalizowany przez J. A. Copelanda w październiku 1966 roku i z punktu widzenia technicznego omówiony w publikacjach początku 1967 roku.

Do tej grupy prób zaliczyć można również bardzo perspektywiczne prace nad warstwami epitaksjalnymi GaAs.

Drugi typ urządzeń oparty jest na odmiennym nieco efekcie, znany jako

diody Reada i diody *ATT* (*avalanche — transit time*). Ich obniżymy zaletą jest to, że pracują na tak dobrej znamy i opromianych materiałach jak

krzem (typ diody *p n i p*), german (typ *p i n*).

Oba te typy są już produkowane seryjnie i uzyskuje się tu bardzo dobre parametry pracy.

Ogólnie biorąc diody półprzewodnikowe pracować mogą do zakresu fal

milimetrowych jako generatory i oscylatory, dając znaczne moce wyjściowe — zwłaszcza w impulsowym działaniu — i wykazując dobry współczynnik wy-

dajności pracy.

Szczególne omówienie zasad działania diod wspomnianych wyżej typów

jest już w tym miejscu niemożliwe, wydatuje się, że warto będzie powrócić do tych bardzo ciekawych zagadnień w następnym artykule.

Na zakończenie warto wspomnieć krótko o podawanych w literaturze ostatnich miesięcy typach zbudowanych laboratoryjnie diod *ATT*.

Dla porównania podajemy uzyskane ostatnio parametry diod *ATT*.

Tablica IV

Struktura diody	Materiał	f GHz	Praca	Moc	Wydatność
Reada (<i>p n i p</i>)	krzem	5,3	ciągła	130 mW	4,9%
<i>P i n</i>	krzem	6,0	"	750 mW	0,5%
	german	6,0	"	9 mW	2,8%
<i>P n</i>	krzem	12,0	"	250 mW	5%
	krzem	10,0	"	500 mW	6%
	GaAs	13,6	"	30 mW	0,5%
	krzem	50,0	imp.	350 mW	0,5%

Dla diod *LSA* sygnalizuje się uzyskane dane (z roku 1966):

Tablica V

Laboratorium	Państwo	Praca	Moc
J. Copeland	1—88 GHz	od 90 W (dla niskich f) do 0,5 W (dla wyższych f)	
Bell-Lab. L. Estman, K. Kennedy	50—88 GHz	ciągła	20 mW 33 W
Cornell University	10 GHz	impulsowa	

Perspektywy

Trudno dziś jeszcze przewidzieć w całej pełni perspektywy i drogę rozwoju mikrofalowych generatorów i wzmacniaczy półprzewodnikowych. Bezspreszczenie rozwój tych urządzeń jest bardzo obiecujący. Wiąże się on jednak przede wszystkim z rozwojem teorii fizycznej tych zjawisk oraz technologii materiałów.

Drugi typ urządzeń oparty jest na odmiennym nieco efekcie, znany jako diody Reada i diody *ATT* (*avalanche — transit time*). Ich olbrzymią zaletą jest to, że pracują na tak dobrze znanych i opanowanych materiałach jak krzem (typ diody *p n i p*), german (typ *p i n*).

Oba te typy są już produkowane seryjnie i uzyskuje się tu bardzo dobre parametry pracy.

Ogólnie biorąc diody półprzewodnikowe pracować mogą do zakresu fal milimetrowych jako generatory i oscylatory, dają znaczne moce wyjściowe — zwłaszcza w impulsowym działaniu — i wykazują dobry współczynnik wydajności pracy.

Szczegółowe omówienie zasad działania diod wspomnianych wyżej typów jest już w tym miejscu niemożliwe, wydaje się, że warto będzie powrócić do tych bardzo ciekawych zagadnień w następnym artykule.

Na zakończenie warto wspomnieć krótko o podawanych w literaturze ostatnich miesięcy typach zbudowanych laboratoryjnie diod Gunna.

Dla porównania podajemy uzyskane ostatnio parametry diod *ATT*.

Tablica IV

Struktura diody	Materiał	f GHz	Praca	Moc	Wydajność
Reada (<i>p n i p</i>)	krzem	5,3	ciągła	130 mW	4,9%
	krzem	6,0	„	750 mW	
<i>P i n</i>	german	6,0	„	9 mW	0,5%
	krzem	12,0	„	250 mW	2,8%
<i>P n</i>	krzem	10,0	„	500 mW	5%
	GaAs	13,6	„	30 mW	6%
	krzem	50,0	imp.	350 mW	0,5%

Dla diod *LSA* sygnalizuje się uzyskane dane (z roku 1966):

Tablica V

Laboratorium	Pasma	Praca	Moc
J. Copeland	1—88 GHz		od 90 W (dla niższych f) do 0,5 W (dla wyższych f)
Bell.-Lab.	50—88 GHz	ciągła	20 mW
L. Estman, K. Kennedy Cornell University	10 GHz	impulsowa	33 W

Perspektywy

Trudno dziś jeszcze przewidzieć w całej pełni perspektywy i drogę rozwoju mikrofalowych generatorów i wzmacniaczy półprzewodnikowych. Bezspornie rozwój tych urządzeń jest bardzo obiecujący. Wiąże się on jednak przede wszystkim z rozwojem teorii fizycznej tych zjawisk oraz technologii materiałów.

Abstract: This paper deals with the principle of the Gunn effect, its theoretical interpretation and its application. Experiments explaining the phenomenon's mechanism are discussed, in particular, there are treated the effects of conduction band structure and spacing of energy minima on the production of domains of negative resistance and their motion.

The paper also contains compiled data on microwave generators based on the Gunn effect (up to the beginning of 1967).

Literatura

- [1] J. W. Allen, *Appl. Phys. Letters*, **7**, 78 (1965).
- [2] A. Barraud, *Compt. Rend.*, **256**, 3632 (1963).
- [3] A. H. Beck, *Space Charge Waves*, Pergamon Press, New York 1958.
- [4] D. P. Brady, S. Knight, K. L. Lawley, M. Uenohara, *Proc. IEEE*, 1497 (1966).
- [5] C. A. Bryant, private communication.
- [6] C. A. Burrus *Milimeter Wave Oscillations from Avalancheing pn Junctions in Silicon*. *Proc. IEEE*, **53**, No. 9, (1965).
- [7] S. Butcher, *Phys. Letters*, **17**, 216 (1965).
- [8] J. A. Copeland, *Proc. IEEE*, 1479 (1966).
- [9] J. A. Copeland, *Bell. Syst. Journ.*, 284 (1967).
- [10] D. E. Cumber, A. G. Chynoweth, *Proc. IEEE*, (1966).
- [11] H. Ehrenreich, *J. Appl. Phys.*, **32**, 2155 (1961).
- [12] H. Ehrenreich, *Phys. Rev.*, **120**, 1951 (1960).
- [13] R. Engelbrecht, *Proc. IEEE*, (1966).
- [14] E. Erlbach and J. B. Gunn, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 280 (1962).
- [15] L. Esaki, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 4, (1962).
- [16] J. H. McFee, *J. Appl. Phys.*, **34**, 1548 (1963).
- [17] A. G. Foyt, A. L. McWhorter, *Proc. IEEE*, (1966).
- [18] M. Gilden and M. E. Hines, *Electronic Tuning Effects in the Read Microwave Avalanche Diode*, *IEEE Transactions on Electron Devices*, ED**13**, 169 (1966).
- [19] J. B. Gunn, *Proc. Phys. Soc. (London)*, B**69**, 781 (1956).
- [20] J. B. Gunn, *Phys. Letters*, **4**, 194 (1963); *Solid State Comm.*, **1**, 88 (1963).
- [21] J. B. Gunn, *JBM Journ.*, **8**, 2 (1964).
- [22] J. B. Gunn, *Plasma effects in solids*, Paris 1964.
- [23] V. L. Gerevich, *Soviet Phys.-Solid State*, **4**, 1015 (1962).
- [24] K. G. Hambleton, C. Hilsum and B. R. Holeman, *Proc. Phys. Soc.*, **77**, 1147 (1961).
- [25] C. Hilsum, *Proc. IEEE*, **50**, 185 (1962).
- [26] I. Hutson, *Phys. Rev. Letters*, **14**, 639 (1965).
- [27] A. R. Hutson and D. L. White, *J. Appl. Phys.*, **33**, 40 (1962).
- [28] F. A. Johnson and W. Cochran, *Proc. Inter. Conf. Semiconductor Physics, Exeter*, 1962.
- [29] R. L. Johnston, B. C. Detoach, Jr., and B. G. Cohen *A Silicon Diode Microwave Oscillator*, *Bell Syst. Tech. J.*, **44**, 369 (1965).
- [30] K. G. McKay and K. B. McAfee, *Phys. Rev.*, **91**, 1079 (1953).
- [31] W. K. Kennedy, L. F. Eastman, *Proc. IEEE*, 434 (1967).
- [32] H. Kroemer, *Proc. IEEE Corr.*, 1736 (1964).
- [33] H. Kroemer, *IEEE*, **53**, 1248 (1965).
- [34] C. A. Lee, R. L. Batdorf, W. Wiegmann and G. Kaminsky, *The Read Diode — An Avalancheing Transit Time Negative Resistance Oscillator*, *Appl. Phys. Letters*, **6**, 89 (1965).
- [35] T. Misawa, *A negative Resistance Due to Avalanche Multiplication in Semiconductors*, *Proc. IEEE*, **53**, 1 (1965).
- [36] T. Misawa, *Negative Resistance in pn Junctions Under Avalanche Breakdown Conditions Part. II*, *IEEE Transactions in Electron Devices*, ED-**13**, 143 (1966).

- [37] W. T. Read Jr., *A Proposed High-Frequency Negative-Resistance Diode*, *Bell Syst. Tech. J.*, **37**, 401 (1958).
- [38] B. K. Ridley, *Phys. Letters*, **16**, 105 (1965).
- [39] B. K. Ridley and T. B. Watkins, *Proc. Phys. Soc.*, **78**, 293 (1961).
- [40] B. K. Ridley and T. B. Watkins, *Proc. Phys. Soc.*, **78**, 710 (1961).
- [41] E. J. Ryder, *Phys. Rev.*, **90**, 766 (1953).
- [42] E. J. Ryder, I. M. Ross and D. A. Kleinman, *Phys. Rev.* **95**, 1342 (1954).
- [43] B. K. Ridley and R. G. Pratt, *Phys. Letters* **4**, 300 (1963).
- [44] K. J. Schmidt-Tiedemann, private communication.
- [45] S. E. Scrupski, *Electronics*, **6**, 134 (1967).
- [46] M. P. Shaw, A. J. Shuskus, *Proc. IEEE*, 1580 (1966).
- [47] W. Shockley, *Bell Syst. Tech. J.*, **33**, 799 (1954).
- [48] M. Shoji, *Proc. IEEE*, 130 (1967).
- [49] R. W. Smith, *Phys. Rev. Letters* **9**, 87 (1962).
- [50] M. Shyam, J. W. Allen, *Proc. IEEE*, (1966).
- [51] R. Stratton, *Proc. Roy. Soc. A***246**, 406 (1958).
- [52] G. Weinreich, *Phys. Rev.*, **104**, 321 (1956).
- [53] L. Weller, *Electronics*, **6**, 127 (1967).
- [54] D. L. White, *J. Appl. Phys.*, **33**, 2547 (1962).
- [55] C. Zener, *Proc. Roy. Soc.*, **A145**, 523 (1934).

Jan Kalinowski

II Katedra Fizyki
Politechnika Gdańska

Jerzy Dera

Stacja Morska
Zakładu Geofizyki PAN
Sopot

Wybrane zagadnienia fizyki morza

Część II. Metody badań zjawisk optycznych w morzu

Selected Topics on the Physics of the Sea.

Part II. Methods of investigating optical phenomena in the sea

1. Wstęp

Istnieje kilka aspektów badań zjawisk optycznych w morzu, dzięki którym optyka morza należy obecnie do gałęzi fizyki morza rozwijających się szczególnie dynamicznie. Wykorzystuje ona bez opóźnień współczesne osiągnięcia matematyki, fizyki i techniki. Od roku 1960 zagadnieniom optyki morza poświęcono cztery poważne konferencje międzynarodowe: w Helsinkach w 1960 r. [1], w Honolulu w 1961 r. [2], w Moskwie w 1964 r. [3] i w Karuizawa w 1966 r. [4]. Ilość prac, jaka ukazała się w tej dziedzinie w ostatnim dziesięcioleciu znacznie przewyższa zbiór wszystkich prac wcześniejszych [2], [5], [6]. Wynika to z jednej strony z aktualności zagadnień oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materią oraz dobrze rozpracowanych metod analizy fotometrycznej, z drugiej zaś z zapotrzebowania oceanografii na rozwiązanie szeregu problemów geofizycznych w morzu, w których precyzyjne metody optyczne okazują się szczególnie pomocne i czułe.

Można wyróżnić cztery główne kierunki optycznych badań morza: kierunek teoretyczny, sprowadzający się głównie do badań podstawowych zjawisk optycznych w morzu i ich teoretycznej syntezy; kierunek biologiczny, wiążący się z oddziaływaniem naturalnego pola promieniowania na biosferę morską; kierunek techniczny, związany z warunkami pracy w morzu urządzeń fototechnicznych, telewizyjnych, sygnalizacji świetlnej oraz podwodnego widzenia;

kierunek hydrologiczny, wynikający z możliwości wykorzystania metod optycznych do badań struktury i dynamiki mas wodnych w morzu.

Badania zjawisk optycznych we wszystkich wymienionych aspektach opierają się w zasadzie na pomiarach i analizie podstawowych wielkości fotometrycznych, tj. radiacji i oświetleń [3], [5], [7], [8]. Wzajemne powiązanie tych wielkości i ich związek z właściwościami optycznymi morza były przedmiotem rozważań naszego poprzedniego artykułu [5]. Treścią obecnego opracowania jest krótka charakterystyka metod pomiaru zasadniczych wielkości i właściwości optycznych morza.

2. Metody pomiarów podstawowych wielkości fotometrycznych w morzu

Specyfika metod badawczych środowiska morskiego [9], a w szczególności metod optycznych, wynika głównie z makroskali badanego środowiska i jego naturalnych właściwości nie dających się w pełni odtworzyć na modelu laboratoryjnym. W rezultacie wszystkie podstawowe pomiary muszą być prowadzone *in situ*, za pośrednictwem zdalnie lub automatycznie sterowanej aparatury. W celu zapewnienia prawidłowej pracy tej aparatury należy ponadto zabezpieczyć jej części przed ciśnieniem hydrostatycznym, dużymi różnicami temperatur, żrącym działaniem soli morskiej, zarówno w wodzie, jak i w zawilgoconej i zasolonej atmosferze nad wodą, a także przed wpływem przechyłów i drgań statku, z którego prowadzi się badania. Pomiary w tych warunkach, określonych ogólnie mianem warunków morskich, przedstawiają w realizacji znacznie większą skalę trudności, niż podobne pomiary w warunkach laboratoryjnych.

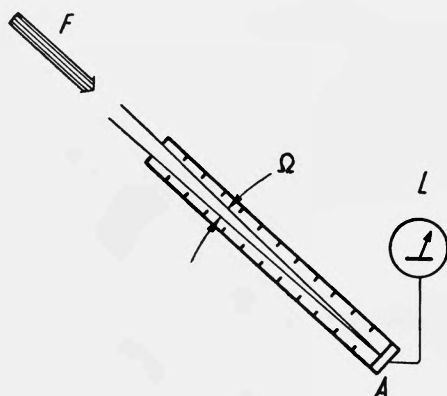
a) Pomiar radiacji L ¹

Najprostszym urządzeniem pozwalającym zmierzyć radiację jest kolimator Gershuna. Jego zasada działania wynika wprost z definicji funkcji radiacyjnej [5] i przedstawiona jest na rys. 1 [10]. Sygnał na wyjściu detektora jest proporcjonalny do chwilowego strumienia światła F , kąta bryłowego Ω i powierzchni fotodetektora A . Przy ustalonych parametrach kolimatora Gershuna Ω i A oraz założeniu, że kierunek strumienia F pokrywa się z kierunkiem normalnej do powierzchni A , rejestrator na wyjściu detektora wskazuje z dokładnością do stałej wartość radiacji $\left(L = \frac{F}{A\Omega} \cdot \text{constans}\right)$. W rozwiązaniach praktycznych przyjmuje się na Ω wartość ok. 6° [11].

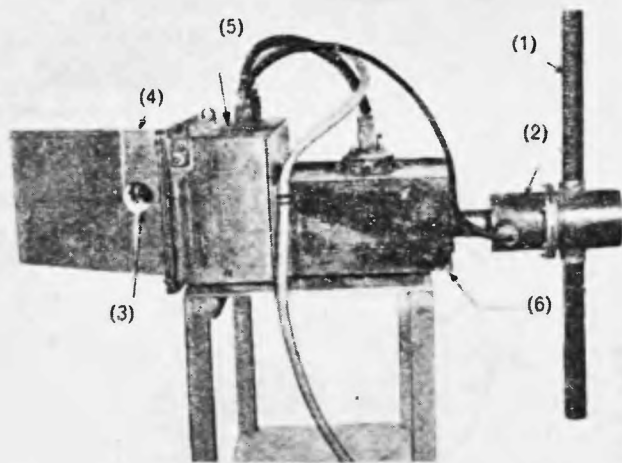
Jedno z klasycznych rozwiązań konstrukcji urządzenia do pomiaru rozkładu radiacji w morzu podanych przez Tylera i Richardsona [10], [12] przedstawia rys. 2. Aparat ten posiada dwa sprzężone przeciwnie skierowane kolimatory typu Gershuna. Całość wyposażona jest w złożony zespół urządzeń elektromechanicznych zapewniających zdalnie kierowaną precyzyjną zmianę i kontrolę orientacji przestrzennej aparatu w czasie pracy pod wodą. W nie-

¹ Radiacja oznacza w tej pracy funkcję radiacyjną L zdefiniowaną w pracy [5].

których nowszych rozwiązaniach konstrukcyjnych stosunkowo długi prosty kolimator Gershuna zastępuje się złożoną drogą optyczną zawartą w obudowie o mniejszych gabarytach, umożliwiającą także analizowanie stopnia polaryzacji badanego światła [13].



Rys. 1. Zasada pomiaru radiacji L kolimatorem Gershuna (Tyler i Preisendorfer [10])



Rys. 2. Widok podwodnej części aparatury do pomiaru rozkładu radiacji w morzu, 1 — kolimator Gershuna, 2 — mechanizm sterujący kolimatorem w pionie, 3 — śruba sterująca układem w poziomie, 4 — statecznik, 5, 6 — pojemniki z układem elektronicznym (Tyler i Preisendorfer [10])

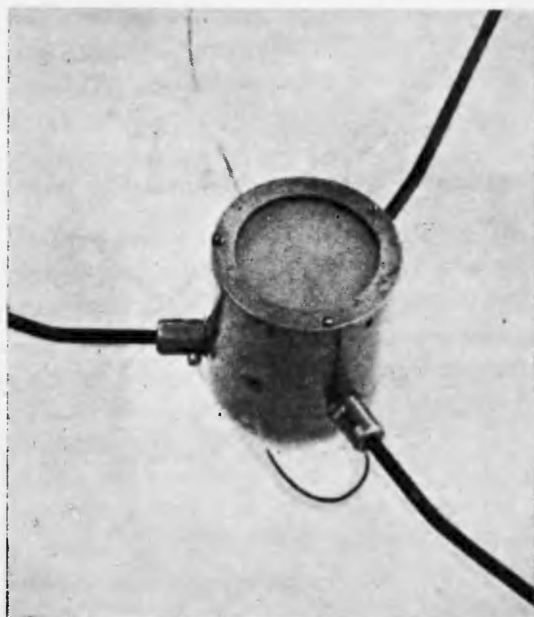
b) Pomiar oświetlenia E

Oświetlenia oddolne i odgórne mogą być obliczane z pomiarów przestrzennego rozkładu radiacji w myśl wzoru (3) pracy [5] lub zmierzone bezpośrednio [14] za pomocą fotodetektora o kącie widzenia 2π . Kolektor taki nazywany niekiedy płaskim kolektorem Lamberta lub kolektorem kosinusowym, przed-

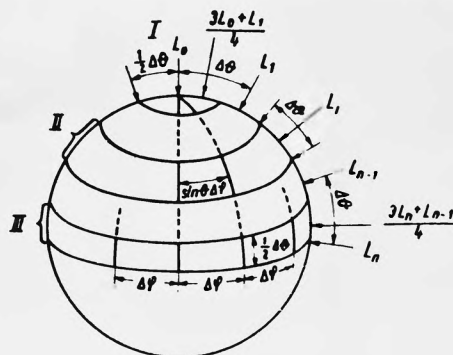
stawiony jest na rys. 3. Nazwa „kosinusowy“ [8] wynika z tej właściwości kolektora, że zbiera on składowe strumienia promieniowania

$$F(\theta) = F(0) \cos \theta, \quad (1)$$

gdzie θ jest kątem padania strumienia na kolektor.



Rys. 3. Część podwodna miernika oświetlenia z kolektorem kosinusowym (Dera [15]) |



Rys. 4. Schemat siatki sferycznej ilustrujący sposób numerycznego całkowania radiacji przy określaniu oświetleń. Dla uproszczenia zaznaczono tylko trzy główne strefy: I, II, III (Tyler, Richardson i Holmes [12])

Pierwszy z wymienionych sposobów otrzymania wartości oświetlenia wymaga numerycznego całkowania w wyrażeniu

$$E(z, \pm) = \int_{\pm} L(z, \theta, \varphi) |\cos \theta| d\Omega \quad (2)$$

w którym $d\Omega = \sin \theta d\varphi d\theta$; φ — kąt azymutalny (p. rys. 4). Przy praktycznym wykorzystaniu tej metody ciągle rozkład radiacji $L(z, \theta, \varphi)$ zastępuje się rozkła-

dem dyskretnym wartości uzyskanych przez pomiar L w środku każdego z elementów siatki sferycznej przedstawionej wg Tylera, [Richardsona i Holmesa na rys. 4 [12]. Wtedy

$$E = \sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n L_{ij} \Delta\Omega'_i, \quad (3)$$

gdzie: $\Delta\Omega'_i = \sin\theta_i \cos\theta_i \Delta\theta \Delta\varphi$ dla poszczególnych stref przy $i = 2, 3, \dots, m-2$, oraz dla $i = 0, 1, m-1, m$,

$$\Delta\Omega'_0 = \Delta\Omega'_m = \frac{3}{8} \sin\left(\frac{\Delta\varphi}{4}\right) \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{4}\right) \Delta\theta \Delta\varphi,$$

$$\Delta\Omega'_1 = \Delta\Omega'_{m-1} = \left[\sin\Delta\theta \cos\Delta\theta + \frac{\sin\left(\frac{\Delta\varphi}{4}\right) \cos\left(\frac{\Delta\varphi}{4}\right)}{8} \right] \Delta\theta \Delta\varphi$$

a

$$m = \frac{\pi}{2 \cdot \Delta\theta}, \quad n = \frac{2\pi}{\Delta\varphi} - 1,$$

$$i = 0, 1, \dots, m; \quad j = 0, 1, \dots, n$$

$$\theta_i = i\Delta\theta \quad \varphi_j = j\Delta\varphi.$$

Rysunek 4 przedstawia schemat siatki wyjaśniający sposób przeprowadzania numerycznego całkowania przy określaniu $E(z, -)$. Analogicznie wygląda sytuacja przy określaniu $E(z, +)$, przy czym schemat siatkowy jest wtedy odbiciem górnej półsfery w płaszczyźnie równika.

c) Pomiar oświetlenia skalarnego E_0

Z posiadanego rozkładu radiacji na danej głębokości z można określić oświetlenia skalarne w myśl wzoru (2) pracy [5]. W tym celu, podobnie jak dla oświetlenia wektorowego, wykorzystuje się schemat siatki z rysunku 4:

$$E_0(z, \pm) = \sum_{i=0}^m \sum_{j=0}^n L_{ij} \Delta\Omega_i, \quad (4)$$

gdzie

$$L_{0j} = L_{00},$$

$$\Delta\Omega_i = \sin\theta_i \Delta\theta \Delta\varphi \quad \text{dla } i = 2, 3, \dots, m-2$$

oraz

$$\Delta\Omega_0 = \frac{3}{8} \sin\left(\frac{\Delta\theta}{4}\right) \Delta\theta \Delta\varphi,$$

$$\Delta\Omega_1 = \left[\sin\Delta\theta + \frac{\sin\left(\frac{\Delta\theta}{4}\right)}{8} \right] \Delta\theta \Delta\varphi,$$

$$\Delta\Omega_{m-1} = \left[\cos\Delta\theta + \frac{\cos\left(\frac{\Delta\theta}{4}\right)}{8} \right] \Delta\theta \Delta\varphi,$$

$$\Delta\Omega_m = \frac{3}{8} \cos\left(\frac{\Delta\theta}{4}\right) \Delta\theta \Delta\varphi.$$

Możliwy jest również inny sposób pomiaru oświetleń skalarnych przez zastosowanie przesłanianych kolektorów sferycznych (p. rys. 10) rejestrujących bezpośrednio tzw. oświetlenie sferyczne $E_{0,4\pi}$ [10].

Oświetlenie sferyczne jest wielkością fotometryczną, związaną ze sposobem jej pomiaru małym kolektorem sferycznym, przejawiającym w każdym punkcie powierzchni właściwości kolektora Lamberta. Wtedy strumień promieniowania przenikający powierzchnię sferyczną ze środkiem w punkcie P i pochodzący z jednostkowego kąta bryłowego o kierunku (θ, φ) dany jest wyrażeniem

$$F(\vec{r}_p, \theta, \varphi) = L(\vec{r}_p, \theta, \varphi) \int_{\text{półsfery}} \cos\psi ds, \quad (5)$$

gdzie ψ — kąt padania strumienia na powierzchnię dS , a półsfery całkowania określona jest przez średnicowy przekrój sfery, prostopadły do kierunku (θ, φ) . Całka po prawej stronie stanowi rzut rozważanej półsfery na płaszczyznę wspomnianego przekroju. Wobec tego

$$F(\vec{r}_p, \theta, \varphi) = \pi r^2 L(\vec{r}_p, \theta, \varphi), \quad (6)$$

gdzie r — promień sfery. Strumień ze wszystkich kierunków przenikający sferę

$$F(\vec{r}_p) = \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} F(\vec{r}_p, \theta, \varphi) d\Omega = \pi r^2 E_0(\vec{r}_p). \quad (7)$$

Średni strumień przenikający jednostkę powierzchni kolektora sferycznego nazywany z definicji oświetleniem sferycznym, równy jest

$$E_{0,4\pi}(\vec{r}_p) = \frac{F(\vec{r}_p)}{4\pi r^2} = \frac{1}{4} E_0(\vec{r}_p). \quad (8)$$

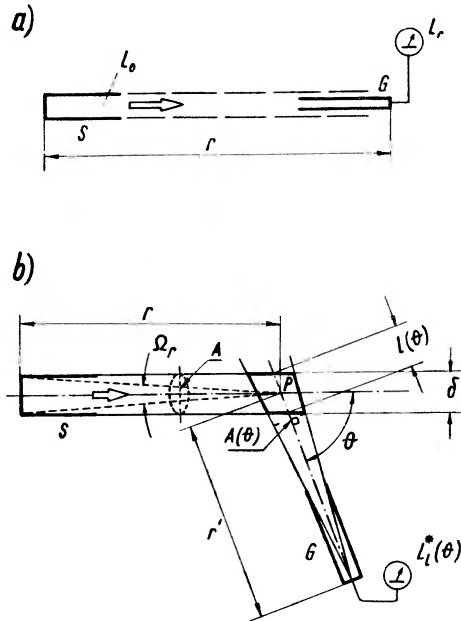
Analogicznie do oświetlenia skalarnego, można wprowadzić sferyczne oświetlenie odgórne $E_{0,4\pi}(z, -)$ i oddolne $E_{0,4\pi}(z, +)$, które w sumie dają pełne oświetlenie sferyczne i których pomiar przeprowadzany jest za pomocą sferycznych kolektorów przesłanianych odpowiednio od dołu i od góry (p. rys. 10). Wyznaczona doświadczalnie wartość $E_{0,4\pi}(z) = E_{0,4\pi}(z, +) + E_{0,4\pi}(z, -)$ pozwala na mocy zależności (8) obliczyć $E_0(z) = 4E_{0,4\pi}(z)$.

3. Określanie właściwości optycznych morza

a) Właściwości rzeczywiste

Jak wynika z kryterium omówionego w pracy [5], do właściwości rzeczywistych zalicza się: całkowity współczynnik osłabiania radiacji — c , całkowity współczynnik absorpcji — a , objętościową funkcję rozpraszania $\beta(\vec{r}_p, \theta, \varphi)$, współczynnik rozpraszania do przodu b_f i wstecz b_b oraz całkowity współczynnik rozpraszania b . Między właściwościami tymi istnieje szereg zależności [5, 7] pozwalających na wyznaczenie jednej z nich w oparciu o inne.

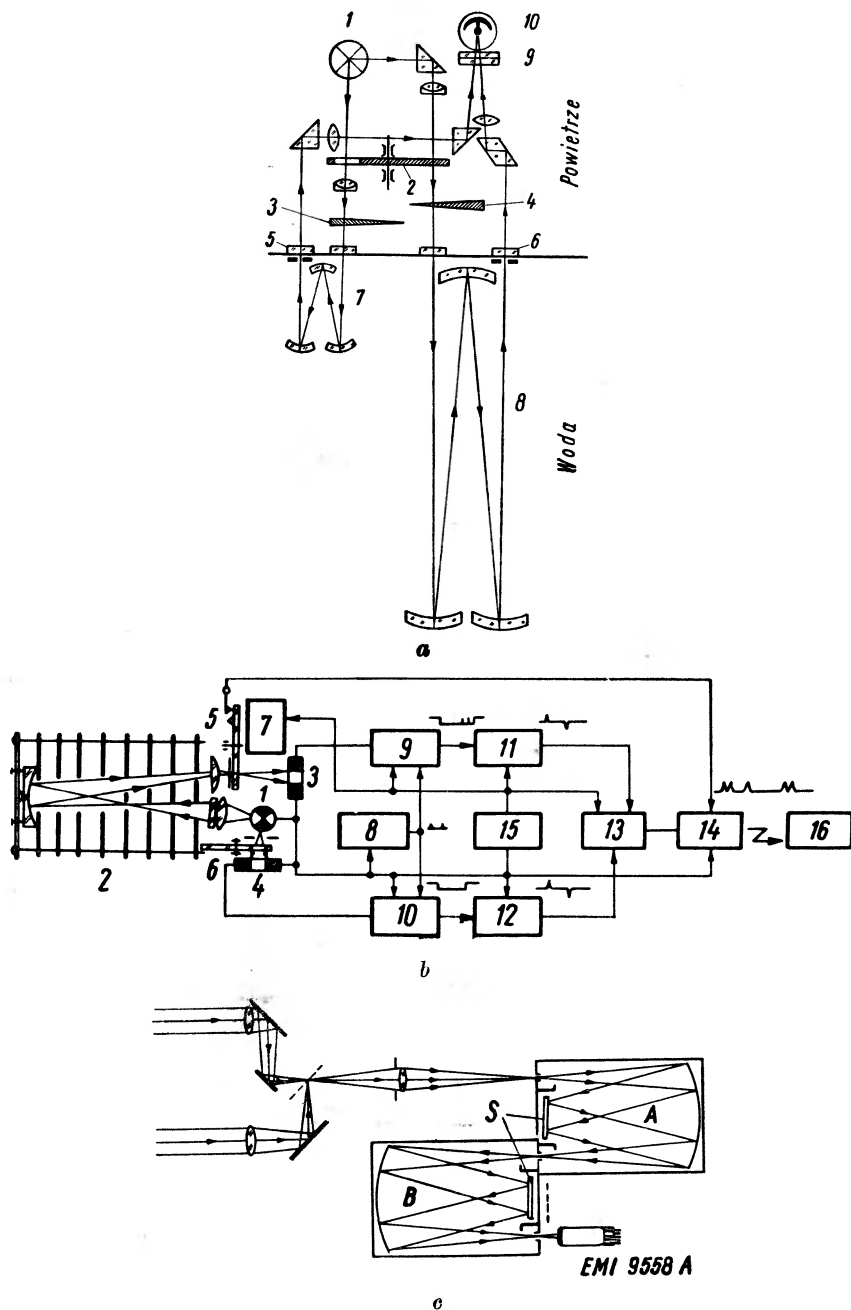
Całkowity współczynnik osłabiania c , który w najczęściej spotykanych przypadkach określa się na podstawie osłabiania wiązki światła w badanym środowisku (rys. 5a) może być otrzymany z nachylenia prostej $\ln(L_r/L_0) = f(r)$ lub z definicji operacyjnej opisanej równaniem (14) pracy [5]. W obu przypadkach należy doświadczalnie wyznaczyć transmisję L_r/L_0 lub L_{r_1}/L_{r_2} przy



Rys. 5. Schemat geometrii pomiaru: a) współczynnika osłabiania, b) funkcji rozpraszania (Tyler i Preisendorfer [10])

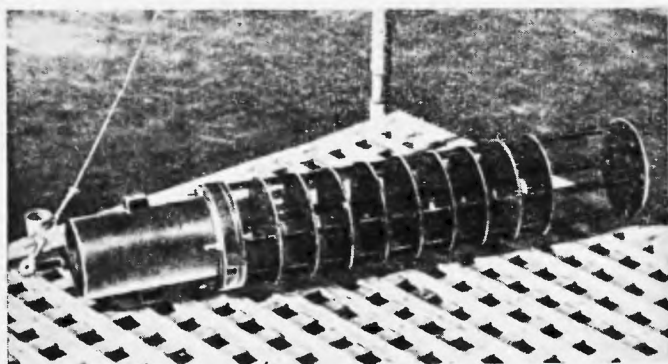
określonej długości fali. Dokonuje się tego za pomocą specjalnie przystosowanych fotometrów morskich.

Schemat drogi optycznej jednego z nowoczesnych spektrofotometrów morskich służących do tego celu przedstawia rys. 6a. Przyrząd ten pozwala na precyzyjny pomiar widma osłabiania *in situ* z jednakową dokładnością w szerokim zakresie wartości współczynnika osłabiania. Uzyskuje się to dzięki zastosowaniu układu różnicowego z modulacją wiązek świetlnych na jednym fotodetektorze oraz możliwością zmiany długości dróg optycznych obu wiązek światła w wodzie (rys. 6a). Innym przykładem rozwiązania takiego urządzenia jest impulsowy fotometr przedstawiony w schemacie blokowym na rys. 6b wg Paramonowa [17]. W fotometrze tym wzorcowa wiązka światła porównywana jest za pomocą dwóch fotooporów z wiązką osłabianą w wodzie. Pomiar oparty jest na metodzie zerowej realizowanej za pomocą automatycznie przesuwanego klina optycznego. Sygnał wyjściowy zakodowany jest w postaci impulsów, których odległości czasowe zmieniają się, w zależności od wartości współczynnika osłabiania badanego środowiska. Widok ogólny sondy tego

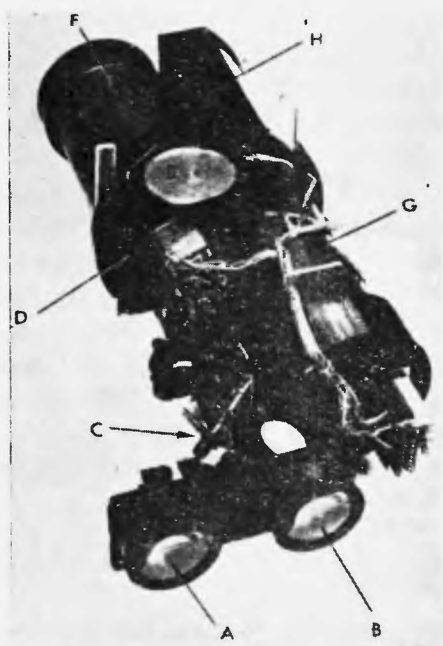


Rys. 6. Konstrukcja fotometrów morskich: a) Schemat drogi optycznej fotometru, 1 — źródło światła, 2 — modulator tarczowy, 3, 4 — kliny optyczne, 5, 6 — wodoszczelne okienka, 7, 8 — drogi optyczne wiązek w wodzie, 9 — filtry, 10 — fotodetektor (Neujmin, Agafonow i Karausz [16]). b) Schemat blokowy fotometru typu MIFP, 1 — źródło światła, 2 — droga optyczna w wodzie, 3, 4 — fotodetektory, 5, 6 — tarczowe optyczne kliny pomiarowe, 7 — silnik obracający klin, 8, 13 — układy pomiarowe, 14 — układ przekaźnikowy, 15 — układ zasilający, 16 — odbiornik z rejestratorem (Paramonow [17]). c) Schemat drogi optycznej spektrofotometru, A, B — monochromatory, S — siatki dyfrakcyjne, EMI 9558 A — fotopowielacz (Tyler [19])

fotometru przedstawia rys 7a. Inny spektrofotometr, przeznaczony do precyzyjnych pomiarów rozkładów widmowych światła w wodzie morskiej *in situ* skonstruował Tyler [18], [19]. Dzięki zastosowaniu dwóch monochromatorów



a



b

Rys. 7. Widok ogólny fotometrów morskich: a) fotometr do pomiaru współczynnika osłabienia *in situ* (Paramonow [17]), b) spektrofotometr uniwersalny do badań *in situ*, A, B — podwójny obiektyw, C — zwierciadło sektorowe, D — szczelina wejściowa monochromatora, E — urządzenie do regulacji i kontroli długości fali, F, G — monochromatory, H — pojemnik z fotopowielaczem (p. rys. 6c) (Tyler [19])

siatkowych (rys. 6c oraz rys. 7b) i podwójnego obiektywu z sektorowym zwierciadłem (A, B i C na rys. 7b), spektrofotometr ten pozwala na szczególnie dokładną monochmatyzację światła i zastosowanie do porównania: 1° — ra-

diacji w świetle dyfuzyjnym z odpowiednim, umieszczonym pod wodą wzorcem, 2° — radiacji w świetle dyfuzyjnym z dwóch różnych kierunków, 3° — radiacji w świetle dyfuzyjnym z nadwodnym strumieniem światła.

Zasada pomiaru opiera się na wyprowadzonym przez Preisendorfera [27] wyrażeniu dla radiacji L_r w dowolnym kierunku (θ, φ) i głębokości z (p. wzór (50) w pracy [5]). Na przykład w przypadku 2°, dla kierunków poziomego $(\theta = \frac{\pi}{2})$ i pionowego $(\theta = 0)$ wyrażenie to przyjmuje szczególnie prostą postać:

$$L(z, \pi/2, \varphi) = \frac{L_*(z, \pi/2, \varphi)}{e} = L_q \quad (9)$$

$$L(z, 0, \varphi) = \frac{L_*(z, 0, \varphi)}{e+K} = L_n \quad (10)$$

Stąd

$$\frac{L_n}{L_q} = \frac{L(z, 0, \varphi)}{L(z, \pi/2, \varphi)} = \frac{L_*(z, 0, \varphi)}{L_*(z, \pi/2, \varphi)} \cdot \frac{e}{e+K} \quad (11)$$

Porównawcze pomiary L_n i L_q pozwalają wnioskować o zmianie e w funkcji długości fali, mimo, że jak pokazuje wzór (11), nie można z tych dwóch pomiarów wyznaczyć bezpośrednio wartości e . Stosunek $L_*(z, 0, \varphi)/L_*(z, \pi/2, \varphi)$ zależy od współczynnika absorpcji i zmienia się od 0 do 1. Odpowiada to zmianie wartości $e/(e+K)$ od $\frac{1}{2}$ do 1, a stąd L_n/L_q zmienia się w granicach od 0 do 1 [19].

Wyznaczania współczynnika absorpcji w naturalnych warunkach dokonuje się na ogół drogą pośrednią wykorzystując jego prostą współzależność ze współczynnikami osłabiania c i rozpraszania b tj. $a = c - b$, bądź też jego związek z wartościami odpowiednich oświetleń w naturalnym polu świetlnym, zgodnie z równaniem (20) pracy [5]. Spośród metod pomiaru wielkości zawartych w tych związkach, pozostała do omówienia metoda pomiaru współczynnika rozpraszania b .

Wszystkie właściwości rzeczywiste związane z rozpraszaniem mogą być połączone następującą zależnością funkcyjną [5]:

$$b(\vec{r}_p) = \int_G \beta(\vec{r}_p, \theta, \varphi, \theta', \varphi') d\omega(\theta', \varphi') = b_f(\vec{r}_p) + b_b(\vec{r}_p) \quad (12)$$

Zależność ta wskazuje, jak na podstawie znanej funkcji rozpraszania β można wyznaczyć całkowity współczynnik rozpraszania b i jego składowe: współczynnik rozpraszania do przodu b_f i wstecz b_b .

Zasada wyznaczania objętościowej funkcji rozpraszania wynika z wzoru (7) i (16) pracy [5]. Polega ona na pomiarze przestrzennego rozkładu funkcji L_* jak to schematycznie przedstawia rys. 5b. W ogólności $\beta = f(\vec{r}_p, \theta, \varphi, \theta', \varphi')$ i $\beta(\vec{r}_p, \theta, \varphi, \theta', \varphi')$ oznacza wartość funkcji rozpraszania w p-cie P dla radiacji o kierunku (θ', φ') rozpraszanej w kierunku (θ, φ) . Przy odpowiednim wyborze układu współrzędnych $\{(\theta', \varphi') = (0, 0)\}$ i założeniu jednorodności ośrodka ($\varphi = 0$) dokonuje się pomiaru wartości $\beta = f(\theta)$.

Za pomocą kolimatora Gershuna (G na rys. 5b) mierzona jest radiacja L_i^* wynikająca z rozpraszania radiacji L_r w kierunku θ na odcinku $l(\theta)$ elementu objętościowego wokół punktu P . Z wartości L_i^* i ustalonych L_r , Ω_r oraz l wynika wartość funkcji rozpraszania

$$\beta(\theta) = \frac{1}{L_r \Omega_r} \frac{L_i^*(\theta)}{l(\theta)} = \frac{L_*(\theta)}{L_r \Omega_r}. \quad (13)$$

W literaturze znajdujemy szereg rozwiązań konstrukcyjnych fotometrów do wyznaczania funkcji β zarówno na próbkach wody morskiej w warunkach laboratoryjnych [10], [28], jak i w warunkach naturalnych *in situ* [20], [22], [26]. Szczegóły drogi optycznej i geometria układu wykonywane są zgodnie z wymaganiami ogólnej teorii przenoszenia energii promienistej w morzu opracowanej przez Preisendorfera [5], [7], [21], [25]. Na rys. 8a przedstawiony jest schemat miernika rozproszenia, którym posługiwał się w pomiarach funkcji β Jerlov [26]. Główne elementy miernika stanowią: źródło światła z kolimatorem (1, 2, 3) i detektor radiacji L_i^* na ruchomym ramieniu (4, 5, 6).

Z graficznego obrazu $\beta(\theta)$ (p. np. [5]) można zgodnie z (12) wyznaczyć b oraz b_f i b_b .

Bezpośredni pomiar całkowitego współczynnika rozpraszania natrafia w praktyce na duże trudności i daje się względnie prosto realizować jedynie w przypadku środowiska o małym współczynniku absorpcji, jak np. w powietrzu atmosferycznym [30]. Jednak nawet w najczystszej wodzie oceanicznej współczynnik absorpcji daje zasadniczy wkład do osłabiania światła i stąd metoda proponowana wcześniej przez Beuttla i Brewera [30] do wyznaczania b w powietrzu może być w morzu jedynie przy pewnej modyfikacji zastosowana do pomiaru współczynnika rozpraszania do przodu b_f [24].

Zasadę działania urządzenia Beuttla i Brewera przedstawia rys. 8b. Radiacja powierzchniowa L_0 wytwarzana przez umieszczony w ośrodku płaski emiter Lamberta o powierzchni A , w wyniku rozpraszania może być rejestrowana jako radiacja L przez fotodetektor umieszczony w punkcie O na kierunku OM . W obecności absorpcji

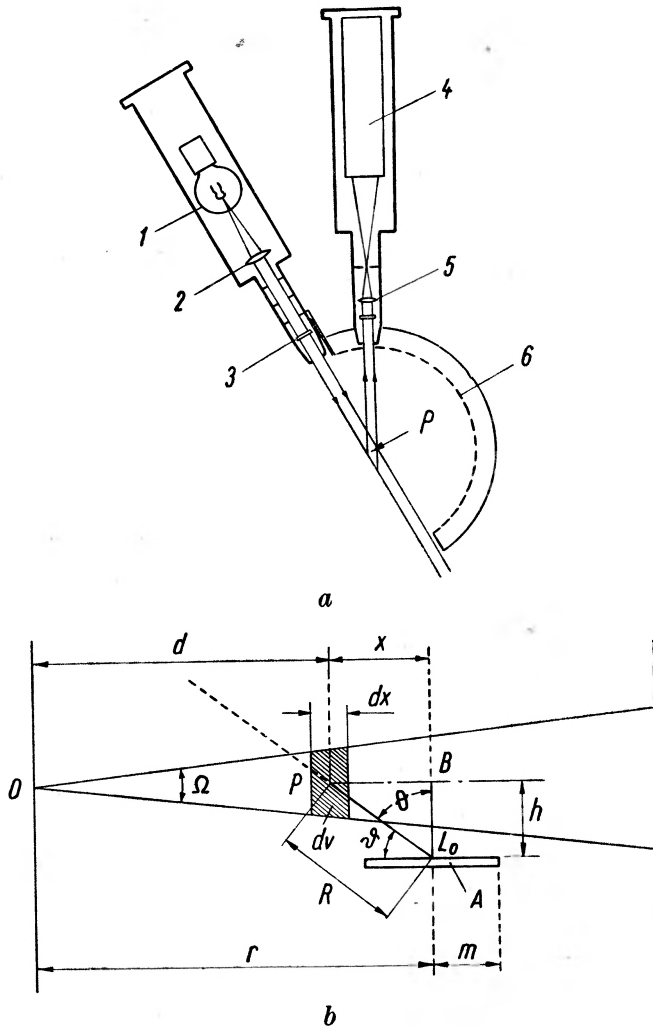
$$L = \frac{2\pi L_0 A e^{-cr}}{h} \left[\int_0^{\pi/2} \beta(\vartheta) e^{-c(R-x)} \sin\vartheta d\vartheta + \int_{\pi/2}^{\pi} \beta(\vartheta) e^{-c(R+x)} \sin\vartheta d\vartheta \right]. \quad (14)$$

Pierwszy składnik w nawiasie reprezentuje część radiacji pochodzącą z rozpraszania do przodu, drugi składnik reprezentuje rozpraszanie wstecz. Gdy współczynnik absorpcji $a \rightarrow 0$, wyrażenie (14) redukuje się do prostej zależności, z której łatwo można znaleźć b [24], [30],

$$b = \frac{2\pi L h}{L_0 A}. \quad (15)$$

Celem uproszczenia wyrażenia (14) w przypadku $a \neq 0$ umieszcza się przy źródle A pułapkę światła rozproszonego wstecz, co powoduje zniknięcie w nawiasie (14) drugiej całki. Jeżeli dalej nałoży się warunki dokładności pomiaru

$\beta(90^\circ)$ np. 10% [24], to dla światła rozproszonego do przodu i odległości $h = 5$ cm, $e^{-0,05c} = 0,9$, a stąd $c = 2,1 m^{-1}$. Dla $\beta(\vartheta) \neq \beta(90^\circ)$ przy obliczonym c błąd pomiaru będzie mniejszy, ponieważ $x \rightarrow R$ i $e^{-c(R-x)}$ jest bliższe jedności niż poprzednio (rys. 8b).

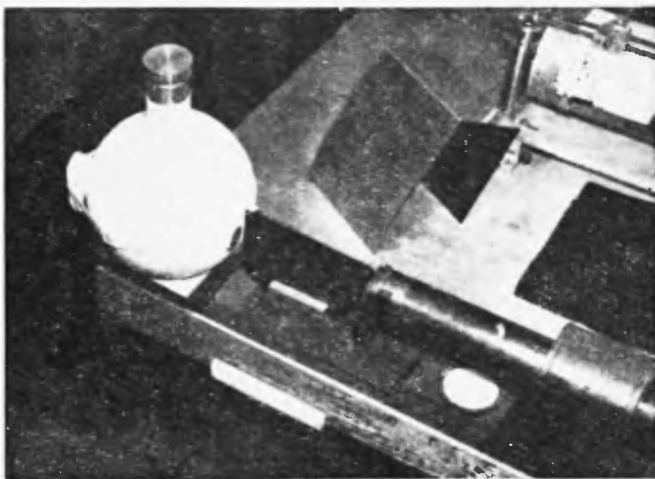


Rys. 8. a) Schematyczny przekrój miernika funkcji rozpraszania. 1 — źródło światła 2, 5 — kondensatory, 3 — filtr, 4 — fotodetektor, 6 — skala kątowna, P — analizowany element ośrodka (Jerlov [26]). b) Zasada działania miernika współczynnika rozpraszania do przodu, A — powierzchnia źródła radiacji L_0 , dv — element objętościowy ośrodka w punkcie P, O — fotodetektor o kierunku widzenia OB (Tyler i Howerton [24])

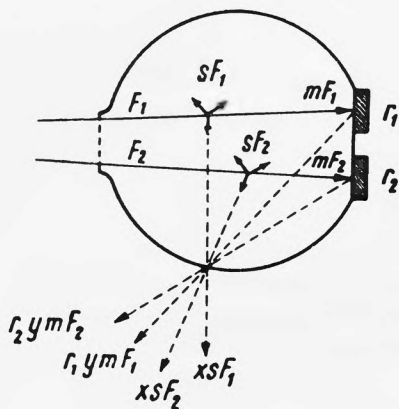
Przy wymienionych założeniach równanie (14) znacznie się upraszcza i w wodach o współczynniku osłabiania $c \leq 2,1 m^{-1}$, może posłużyć do wyznaczania b_f :

$$b_f = \frac{2\pi Lh}{L_0 A} e^{cr}. \quad (16)$$

Metodę bezpośredniego pomiaru całkowitego współczynnika rozpraszania b w próbkach wody opracował Tyler [31]. Przystosował on do tego celu spektrofotometr kompensacyjny („zerowy“) Hardy’ego [32], w którym sferyczną czaszę mieszczącą część drogi optycznej zastąpił zmodyfikowaną szklaną



a



b

Rys. 9. Spektrofotometr do pomiaru całkowitego współczynnika rozpraszania b , a) widok ogólny, b) zasada działania (objaśnienia w tekście) (Tyler [31])

czaszą o matowo-białej powierzchni wewnętrznej, zawierającą badaną próbkę wody. Widok ogólny tego urządzenia ilustruje rys. 9a, zaś rys. 9b wyjaśnia zasadę jego działania.

Do czaszy wypełnionej próbką wody wprowadza się dwa strumienie światła F_1 i F_2 tak zróżnicowane, by ich wartości po przejściu różnych dróg optycznych dały jednakowe oświetlenie detektora.

Strumienie F_1 i F_2 ulegają w próbie absorpcji i rozproszeniu oraz odbiciu na reflektorach o różnej zdolności odbijającej r_1 i r_2 .

Stosując oznaczenia podane na rysunku, warunek kompensacji można zapisać jak następuje:

$$xsF_1 + yr_1mF_1 = xsF_2 + yr_2mF_2. \quad (17)$$

W wyrażeniu tym sF_1 oznacza część strumienia rozproszonego z I wiązki, xsF_1 — jego część docierającą do detektora (zmniejszoną x -krotnie na skutek absorpcji), mF_1 — część docierającą do reflektora, r_1mF_1 — część odbitą i yr_1mF_1 — jego część docierającą do detektora w wyniku odbicia (zmniejszoną y -krotnie na skutek absorpcji). Analogiczne znaczenie mają symbole dla wiązki II.

W tej sytuacji stosunek F_1/F_2 rejestrowany przez przyrząd wyraża się wzorem:

$$W = \frac{F_1}{F_2} = \frac{xs + yr_2m}{xs + yr_1m}. \quad (18)$$

Jeżeli współczynnik absorpcji a jest mały, to $x \approx y$ i równanie (18) upraszcza się do postaci:

$$W = \frac{s + r_2m}{s + r_1m}. \quad (19)$$

W urządzeniu pomiarowym realizowany jest specjalny warunek $r_2 = 0$ i $r_1 = 1, 0$. Wówczas

$$W = \frac{s}{s + m}, \quad (20)$$

co zapisane w formie eksponencjalnej daje zależność:

$$W = \frac{1 - e^{-bx_1}}{1 - e^{-bx_1}(1 - e^{-ax_1})}, \quad (21)$$

gdzie x_1 — odległość od wejścia do reflektora.

Całkowity współczynnik rozpraszania b obliczany jest z wzoru (21) na podstawie mierzonej wartości W i niezależnie określonego współczynnika absorpcji a z pomiaru w specjalnym spektrofotometrze [32].

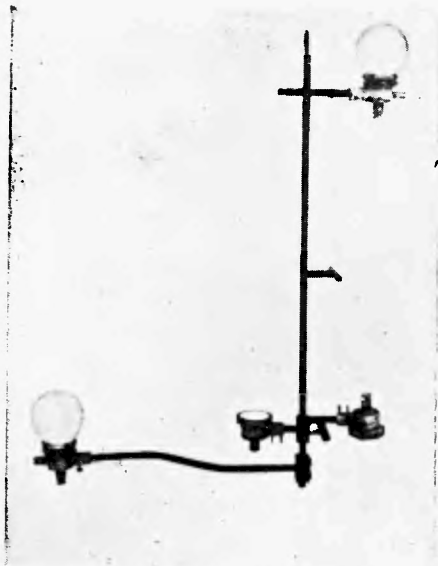
b) Właściwości pozorne

Do pozornych właściwości optycznych morza zalicza się odbicie na głębokości $z\{R(z, \pm)\}$, funkcję osłabiania radiacji $\{K(z, \theta, \varphi)\}$, współczynnik dyfuzyjnego osłabiania oświetlenia $\{K(z, \pm)\}$, współczynnik osłabiania oświetlenia skalarnego $\{k(z, \pm)\}$ oraz funkcję rozkładu strumienia $\{D(z, \pm)\}$.

Właściwości te są na ogół prostymi funkcjami radiacji i oświetleń [5]. Z tego względu ich wyznaczanie sprowadza się do odpowiednich pomiarów tych wielkości.

Z definicji, właściwości pozorne muszą być określane w naturalnym polu świetlnym *in situ*.

Występujące w przeważającej części przypadków nieregularne fluktuacje pola świetlnego w morzu [33—34] powodują, że do wyznaczania poszczególnych właściwości pozornych należy stosować określone zestawy kolektorów jednocześnie. Rys. 10 przedstawia zestaw kolektorów do pomiarów funkcji R , K i D , stosowany przez Tylera [10], [35].



Rys. 10. Zestaw kolektorów oświetleń do pomiaru funkcji R , K i D (Tyler i Preisendorfer [10])

4. Uwagi końcowe

Przedstawiony w pracy zestaw metod optycznych wykorzystywany jest do badań wielu złożonych zjawisk fizyko-chemicznych i biologicznych w morzu.

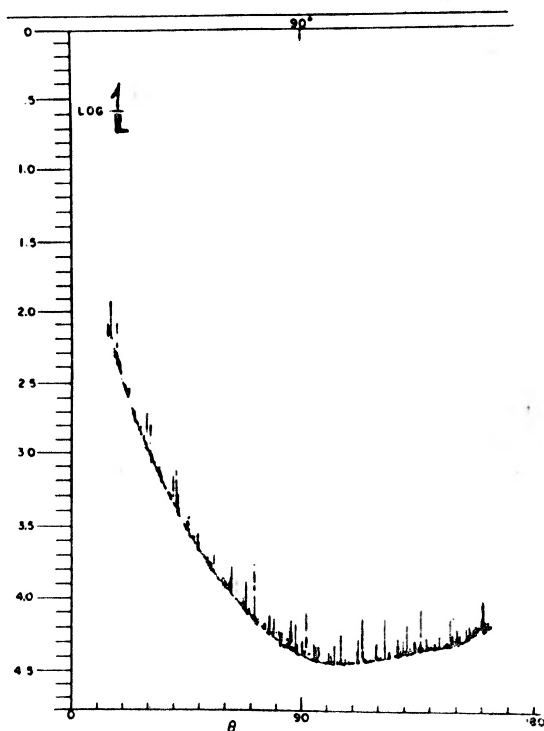
Należy podkreślić, że oprócz zasadniczego wkładu do bilansu energetycznego wód oceanu światowego, światło odgrywa istotną rolę w rozwoju flory i fauny morskiej. Wystarczy wspomnieć, że jego obecność jest koniecznym warunkiem podtrzymywania w morzu tzw. pierwotnej produkcji biomasy [58], opartej na zjawisku fotosyntezy [59—61]; że cały szereg gatunków fauny morskiej orientuje się w przestrzeni według płaszczyzny polaryzacji światła dyfuzyjnego [36—43]; że wreszcie światło wnikające w głąb morza jest pośrednią przyczyną optycznych zjawisk wtórnych, takich jak morska bioluminescencja [44—51] czy kolor morza [52—53].

Wszystkie wymienione zjawiska uwarunkowane pierwotnie właściwościami światła i czystej wody morskiej [5], [54] wpływają z kolei na efektywne właściwości optyczne morza [5], [54], [55]. Stąd pomiary podstawowych wielkości fotometrycznych w morzu *in situ* pozwalają wnioskować o niezbadanych warunkach i mechanizmie wielu wymienionych wyżej procesów. Na przykład w oparciu o badania krzywych widmowych w funkcji głębokości można określić ilościowy i jakościowy rozkład planktonu.

Pomiar stopnia polaryzacji światła dyfuzyjnego i widm polaryzacyjnych w funkcji głębokości daje informacje o strefach koncentracji pewnych gatunków fauny morskiej.

Ciągła rejestracja jednej lub kilku naraz wielkości fotometrycznych w korelacji z rejestracją innych właściwości wody morskiej wskazuje na przyczyny i rodzaj dynamiki badanego akwenu wodnego [62—63].

Istniejący przykład współistnienia i współdziałania zjawisk optycznych w morzu przedstawia rys. 11 [61]. Na krzywą funkcji rozpraszania nakładają



Rys. 11. Piki bioluminescencyjne na tle krzywej rozpraszania uzyskane w morzu na głębokości 20 m (Tyler [61])

się gęsto powtarzające się piki. Kształt krzywej rozpraszania wynikający z właściwości optycznych wody morskiej (p. np. [5]) uzupełniony jest luminescencyjnymi pikami świecącego planktonu.

Niezależnie od zastosowań metod optycznych w różnorodnych badaniach morza dla celów wielu gałęzi oceanologii, stanowią one podstawowe narzędzie weryfikacji teorii przenoszenia energii promienistej w morzu (p. np. [5], [43], [56], [7], [57]), co posiada ogólniejszy aspekt oddziaływania promieniowania elektromagnetycznego z materią.

Panu Profesorowi I. Adamczewskiemu dziękujemy za cenne uwagi i pomoc przy opracowaniu tego artykułu.

Abstract: This work contains a review and development of the principal methods of investigation of the optical phenomena in the sea. It was shown that these methods can be classified into several basic groups corresponding to the general division of the optical quantities and properties of the sea, presented in the earlier paper by the authors [5]. A brief characteristic of each of the groups of methods in mention and the apparatus associated is given. The characteristic gives the measuring principle and an example of a practical solution to a problem.

In the conclusion there is mention of the wide-range application of the methods presented in the various aspects of research concerning the sea.

Literatura

- [1] *Symposium on Radiant Energy in the Sea*, Helsinki, 1—5 August 1960; *IUGG Monographie* Nr 10; edited by N. G. Jerlov (1961).
- [2] N. G. Jerlov, *Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev.*, **1**, 89 (1963).
- [3] *Report of the first Meeting of the Joint Group of Experts on Photosynthetic Radiant Energy*, Moscow 5—9. X. 1964, *UNESCO Techn. Pap. Mar. Sci.* Nr 2 (1964).
- [4] *Report of the Second Meeting of the Joint Group of Experts of Photosynthetic Radiant Energy*, Karuizawa 15—19 August 1966; *UNESCO Techn. Pap. Mar. Sci.*, Nr 5 (1966).
- [5] J. Dera, J. Kalinowski, *Postępy Fizyki*, **17**, 537 (1966).
- [6] W. A. Timofiejewa, *Woprosy Fizyki Moria, Trudy Jubilejnoj Sessii Morskowo Hidrofiziceskowo Instituta AN SSSR*, **37**, 20 (1966).
- [7] R. W. Preisendorfer, *Contributions Scripps Inst. Oceanogr.* **31**, 965 (1961).
- [8] *Standard Terminology on Optics of the Sea*, *IAPSO Stock of Publications*, Oceanografiska Institutionen Göteborg (1964).
- [9] J. Dera, S. Szymborski, *Zeszyty Naukowe Politechniki Gdańskiej B. W.*, IX Nr 93, 19 (1966).
- [10] J. E. Tyler, R. W. Preisendorfer, *The sea*, Vol. I (*Physical Oceanography*), 397, New York, London 1962.
- [11] J. E. Tyler, *J. Mar. Res.*, **18**, 157 (1960).
- [12] J. E. Tyler, W. H. Richardson, R. W. Holmes, *J. Geophys. Res.*, **64**, 667 (1959).
- [13] M. N. Kajgorodow, G. G. Neujmin, *Metody i pribory dla issledowania fizyceskich processow w okeanie* Morsk., *Gidrofiz. Inst. A. N. SSSR*, **36**, 66 (1966).
- [14] G. S. Karabaszew, *Okeanologia*, **6**, 866 (1966).
- [15] J. Dera, *Acta Geophys. Polon.*, **15**, Nr 3 (1967) (w druku).
- [16] G. G. Neujmin, E. A. Agafonow, C. W. Karausz, *Metody i pribory dla issledowania fizyceskich processow w okeanie*, Morsk. *Gidrofiz. Inst. AN SSSR*, **36**, 51 (1966).
- [17] A. N. Paramonow, *Okeanologia*, **1**, 314 (1964).
- [18] J. E. Tyler, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, **51**, 671 (1964).
- [19] J. E. Tyler, *J. Opt. Soc. Amer.*, **55**, 800 (1965).
- [20] J. E. Tyler, W. H. Richardson, *J. Opt. Soc. Amer.*, **48**, 354 (1958).
- [21] J. E. Tyler, *J. Opt. Soc. Amer.*, **51**, 1289 (1961).
- [22] J. E. Tyler, *Symposium on Radiant Energy in the Sea*, IUGG, *Monographie* Nr 10, 40 (1961).
- [23] J. E. Tyler, *Limnol. and. Oceanogr.*, **6**, 451 (1961).
- [24] J. E. Tyler, R. Howerton, *Limnol. and Oceanogr.*, **7**, 393 (1962).
- [25] J. E. Tyler, *Applied Optics*, **2**, 245 (1963).
- [26] N. G. Jerlov, *Symposium on Radiant Energy in the Sea*, IUGG *Monographie* Nr 10, 3 (1961).
- [27] R. W. Preisendorfer, *Rep. Scripps Inst. Oceanography University of California*, Ref. 58—46 (1958).
- [28] M. W. Kozlaninow, *Trudy Inst. Okean. AN SSSR*, **25**, 134 (1957).

- [29] I. E. Tyler, R. W. Austin, *Applied Optics*, **3**, 613 (1964).
- [30] R. C. Beuttel and A. W. Brewer, *J. Sci. Instrum.*, **26**, 357 (1949).
- [31] J. E. Tyler J. Op, *J. Opt. Soc. Amer.*, **47**, 745 (1957).
- [32] A. G. Hardy, *J. Opt. Soc. Amer.*, **25**, 305 (1935).
- [33] J. Dera, J. Olszewski, *Acta Geophys. Polon.*, **15**, Nr 4 (1967) (w druku).
- [34] J. Dera, J. Olszewski, S. Łęgowski, *Acta Geophys. Polon.*, **15**, 49 (1967).
- [35] J. E. Tyler, *J. Opt. Soc. Amer.*, **405**, 904 (A) (1955).
- [36] T. H. Waterman, *Science*, **III**, 252 (1950).
- [37] T. H. Waterman, *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.*, **40**, 252 (1954b).
- [38] T. H. Waterman, *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.*, **40**, 258 (1954).
- [39] T. H. Waterman, *Persp. in Marine Biol.*, Berkeley, Univ. California 1958.
- [40] T. H. Waterman, *J. Med. Sci.*, **8**, 243 (1959).
- [41] T. H. Waterman, W. E. Westell, *J. Marine Res.*, **15**, 149 (1956).
- [42] W. M. Pawłow, *Trudy Inst. Okiean. AN SSSR* **77**, 41 (1965).
- [43] W. M. Pawłow, *Trudy Inst. Okiean.*, AN SSSR **77**, 53 (1965).
- [44] R. H. Backus, C. S. Yentsch and A. Wing, *Nature*, **192**, 518 (1961).
- [45] B. P. Boden and E. M. Kampa, *Pacif. Sci.*, **11**, 229 (1957).
- [46] G. L. Clarke and R. H. Backus, *Deep-Sea Res.*, **4**, 1 (1956).
- [47] G. L. Clarke and E. J. Denton, *Light and animal life, in: the Sea* (M. N. Hill, ed.) **1**, 456—468, New York, Interscience Publishers 1962.
- [48] G. L. Clarke and C. J. Hubbard, *Limnol. and Oceanogr.*, **4**, 163 (1959).
- [49] W. D. Clarke, *Nature*, **198**, 1244 (1963).
- [50] B. P. Boden and E. M. Kampa, *Oceanogr. and Mar. Biol.* (H. Barnes ed), **2**, 341, Hafner Publ. Co., New York 1964.
- [51] G. L. Clarke and R. H. Backus, *Bull. Inst. Oceanogr.*, **64**, 1—36 (1964).
- [52] J. E. Tyler, *Nature*, **202**, 1262 (1964).
- [53] N. G. Jerlov, *Studies on Oceanography*, 260—264 (1964).
- [54] A. Defant, *Physical Oceanography*, Oxford—London—New York—Paris 1961.
- [55] G. Dietrich und K. Kalle, *Allgemeinre Meereskunde eine Einführung in die Oceanographie*, Berlin—Nikoassee 1957.
- [56] J. E. Tyler, *J. Mar. Res.*, **21**, 102 (1963).
- [57] A. K. Karielin, *Trudy Inst. Okiean. AN SSSR*, **77**, 17 (1965).
- [58] J. E. G. Raymont, *Plankton and Productivity in the Oceans*, Pergamon Press, Oxford—London—New York—Paris 1963.
- [59] E. Steemann Nielsen and Vagu Hausen K. R., *Physiol. Plant.*, **12**, 353 (1959).
- [60] C. S. Yentsch and R. W. Lee, *J. Mar. Res.*, **24**, 319 (1966).
- [61] J. E. Tyler, *Limnol. and Oceanogr.* **6**, 451 (1961).
- [62] J. Dera, *Acta Geophys. Polon.*, **13**, 15 (1965).
- [63] K. Wyrтки, *Symposium Radiant Energy in the Sea*, Helsinki 1960, Monographie Nr 10, Juni 1961, p. 51. International Union of Geodesy and Geophysics.

Fundamentals of quantum mechanics. Particles, Waves, and Wave Mechanics by Sidney Borowitz (New York University). W. A. Benjamin, Inc., New York 1967, pp. XIV+401

Co roku ukazują się na świecie nowe podręczniki mechaniki kwantowej i można by się obawiać, że mamy ich już dość i dalsze mogłyby tylko powtarzać, to co zostało już, nieraz świetnie, napisane w poprzednich. Jednakże ten dział fizyki jest tak obszerny i nowe odkrycia rzucają coraz to nowe światła na dzisiaj już „klasyczne“ początki rozwoju mechaniki kwantowej, że obawa taka nie jest uzasadniona. Nie stosuje się ona w każdym razie do recenzowanego dzieła, które różni się pod wielu względami od większości dzisiaj rozpowszechnionych podręczników. Wiadomo, że dział fizyki, który dzisiaj nazywamy mechaniką kwantową, powstał niemal jednocześnie pod dwiema postaciami pozornie tylko różniącymi się pomiędzy sobą. Obecnie rozpowszechnione sposoby podejścia do zagadnień mechaniki kwantowej nawiązują raczej do bardziej abstrakcyjnych metod, zapoczątkowanych przez Borna, Heisenberga i Jordana, podczas gdy metody de Broglie'a i Schrödingera bardziej przemawiają do wyobraźni (przynajmniej początkowo) i oparcie się na nich może się przyczynić do uchronienia nowych adeptów fizyki kwantowej od popadania w zbyt ni formalizm. Otóż autor omawianego dzieła wyraźnie zaznacza, że podręcznik jego powstał pod wyraźnym wpływem zbioru oryginalnych prac Schrödingera¹.

Następujący krótki wyciąg z Przedmowy może dać pewne pojęcie o charakterze omawianego podręcznika: „Początkujący student zazwyczaj mało wie o teorii falowej, optyce geometrycznej i dynamice hamiltonowskiej, a bez tych wiadomości wstępnych trudno jest obejść się w wykładzie mechaniki falowej... Głównym zadaniem tego podręcznika jest uzupełnienie tych luk przed przystąpieniem do rzeczowego potraktowania falowej mechaniki cząstek... W pierwszej połowie książki jest mowa o teorii falowej i dynamice cząstek, jako podbudowie dalszego ciągu, natomiast druga część poświęcona jest nierelatywistycznej teorii kwantów... Pierwsza część ma doprowadzić studenta do poziomu normalnego stanu wiedzy z czasów, gdy Schrödinger zaczynał tworzyć swoją nową teorię i następnie do podążania jego śladami przy tworzeniu jego mechaniki falowej... To nie jest historia mechaniki falowej, ale pewien posmak historyczny przypadnie zapewne do gustu wielu czytelnikom...”

„Nieco przydługa część przygotowawcza sprawia, że początek wykładu falowej teorii materii przypada dopiero na początek drugiego semestru, ale podczas studiowania ogólnych własności fal student spotyka się z wielu zjawiskami, które zazwyczaj są omawiane dopiero w związku z falową mechaniką cząstek, tak że wykład drugiej części idzie znacznie prędzej niż można się było tego spodziewać...”

Jednym słowem, ten raczej niezwykły podręcznik jest samowystarczalnym wykładem mechaniki kwantowej, podkreślającym jedność klasycznej i kwantowej mechaniki, obejmującym nowoczesne podejście do teorii kwantów i (jednowymiarowych) zagadnień teorii rozprożeń. Zawiera on również sporo tematów klasycznych, takich jak np. analogię między optyką geometryczną a mechaniką klasyczną z podkreśleniem ich związków z mechaniką falową itp.

¹ Zbiór ten składający się z ośmiu prac ukazał się po raz pierwszy po niemiecku w r. 1926 i następnie w wielu tłumaczeniach na inne języki. W przedmowie do wydania francuskiego z r. 1932 Marcel Brillouin pisze: „Gdy idąc przez gęsty las straci się zupełnie poczucie kierunku, w którym należy dalej iść, warto jest zawrócić z drogi i odnaleźć światło dzienne na skraju lasu skąd się wyszło”.

Jako dalszą pozytywną cechę recenzowanego podręcznika można podkreślić dobór i wykonanie dużej liczby (ponad sto) bardzo przejrzystych i pouczających rysunków oraz niemal trzysta krótkich i na ogół bardzo interesujących zadań. Słowem, można uznać dzieło Borowitza za cenny nowy wkład do zbioru pierwszorzędnych podręczników mechaniki kwantowej, które ukazały się w ostatnich czasach. Warto by było przetłumaczyć je (bez zwłoki!) na język polski.

Jan Weysenhoff

J. Crussard: **Energia termojądrowa**. Tłumaczył z francuskiego J. Środulski. PWN, Warszawa 1967, Biblioteka „Omega“, str. 121, cena zł 10.—

Książka J. Crussarda dobrze odpowiada aktualnie dużemu zapotrzebowaniu na popularną literaturę z dziedziny fizyki zajmującej się kontrolowanymi reakcjami termojądrowymi. Mamy w niej przystępny opis podstawowych zasad fizycznych rządzących reakcjami termojądrowymi i to zarówno tymi, które przebiegają w Kosmosie, jak i tymi, które realizowane są na skalę techniczną w warunkach ziemskich. Szczególnie jest cenny i dobrze poglądowo napisany został obszerny rozdział o syntezie kontrolowanej w odróżnieniu od nieco zbyt rozbudowanego rozdziału o bombach termojądrowych.

Za pomocą przejrzystych wykresów zilustrowany został problem ograniczania gorącej plazmy za pomocą pól magnetycznych. Nadzwyczaj wartościowe są rysunki oddające sytuacje fizyczne w przestrzeni trójwymiarowej, tak ważne dla wytworzenia wyobrażenia o przebiegu przestrzennym opisywanych zjawisk w polach magnetycznych. Rysunki są na tyle sugestywne, że po ich oglądnięciu i przeczytaniu stosownych podpisów czytelnik sięga po główny tekst już tylko po to, aby upewnić się, że główna idea przekazana została mu właśnie drogą obrazkową.

Krótki przegląd metod diagnostyki plazmy wzbogaca treściowo tę interesującą publikację.

Rozwijając zasadniczy wątek książki autor nie poprzestaje na werbalnych i rysunkowych metodach opisu i tam, gdzie to jest potrzebne, ilustruje tekst stosownie dobranymi liczbami.

Specjalnie wartościowy jest opis szeregu instalacji eksperymentalnych pracujących w USA, ZSRR, W. Brytanii i Francji, ich osiągnięć, specyficznych trudności i możliwości dalszego rozwoju. I tutaj należy wyrazić ubolewanie, że tak interesująca pozycja pojawiła się na polskim rynku księgarskim z czteroletnim opóźnieniem w stosunku do oryginału francuskiego.

Jerzy Pietruszka

H. W. Franke: **Mowa przeszłości**. Tłumaczył z języka niemieckiego K. Kowalski. PWN, Warszawa 1966, Biblioteka „Problemów“ tom 107, str. 232, cena zł 25.—

Nowa pozycja wydawnicza Biblioteki „Problemów“ zawiera pasjonujący opis zastosowań najnowszych zdobyczy nauki do ustalenia chronologii przeszłych wydarzeń historii Ziemi z epok poprzedzających pojawienie się dokumentów pisanych ręką ludzką. Geochronologia, operująca nieraz bardzo odległymi od siebie metodami badawczymi, ukazana jest w recenzowanej książce jako spójna wewnętrznie dyscyplina naukowa użytkująca metody fizyko-chemiczne i astronomiczne, obok geologicznych i paleontologicznych a nawet antropologicznych. Czytelnik zafascynowany jest różnorodnością metod badawczych prowadzących do wspólnego celu: ustalenia datowań zamierzonych wydarzeń. Uważam, że jest to na równi zasługą autora tekstu w języku niemieckim jak i tłumacza.

Autor ze swojej strony zebrał bardzo różnorodny materiał i przedstawił go w sposób bardzo przystępny i ciekawy.

W książce mamy mnóstwo ilustracji, dużo dobrych fotografii podnoszących jak zawsze walory popularyzatorskie tego typu wydawnictw. Co więcej, jest również dużo diagramów i wykresów czytelnie opisanych i sugestywnie obrazujących zasady wyłożone w tekście.

Na specjalne podkreślenie zasługuje również fakt, że autor nie ukrywa przed czytelnikiem różnorodnych trudności właściwych poszczególnym metodom badawczym i ich specyficznych ograniczeń w precyzji uzyskiwanych wyników. Innymi słowy autorowi udało się przebrnąć przez ogromny gąszcz skomplikowanych zagadnień dobrze je popularyzując i nie spływając ich przy tym równocześnie.

Sądzę, że dobrze jest, że czytelnik po skończeniu lektury tej książki odkłada ją z przekonaniem o niekompletności danych jakimi dysponuje dzisiejsza geochronologia, bo zarazem towarzyszy temu nieodłącznie wrażenie dynamiki rozwojowej tej dyscypliny naukowej i przede wszystkim świadomość potencjalnych możliwości tej dziedziny nauki.

Niewątpliwie zasługą dobrego przekładu na język polski jest fakt, że książkę czyta się lekko i płynnie bez niepotrzebnych przerw na analizę jakichś skomplikowanych tworów gramatycznych jakże, niestety, często towarzyszących mniej doskonałym tłumaczeniom.

Jestem przekonany, że trafną była decyzja tłumacza zastąpienia niektórych przykładów zjawisk geologicznych z terenu Niemiec przykładami z terenu Polski, bliższymi czytelnikowi polskiemu.

Recenzowana książka nie tylko dobrze spełnia swoją popularyzatorską rolę przekazywania sumy określonych informacji w sposób atrakcyjny, ale, co więcej, potrafi pobudzić zainteresowania czytelnika w kierunku innych pozycji książkowych z tej dziedziny nauki. I dlatego z pewnością celowe jest umieszczenie bogatego wykazu fachowej literatury zarówno obcojęzycznej, jak i polskiej na zakończenie książki.

Jerzy Pietruszka

Banesh Hoffmann: *Niezwykła historia kwantów.* (The Strange Story of the Quantum. Dover Publications INC, New York 1959). Tłum. J. Szymelman. PWN, Warszawa 1965, str. 310, cena zł 25.—

Książeczka Hoffmanna jest popularnie napisaną historią rozwoju pojęć mechaniki kwantowej, wprowadzającą czytelnika w burzliwe dyskusje w tej dziedzinie z pierwszej połowy XX wieku. Od koncepcji Plancka o kwantowym charakterze emisji i absorpcji światła, poprzez odkrycie Einsteina o tym, że światło w ogóle istnieje w postaci kwantów-fotonów, a dalej model atomu Nielsa Bohra, fale materii de Broglie'a i zjawisko dyfrakcji elektronów, zasadę nieoznaczoności Heisenberga, funkcję ψ Schrödingera, zasadę nierozróżnialności cząstek oraz zakaz Pauli'ego, wreszcie teorię Diraca prowadzi nas autor do zagadnienia modeli jądrowych i cząstek elementarnych. Książeczka jest pisana łatwo, językiem potocznym. Poszczególne zjawiska fizyki atomu są przedstawione obrazowo z odwołaniem się do modeli i przykładów z życia codziennego. Autor postawił sobie trudne zadanie ukazania świata atomu takim, jakim go widzi dzisiejsza nauka bez korzystania z jej języka — matematyki i z zadania tego wywiązał się znakomicie. Książeczka „Niezwykła historia kwantów“ stanowi pasjonującą lekturę dostępną również dla Czytelnika nieprzygotowanego w zakresie matematyki do studiów fizyki kwantowej.

(Dziwne tylko może wydawać, skąd się w niej biorą opisy zdarzeń z lat pięćdziesiątych bieżącego stulecia, skoro II wydanie oryginału, stanowiące podstawę tłumaczenia, datuje się z roku 1929 jak to mylnie podano w polskiej wersji (zamiast 1959)).

Danuta Kuniszówna

A. Kompaniejec: *Co to jest mechanika kwantowa?* Tłumaczył z języka rosyjskiego W. Kłowski. PWN, Warszawa 1966, Biblioteka „Omega“, str. 156, cena w subskrypcji 10 zł

Nowy tomik Biblioteki „Omega“ jest jedną z niezliczonych w literaturze światowej i to, niestety, niezbyt szczęśliwą próbą popularyzacji mechaniki kwantowej. Czytając tę książkę odnosi się wrażenie, że jest ona napisana dla czytelników już dość dobrze zaznajomionych

z fizyką i to w dość szerokim zakresie. Książeczkę czyta się dość lekko i płynnie pod warunkiem jednak, że temat jest wcześniej dobrze i znacznie szerzej znany z fachowych źródeł. Nie świadczy to dobrze o wypełnieniu przez książkę zadań popularyzatorskich. Poza tym popularyzacja nie może polegać na prostym odrzuceniu wszystkich formuł matematycznych jakiejś teorii fizycznej i zastąpieniu ich tekstem słownym, tak jak to ma niestety miejsce w książeczce Kompaniejca. Jest to uproszczenie zbyt wielkie i niepotrzebne w popularnych wydawnictwach. W rezultacie tego uproszczenia czytelnik po ukończeniu lektury na temat mechaniki kwantowej niewiele wie o ... równaniu Schrödingera. Jest ono bowiem jeden raz tylko zacytowane na str. 65 publikacji.

Co więcej, niewiele mówiąc o samym równaniu Schrödingera autor dużo tekstu poświęca metodzie jego rozwiązywania: metodzie Hartree-Focka str. 88 i 89, co jest już pewnego rodzaju niekonsekwencją.

Brak jakiegokolwiek indeksu skomplikowanych terminów, którymi operuje mechanika kwantowa i indeksu nazwisk daje się dotkliwie odczuć w czasie lektury.

Mocną pozycją publikacji jest niewątpliwie dobry przekład na język polski. Tłumacz operuje poprawnymi powszechnie przyjętymi terminami fizycznymi.

Jerzy Pietruszka

ZARZĄD

Przewodniczący

Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący

Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz

Doc. dr HALINA CHECIŃSKA

Skarbnik

Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu

Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Dr MIROSLAWA JASTRZĘBSKA
Prof. dr KAROLINA LEIBLER
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Białystok — Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI
Gdańsk — Dr CZESŁAW BOJARSKI
Głównice — Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI
Kraków — Prof. dr JERZY JANIK
Lublin — Prof. dr WŁODZIMIRZ ŻUK
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Opole — Dr ADAM MYŚLICKI
Poznań — Doc. dr ZDZISŁAW PAJAK
Szczecin — Dr WIKTOR NOWAK
Toruń — Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI
Warszawa — Dr STEFAN CZARNECKI
Wrocław — Doc. dr STANISŁAW PRZESTALSKI

TREŚĆ

A. Trautman — Wspomnienie o Leopoldzie Infeldzie	147
R. Broda — Metody wyznaczania wewnętrznych pól magnetycznych	157
J. Gierula — Oddziaływania skrajnie wysokich energii	167
T. Lubowiecka — Holografia	179
K. Leibler — Zjawiska niestabilności prądu w związkach półprzewodnikowych. Efekt Gunna i jego zastosowanie	191
J. Kalinowski, J. Dera — Wybrane zagadnienia fizyki morza. Część II. Metody badań zjawisk optycznych w morzu	219

RECENZJE

Fundamentals of quantum mechanics. Particles, Waves and Wave Mechanics by Sidney Borowitz (<i>J. Weyssenhoff</i>)	237
J. Crussard — Energia termojądrowa (<i>J. Pietruszka</i>)	238
H. W. Franke — Mowa przeszłości (<i>J. Pietruszka</i>)	238
B. Hoffmann — Niezwykła historia kwantów (<i>D. Kuniszówna</i>)	239
A. Kompaniejec — Co to jest mechanika kwantowa? (<i>J. Pietruszka</i>)	239

CONTENTS

A. Trautman — In memory of Leopold Infeld	147
R. Broda — Methods of Determining Internal Magnetic Fields	157
J. Gierula — Ultra-High Energy Interactions	167
T. Lubowiecka — Holography	179
K. Leibler — A instability of the electrical current in the semiconductors compounds. The Gunn effect and his applications	191
J. Kalinowski, J. Dera — Selected Topics on the Physics of the Sea. Part II. Methods of investigating optical phenomena in the sea	219

REVIEWS OF BOOKS

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

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, ul. Worcella 6.

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, ul. Worcella 6, 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.