

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



**TOM XX**

**ZESZYT 1**

---

**1969**

**ZARZĄD**

**Przewodniczący**  
**Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ**  
czł. rzecz. PAN

**Wiceprzewodniczący**  
**Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI**  
czł. rzecz. PAN

**Sekretarz**  
**Doc. dr HALINA CHECIŃSKA**

**Skarbnik**  
**Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI**

**Członkowie Zarządu**  
**Prof. dr JULIAN AULEYTNER**  
**Dr MIROŚŁAWA JASTRZĘBSKA**  
**Prof. dr KAROLINA LEIBLER**  
**Dr JAN PETYKIEWICZ**  
**Prof. dr JAN WEYSSENHOFF**

**PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA**

**Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (Białystok)**  
**Dr CZESŁAW BOJARSKI (Gdańsk)**  
**Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (Gliwice)**  
**Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ (Kraków)**  
**Prof. dr WŁODZIMIERZ ŻUK (Lublin)**  
**Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI (Łódź)**  
**Dr ADAM MYŚLICKI (Opole)**  
**Doc. dr ANTONI ŚLIWIŃSKI (Poznań)**  
**Doc. dr WIKTOR NOWAK (Szczecin)**  
**Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (Toruń)**  
**Dr STEFAN CZARNECKI (Warszawa)**  
**Doc. dr MIRON GAJ (Wrocław)**

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XX, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
1969

## 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.

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

Nakład 2215+100 egz. Ark. wyd. 8,5. Ark. druk. 77 $\frac{1}{2}$ +1 wkl.

Papier ilustr. kl. III. 70×100, 90 g.

Oddano do składania w październiku 1968

Podpisano do druku w lutym 1969

Druk ukończono w lutym 1969

Zam. 819/68. A-65. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4





*Dr Jerzy Sawicki*

*Janusz Dąbrowski*

Instytut Fizyki Teoretycznej  
Uniwersytetu Warszawskiego  
Warszawa

## Wspomnienie o Jerzym Sawickim (1931 — 1968)

In Memory of J. Sawicki (1931 — 1968)

Dr Jerzy Sawicki urodzony w roku 1931 w Warszawie ukończył studia fizyki na Uniwersytecie Warszawskim w roku 1954. Następnie jako stypendysta-aspirant przystąpił do pracy naukowej w Instytucie Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego i w roku 1956 uzyskał stopień doktora fizyki.

Od najwcześniejszych swoich prac do tych ostatnich, które są jeszcze w druku, koncentrował się prawie wyłącznie na zagadnieniach teorii jądra atomowego. Zaczął od nowego wówczas kierunku w teorii reakcji jądrowych, tzw. teorii oddziaływania bezpośredniego. Był jednym z pierwszych, którzy zbadali rolę efektu kulombowskiego oraz polaryzację w reakcji strippingu. W tych pierwszych latach swojej pracy naukowej zaatakował również zagadnienie fotoefektu jądrowego, a w szczególności podał teorię polaryzacji nukleonów w fotoefekcie deuteronu.

W roku 1957 udaje się na zaproszenie Uniwersytetu w Princeton do Stanów Zjednoczonych. Dwa lata przebywa w Princeton, gdzie kontynuuje swoją pracę nad reakcjami jądrowymi bezpośredniego oddziaływania z uwzględnieniem w szczególności wzbudzeń kolektywnych oraz opracowuje teorię rozszczepienia spinowo-orbitalnego poziomów jądrowych w oparciu o siły nukleon-nukleon. W tym też czasie przyciąga jego uwagę czyniąca wówczas duże postępy teoria jądrowego zagadnienia wielu ciał, a w szczególności teoria modelu optycznego, której poświęca w następnych latach wiele swoich prac. W roku 1959 przenosi się do Berkeley w Kalifornii, gdzie bodajże po raz pierwszy zapoznaje się z możliwościami liczących maszyn elektronowych. Od tego czasu chętnie podejmuje w swojej pracy zagadnienia coraz bardziej złożone rachunkowo.

Ważnym elementem w życiu Jerzego Sawickiego był niepokohamowany wprost pęd do podróżowania. Podczas swojego pobytu w Stanach Zjednoczonych podróżuje po całych Stanach z Wyspami Hawajskimi włącznie, zwiedza liczne kraje Ameryki Południowej i Środkowej. W roku 1961 opuszcza Stany w kierunku zachodnim i po zwiedzeniu krajów Dalekiego Wschodu i Indii

dociera w końcu do Włoch, gdzie przez dwa lata pracuje na Uniwersytetach w Bolonii i Rzymie. Tutaj też poznaje architektkę włoską pannę Walerię Settini, z którą żeni się w roku 1964 w Anglii. Będąc we Włoszech kontynuuje oczywiście swoje podróże, o których potrafił opowiadać niezwykle barwnie. Przypominam sobie jedno takie jego opowiadanie, jak to przepływając wpław Bosfor „nieprzytomnie“ walczył z prądem znoszącym go w kierunku Morza Czarnego i jak w końcu dopłynął do jakichś tureckich terenów wojskowych, skąd następnie eskortowany był w stroju kąpielowym przez oddział żołnierzy tureckich.

W okresie rzymsko-bolońskim podejmuje badania nad mikroskopową teorią struktury jądra, a w szczególności zajmuje się wyższymi poprawkami do przybliżenia faz przypadkowych. W latach 1963—1965 pracuje w Orsay pod Paryżem, zaś przez kilka miesięcy w roku 1966 w Instytucie Studiów Zaawansowanych w Meksyku. Wreszcie jesienią roku 1966 przybywa do Triestu. Tutaj w Międzynarodowym Centrum Fizyki Teoretycznej zapoczątkowuje szeroką działalność naukową, która prowadzi do utworzenia w Centrum grupy fizyki jądrowej, której zostaje faktycznym kierownikiem. Wciąga do pracy swojej grupy licznych młodych fizyków przybywających do Centrum z krajów Europy Wschodniej. W swoich ostatnich pracach dr Jerzy Sawicki stosował realistyczne siły jądrowe w mikroskopowej teorii widm energetycznych i funkcji falowych konkretnych jąder atomowych, uwzględniając w swoich rachunkowo bardzo zaawansowanych pracach stany dwu- i czterokwasicząstkowe.

Dnia 11 września 1968 roku, po ukończeniu swoich wykładów w Letniej Szkole Fizyki Jądrowej na Korsyce, dr Jerzy Sawicki udał się samolotem Caravelle do Nicei. Niedaleko Nicei jeden z silników odrzutowych samolotu zaczął się palić. Pilot próbował wodowania. Zanim jednak samolot zetknął się z morzem, nastąpiła eksplozja. Wszyscy pasażerowie samolotu wraz z załogą zginęli na miejscu.

Nagle odszedł od nas człowiek o wybitnej indywidualności, postać niezwykle barwna. Jako fizyk pozostawił po sobie ogromny jak na swój wiek — a miał w chwili śmierci lat 37 — dorobek naukowy zamykający się liczbą około osiemdziesięciu publikacji naukowych. Dzięki tym swoim pracom oraz barwności swojego charakteru był znany i uznany przez fizyków na całym świecie. Poza wybitnymi zdolnościami i ogromną pracowitością cechowała go przede wszystkim szalona energia. Dawał jej upust nie tylko w intensywnej pracy naukowej, ale również w licznych podróżach oraz w alpinistyce, która stanowiła specjalny rozdział w jego życiu. Ze sportem górskim zetknął się po raz pierwszy w Tatrach, w których miał na swoim koncie cały szereg pierwszych wejść. Do końca życia był też członkiem Polskiego Klubu Wysokogórskiego. Potem wchodził na szczyty gór na całym świecie, w Alpach, Górach Skalistych, Sierra, Górach Kaskadowych. Był zawsze spragniony kontaktów z polskimi alpinistami, którym w różny sposób pomagał podczas ich zagranicznych wypraw. W swoich podróżach po różnych krajach zawsze dążył do poznania życia. Znał biegle wiele języków: angielski, rosyjski, włoski, hiszpański, francuski, niemiecki.

Choć brzmi to pozornie paradoksalnie, to właśnie wieloletni pobyt za granicą w specyficzny sposób spotęgował jego przywiązanie do własnego środowiska w kraju, do rodziców. Za zasadniczą korzyść swojego pobytu w Trieście uważał częste przebywanie tam fizyków z Polski, z którymi też prowadził niekończące się rozmowy o kraju, a którzy mogli zawsze liczyć na jego pomoc. Wszędzie, gdzie mógł, popierał fizyków z Polski. Wspomnę tylko, że do zorganizowanego przez siebie Międzynarodowego Kursu Teorii Jądra, który rozpocznie się w Trieście w styczniu 1969 roku, zaprosił jako wykładowców trzech fizyków polskich.

Jest szczególnie tragiczne, że zginął w momencie, kiedy jego niespokojny zawsze charakter zaczął ulegać pewnej stabilizacji. Dużą rolę odegrał tu fakt, że na miesiąc przed śmiercią jego żona urodziła syna. Wszyscy stykający się z nim wówczas zauważyli, że kilkutygodniowy kontakt z synem wywarł na niego wyraźny wpływ.

Czas już zakończyć te krótkie wspomnienia, choć Jerzy Sawicki był postacią tak ciekawą, że można by o nim mówić i pisać bez końca. Dla nas, którzy blisko go znaleźmy, stał się on jakąś częścią naszego własnego życia, które zubożone zostało jego nagłym odejściem.

#### Publikacje naukowe dr J. Sawickiego

1. *Note on the Nucleon Self-action in the Classical Scalar Meson Field Theory*, Acta Phys. Hung., **5**, 381 (1956).
2. *The Magnetic Field of a Magnetic Dipole...*, Acta Geophys. Polon., **2**, 97 (1954).
3. *The Deuteron Polarizability and its Effect on the Rutherford Scattering*, Acta Phys. Polon., **13**, 225 (1954).
4. *Disintegration of the  ${}^6\text{Be}$  Nucleus in the Coulomb Field*, Acta Phys. Polon., **14**, 135 (1955).
5. *Angular Distribution of Deuterons from  ${}^6\text{Be}(p, d){}^6\text{Be}$* , Nuovo Cimento, **12**, 293 (1954), z J. Dąbrowskim.
6. *Angular Distribution of Deuterons from  ${}^6\text{Be}(p, d){}^6\text{Be}$ . I.+II.*, Acta Phys. Polon., **14**, 143 (1955); **14**, 407 (1955); **15**, 431 (1956), z J. Dąbrowskim.
7. *Simple Model of the  ${}^6\text{Li}$  Nucleus and the  ${}^6\text{Li}(n, t){}^4\text{He}$  Reaction*, Phys. Rev., **97**, 1002 (1955), z J. Dąbrowskim.
8. *Note on the  ${}^6\text{Li}(n, d){}^4\text{He}$  Reaction*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **3**, 91 (1955), z J. Dąbrowskim.
9. *Simple Model of the  ${}^6\text{Li}$  Nucleus and the Neutron Induced Reactions on  ${}^6\text{Li}$* , Acta Phys. Polon., **14**, 323 (1955), z J. Dąbrowskim.
10. *Note on the Relativistic Two Body Problem in the Classical Scalar Meson Field Theory*, Acta Phys. Polon., **14**, 455 (1955), z J. Plebańskim.
11. *Coulomb Effects in the  ${}^6\text{Li}(\alpha){}^3\text{H}$  and  ${}^6\text{Li}(p, \alpha){}^3\text{He}$  Reactions*, Nuovo Cimento, **1**, 957 (1955).
12. *Note on the  ${}^6\text{Li}(d, \alpha){}^4\text{He}$  Reaction*, Acta Phys. Polon., **15**, 71 (1956).
13. *Note on Coulomb Effects in Stripping Reactions*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **3**, 313 (1955).
14. *Proton Polarization in  $(n, p)$  Reactions and Nuclear Optical Model*, Nuovo Cimento **2**, 1322 (1955).
15. *Polarization of Nucleons from Photoneuclear Reactions*, Nuovo Cimento, **3**, 867 (1956); Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Phys. Astron., **4**, 141 (1956), z W. Czyżem.

16. *Polarization of Nucleons from Photodisintegration of Deuteron I*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **4**, 515 (1956), z W. Czyżem.
17. *Polarization of Nucleons from the Photodisintegration of Deuteron*, Nuovo Cimento, **5**, 45 (1957), Bull. Acad. Pol. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys.; **4**, 515 (1956), z W. Czyżem.
18. *Neutron Polarization in (p, n) Reactions and Nuclear Optical Model*, Phys. Rev., **104**, 1441 (1956); Physica **22**, 1180 (1956).
19. *Neutron Polarization and Angular Distributions in (p, n) Reactions and Nuclear Optical Model*, Acta Phys. Polon., **16**, 93 (1957).
20. *Polarization of Nucleons from the Break-up of the Deuteron in the Electromagnetic Field of a Nucleus*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **5**, 283 (1957).
21. *Nucleon-Surface Interaction and the (p, n) Reactions*, Nuovo Cimento, **5**, 1777 (1957); Acta Phys. Polon., **17**, 21 (1958), z Z. Szymańskim.
22. *Proton Polarization in (d, p) Reactions*, Phys. Rev., **106**, 172 (1957).
23. *Note on the ( $\gamma$ , d) Reactions*, Nuclear Phys., **4**, 248 (1957); *Note on the Two-Stage Mechanism of the ( $\gamma$ , d) Reactions*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **5**, 631 (1957), z W. Czyżem.
24. *Polarization of Nucleons from the D ( $\gamma$ , n) p Reaction at Medium Energies*, Phys. Rev., **110**, 900 (1958), z W. Czyżem.
25. *Polarization Effects in Beta Decay Accompanied by Internal Bremsstrahlung*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **5**, 897 (1957); Nuovo Cimento, **6**, 982 (1957), z J. Szymańskim.
26. *Deuteron Stripping on Spheroidal Nuclei*, Nuclear Phys., **6**, 575 (1958); Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **6**, 37, 45 (1958).
27. *Inelastic Scattering of Deuterons by Spheroidal Nuclei*, Nuclear Phys., **6**, 613 (1958).
28. *Unified Nuclear Model and Direct Nuclear Photoeffect. X. Weak Coupling Effects*, Nuclear Phys., **6**, 525 (1958).
29. *Shape Effects in Deuteron Stripping on Spheroidal Nuclei*, Nuclear Phys., **7**, 296 (1958), z G. R. Satchlerem.
30. *Inelastic Scattering of Nucleons and Deuterons from Spheroidal Nuclei*, Nuclear Phys., **7**, 503 (1958).
31. *Polarization Phenomena in Neutron-Proton Radiative Capture*, Nuclear Phys., **8**, 621 (1958), z W. Czyżem.
32. *High Energy Nucleon-Deuteron Elastic Scattering and the Nucleon-Nucleon Forces*, Nuclear Phys., **10**, 151 (1959), z S. Watanabe.
33. *Polarized Nucleons from the Photodisintegration of the Deuteron*, Phys. Rev. Letters, **2**, 51 (1959), z W. Czyżem i J. J. Swartem.
34. *Doublet Splittings in Nuclei and the Strongly Correlated Nuclear Wave Functions*, Nuclear Phys., **11**, 368 (1959), z R. Folkierem.
35. *Spin-Orbit Splittings in Nuclei (II)*, Nuclear Phys., **13**, 350 (1959).
36. *The Medium and High Energy Optical Model and the Correlations in the Nuclear Wave Function*, Nuclear Phys., **13**, 621 (1959), z J. Dąbrowskim.
37. *Note on the Target Exchange Corrections in Watson's Theory of the Optical Model Potential*, Nuovo Cimento, **15**, 606 (1960).
38. *Note on the Effect of the Nuclear Energy Gap on the Optical Model Potential*, Nuovo Cimento, **15**, 504 (1960).
39. *Note on the Spin-Orbit Part of the Optical Model Potential*, Nuclear Phys., **17**, 89 (1960).
40. *Possible Corrections to Nuclear Magnetic Moments Due to Pairing Forces in Nuclei. I.*, Progr. Theor. Phys., **24**, 213 (1960).
41. *Intrinsic Quadrupole Moments of Deformed Nuclei and Superfluidity in Nuclei*, Nuclear Phys., **18** (1960), z N. K. Glendenningiem.
42. *Some Effects of Hole-Hole Interactions in Systems of Fermions*, Nuovo Cimento, **17**, 893 (1960).



43. *Imaginary Part of the Optical Model Potential in Nuclear Matter*, Nuclear Phys., **21**, 456 (1960), z S. A. Moszkowskim.
44. *Notes on the Theory of Vibrational States of Systems of Fermions (I)*, Nuclear Phys., **23**, 285 (1961).
45. *The Green's Function Method and Superconductivity of Systems of Fermions*, Ann. Phys. (U. S. A.), **13**, 237 (1961).
46. *Theory of Collective Excitations of Spherical Nuclei with Particular Application to the Giant Dipole State*, Nuclear Phys., **28**, 270 (1961), z T. Soda.
47. *The Giant EL Resonance for Deformed Nuclei Treated by the Random Phase Approximation*, Nuclear Phys., **33**, 239 (1962), z S. G. Nilsonem i N. K. Glendenningiem.
48. *The Higher Random Phase Approximation and the Energy Spectra of Spherical Nuclei*, Phys. Rev., **126**, 2231 (1962).
49. *The High Energy Optical Model and Nuclear Forces*, Nuclear Phys., **22**, 318 (1961), z J. Dąbrowskim.
50. *The Higher Random Phase Approximation and Stability of the Energy Spectrum of the Nuclear Shell Model*, Nuovo Cimento, **25**, 586 (1962), z G. Fano.
51. *Interacting Mixed System of Bosons and Fermions. I. Single Particle and Some Collective Excitations in a Dilute Mixture of He<sup>4</sup> and He<sup>3</sup> at Very Low Temperatures*, Nuovo Cimento, **28**, 479 (1963).
52. *A Note on the Second Random Phase Approximation for the Superconducting State. I.* Nuovo Cimento, **26**, 1097 (1962), z G. Fano.
53. *Magnetic Dipole Transitions and Polarisation of Photonnucleons from <sup>9</sup>Be*, Nuovo Cimento **28**, 1098 (1963).
54. *Pairing Energies in Spherical and Deformed Nuclei*, Nuovo Cimento, **29**, 256 (1963), z G. Fano i A. Tomasinim.
55. *Polarisation Effects in Direct Photonuclear Reactions*, Proc. Intern. Conference on Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanism, Padua, 1962.
56. *Polarisation und Kernphotoeffect*, Nuovo Cimento (Suppl.), 1964.
57. *Four Quasiparticle Excitations and Two-Phonon Vibrational States in Spherical Nuclei*, Nuovo Cimento (w druku), z M. Savoia i A. Tomasinim.
58. *Three-Body States from K<sup>-</sup> Capture in Helium Four and the P<sub>3/2</sub> Resonance Y*, Nuovo Cimento (w druku).
59. *Double Time Temperature Green Functions for an Interacting Mixed System of Bosons and Fermions*, Nuovo Cimento (w druku), z M. Savoia i V. Bortolami.
60. *Polarization of Nucleons from Direct Photonuclear Reactions with Deformed Nuclei Reaction <sup>9</sup>Be (γ, n) <sup>8</sup>Be I*, Nuovo Cimento (w druku), z S. Boffi i E. Scacciatelli.
61. *Comparison Between the Two- and Four- Quasiparticle Tamm-Dancoff Approximations for Even Parity States of Even Tin Isotopes Calculated with Finite Range Forces*, opublikowano w Nuovo Cimento jako *Excitations of 0, 2, 4 qps...* **56B**, 149 (1968), z P. L. Ottavianim i M. Savoia.
62. *Direct Photonnucleons from Odd Nuclei and Coupling of Single Nucleons to Collective Core Excitations. Reaction <sup>9</sup>Be (γ, n) <sup>8</sup>Be II*, z S. Boffi i F. D. Pacatim.
63. *The 0<sup>+</sup> States of Even Tin Isotopes and the Four-Quasiparticle Tamm-Dancoff Approximation*, Nuovo Cimento **52B**, 210 (1967), z P. L. Ottavianim i M. Savoia.
64. *Two-and Four-Particle Tamm-Dancoff Theories of Vibrational States of Mediumheavy Nuclei with Unfilled Shells of Both Neutrons and Protons: I - General Theory*, Nuovo Cimento **54B**, 80 (1968), z J. Hendeković, P. L. Ottavianim i M. Savoia.
65. *Two-Nucleon Transfer Reactions with Vibrational Nuclei and Two- and Four- Quasiparticle Tamm-Dancoff Macroscopic Theories of Vibrational States* Nuclear Phys., **A 111**, 609 (1968) i Phys. Rev., **169**, 966 (1968), z B. Gyarmatim.
66. *Method of Bogolyubov Quasiparticles in Nuclear Microscopic Spectroscopy Lecture Notes.*
67. *A Simple Model of <sup>9</sup>Be and the Reaction <sup>9</sup>Be (γ, n) <sup>8</sup>Be*, Nuovo Cimento, z S. Boffim i F. D. Pacatim.

68. *Core Polarization and Quasiparticle Theories of Vibrational Nuclei with a Realistic Nucleon-Nucleon Force*, Phys. Rev., **169**, 983 (1968), z M. Gmitro i J. Hendekovicem.
69. *Excitations of Seniority 0, 2 and 4 in Quasiparticle Theories of Even-Even Socalled Vibrational Nuclei* Nuovo Cimento Supplement.
70. *Core Polarization and Quasiparticle Theories of Even Tin Isotopes with a Realistic Nucleon-Nucleon Force* z M. Gmitro i J. Hendekovicem.
71. *Odd Parity States of Even Tin Isotopes in the Quasiparticle Second Tamm-Dancoff Approximation*, Phys. Rev. **168**, 1401 (1968), z A. Rimini i T. Weberem.
72. *Inelastic Electron Scattering from Even Tin Isotopes and Microscopic Theories of Vibrational States* Phys. Rev. Letters, **20**, 676 (1968), z A. Rimini i T. Weberem.
73. *Energy Spectrum of Sn<sup>116</sup> and Effective Nuclear Forces Derived from the Realistic Nucleon-Nucleon Potentialis of Yale and Tabakin* Phys. Letters, **26B**, 493 (1968), z M. Gmitrio.
74. *Parity Mixing in Nuclear Hartree-Fock Orbitals and Elastic and Quasifree Electron Scattering from Nuclei* Nuovo Cimento, z S. Boffim i F. D. Pacatim.
75. *Effective Operators of Electromagnetic Interactions in Nuclei and Realistic Nucleon-Nucleon Potential* Phys. Rev. Lettets **20**, 1185 (1968), z M. Gmitrio, A. Rimini i T. Weberem.
76. *Success and Limitations of Two- and Four-Quasiparticle Tamm-Dancoff Theories of Vibrational States : Applications to Even Tin Isotopes with a Realistic Nucleon-Nucleon Potential* Phys. Rev. (w druku), z M. Gmitrio, A. Rimini i T. Weberem.
77. *One Neutron Transfer Reactions in Even and Odd Tin Isotopes and a Realistic Nucleon-Nucleon Potential* Phys. Rev. (w druku), z R. Alzetta.
78. *Elastic and Quasifree Electron Scattering from <sup>12</sup>C and Projected Hartree-Fock Wave Functions* Nuclear Phys. (w druku), z S. Boffim, M. Bouten i C. Ciofi Degli Atti.
79. *Microscopic Theory of Effective Operators of Electromagnetic Interactions in Nuclei* Phys. Rev. (w druku), z M. Gmitrio, A. Rimini i T. Weberem.
80. *Improved Inverse Gap Equation and Quasiparticle Theories of Odd and Even Tin Isotopes* Phys. Rev., z R. Alzetta, Y. K. Gambhiri, M. Gmitrio, A. Rimini i T. Weberem.

*Krzysztof Rybicki*

Instytut Badań Jądrowych  
Zakład VI — Kraków

## Moment magnetyczny hiperonu $\Sigma^+$

### Magnetic Moment of the $\Sigma^+$ Hyperon

Znajomość momentów magnetycznych cząstek elementarnych nie tylko dostarcza cennych informacji o samych cząstkach, ale także często prowadzi do istotnego rozwoju teorii. Tak np. do wytłumaczenia faktu, że moment magnetyczny elektronu jest równy magnetonowi Bohra, potrzebne było sformułowanie relatywistycznej mechaniki kwantowej przez Diraca. Odkryte później nieznaczące odchylenie momentu magnetycznego elektronu od tej wartości doprowadziło do renormalizacji elektrodynamiki kwantowej (Schwinger). Stwierdzenie zaś, że momenty magnetyczne nukleonów różnią się znacznie od wartości wynikających z równania Diraca, świadczy o strukturze nukleonu. Już z tych kilku przykładów widać jak ważna jest możliwie dokładna znajomość momentów magnetycznych cząstek elementarnych. Niniejszy artykuł opisuje przewidywania teoretyczne i wyniki doświadczalne dotyczące momentu magnetycznego hiperonu  $\Sigma^+$  — jednego z nielicznych hadronów (cząstek silnie oddziałujących), dla których można wyznaczyć moment magnetyczny.

### I. Przewidywania teoretyczne

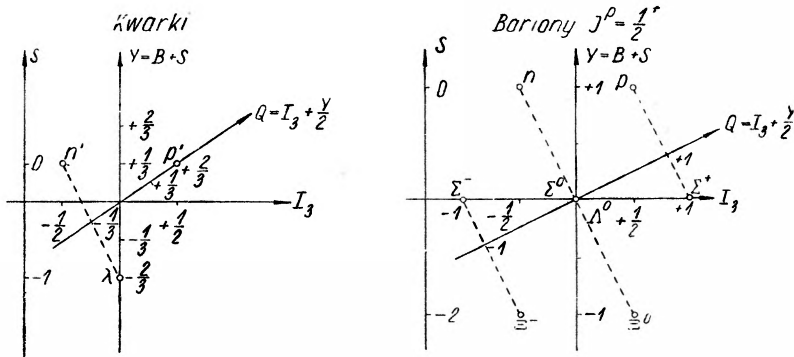
Chociaż nie ma dotąd kompletnej teorii silnych oddziaływań, to jednak można otrzymać bardzo konkretne przewidywania dotyczące różnych własności cząstek elementarnych przy pomocy koncepcji związanych z unitarnymi symetriami<sup>1</sup>, to znaczy z symetrią  $SU(3)$  i z modelem kwarków. W świetle np. symetrii  $SU(3)$  można uważać osiem najdawniej odkrytych barionów (tzn. neutron, proton, hiperon  $\Lambda^0$ , trzy stany ładunkowe hiperonu  $\Sigma$  oraz dwa stany ładunkowe kaskadowego hiperonu  $\Xi$ ) za osiem stanów jednej cząstki — barionu o spinie i parzystości  $J^P = 1/2^+$ . Rozszczepienie tej cząstki

<sup>1</sup> Na temat unitarnych symetrii patrz np. artykuł G. Chew i współpr. w *Postęпах Fizyki* 15, 587 (1964) oraz artykuł Laurie M. Browna w *Postęпах Fizyki* 17, 471 (1966).



na osiem stanów różniących się dziwnością  $S$ , izospinem  $I$ , ładunkiem  $Q$  i masą pochodzi od tzw. „łamania symetrii“ przez oddziaływania silne i elektromagnetyczne. Gdyby nie było tych oddziaływań (czyli w granicy symetrii), nie moglibyśmy rozróżnić tych stanów pomiędzy sobą.

W najprostszym modelu kwarków zakłada się, że wszystkie hadrony składają się z kwarków — hipotetycznych cząstek o ułamkowym ładunku i liczbie barionowej oraz o  $J^P = 1/2^-$ . Liczby kwantowe kwarków i barionów są przedstawione na rys. 1.



Rys. 1. Diagramy przedstawiające liczby kwantowe (liczbę barionową  $B$ , dziwność  $S$ , hiperładunek  $Y$ , trzecią składową izospinu  $I_3$  oraz ładunek  $Q$ ) dla trzech kwarków ( $n'$ ,  $p'$  i  $\lambda$ ) i dla ośmiu barionów ( $n$ ,  $p$ ,  $\Lambda^0$ ,  $\Sigma^-$ ,  $\Sigma^0$ ,  $\Sigma^+$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Xi^0$ )

Unitarne symetrie dają szereg zadziwiająco trafnych wyników — np. różnice mas pomiędzy poszczególnymi stanami, dają też schemat klasyfikacji cząstek, który pozwolił na uwieńczone powodzeniem przewidywanie nowych stanów. W odniesieniu do momentów magnetycznych przewidywania unitarnych symetrii są proste — w granicy symetrii momenty magnetyczne cząstek o jednakowym ładunku (ale tylko tych, które nie mają jednakowych  $Y$  i  $I_3$  z jakąś drugą cząstką z tego samego diagramu, tak jak  $\Sigma^0$  i  $\Lambda^0$ ) mają być równe. A więc

$$\mu_{\Sigma^+} = \mu_p \quad (1)$$

$$\mu_n = \mu_{\Xi^0} \quad (2)$$

$$\mu_{\Sigma^-} = \mu_{\Xi^-} \quad (3)$$

Dla kwarków otrzymujemy dodatkowo:

$$\mu_{n'} = \mu_{\lambda} = -\frac{1}{2} \mu_{p'} \quad (4)$$

Stąd wynika:

$$\frac{\mu_p}{\mu_n} = -\frac{3}{2} \quad (5)$$

Wartość ta jest nieźle zgodna z doświadczalnym stosunkiem  $\mu_p/\mu_n = 2,79 \mu_N/(-1,91 \mu_N) = 1,46$ , gdzie  $\mu_N = e\hbar/2m_p c$  jest magnetonem jądrowym.

Przy dodatkowych założeniach otrzymujemy jeszcze:

$$\mu_{\Lambda^0} = \frac{1}{2} \mu_n, \quad (6)$$

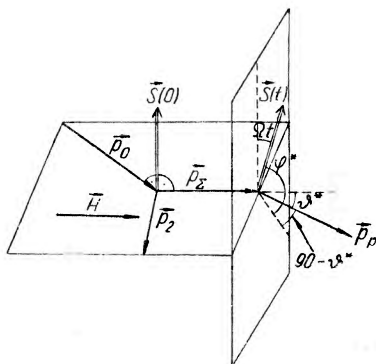
co też nieźle zgadza się z doświadczalną wartością  $\mu_{\Lambda^0} = (-0,73 \pm 0,16) \mu_N$  [1].

Zauważmy tutaj, że związków (2) i (3) nie da się obecnie sprawdzić doświadczalnie z uwagi na bardzo mały przekrój czynny na produkcję hiperonu  $\Sigma$ . Pozostaje tylko związek (1), który przewiduje, że moment magnetyczny hiperonu  $\Sigma^+$  ma wynosić  $2,79 \mu_N$ . Jest to, powtórzmy, przewidywanie nie uwzględniające łamania symetrii. Najprostsze, intuicyjne uwzględnienie łamania symetrii podali Beg i Pais [2]. Według nich związek (1) pozostaje słuszny, należy tylko wyrazić moment magnetyczny hiperonu  $\Sigma^+$  w „magnetonach  $\Sigma$ “. Daje to  $\mu_{\Sigma^+} = 2,79 e\hbar/2m_{\Sigma} c = 2,2 \mu_N$ .

Inne, bardziej szczegółowe, modele łamania symetrii prowadzą do wartości  $\mu_{\Sigma^+}$  sięgających od  $1,7 \mu_N$  do  $3,6 \mu_N$  [3, 4].

## II. Zasada pomiaru momentu magnetycznego hiperonu

Pomiar ten jest możliwy dzięki dwóm korzystnym okolicznościom. Po pierwsze — przy stosunkowo niskich energiach hiperony rodzą się silnie spolaryzowane, tzn. spin (a więc i moment magnetyczny) hiperonu jest na ogół prostopadły do płaszczyzny reakcji (rys. 2).



Rys. 2. Szkicowe przedstawienie zasady pomiaru momentu magnetycznego hiperonu  $\Sigma^+$ .  $\vec{p}_0, \vec{p}_\Sigma, \vec{p}_2$  są pędami cząstki pierwotnej, hiperonu  $\Sigma^+$  i cząstki powstającej wraz z hiperonem. Kierunek  $\vec{S}$  polaryzacji hiperonu ulega skróceniu o kąt  $\Omega t$  w polu magnetycznym  $\vec{H}$ . Kierunek  $\vec{S}(t)$  w chwili rozpadu hiperonu poznajemy obserwując rozkład kąta  $\varphi^*$  protonów z tegoż rozpadu. Dla uproszczenia przyjęto tutaj, że kierunki  $\vec{p}_\Sigma$  i  $\vec{H}$  są zgodne; w rzeczywistości tworzą one kąt  $\varepsilon$ , i torem hiperonu  $\Sigma^+$  nie jest prosta lecz spirala

Na wytworzony hiperon działa silne pole magnetyczne  $H$ , które skręca moment magnetyczny o kąt  $\Omega t$ , gdzie  $t$  jest czasem życia danego hiperonu (będzie to dokładnie opisane w części VI). O ile hiperon rozpada się według

schematu  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  (52,8% wszystkich rozpadów  $\Sigma^+$ ), to mamy drugą korzystną okoliczność. Mianowicie rozkład kątowy produktów rozpadu jest wtedy opisywany równaniem:

$$N(\varphi^*) \sim (1 + aP \cos \varphi) \quad (7)$$

gdzie  $P$  jest polaryzacją hiperonów, a  $a$  asymetrią rozpadu. Dla powyższego rozpadu  $a = 0,955 \pm 0,070$  [1]. Zauważmy, że przy rozpadzie  $\Sigma^+ \rightarrow n + \Pi^+$   $a = 0,018 \pm 0,039$  [1], a więc rozpad ten nie nadaje się do wyznaczenia momentu magnetycznego hiperonu  $\Sigma^+$ . Obserwując zatem rozkład kątowy  $N(\varphi^*)$  protonów z rozpadu hiperonu odtworzymy kierunek spinu hiperonu  $\vec{S}(t)$  w chwili rozpadu, a więc i kąt precesji spinu  $\Omega t$ . Parametr  $\Omega$  zawiera m. in. moment magnetyczny hiperonu  $\Sigma^+$  i natężenie pola magnetycznego  $H$ . Dokładność pomiaru  $\mu_{\Sigma^+}$  zależy oczywiście od liczby obserwowanych hiperonów  $\Sigma^+$  i od natężenia użytego pola magnetycznego. Widać stąd, że do doświadczalnych trudności tego eksperymentu należą: niezbyt duży przekrój czynny na produkcję hiperonu  $\Sigma^+$ , ograniczenie dostępnych pól magnetycznych do stu kilkudziesięciu kiloeerstedów i przede wszystkim krótki czas życia hiperonu  $\Sigma^+$ , który wynosi  $(0,81 \pm 0,01) \cdot 10^{-10}$  sek [1]. Wobec tego cała droga przebyta przez hiperon jest rzędu kilku centymetrów, na których musi być i tarcza i detektor i pole magnetyczne.

### III. Naświetlenie, tarcza, detektor

W latach 1964—1968 wykonano cztery eksperymenty mające na celu wyznaczenie momentu magnetycznego hiperonu  $\Sigma^+$  [5—9]. Główne charakterystyki tych prac zestawiono w tabelicy I. Z tabelicy widać, że do wytworzenia hiperonu  $\Sigma^+$  użyto różnych reakcji, ale podobnych energii pierwotnych. Energia ta musi być na tyle wyższa od energii progowej, aby przekrój czynny na produkcję hiperonu  $\Sigma^+$  był dostatecznie duży. Z drugiej strony polaryzacja hiperonów  $\Sigma^+$  szybko spada ze wzrostem ich energii. Trzeba więc wybrać jakieś optimum i to odpowiada pędowi pierwotnym w przedziale  $(1,15 \div 1,50)$  GeV/c. Najlepszy stosunek efektu do tła (tzn. liczby rozpadów hiperonów  $\Sigma^+$  do liczby zjawisk imitujących takie rozpady) otrzymano w reakcji wywołanej przez kaony; wymaga ona jednak czystej wiązki kaonów (w pracy [8] stosunek  $\pi/K$  wyniósł 5/1) o dużym natężeniu. Najsilniejsze tło towarzyszy reakcji wywołanej przez piony, a więc cząstki, o których wiązkę najłatwiej. Starano się zmniejszyć to tło różnymi metodami. W pracy [6] — jedynej, wykonanej techniką elektroniczną, uruchamiano komorę iskrową (rejestrującą hiperon  $\Sigma^+$  i jego rozpad) tylko wtedy, jeśli specjalny zespół liczników wykazał produkcję  $K^+$ , a następnie (po  $5 \div 36$  nsek co odpowiada  $0,5 \div 3,0 \tau_{K^+}$ ) jego rozpad. Natomiast w pracy [9] użyto ciekłego wodoru jako tarczy. We wszystkich pozostałych pracach zastosowano tarczę polietylenową ( $\text{CH}_2$ ). Należy tu zaznaczyć, że hiperony wyprodukowane na nukleonach węgla są mało użyteczne, ponieważ istnieje duża szansa, że ulegną

Tablica I

Praca	[6]	[5, 7]	[8]	[9]
Laboratorium	University of Washington Seattle, Wash.	Vanderbilt Nashville,	University Tennessee	CERN, Bristol, Lozanna, Rzym, Monachium
Reakcja	$\pi^+p \rightarrow \Sigma^+K^+$	$\gamma p \rightarrow \Sigma^+K^0$	$K^-p \rightarrow \Sigma^+ \Pi^-$	$\pi^+p \rightarrow \Sigma^+K$
$p_0(\text{GeV } c)$	1,14	1,28 $\div$ 1,50	1,15	1,17
Tarcza	CH <sub>2</sub>	CH <sub>2</sub>	CH <sub>2</sub>	ciekły wodór
Detektor	komora iskrowa	emulsja jądrowa	emulsja jądrowa	emulsja jądrowa
$H$ (kOe)	165	117	150	180
Zmiana zwrotu $H$	tak	częściowo	nie	tak
Średni kąt $\theta_\Sigma$	?	17,5°	42,8°	16°
Średnia $T$ (MeV)	?	190	96	150 $\div$ 300
Dolna granica $\theta_0$ kąta załamania	przyjęto 0°	$\theta_0 = 5^\circ$ jeśli $g_1^* > 2,3$ to $\theta_0 = 10^\circ$	$\theta_0 = 3^\circ$ , lub rzutowany kąt $\theta_0' = 5^\circ$	$\theta_0 = 3^\circ$
Liczba „kandydatów na $\Sigma^+$ ”	$\sim 3000$	$\sim 2000$	$\sim 400$	$\sim 2000$
Kryteria wyboru prawdziwych rozpadów $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$	koplanarność $ \theta_{\pi\Sigma}^{\text{zm}} - \theta_{\pi\Sigma}^{\text{obl}}  < 6^\circ$ , $\theta_{\Sigma p} < \theta_{\text{max}}$ przyjęto 0° $\div$ 180°	$g_2^* < 0,9 g_1^*$ , jeśli $g_1^* > 3$ to $g_2^* < 0,85 g_1^*$	$ \theta_{K\Sigma}^{\text{zm}} - \theta_{K\Sigma}^{\text{obl}}  < 7^\circ$ , $P(\Sigma p) > 5P(\text{pp})$	„filtr $\Sigma^+$ ”
$\theta_{\text{min}}^* \div \theta_{\text{max}}^*$	przyjęto 0° $\div$ 180°	10° $\div$ 90°	10° $\div$ 115°	26° $\div$ 154°
$M$	235	51	52	69
$\mu_{\Sigma^+}(\mu_N)$	1,5 $\pm$ 1,1	3,0 $\pm$ 1,2	3,5 $\pm$ 1,5	3,5 $\pm$ 1,2

depolaryzacji w oddziaływaniu z innymi nukleonami. Dlatego we wszystkich emulsyjnych pracach z tarczą polietylenową [5, 7, 8] wybierano do końcowej analizy tylko te hiperony  $\Sigma^+$ , które spełniały kinematyczne warunki produkcji na wodrze. Wymagało to jednak przeprowadzenia odpowiednich pomiarów dla tych przypadków, a także dla wszystkich zjawisk imitujących rozpad hiperonu  $\Sigma^+$ , a mających swe źródło w oddziaływaniach z nukleonami węgla. Ponieważ dla wiązki pionów tło takie jest bardzo duże, więc autorzy pracy [9] zdecydowali się na użycie ciekłego wodoru, mimo że było to związane z dodatkowymi trudnościami, a także ze znacznym ograniczeniem pola magnetycznego poniżej możliwości zwojniczy. Należało bowiem za wszelką cenę uniknąć ryzyka eksplozji zwojniczy obejmującej naczynie z ciekłym wodorem. Mimo to pole magnetyczne użyte w tej pracy było silniejsze niż w innych. Tak silne pola można wytworzyć tylko w stosunkowo małej objętości — np. w pracy [8] w objętości 100 cm<sup>3</sup>. W tej objętości musi znajdować się i tarcza i detektor. Odległość między nimi musi być mała także i ze względu na krótki czas życia hiperonu  $\Sigma^+$ . Wobec tego w pracy [8] umieszczono tarcze polietylenowe wewnątrz komory iskrowej, która znajdowała się w polu magnetycznym. Był to pierwszy wypadek użycia komory iskrowej w tak silnym polu magnetycznym. Okazało się, że pole to

w niczym nie zakłócało pracy komory; przeciwnie — pole magnetyczne rozjaśniało iskry, co ułatwiało ich obserwację. Bloki emulsji, natomiast, były umieszczone możliwie blisko tarczy, z tym, że emulsja nie mogła się znajdować na drodze wiązki pierwotnej. Ustawienie klisz dobierano stosownie do wybranego kąta produkcji  $\vartheta_{\Sigma}$ , tzn. kąta pomiędzy kierunkiem wiązki pierwotnej a kierunkiem wylotu hiperonu  $\Sigma^+$ . W pracy [9] zastosowano klisze zgięte tak, aby tworzyły powierzchnię stożka w celu pełnego wykorzystania hiperonów wyprodukowanych pod wybranym kątem.

#### IV. Poszukiwanie rozpadów hiperonów $\Sigma^+$ , pomiary

Przy ustalonym zakresie kątów produkcji hiperon ma określony zakres energii kinetycznej  $T$ . Wobec tego wiadomo jakie ślady w emulsji mogą należeć do hiperonów. Przy energiach od kilkudziesięciu do kilkuset MeV są to ślady szare, tzn. o jonizacji  $g^* = 1,5 \div 3,5$  razy większej niż jonizacja na śladzie cząstki relatywistycznej. Oczywiście, geometria tych śladów musiała być zgodna z ich pochodzeniem z tarczy. Następnie śledzono te tory szukając zmian kierunku większych niż pewna, zadana wartość  $\vartheta_0$  (patrz tablica I) — a więc możliwych rozpadów hiperonów  $\Sigma^+$ . Dla tych przypadków mierzono jonizację dla pierwotnej ( $g_1^*$ ) i wtórnej ( $g_2^*$ ) cząstki poprzez liczenie ziaren (500 ÷ 1000 ziaren na ślad). Identyfikacja toru cząstki wtórnej nie ma tu sensu, ponieważ tło tworzą głównie elastyczne rozproszenia protonów, gdzie cząstką wtórną jest proton, podobnie jak przy rozpadzie  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ . Oczywiście, powyższe uwagi odnoszą się do prac emulsyjnych. W pracy [6] mierzono kąt produkcji  $K^+$  (użyty detektor obejmował przedział  $6 \div 30^\circ$ ), jego prędkość i zasięg, a także kąt produkcji hiperonu  $\Sigma^+$  i kąt emisji protonu z rozpadu hiperonu  $\Sigma^+$ .

Oczywiście, liczba tak wybranych „kandydatów na  $\Sigma^+$ ” znacznie przewyższała liczbę  $M$  prawdziwych rozpadów hiperonów  $\Sigma^+$ . Wybór tych ostatnich i ocena poprawności tego wyboru wymaga dość skomplikowanej analizy danych doświadczalnych.

#### V. Analiza znalezionych przypadków, ustalenie granic detekcji i sprawdziany jej poprawności

W tablicy I podano stosowane w różnych pracach kryteria wyboru prawdziwych rozpadów  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  spośród zarejestrowanych przypadków. Wskaźnik „obl”, np.  $\vartheta_{\pi\Sigma}^{obl}$ , oznacza, że daną wielkość (tu: kąt emisji hiperonu  $\Sigma^+$  w stosunku do kierunku pierwotnego  $\pi$ ) obliczono przy założeniu odpowiedniej reakcji z produkcją hiperonu  $\Sigma^+$  na wodorze. Wskaźnik „zm” oznacza natomiast wartość zmierzoną.  $\vartheta_{\max}^*$  jest to największy kinematycznie możliwy kąt emisji protonu z rozpadu hiperonu  $\Sigma^+$ .  $P(\Sigma p)$  i  $P(pp)$  oznaczają odpowiednio prawdopodobieństwo, że zmierzone wartości jonizacji są fluktuacją od wartości najlepiej pasujących do hipotezy, że jest to rozpad  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ , względnie do

hipotezy, że jest to elastyczne rozproszenie protonu. Ogólnie biorąc, kryteria wyboru były tak pomyślane, aby odrzucić elastyczne rozproszenia protonów oraz rozpad  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ , które dają wtórny ślad pod znacznym kątem i o jonizacji takiej jak dla cząstki relatywistycznej (tu „widzialną“ cząstką jest lekki mezon  $\Pi^+$ , a nie proton).

Najbardziej staranną procedurę wyboru rozpadów  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ , tzw. „filtr  $\Sigma$ “ zastosowano w pracy [9]. Wykorzystano w niej rozpad  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ , które są znacznie łatwiejsze do odróżnienia od tła. A oto kolejne kroki tej procedury:

1. Najpierw wybrano rozpad  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$  jako te przypadki, dla których:

a) występował ślad wtórny o jonizacji odpowiadającej cząstce relatywistycznej ( $g_2^* = 1$ ) lub ślad wtórny odchyłony o przynajmniej  $45^\circ$  od śladu pierwotnego,

b) kąt zagłębienia wtórnego śladu w emulsji nie przekraczał  $45^\circ$  (dla bardziej stromych śladów trudno dokładnie zmierzyć  $g^*$ ).

Warunki te odrzucały wszystkie rozpad  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  (proton jako cięższa cząstka ma mniejszą energię kinetyczną, czyli większą jonizację, a mniejszy kąt emisji niż pion), prawie wszystkie rozproszenia protonów a także pewną, łatwą do obliczenia część rozpadów  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$  (te ze stromym śladem pionu). Tak wybranych 110 przypadków dopasowywano do kinematyki rozpadu  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ . Okazało się, że około 90% z nich pasowało do hipotezy rozpadu  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$  z prawdopodobieństwem przewyższającym 5% (dwa standardowe odchylenia) i że rozkład tego prawdopodobieństwa jest statystyczny. Stwierdzono, że pierwotne ślady w tak wybranych rozpadach  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$  miały jonizację w przedziale  $1,7 < g^* < 2,7$  a także mieściły się w określonym zakresie kątów w stosunku do pierwotnej wiązki i płaszczyzny emulsji. Te cechy śladów nazwano „filtrem  $\Sigma$ “.

2. Za rozpad  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  uważano te przypadki, które miały:

a) ślad pierwotny „przepuszczony przez filtr  $\Sigma$ “,

b)  $g_2^* > 1,4$ ,

c) kąt rozpadu pomiędzy  $6^\circ$  (dla mniejszych kątów wydajność znajdowania załamania jest niska) a  $\vartheta_{\max}^* = 28^\circ$ .

Te warunki odrzucały wszystkie rozpad  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$  (drugi i trzeci warunek) i pewną, dającą się obliczyć część rozpadów  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  (np. te z kątem rozpadu poniżej  $6^\circ$ ) — wybrały ok. 300 przypadków, które następnie dopasowywano do hipotezy  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ . Próbką zgodna z tą hipotezą w granicach dwu standardowych odchylen powinna zawierać 95% rozpadów  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  i małą liczbę rozproszonych protonów symulujących te rozpad <sup>2</sup>.

3. Aby umożliwić porównanie liczb rozpadów obu typów należało uwzględnić poprawki na odrzucanie niektórych rozpadów, a mianowicie:

a) wykluczenie rozpadów  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$ , dla których ślad pionu był ułożony stromo w emulsji (warunek 1b),

<sup>2</sup> Dodatkowo wymagano, aby masa cząstki produkowanej łącznie z hiperonem  $\Sigma^+$ , obliczona ze znanego pędu cząstki pierwotnej oraz ze zmierzonego pędu i kąta produkcji hiperonu, była masą kaonu.



b) odrzucenie rozpadów  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  z małym kątem rozpadu (2c).  
Po uwzględnieniu tych poprawek otrzymano:

$122 \pm 20$  rozpadów  $\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+$  oraz

$129 \pm 20$  rozpadów  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ .

Liczby te są dobrze zgodne ze znanym stosunkiem  $(\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0)/(\Sigma^+ \rightarrow n + \pi^+) = 1,12$  [1]. Świadczy to, że dobrze wybrano (uwzględniając poprawki) wszystkie przypadki rozpadów obu typów, mimo że są one tak różne pod względem charakterystyk wtórnego śladu. Wynika stąd także, iż znajdowano rozpady  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  niezależnie od tego pod jakim kątem był wysłany proton. Oczywiście, należy tu uwzględnić fakt, że pewne zakresy rozkładu kąтового protonów są odrzucane przez omawiane poprzednio kryteria. I tak: nie obserwujemy rozpadów pod kątem mniejszym niż  $\vartheta_{\min}^*$  (jest to kąt w układzie spoczynkowym hiperonu  $\Sigma^+$  — wszystkie poprzednio omawiane kąty odnosiły się do układu laboratoryjnego) ani też nie można dobrze wybrać rozpadów pod kątem większym niż  $\vartheta_{\max}^*$ , ponieważ protony wysłane do tyłu w układzie spoczynkowym hiperonu  $\Sigma^+$  są tak silnie jonizujące, że trudno na ich torach dokładnie policzyć ziarna. W tablicy I podano granice detekcji ( $\vartheta_{\min}^*$ ,  $\vartheta_{\max}^*$ ) ustalone w każdej pracy. W pracy [6] niesłusznie przyjęto, że rejestruje się wszystkie rozpady  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ . Oczywiście, założenie to rzutuje na końcowy wynik tej pracy.

Po ustaleniu granic detekcji pozostaje jeszcze jeden problem doświadczalny. Należy mianowicie sprawdzić czy wewnątrz tych granic obserwujemy naprawdę wszystkie rozpady  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ , czy przypadkiem nie gubimy jakiejś części tych rozpadów oraz, czy mimo kryteriów odróżniających rozpady  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  od tła, nie pozostało silne zanieczyszczenie tłem w jakimś określonym rejonie rozkładu kąтового protonów z rozpadu  $\Sigma^+$  — jednym słowem czy otrzymaliśmy reprezentatywny rozkład kątowy. Zastosowana w pracy [9] procedura „filtru  $\Sigma^+$ ” dawała już wystarczająco pozytywną odpowiedź na to pytanie; w innych pracach posłużono się następującymi sprawdzianami:

1. dla przeciwnych zwrotów pola magnetycznego otrzymano jednakowe wartości momentu magnetycznego hiperonu [6, 7, 9];

2. otrzymany rozkład kątowy protonów z rozpadu  $\Sigma^+$  bez pola magnetycznego [6] lub po rachunkowym usunięciu jego wpływu [7, 8] był naprawdę typu  $(1 + aP \cos \vartheta^*)$ , gdzie  $\vartheta^*$  jest liczone od kierunku pierwotnej polaryzacji (prostopadłego do płaszczyzny reakcji);

3. w pracach [7] i [8] otrzymano zgodne wyniki mimo przeciwnych znaków polaryzacji;

4. w pracy [8] stwierdzono, że dla elastycznych rozproszeń stosunek liczby załamania w lewo do liczby załamania w prawo (w płaszczyźnie emulsji) wynosi  $1,1 \pm 0,2$ . Należy tu zaznaczyć, że polaryzacja  $\Sigma^+$  daje asymetrię lewo — prawo, ponieważ hiperon  $\Sigma^+$  rodzi się ze spinem w płaszczyźnie emulsji, a średnie skręcenie polaryzacji w tej pracy wynosi tylko  $36^\circ$ . Ważne więc było stwier-

dzenie, że asymetria ta jest rzeczywista, a nie pochodzi od np. łatwiejszego znajdowania załamania w lewo.

Po stwierdzeniu, że otrzymano reprezentatywny rozkład kątowy protonów z rozpadu hiperonu  $\Sigma^+$ , można przystąpić do wyznaczenia momentu magnetycznego  $\mu_{\Sigma^+}$  z tegoż rozkładu.

## VI. Wyznaczenie momentu magnetycznego hiperonu $\Sigma^+$

Wprowadźmy układ współrzędnych poruszający się razem z hiperonem  $\Sigma^+$ , a zdefiniowany przez trzy wersory:

$$\vec{i} = \frac{\vec{p}_\Sigma}{|\vec{p}_\Sigma|}, \quad \vec{j} = \frac{\vec{p}_\Sigma \times \vec{H}}{|\vec{p}_\Sigma \times \vec{H}|}, \quad \vec{k} = \vec{i} \times \vec{j}. \quad (8)$$

Niech  $\vec{S}(t)$  będzie wektorem polaryzacji hiperonu w chwili  $t$ . W momencie produkcji hiperonu w naszym układzie współrzędnych

$$\vec{S}(0) = (0, -P, 0) \quad (9)$$

o ile  $\vec{p}_0$  jest równoległe do  $\vec{H}$ .

Można wykazać, że w naszym układzie współrzędnych  $\vec{S}(t)$  spełnia następujące równanie ruchu [10].

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{S} \times (\mu_\Sigma - 1) \frac{e\hbar}{m_\Sigma c} \left( \vec{H} - \frac{\gamma - 1}{\gamma} \vec{p}_\Sigma \frac{\vec{H} \cdot \vec{p}_\Sigma}{|\vec{p}_\Sigma|^2} \right), \quad (10)$$

przy czym moment magnetyczny hiperonu  $\Sigma^+$  jest wyrażony w jednostkach  $\frac{e\hbar}{2m_\Sigma c}$ , a  $\vec{H}$ ,  $\vec{p}_\Sigma$ ,  $\gamma$  (czynniki Lorentza hiperonu  $\Sigma^+$ ) i  $t$  są mierzone w układzie laboratoryjnym. Trzeba podkreślić, że drugi człon w równaniu (10) pochodzi stąd, że kierunki  $\vec{H}$  i  $\vec{p}_\Sigma$  nie pokrywają się, a tworzą kąt  $\varepsilon$ . W pracach [5] i [6] niesłusznie przyjęto, że dla każdego hiperonu  $\varepsilon = 0$ . Prowadzi to do systematycznego błędu  $\mu_{\Sigma^+}$  rzędu  $1 \mu_N$ . Równanie (10) ma następujące rozwiązanie spełniające warunki początkowe (9):

$$\begin{aligned} S_1(t) &= \frac{P \sin \varepsilon \sin \Omega t}{\left( \frac{\cos^2 \varepsilon}{\gamma^2} + \sin^2 \varepsilon \right)^{1/2}} \\ S_2(t) &= -P \cos \Omega t \\ S_3(t) &= \frac{P \cos \varepsilon \sin \Omega t}{\gamma \left( \frac{\cos^2 \varepsilon}{\gamma^2} + \sin^2 \varepsilon \right)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (11)$$

gdzie  $\Omega = (\mu_\Sigma - 1) \frac{eH}{m_\Sigma c} (\cos^2 \varepsilon / \gamma^2 + \sin^2 \varepsilon)^{1/2}$ .



Dla danego  $i$ -tego hiperonu  $\Sigma^+$  znamy oczywiście i pęd  $p_i$  i kąt  $\varepsilon_i$  pomiędzy tym pędem a kierunkiem pola magnetycznego i czas życia  $t_i$  (ze znajomości przebytej drogi oraz z prędkości hiperonu). Przekształcając równanie (7) otrzymamy następujące prawdopodobieństwo, że proton z rozpadu  $i$ -tego hiperonu wyleci pod kątem azymutalnym  $\varphi^*$  w stosunku do kierunku polaryzacji  $\Sigma$ :

$$N(\varphi_i^*) = \frac{1}{2\pi} \left\{ f_1(\vartheta_{min}^*, \vartheta_{max}^*) + \frac{\pi\alpha}{4} S_r(P, \mu_\Sigma; p_i, \varepsilon_i, t_i) f_2(\vartheta_{min}^*, \vartheta_{max}^*) \times \right. \\ \left. \times \cos[\varphi_i^* - \varphi_0^*(\mu_\Sigma; p_i, \varepsilon_i, t_i)] \right\}, \quad (12)$$

gdzie:

$$S_r(P, \mu_\Sigma; p_i, \varepsilon_i, t_i) = \sqrt{S_2^2 + S_3^2} \quad (13)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_0^*(\mu_\Sigma; p_i, \varepsilon_i, t_i) = S_3/S_2, \quad (14)$$

a  $f_1(\vartheta_{min}^*, \vartheta_{max}^*)$  i  $f_2(\vartheta_{min}^*, \vartheta_{max}^*)$  są prostymi funkcjami granic detekcji. W najprostszych przypadkach, gdy granice te są symetryczne wokół kąta  $\pi/2$ , czyli  $\vartheta_{min}^* = \pi - \vartheta_{max}^* = \vartheta_1^*$  tak jak w pracy [9], to wtedy:

$$f_1(\vartheta_{min}^*, \vartheta_{max}^*) = 1 \quad (15)$$

$$f_2(\vartheta_{min}^*, \vartheta_{max}^*) = \frac{\pi - 2\vartheta_1}{\cos \vartheta_1} + 2 \sin \vartheta_1. \quad (16)$$

Jeżeli teraz mamy próbkę  $M$  przypadków, z których każdy jest scharakteryzowany przez wartości  $\varphi_i^*$ ,  $p_i$ ,  $\varepsilon_i$ ,  $t_i$ , to najlepszą estymatą nieznanych parametrów  $\alpha P$  i  $\mu_\Sigma$  jest ta, która maksymalizuje funkcję  $L(\alpha P, \mu_\Sigma)$  zdefiniowaną jako:

$$L(\alpha P, \mu_\Sigma) = \prod_{i=1}^M N(\varphi_i^*). \quad (17)$$

Oczywiście, rachunek ten przeprowadza się przy pomocy maszyny cyfrowej. Wyznaczone w ten sposób wartości  $\mu_\Sigma$  oraz liczby  $M$  hiperonów wziętych do tego rachunku podano w tablicy I.

## VII. Omówienie wyników

Średnia ze wszystkich wyników  $\mu_{\Sigma^+} = (2,7 \pm 0,6) \mu_N$  jest w dobrej zgodności z momentem magnetycznym protonu. Widać jednak, że wyniki prac emulyjnych — średnia  $\mu_{\Sigma^+} = (3,3 \pm 0,7) \mu_N$  — wyraźnie odbiegają od wyniku pracy [6] wykonanej techniką elektroniczną, w której nie uwzględniono granic detekcji oraz kąta pomiędzy  $\vec{p}_\Sigma$  a  $\vec{H}$ . Dane emulyjne są więc bardziej wiarogodne. Wobec tego sytuacja nie jest jeszcze całkiem jasna. Niewątpliwie ustalono, że moment magnetyczny hiperonu  $\Sigma^+$  jest zbliżony do momentu magnetycznego

protonu, ale dotychczasowe dane nie pozwalają na wyciąganie wniosków dotyczących łamania symetrii. Do tego potrzebne jest istotne zwiększenie dokładności pomiaru. Wydaje się, że można to osiągnąć tylko przy pomocy pól magnetycznych znacznie silniejszych od dotychczas stosowanych. Niewątpliwie pożyteczny byłby również eksperyment wykonany techniką elektroniczną, ale z uwzględnieniem granic detekcji i składowej pola magnetycznego w kierunku lotu hiperonu.

*Abstract:* This is a review article on the determination of the magnetic moment of the  $\Sigma^+$ -hyperon. Unitary-symmetry predictions concerning the magnetic moment have been briefly discussed. A method of the determination of  $\mu_{\Sigma^+}$  taking advantage of its precession in a strong magnetic field and making use of the asymmetry of the  $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$  decay has been described. Five experimental papers published in 1964—1968 and using the method have been reported. Experimental apparatus, scanning, selection criteria and procedures used in each work have been described. The world-average result  $\mu_{\Sigma^+} = (2,7 \pm 0,6)\mu_N$  has been discussed.

#### Literatura

- [1] N. Barash-Schmidt, A. Barbaro-Galtieri, L. R. Price, Matts Roos, A. H. Rosenfeld, Paul Soding and C. G. Wohl, *Review of Particle Properties*, UCRL-8030, August 1968.
- [2] M. A. B. Beg and A. Pais, *Phys. Rev.*, **137 B**, 1514 (1965).
- [3] H. Pagels, *Phys. Rev.*, **140 B**, 999 (1965).
- [4] V. S. Mathur and L. K. Pandit, *Phys. Rev.*, **147**, 965 (1966).
- [5] A. D. McInturff and C. E. Roos, *Phys. Rev. Letters*, **13**, 246 (1964).
- [6] V. Cook, T. Ewart, G. Masek, R. Orr and E. Platner, *Phys. Rev. Letters*, **17**, 223 (1966).
- [7] C. R. Sullivan, A. D. McInturff, D. Kottelchuck and C. E. Roos, *Phys. Rev. Letters*, **18**, 1163 (1967).
- [8] D. Kottelchuck, E. R. Goza, C. R. Sullivan and C. E. Roos, *Phys. Rev. Letters*, **18**, 1166 (1967).
- [9] J. Combe, E. Dahl-Jensen, N. Doble, D. Evans, L. Hoffmann, Ph. Rosselet and W. Toner, W. M. Gibson, K. Green, P. Tolun, and N. A. Whyte, G. Charriere, M. Gailloud, B. Wanders and R. Weill, C. Carathanassis, W. Puschel, V. Scheuing and R. Settles, G. Baroni, A. Manfredini, G. Romano and V. Rossi, *Nuovo Cimento*, to be published.
- [10] Ph. Rosselet, *Helv. Phys. Acta*, **38**, 691 (1965).

*Józef Szpilecki*

Katedra Fizyki B  
Politechniki Śląskiej

## Doświadczalne badania mionium i jego reakcji chemicznych

Muonium and its Chemical Compounds

### 1. Wstęp

Teoretycznym rozważaniom na temat możliwości wchodzenia mionium w reakcje chemiczne poświęcono artykuł poprzedni [1]. Doświadczalne próby, mające na celu sprawdzenie teorii i jej wykorzystanie, zmierzają w dwu kierunkach, których reprezentantami mogą być dwie prace [2, 3]. W pierwszej z nich badano reakcje chemiczne mionium. W drugiej w celu zbadania zachowania się samego mionium, przeprowadzono pomiary w substancjach inertnych, w których takie reakcje nie zachodziły.

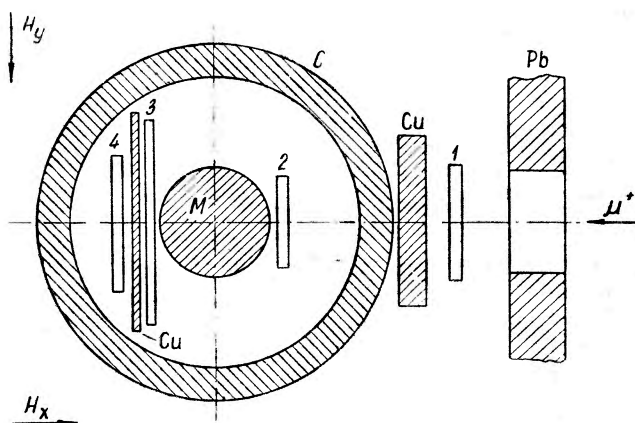
Metody badania reakcji chemicznych mionium stanowią ważne uzupełnienie metod badania związków chemicznych wodoru, ze względu na zachowanie się mionium podobne do wodoru. Stosowanie mionium posiada szereg zalet, które stawiają je na pierwszym miejscu. Można więc badać szybkie reakcje chemiczne, akty oddziaływania bez użycia komplikującego czynnika oddziaływania swobodnego atomu z wtórnymi produktami reakcji wskutek znikomo małej głębokości zachodzących przemian. Charakterystyczna jest również niezależność badań od stanu skupienia i temperatury substancji.

W celu wyeliminowania możliwego wpływu lokalnych pól magnetycznych w substancji, stosowano w opisywanych doświadczeniach przeważnie substancje organiczne w stanie cieczy.

### 2. Aparatura pierwszej pracy

Głównym parametrem w badaniu rozpadu  $\mu - e$  w różnych substancjach był współczynnik asymetrii  $e'$  [2]. Aparatura do pomiaru tej wielkości przedstawiona jest na rysunku 1. Na drodze wiązki mezonów  $\mu^+$  ustawiono przesłonę ołowianą z otworem, liczniki 1, 2, 3, 4 oraz dwie przesłony z miedzi w celu zmniejszenia tła. Między licznikami 2 i 3 znajdował się target, w którym badano

zachodzące reakcje. Poprzeczne pole magnetyczne, w którym zachodziła procesja spinu mezonu, było wytwarzane solenoidem o średnicy 30 cm i wysokości 60 cm z wodnym chłodzeniem. Maksymalne natężenie pola magnetycznego osiągało wartość 300 Oe przy niejednorodności mniejszej od 0,5% w granicach wymiarów targetu. Przy pomiarach w polach słabszych niż 150 Oe kompensowano zewnętrzne pola magnetyczne ( $H_z \approx 5$  Oe,  $H_x, H_y \approx 1$  Oe). Do tego celu stosowano trzy pary cewek nie pokazanych na rysunku, leżących wzdłuż trzech krawędzi kostki o wymiarach  $1,05 \times 1,05 \times 1,05$  m<sup>3</sup>, w środku której znajdował się target. Kalibrowanie pola solenoidu i kompensacja zewnętrznych pól magnetycznych odbywały się za pomocą permalloyowych czujników w trzech prostopadłych płaszczyznach z dokładnością  $\pm(0,5\% + 0,05$  Oe). Prądy w solenoidzie i kompensujących cewkach były stabilne z dokładnością lepszą niż 0,5%.



Rys. 1. Schemat aparatury pomiarowej. *C* — solenoid, *M* — target, 1, 2, 3, 4 — liczniki

Położenie i wymiary liczników scyntylacyjnych podano na rysunku 1. Dla usunięcia wpływu pola magnetycznego solenoidu na fotopowielacze (FEU36) w licznikach 2, 3, 4 stosowano światłowody ze szkła organicznego o długości 40 cm oraz osłonę z armco o grubości 10 mm.

Impulsy z fotopowielaczy podawano na dwa układy koincydencyjne (rysunek 2) z czasem rozdzielczym 20 ns. Na wyjściu jednego z nich formowano impuls według schematu 1 + 2 - 3, zwany dalej sygnałem  $\mu$ . Na wyjściu drugiego sygnał  $e$  według przepisu 3 + 4 - 2. O wpływie zniekształcającym takiego układu i o wpływie zmniejszającym impulsy tła będzie mowa niżej.

Impulsy  $\mu$  i  $e$  sterowały pracą konwertera B—A (rys. 2), który przekształcał czasowy interwał między nimi na sygnał zmiennej amplitudy. Amplituda wyjściowego sygnału była mierzona specjalnym stukanałowym analizatorem impulsów AI-100. W przypadku, gdy przyszedł do niego tylko jeden sygnał  $\mu$  lub  $e$  poza granicami obranego zakresu czasów, amplituda wyjściowego sygnału była równa zero. Przy zmniejszaniu odstępu czasu między impulsami  $\mu$  i  $e$  amplituda rosła liniowo i gdy sygnały koincydowały ze sobą, odpowiadała setnemu



rektyfikacyjnej. Kontrola czystości była przeprowadzana przez pomiar współczynnika załamania  $n_D$  przy stałości temperatury do  $0,05_s$ . Odchylenia wartości  $n_D$  od spotykanych w literaturze nie przewyższały  $0,0010$ .

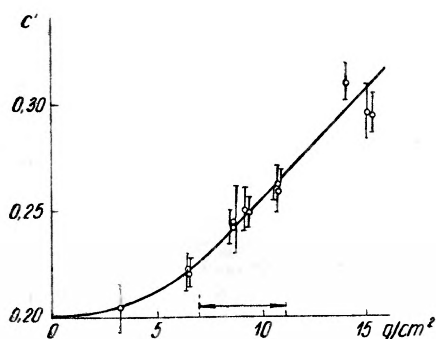
W szeregu przypadków stosowano płaskie targety.

Temperatura w czasie pomiaru wynosiła  $20\text{--}25^\circ\text{C}$ . Było to zapewnione dzięki cyrkulacji wody w chłodzącym płaszczu solenoidu.

#### 4. Pomiary

Pomiary wykonywano na wiązce mezonów  $\mu^+$  z impulsem  $155\text{ MeV/s}$ , wyprowadzonej z synchrocyclotronu Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych (trakt  $\mu$  [4]) przy pomocy ogniskujących soczewek i odchylających magnesów.

W przewodzie przypadków czas rejestracji rozpadu na skali analizatora AI-100 wynosił  $5\ \mu\text{s}$ . Przy natężeniu pola magnetycznego  $50\text{ Oe}$  jeden okres



Rys. 3. Zależność współczynnika asymetrii od grubości substancji absorbującej. Strzałka oznaczono robocze rozmiary targetów

precesji spinu odpowiadał 20 kanałom AI-100 (częstość mezonowa). Precesja atomowego mionium w stanie trypletowym, zachodząca z częstością 103 razy większą (częstość mioniowa), była badana przy odpowiednich polach magnetycznych na zakresach  $18,9$  i  $4,9\text{ ns/kanał}$ .

Standardowa ekspozycja trwała  $30\text{--}35$  minut. Liczba sygnałów wynosiła w tym czasie  $2 \cdot 10^6$  (około  $1000\text{ imp/s}$ ). Liczba odczytów w jednym kanale wynosiła  $3000$  impulsów blisko początku krzywej (przy sile światła aparatury około  $1/20$ ). Tło przypadkowych koincydencji wynosiło  $8\text{--}10\%$ .

W każdej serii doświadczeń mierzono współczynnik asymetrii rozpadu  $\mu \rightarrow e$  dla bromoformu ( $\text{CHBr}_3$ ), przyjętego za substancję wzorcową. Poprawkę na odchyłki grubości ścianek aluminiowych uwzględniano na podstawie krzywej (rys. 3).

## 5. Opracowanie wyników i wprowadzenie poprawek

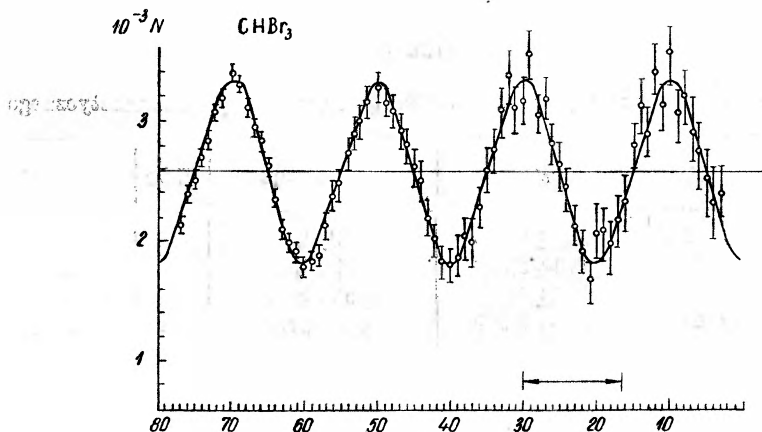
Opracowania otrzymanych widm czasu rozpadu mezonu  $\mu^+$  dokonywano na maszynie elektronowej, posługując się równaniem

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau} [1 - e' \cos(2\pi t T + \delta)] + \Phi, \quad (1)$$

gdzie:

- $N(t)$  — liczba odczytów w chwili  $t$ ,
- $\tau$  — czas życia mezonu  $\mu^+$ ,
- $T$  — okres precesji,
- $\delta$  — początkowa faza, wywołana opóźnieniami układu radiotechnicznego i geometrią aparatury,
- $\Phi$  — tło.

Jeżeli „zerowy czas“ odpowiadał 80. kanałowi analizatora, kanały 85—97 stosowano do pomiaru tła, kanały 6—78 do pomiaru współczynnika asymetrii. Pozostałe kanały nie były stosowane z powodu nieliniowości aparatury rejestrującej. Maszynie elektronowej podawano  $N_0$ ,  $e$ ,  $T$ ,  $\delta$ . Prawdopodobne błędy tych parametrów otrzymano metodą Monte Carlo. Charakterystyczną krzywą



Rys. 4. Krzywa precesji w bromoformie. Odległość między strzałkami odpowiada  $1 \mu s$ , podziałka na osi odczytów w numerach kanałów

precesji dla bromoformu przedstawia rysunek 4. Przy liczbie  $2 \cdot 10^6$  mezonów  $\mu^+$  w targacie wyznaczono statystyczny błąd  $\Delta e' = \pm 0,007$ . Otrzymane  $e'$  poprawiano na energetyczne widmo wylatujących pozytonów i wkład substancji ścian targetu ( $\leq 1\%$ ). Dla przewagi substancji pomiary powtarzano 2—5 razy, wyznaczając następnie średnie ważone.

Znajomość  $e'$  pozwala opierając się na pomiarach  $e'$  dla  $CHBr_3$  wyliczyć polaryzację wiązki mezonów  $\mu$  w trakcie. W ten sposób otrzymano  $f = 0,68_6 \pm \pm 0,048$ . Uwzględnienie geometrii aparatury daje przy impulsie 155 MeV/s  $P = 0,75 \pm 0,04$ .

Tablica I

Współczynniki asymetrii dla szeregu związków i roztworów (w mol. %)

Substancja	$c'$	Substancja	$c'$
$\text{CHBr}_3$	$0,223 \pm 0,008$	$\text{C}_6\text{H}_6\text{—C}_6\text{H}_{12}$ (29,0%)	$0,059 \pm 0,007$
$\text{C}_6\text{H}_{12}$	$0,160 \pm 0,009$	(60,5%)	$0,108 \pm 0,007$
$\text{CH}_3\text{OH}$	$0,137 \pm 0,009$	(90,3%)	$0,141 \pm 0,008$
$\text{C}_8\text{H}_{18}$	$0,147 \pm 0,008$	$\text{CHCl}_3\text{—dfph}^1$ (0,05%)	$0,195 \pm 0,009$
$\text{CHCl}_3$	$0,190 \pm 0,009$	(0,50%)	$0,190 \pm 0,009$
$\text{C}_6\text{H}_6$	$0,036 \pm 0,006$	$\text{CH}_3\text{OH—C}_6\text{H}_{12}$ (10,04%)	$0,153 \pm 0,009$
$\text{C}_6\text{H}_6\text{—CHBr}_3$ (25,0%)	$0,156 \pm 0,008$	(20,00%)	$0,153 \pm 0,009$
(10,1%)	$0,121 \pm 0,009$	$\text{C}_6\text{H}_6\text{—CHCl}_3$ (3,0%)	$0,060 \pm 0,009$
(30,0%)	$0,085 \pm 0,009$	(10,0%)	$0,077 \pm 0,010$
$\text{CH}_3\text{OH—C}_6\text{H}_6$ (50,3%)	$0,058 \pm 0,007$	(25,0%)	$0,105 \pm 0,008$
(20,0%)	$0,085 \pm 0,008$	$\text{C}_6\text{H}_6\text{—dfph}$ (0,05%)	$0,040 \pm 0,007$
(10,0%)	$0,102 \pm 0,007$	(0,50%)	$0,070 \pm 0,007$
$\text{C}_8\text{H}_{18}\text{—CHBr}_3$ (4,9%)	$0,160 \pm 0,007$	(0,65%)	$0,085 \pm 0,009$
(15,0%)	$0,178 \pm 0,009$		

<sup>1</sup> Skrót dfph oznacza difenylpikrylhydrazynę.

Tablica II

Wartości współczynnika asymetrii dla różnego natężenia pola magnetycznego

Substancja	HOe	$c'$	Substancja	HOe	$c'$
$\text{C}_6\text{H}_{10}$	50	$0,030 \pm 0,009$	$\text{C}_6\text{H}_6$	50	$0,036 \pm 0,006$
$\text{C}_6\text{H}_{10}$	271	$0,116 \pm 0,008$	$\text{C}_6\text{H}_6$	271	$0,034 \pm 0,007$
$\text{CHBr}_3$	50	$0,223 \pm 0,008$	polistyrol	50	$0,044 \pm 0,007$
$\text{CHBr}_3$	271	$0,219 \pm 0,009$	polistyrol	271	$0,034 \pm 0,007$

Tablica III

Wartości współczynnika asymetrii dla szeregu związków

Substancja	$c'$	Substancja	$c'$
$\text{H}_2\text{O}$	$0,146 \pm 0,008$	$\text{C}_6\text{H}_5\text{Cl}$	$0,063 \pm 0,007$
$\text{H}_2\text{O—Cu}^{\cdot\cdot}$ (mol/l)	$0,150 \pm 0,009$	$\text{C}_6\text{H}_5\text{Br}$	$0,106 \pm 0,010$
$\text{H}_2\text{O—Fe}^{\cdot\cdot}$ (0,5 mol/l)	$0,135 \pm 0,008$	$\text{C}_2\text{H}_4\text{Cl}_2$	$0,152 \pm 0,010$
$\text{H}_2\text{O—Fe}^{\cdot\cdot\cdot}$ (0,5 mol/l)	$0,132 \pm 0,008$	$\text{CCl}_4$	$0,237 \pm 0,012$
$\text{C}_8\text{H}_{18}$ (H = 7,0 Oe)	$0,142 \pm 0,054$	$\text{CH}_2\text{J}_2$	$0,227 \pm 0,009$
$\text{C}_6\text{H}_6$ (H = 2,7 Oe)	$0,005 \pm 0,006$	szkło molibdenowe	$0,086 \pm 0,009$
toluen (H = 267 Oe)	$0,031 \pm 0,013$	pleksiglas	$0,093 \pm 0,011$
		antracen (H = 267 Oe)	$0,025 \pm 0,011$



Wyniki pomiarów współczynnika asymetrii  $c'$  podają tablice I, II, III. Wyniki są zgodne z wynikami innych autorów. Otrzymane wartości pozwalają obliczyć stałe prędkości chemicznych reakcji mionium z substancją. W pracy [1] wprowadzono odpowiednie stałe i wyprowadzono formułę

$$k_1[RH]/(k_2[RH] + k_3 + k_4/A) = c'/(Pc - c'), \quad (2)$$

gdzie

$$A = 2 + k_4/\{(k_1 + k_2)[RH] + 2k_3[RH] + k_5\}. \quad (3)$$

Stałe te są określone następująco:

- $k_1, k_2$  — stała prędkości tworzenia się odpowiednio molekularnych i rodnikowych produktów,
- $k_3$  — stała prędkości konwersji tryplet — syngulet,
- $k_4$  — stała prędkości depolaryzacji mionium w stanie synguletowym,
- $k_5$  — stała prędkości rozpadu mezonu  $\mu^+$ ,
- $[RH]$  — koncentracja substancji,
- $c$  — teoretyczna maksymalna wartość współczynnika asymetrii, poprawiona na widmo energetyczne wylatujących pozytonów i wkład substancji ścian,
- $P$  — czynnik uwzględniający geomet. ę aparatury i polaryzację wiązki.

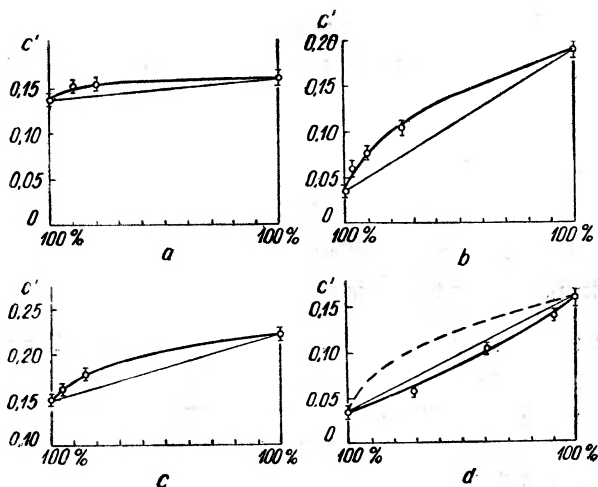
Wiele pomiarów wykonano z roztworami o różnych stężeniach. Stosowanie mieszanin binarnych nosi też nazwę metody konkurujących akceptorów. Polega ona na addytywności prędkości procesów przebiegających równolegle. Zamiast  $k_1$  wprowadza się  $k'_1 + k''_1$  itd. Pozwala to na:

1. Zwiększenie dokładności wyznaczania stałych prędkości. Dla heterogenicznych mieszanin, gdzie konkurencja równoległych reakcji jest znacznie zmniejszona lub nie ma chemicznych oddziaływań, zależność  $c'$  od koncentracji składowej powinna być liniowa, podczas gdy w przypadku konkurujących akceptorów analogiczna zależność wyznacza się stosunkiem stałych prędkości składowych. Charakterystyczna jest tu krzywa dla  $C_6H_6-CHBr_3$  (rys. 5a), gdzie  $\Sigma k'/\Sigma k''$  równa się przybliżenie 10.

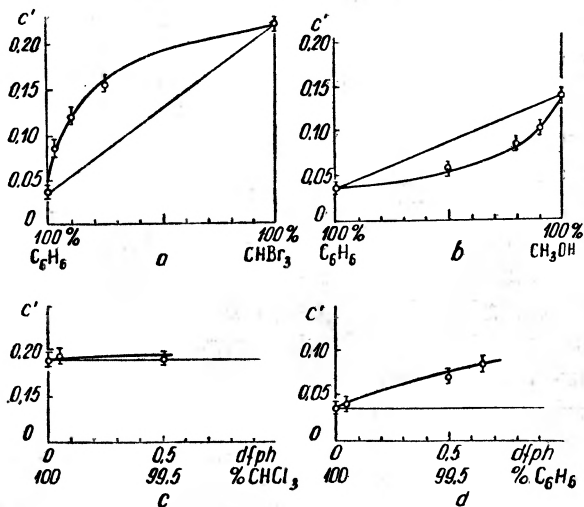
2. Pomiar  $c'$  dla poszczególnych substancji na częstości mezonowej pozwala wyznaczyć tylko  $k_1$ . Stała  $k_2$  daje się tylko wyznaczyć metodą konkurujących akceptorów.

Wypracowano metodę określania mechanizmu przebiegających procesów. Na przykład dla mieszaniny  $C_6H_6-C_6H_{12}$  (rys. 6d) gdy została uwzględniona tylko wielkość  $k_1$  — krzywa ma postać oznaczoną linią kreskowaną, co jest sprzeczne z danymi doświadczalnymi. Jeśli uwzględni się tworzenie się rodników, sprzeczność zostaje usunięta (rys. 6d linia ciągła), przy czym  $k_2 > k_1$ . Kineetyczne badania oddziaływania atomowego wodoru potwierdzają ten wniosek.

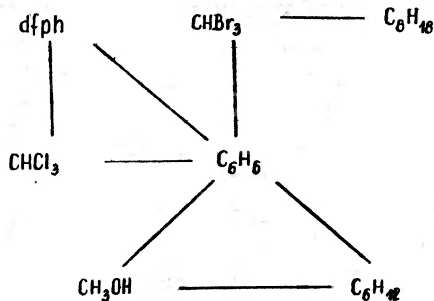
W tablicy IV podano wartości stałych prędkości  $k_1$  i  $k_2$ . Dla sprawdzenia wyników poszczególne wielkości wyznaczano różnymi metodami. Przedstawia to schemat podany na rysunku 7. Dokładność wartości podanych w tablicy IV ocenia się na 20—30%.



Rys. 5. Zależność współczynnika asymetrii od koncentracji składników roztworu (w procentach molarnych). a —  $\text{CH}_2\text{OH}-\text{C}_6\text{H}_{13}$ ; b —  $\text{C}_6\text{H}_6-\text{CHCl}_3$ ; c —  $\text{C}_8\text{H}_{18}-\text{CHBr}_3$ ; d —  $\text{C}_6\text{H}_6-\text{C}_6\text{H}_{12}$ .



Rys. 6. Zależność współczynnika asymetrii od koncentracji składników roztworu (w procentach molarnych). a —  $\text{C}_6\text{H}_6-\text{CHBr}_3$ ; b —  $\text{C}_6\text{H}_6-\text{CH}_3\text{OH}$ ; c —  $\text{CHCl}_3-\text{dfph}$ ; d —  $\text{C}_6\text{H}_6-\text{dfph}$ . dfph — difenylpikrylhydrazyna



Rys. 7. Schemat ilustrujący powiązania między substancjami i ich roztworami

Tablica IV

Wartości stałych prędkości reakcji chemicznych mionium z akceptorami

Substancja	$k_1$ l/mol sek	$k_2$ l/mol sek	$k_{H+Ac}$ l/mol sek
$C_6H_{12}$	$1,2 \cdot 10^9$ $\left\{ \begin{array}{l} +19\% \\ -15\% \end{array} \right.$	—	$4,0 \cdot 10^8$
$CH_3OH$	$2,7 \cdot 10^8$ $\left\{ \begin{array}{l} +21\% \\ -16\% \end{array} \right.$	—	$9,0 \cdot 10^7$
$C_8H_{18}$	$1,1 \cdot 10^9$ $\left\{ \begin{array}{l} +18\% \\ -12\% \end{array} \right.$	—	$3,7 \cdot 10^8$
$CHCl_3$	$5,0 \cdot 10^8$ $\left\{ \begin{array}{l} +31\% \\ -24\% \end{array} \right.$	—	$1,7 \cdot 10^9$
$C_6H_6$	$3,4 \cdot 10^8$ $\left\{ \begin{array}{l} +23\% \\ -18\% \end{array} \right.$	$1,3 \cdot 10^9$ $\left\{ \begin{array}{l} +21\% \\ -18\% \end{array} \right.$	$5,5 \cdot 10^8$
$CHBr_3$	$1,6 \cdot 10^{12}$ $\left\{ \begin{array}{l} +27\% \\ -19\% \end{array} \right.$	—	$5,3 \cdot 10^9$
dfph*	$1,1 \cdot 10^{11}$ $\left\{ \begin{array}{l} +29\% \\ - \end{array} \right.$	—	$3,7 \cdot 10^{10}$
$C_6H_{10}$	$9,6 \cdot 10^8$ $\left\{ \begin{array}{l} +25\% \\ -18\% \end{array} \right.$	$4,3 \cdot 10^8$	$4,6 \cdot 10^8$
$C_6H_5Cl$	$7,4 \cdot 10^8$ $\left\{ \begin{array}{l} +30\% \\ -20\% \end{array} \right.$	$1,3 \cdot 10^9$	$6,8 \cdot 10^8$
$C_6H_5Br$	$1,7 \cdot 10^9$ $\left\{ \begin{array}{l} +30\% \\ -20\% \end{array} \right.$	$1,3 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^9$
$C_2H_4Cl_2$	$7,0 \cdot 10^8$ $\left\{ \begin{array}{l} +45\% \\ -34\% \end{array} \right.$	—	$2,3 \cdot 10^8$
$CH_3J_2$	$9,5 \cdot 10^{10}$ $\left\{ \begin{array}{l} +\infty \\ -95\% \end{array} \right.$	—	$3,2 \cdot 10^{10}$

\* dfph oznacza difenylpikrylhydrazynę.

Główną reakcją przy oddziaływaniu atomowego wodoru z benzenem jest reakcja tworzenia rodnika  $C_6H_7\cdot$  (odpowiada mu w przypadku mionium  $C_6H_6Mu\cdot$ ). Na mezonowej częstości produkt ten nie jest obserwowalny. Wartości  $k_1 = 3,4 \cdot 10^8$  i  $k_2 = 1,3 \cdot 10^9$  można otrzymać metodą konkurujących akceptorów.

Ciekawy jest również problem obserwacji produktów rodnikowych w benzenie i innych nienasyconych związkach. Stosowano tu następujące metody: obserwację precesji na częstości mioniowej ( $C_6H_6$ ), zależność współczynnika asymetrii od natężenia pola magnetycznego w zakresie do 271 Oe ( $C_6H_6$ ,  $C_6H_{10}$ ,  $C_{14}H_{10}$  — toluen,  $C_{14}H_{10}$  — antracen, polistyrol), porównanie krzywej rozpadowej (dla zerowego pola magnetycznego) i precesyjnej ( $C_6H_6$ ).

Duża prędkość reakcji swobodnych rodników jest istotna dla otrzymania wzorcowych substancji z maksymalną wartością współczynnika asymetrii. Na przykład zmierzono współczynnik ten w roztworach stabilnego swobodnego rodnika difenylpikrylhydrazyny w  $C_6H_6$  i  $CHCl_3$ .

Specjalnie ważne są reakcje jonów o nieparzystych elektronach, bo tu dużą rolę odgrywa reakcja konwersji. W tym przypadku możliwe jest rozwiązanie odwrotnego zadania — obliczenia  $k_3$  na podstawie znajomości  $k_1$  dla jonów  $\text{Fe}^{2+}$  i  $\text{Fe}^{3+}$ . Mimo dużych błędów otrzymuje się ten sam rząd wielkości odpowiednio  $4 \cdot 10^9$  i  $5 \cdot 10^9$ . W przypadku dfph o jednym elektronie bez pary wielkość  $k_3$  jest tego samego rzędu, ale ze względu na spełnienie nierówności  $k_1 \gg k_3$ , udział reakcji konwersji jest znikomy.

Jedną z możliwych dróg identyfikacji tworzących się przy oddziaływaniu mionium z substancją produktów jest zbadanie stanów jąder w molekułach. Precesja w polu magnetycznym, nie wystarczającym ( $H < H_{kr}$ ) do rozerwania wiązania magnetycznych momentów mezonu i najbliższego jądra, powinna być wyznaczona sumarycznym magnetycznym momentem i spinem układu. W szczególności dla molekuly  $\text{MuH}$  przy dostatecznie małym natężeniu pola magnetycznego współczynnik asymetrii powinien być dwa razy, częstość zaś precesji około trzy razy mniejsza od odpowiedniej wartości dla mezonu  $\mu^+$ . Próba znalezienia precesji układu mezon—proton w molekułe  $\text{MuH}$  (produkt oddziaływania mionium z oktanem  $\text{C}_8\text{H}_{18}$ ) w polu 7,0 Oe wykazała (tab. III), że precesja odpowiada mioniowej częstości, a współczynnik asymetrii nie uległ zmianie w granicach błędów doświadczalnych. Stąd wynika, że  $H_{kr} < 7$  Oe. Planuje się pracę w obszarze słabszych pól magnetycznych.

Z otrzymanych wyników można wysnuć następujące wnioski: istnieje analogia reagowania atomu wodoru i mionium z substancjami różnych grup. Wynika stąd możliwość stosowania nowej metody do badania reakcji atomowego wodoru. Zaletami metody są jej uniwersalność przy wysokiej dokładności oraz możliwość wykrycia subtelnych osobliwości stanów spinowych produktów pośrednich. Przeprowadzenie badania reakcji w ośrodku skondensowanym pozwala uniknąć przejścia do innych faz.

## 6. Badania w ośrodkach chemicznie inertnych

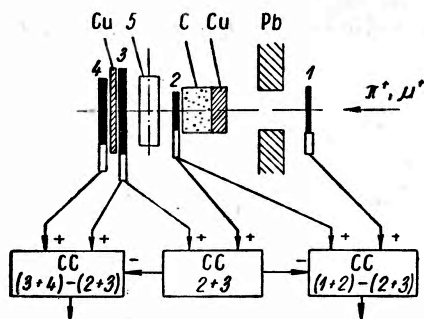
W drugiej pracy [3] omówiono badania w substancjach chemicznie inertnych. Przy spowalnianiu (spolaryzowanej) wiązki mezonów  $\mu^+$  w substancji następuje odrywanie zewnętrznych elektronów od atomów ośrodka hamującego z tworzeniem atomów mionium ( $\mu^+ - e^-$ ). W szeregu prac badano zagadnienia związane z tworzeniem się mionium i możliwą depolaryzacją, próbowano doświadczalnie wykryć wolne mionium. Na przykład metodą częstości radiowej wykazano istnienie mionium w argonie. Ponieważ trypletowe mionium precesuje w poprzecznym polu magnetycznym z częstością 103 razy większą niż swobodny mezon  $\mu^+$ , może być zidentyfikowane zwykłą metodą obserwacji rozkładu czasów rozpadu w poprzecznym polu magnetycznym odpowiedniej wielkości.

Atom mionium jako podobny do atomu wodoru może wchodzić w reakcje chemiczne z otaczającą substancją. Precesja spinu mezonu  $\mu^+$ , będącego składnikiem molekuly, będzie odbywać się z częstością równą częstości swobodnej

precesji mezonu, jeżeli istnieją (kowalentne) chemiczne wiązania, wywołane istnieniem pary elektronów o wzajemnie skompensowanych spinach. Stąd ważne jest poszukiwanie precesji trypletowego mionium w warunkach, gdy przebieg reakcji chemicznej jest utrudniony.

## 7. Aparatura

Do obserwacji czasów rozpadu w poprzecznym polu magnetycznym (krzywe precesji) stosowano zasadniczo aparaturę i elektronikę w poprzednio omówionej pracy (rys. 8). Pewne zmiany dotyczą głównie poprawienia czasu rozdzielczego układu koincydencyjnego. Istotne było „rozciągnięcie” impulsu synchrociklotronu Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych, na którym wykonano doświadczenia. Stosowanie przy pomiarach tylko drugiego rozciągniętego pikku natężenia akceleratora w pełni usunęło modulację tła przypadkowych koincydencji (okres około 70 ns). Modulacja ta zniekształca krzywe precesji z okresami bliskimi tej wielkości. Średni impuls cząstki w wiązce powiększono do 190 MeV/s



Rys. 8. Aparatura do obserwacji rozkładu czasów rozpadu  $\mu - e$ . 1, 2, 3, 4 — liczniki scyntylacyjne, 5 — target, CC — układy koincydencyjne. Na rysunku nie zaznaczono cewek Helmholtza, cewek kompensacyjnych, pola magnetycznego i części bloków elektroniki

(zmieniony reżim traktu  $\mu$  [4]). Przy tym wzrosło natężenie strumienia  $\mu^+$  z początkową polaryzacją wiązki (85%). Najlepsze w porównaniu z poprzednią pracą położenie filtra hamującego cząstki zwęziło krzywą hamowania mezonów  $\mu^+$  (szerokość połówkowa 5 g/cm<sup>2</sup>). Można praktycznie wykluczyć (< 2%), domieszkę rejestrowanych rozpadów  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ . Średnia prędkość liczenia aparatur wynosiła 3000 s<sup>-1</sup> (przy grubości targetu 5 g/cm<sup>2</sup>). Dzięki wprowadzeniu rozciągnięcia poziom tła przypadkowych koincydencji znacznie obniżył się (w przewadze doświadczeń nie przewyższał 3% na początku krzywej). Poprzeczne pole magnetyczne było wytwarzane za pomocą pary cewek Helmholtza. Niejednorodność pola była w granicach targetów mniejsza od 1%. Zewnętrzne pole magnetyczne kompensowano w trzech wzajemnie prostopadłych kierunkach za pomocą specjalnych cewek. Bezwzględna dokładność pomiarów wielkości natężenia pola magnetycznego przy pomocy permalloyowych czuj-

ników wynosiła  $\pm 0,05$  Oe. Grubość substancji w różnych targetach wynosiła około  $5 \text{ g/cm}^2$ . W pomiarach przy niskich temperaturach stosowano również osłonę termoizolującą z cenoplastu (grubość ścianek około  $0,07 \text{ g/cm}^2$  w kierunku wiązki).

## 8. Wyniki

Bezwzględną wartość współczynnika asymetrii  $e'$  wyliczano (po opracowaniu danych na maszynie matematycznej EWM) przez porównanie zmierzonych wartości  $e'$  z wartością dla targetu z  $\text{CHBr}_3$ , przyjętego jako wzorzec. Ta ostatnia jest bardzo bliska maksymalnie możliwej wartości (1/3) (doświadczalna wartość dla bromoformu wynosi  $e' = 0,280 \pm 0,006$ ).

Doświadczenia kontrolne wykonane z różnymi targetami różnej grubości wykazują, że poprawki na grubość i liczbę  $Z$  są do pominięcia w porównaniu z błędami statystycznymi.

Wyniki pomiarów zestawiono w postaci dwu tabelic: V i VI. W pierwszej zestawiono wyniki pozytywne, w drugiej negatywne. Badano współczynniki asymetrii przy precesji spinów z częstością odpowiadającą częstości precesji trypletowego mionium (natężenie pola magnetycznego  $H = 7,20$  Oe).

Tablica V  
Wyniki pomiarów pozytywne

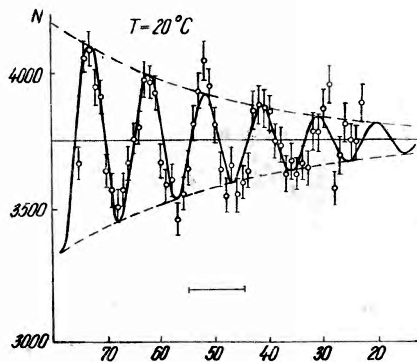
Substancja	T °C	$e_0$	tłumienie $s$	$e'$
SiO <sub>2</sub> top.	30	$0,161 \pm 0,012$	$1,3 \pm 0,2$	$0,050 \pm 0,006$
	—196	$0,148 \pm 0,014$	$0,5 \pm 0,1$	$0,048 \pm 0,008$
SiO <sub>2</sub> kryst.	30	$0,167 \pm 0,013$	$0,4 \pm 0,1$	$0,056 \pm 0,006$
	—78	$0,070 \pm 0,015$	$0,4 \pm 0,1$	$0,038 \pm 0,013$
CO <sub>2</sub> stałe	—196	$0,075 \pm 0,015$	$0,6 \pm 0,1$	—
	—196	0,16	0,08	$0,066 \pm 0,004$

Tablica VI  
Wyniki pomiarów negatywne

Substancja	T °C	$e_0$	$e'$
SiO <sub>2</sub> proszk.	30	$0,02 \pm 0,02$	$0,110 \pm 0,005$
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> proszk.	30	$0,04 \pm 0,05$	$0,111 \pm 0,007$
N <sub>2</sub> ciecz	—196	$0,01 \pm 0,02$	$0,03 \pm 0,006$
B <sub>2</sub> O <sub>3</sub> top.	30	$0,02 \pm 0,03$	$0,127 \pm 0,006$
	—196	$0,01 \pm 0,03$	—
Benzen	—196	$0,02 \pm 0,03$	—
Polietylen	—196	$0,01 \pm 0,02$	—
Parafina	—196	$0,01 \pm 0,02$	—

W tabelicy V podano ponadto współczynniki asymetrii przy częstotliwości mezonowej ( $H = 50$  Oe, czas obserwacji około  $6 \mu\text{s}$ ). Ponieważ we wszystkich przypadkach precesja z mionową częstotliwością zanika mniej lub więcej szybko w czasie, dlatego dla każdej substancji podano współczynniki asymetrii ekstrapolowane do „zera” czasu (chwila zatrzymania mezonu  $\mu^+$  w targecie) i zmierzono wartość czasu zanikania (przy założeniu wykładniczego charakteru procesu).

Czas rozdzielczy stosowanej elektroniki (około  $2,5$  ns) i zniekształcenia rozkładu czasu rozpadu blisko „zera” czasu, wywołane skończoną długością sygnału antykoincydencji (w licznikach 2 i 3) nie pozwalają obserwować precesji, jeśli czas zanikania jest mniejszy od 20 do 40 ns. W doświadczeniach z lodem ( $T = -196^\circ\text{C}$ ) natężenie pola powiększono do 29 Oe, co było wywołane koniecznością obserwacji kilku okresów szybko zanikającej precesji. Wtedy ekstra-



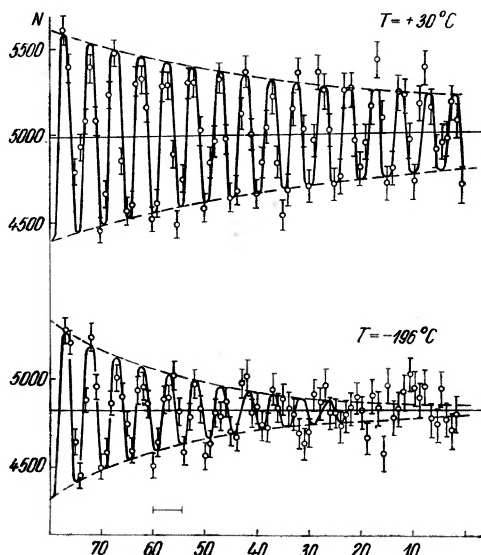
Rys. 9. Krzywa precesji mionium w krystalicznym kwarcu. Na osi odciętych — numer kanału (szerokość kanału  $10,1$  ns). Odcinek równoległy do osi odciętych oznacza  $0,1 \mu/\text{s}$ . Na osi rzędnych — liczba odczytów poprawiona na wykładniczy rozpad mezonu

polowany współczynnik początkowy asymetrii może być obarczony dużym błędem.

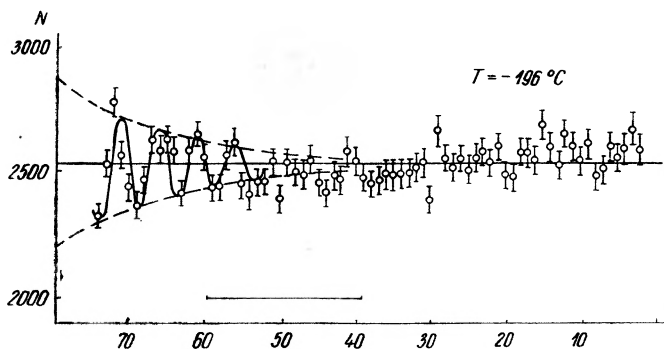
Na rysunkach 9 do 11 podano krzywe precesji dla  $\text{Mu}^T$  przy różnych temperaturach dla krystalicznego i topionego kwarcu, wody (lodu) przy  $-196^\circ\text{C}$ . Fakt istnienia mionium może być uważany za pewny dowód braku (szybkich) chemicznych reakcji, prowadzących do tworzenia molekuł produktów, w skład których wchodzi mionium.

Obserwowane tłumienie precesji może być wywołane procesami prowadzącymi do depolaryzacji spinów (np. konwersja  $\text{Mu}^T \rightarrow \text{Mu}^S$  z bezpośrednią szybką depolaryzacją) oraz wejściem mionium w reakcję chemiczną. W ostatnim jednak przypadku nie ma depolaryzacji. Zanikanie jest związane tylko z stosowaną metodą obserwacji precesji spinów w poprzecznym polu magnetycznym. Porównanie danych doświadczalnych, otrzymanych w poprzecznym polu magnetycznym i bez pola, pozwala wyraźniej rozdzielić procesy, związane z depolaryzacją mionium. U substancji, w których przy tej samej temperaturze obserwuje się precesję z częstotliwością mionową i mezonową, ostatnia wywołana jest albo swobodnymi mezonami  $\mu^+$  (jeżeli prawdopodobieństwo tworzenia mionium jest

mniejsze od 1), lub mionium, które weszło w chemiczną reakcję w nadciepłym obszarze (gdy dla stermalizowanych atomów prędkość reakcji jest dostatecznie mała). Stałość współczynnika asymetrii na częstości mezonowej w różnych temperaturach potwierdza to w przypadku stopionego kwarcu. Wyniki niektórych doświadczeń wymagają dalszego wyjaśnienia.



Rys. 10. Krzywe precesji mionium w topionym kwarcu przy różnych temperaturach. Na osi odciętych numery kanałów. Szerokość kanału 18,5 ns. Odcinek równoległy do osi odciętych oznacza  $0,1 \mu\text{s}$ .



Rys. 11. Krzywe precesji mionium w lodzie. Na osi odciętych numer kanału. Szerokość kanału 4,8 ns. Odcinek równoległy do osi odciętych wynosi  $0,1 \mu\text{s}$ .

Wskutek tego, że w czasach rzędu  $1 \mu\text{s}$  atom mionium doznaje około  $10^6$  zderzeń z sąsiednimi atomami, obecność niedużych domieszek chemicznie aktywnych substancji może silnie zmniejszyć czas istnienia spolaryzowanego mionium. Na przykład należało oczekiwać istnienia mionium w ciekłym azocie ( $-196^{\circ}\text{C}$ ). Ale obecność 0,01 do 0,001% tlenu w gazowym azocie silnie zmniejsza sygnał mioniowy w metodzie radiowej częstości.



Trudno jest w tej chwili odpowiedzieć czy negatywny wynik niektórych doświadczeń nie jest wywołany niedostateczną czystością stosowanych materiałów.

Metoda pozwoliła sformułować dezyderaty dotyczące substancji, w których jest możliwa lub niemożliwa obserwacja atomowego mionium.

*Abstract:* To solve the problem of the  $\mu^+$  meson depolarization in interactions with material bodies the concept of muonium hydrogen-like atom ( $\mu^+$ ,  $e^-$ ) and its possible chemical reactions and compounds with acceptor is discussed.

#### Literatura

- [1] J. Szpilecki, *Postępy Fizyki* **19**, 689(1968).
- [2] A. J. Babajew *i in.* *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **50**, 877 (1966).
- [3] G. G. Miasisceva *i in.* *Ž. Eksper. Teor. Fiz.*, **53**, 451 (1967).
- [4] J. M. Graszin *i in.* *Atomnaya Energiya*, **18**, 384 (1965).

*Adam Fajdrowicz*

Instytut Technologii Elektronowej  
Warszawa

## Pomiary czasów relaksacji metodą elektronowego rezonansu paramagnetycznego

Paramagnetic Electron Resonance Measurements of the Relaxation Times

### 1. Wstęp

Czas relaksacji jest miarą szybkości powracania układu statystycznego do stanu równowagi, jeżeli został on z niej w jakiś sposób wytrącony. W układach kwantowych czas relaksacji jest więc miarą prawdopodobieństwa tego, że poszczególne elementy układu przejdzie z jednego stanu do drugiego. W zależności od rodzaju wyprowadzenia układu ze stanu równowagi, może występować kilka czasów relaksacji.

W układach składających się z cząstek o nieznikającym momencie magnetycznym, znajdujących się w polu magnetycznym  $H_0$ , występują dwa czasy relaksacji  $T_1$  i  $T_2$ . Czas relaksacji podłużnej  $T_1$  określa szybkość powrotu do stanu równowagi składowej magnetyzacji  $\chi H_0$  równoległej do pola  $H_0$ , gdzie  $\chi$  — podatność magnetyczna. Czas relaksacji poprzecznej  $T_2$  określa szybkość zaniku prostopadłej do pola  $H_0$  składowej magnetyzacji (gdyż w stanie równowagi znika ona). W układzie cząstek o spinie  $S = \frac{1}{2}$ , gdy są tylko dwa poziomy energetyczne  $\pm E = H_0 S$ , czas relaksacji  $T_1$  jest związany z prawdopodobieństwami przejść między tymi poziomami przy pomocy zależności  $T_1 = \frac{1}{2W}$ , gdzie  $W = w_{12} + w_{21}$ , przy czym  $w_{lm}$  jest prawdopodobieństwem przejścia z poziomu  $l$  do poziomu  $m$ .

Układy fizyczne, w których mierzymy czasy relaksacji, są najczęściej wielopoziomowe. W takich układach możliwe są w ogólności przejścia pomiędzy każdą parą poziomów.

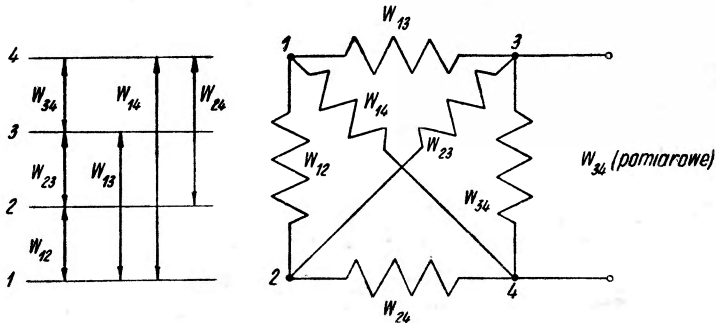
Wtedy

$$W = w_{21} + C_{21}^{-1} \sum_{k=3}^n w_{2k} C_{2k},$$

gdzie  $n$  jest ilością poziomów.

Sposób obliczania współczynników  $C_{ik}$  podano w pracy [17].

Aby przeanalizować wyniki pomiarów, dobrze jest posłużyć się elektrycznym układem zastępczym obrazującym właściwości układu poziomów spinowych (rys. 1). W układzie tym przewodności elektryczne są odpowiednikami prawdopodobieństw przejść, których jest  $\frac{n(n-1)}{2}$ . Aby pomierzyć wszystkie  $w_{ik}$  należałoby przeprowadzić  $\frac{n(n-1)}{2}$  pomiarów  $T_1^{ik} = 1/W_{\text{pom}}^{ik}$ . Da to w wyniku  $\frac{n(n-1)}{2}$  równań, z których można wyliczyć wszystkie  $w_{ik}$ . Ponieważ w ogólności  $w_{ik}$  zależy od pola  $H_0$ , więc aby uniknąć niejednoznaczności, należy przy stałym  $H_0$  stosować różne częstotliwości rezonansowe. Należy przy tym



Rys. 1

uważać, aby danej częstotliwości odpowiadało tylko jedno przejście. Tak więc trzeba by mieć co najmniej  $\frac{n(n-1)}{2}$  źródeł mocy mikrofalowej, przy czym byłoby najlepiej, aby jeden rezonator był dopasowany do wszystkich częstotliwości rezonansowych. Chcąc uprościć pomiary, można postępować dwojako:

- zakładając, że pole  $H_0$  niewiele wpływa na  $W_{ij}$  zmieniać  $H_0$  badając rezonans przy jednej częstotliwości:

- nasycać niektóre przejścia wyrównując obsadzenia poziomów (przy pomocy dodatkowych źródeł promieniowania mikrofalowego).

Można oczywiście stosować jednocześnie oba sposoby. Z powyższego wynika, że każdorazowo mierzymy jeden czas relaksacji i jeden  $w_{ij, \text{pom}} = W$ . Niniejsze opracowanie stanowi przegląd metod wykonywania takich właśnie pomiarów. Sprawa interpretacji wyników stanowi odrębne zagadnienie.

## 2. Metody nasycania ciągłego

### 2.1. Metoda Gortera [1]

Wykorzystuje się tu zależność amplitudy sygnału  $A$  od wielkości pola w. cz.  $H_1$

$$A \sim \frac{1}{1 + \gamma^2 T_1 T_2 H_1^2} \quad (1)$$

Znając  $T_2$  (np. z szerokości linii) oraz mierząc  $H_1$  i  $A$  można znaleźć  $T_1$ .

Metoda ta ma szereg braków:

- a) pomiar wartości absolutnej  $H_1$  jest trudny,
- b) konieczna jest znajomość  $T_2$ , a założenie, że szerokość linii  $= \frac{1}{T_2}$ , jest słuszne tylko w przybliżeniu,
- c) nie można sprawdzić czy prawo eksponencjalnego zaniku sygnału jest słuszne,
- d) nie można odróżnić poszczególnych czasów relaksacji,
- e) metoda ta nadaje się do pomiaru  $T_1 > 1 \mu s$ . Wynika to z (1), gdyż dla  $T_1 T_2$  bardzo małych, trzeba by  $H_1$  zmieniać w bardzo szerokich granicach, aby uzyskać żadaną dokładność. Punkty c i d są słuszne dla wszystkich metod nasycenia ciągłego.

## 2.2. Metoda Carruthersa [2]

W metodzie tej unika się niedogodności a i b opisanych w punkcie poprzednim. Użytkuje się to wprowadzając modulację pola  $H_0$  z częstotliwością akustyczną  $\omega'$ . Jeżeli amplituda modulacji jest mała w porównaniu z szerokością linii, to z równania na prawdopodobieństwo przejścia wymuszonego

$$V = \frac{1}{4} T_1 T_2 \gamma^2 H_1^2 = Jg(\nu) H_1^2, \quad (2)$$

$$\text{gdzie } g(\omega) = \frac{2T_2}{1 + T_2^2(\omega - \omega_0)^2} \quad (3)$$

wynika

$$V = \tilde{V}(1 + ae^{i\omega't}),$$

przy czym wężyk oznacza wartość średnią. Podobnie

$$n = \tilde{n}(1 + be^{i\omega't}).$$

Moc absorbowana przez próbkę

$$P = nVh\nu = h\nu nV(1 + ae^{i\omega't}) \cdot (1 + be^{i\omega't}),$$

a jej składowa zmieniająca się z częstością wynosi

$$P' = n_0 h\nu Jg(\nu) H_1^2 (a+b) S e^{i\omega't},$$

$$\text{gdzie } S = \frac{n}{n_0} \left(1 + \frac{V}{W}\right)^{-1} \quad (4)$$

jest współczynnikiem nasycenia.

Z zależności

$$\frac{P'}{H_1^2} = h\nu n_0 J \cdot g \cdot (a+b) S e^{i\omega't}.$$

wynika, że dla  $H_1 \rightarrow 0$ :  $S \rightarrow 1$ ,  $n \rightarrow \tilde{n} = \text{const}$ ,  $b \rightarrow 0$ ,  $(a+b) \rightarrow a$ . Tak więc, jeżeli przez  $A$  oznaczy się stosunek amplitudy sygnału w przypadku układu częściowo nasyconego do amplitudy dla  $S = 1$ , mamy  $A = \frac{S(a+b)}{a}$ . (5)

Ponieważ na podstawie równań ruchu:

$$\dot{n} = 2W(n_0 - n) - 2nV = \frac{n_0 - n}{T_1} - 2nV \quad (6)$$

można pokazać, że

$$\frac{a+b}{a} = \frac{S + i\omega' ST_1}{1 + i\omega' ST_1}, \text{ więc}$$

$$A = A' + iA = \frac{S(S + i\omega' ST_1)}{1 + i\omega' ST_1}.$$

Wielkościami pomiarowymi są oczywiście  $A'$ ,  $A'' = \text{arctg} \frac{A}{A'}$

Okazuje się, że

$$T_1 = \frac{A' - S^2}{AS\omega' \text{tg}\vartheta} \text{ lub } T_1 = \frac{A' \text{tg}\vartheta}{S\omega'(S - A')}.$$

Oba ostatnie równania są równoważne. Wybrać należy to, które jest w danej chwili wygodniejsze.

Oprócz standardowego wyposażenia spektrometru metoda ta wymaga:

- generatora akustycznego,
- detektora fazowego na częstotliwości akustyczne,
- dodatkowych cewek modulujących pole elektromagnesu.

2.3. Hervé i Pescia [3] zaproponowali metodę pomiaru bardzo krótkich (rzędu  $10^{-8}$  s) czasów relaksacji  $T_1$ . Polega ona na pomiarze zmian magnetyzacji  $M_z$  wywołanych przyłożeniem pola  $H_1$  o amplitudzie modulowanej z częstością radiową  $\omega'$ . Do pomiaru  $M_z$  służy specjalna cewka umieszczona w pobliżu próbki.

W przypadku rezonansu ( $\omega = \omega_0$ ) równanie ruchu (6) daje się na podstawie (3) napisać w postaci

$$\dot{n} + \frac{n}{T_1} (1 + T_1 T_2 \gamma^2 H_1^2) = \frac{n_0}{T_1}.$$

Wprowadzając amplitudową modulację pola  $H_1$ , tak że  $T_1 T_2 \gamma^2 H_1^2 = a + b \cos \omega' t$  i oznaczając

$$X = \omega' t; \quad \alpha = \frac{1+a}{\omega' T_1}; \quad \beta = \frac{b}{\omega' T_1}; \quad \gamma = \frac{n_0}{\omega' T_1}$$

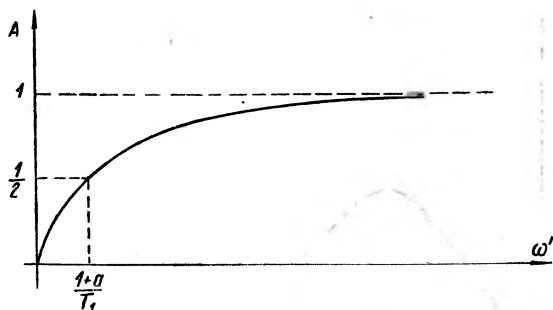
mamy

$$\dot{n} + n(\alpha + \beta \cos x) = \gamma.$$

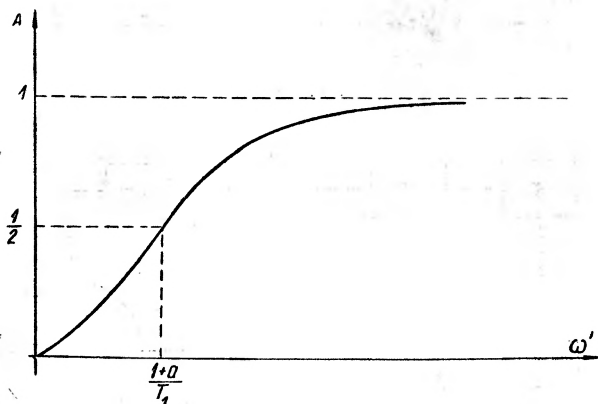
Gdy głębokość modulacji jest mała, tzn. gdy  $b \ll a$ , mamy oczywiście  $\frac{\beta}{a} \ll 1$ .

Oznaczając teraz  $n = \frac{\gamma}{a} + \varepsilon(x)$  i pomijając iloczyn  $\varepsilon\beta$  mamy

$$\dot{\varepsilon} + a\varepsilon = -\frac{\gamma\beta}{a} \cos x,$$



Rys. 2



Rys. 3

skąd dla stanu równowagi

$$n = \frac{n_0}{1+a} + \frac{n_0 b}{1+a} \cdot \frac{\omega' T_1}{(\omega' T_1)^2 + (1+a)^2} \cdot \sin \omega' t - \frac{1+a}{\omega' T_1} \cos \omega' t.$$

Amplituda sygnału wytworzonego w cewce proporcjonalna jest do  $\dot{n}$  i w zależności od sposobu detekcji posiada różną zależność od  $\omega'$ :

a) Zwykła detekcja amplitudowa

$$A \sim \frac{\omega' T_1}{\sqrt{(1+a)^2 + (\omega' T_1)^2}}.$$

b) Detekcja synchroniczna z częstotliwością

— w fazie z częstotliwością

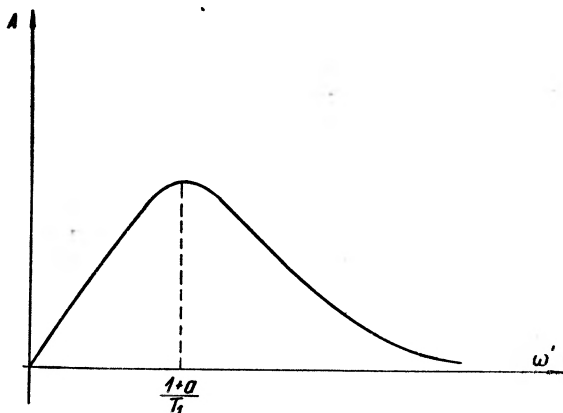
$$A \sim \frac{(\omega' T_1)^2}{(1+a)^2 + (\omega' T_1)^2}.$$



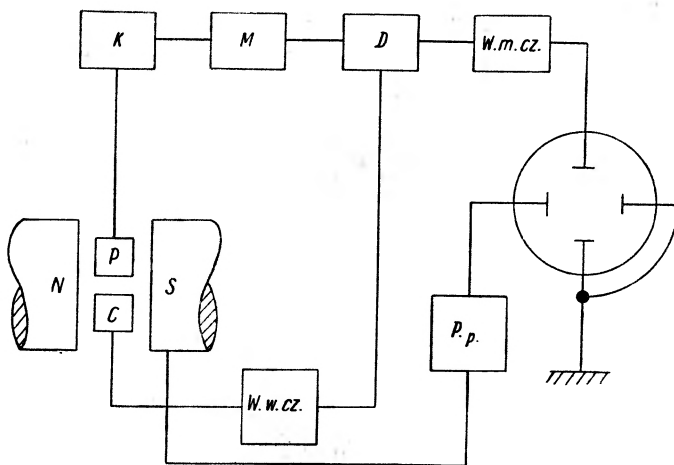
— z przesunięciem fazowym o  $90^\circ$

$$A \sim \frac{\omega' T_1}{(1+a)^2 + (\omega' T_1)^2}$$

Utrzymując w mocy warunek  $b \ll a$  autorowie wykonywali szereg pomiarów przy  $a \rightarrow 0$  (moc mikrofalowa dąży do zera) i znajdowali wielkość  $\frac{1}{T_1}$  jako



Rys. 4



Rys. 5. *P* — próbka, *C* — cewka detekcyjna, *K* — karcinotron, *M* — modulator, *D* — detektor fazowy, *W.w.cz.* — wzmacniacz wysokiej częstotliwości, *W.m.cz.* — wzmacniacz małej częstotliwości, *P.p.* — przesuw pola

graficzną interpolację funkcji  $f(a) = \frac{1+a}{T_1}$  dla  $a \rightarrow 0$ . Częstotliwość  $\omega'$  zmie-

niano w zakresie  $1 \div 10$  MHz. Do wytwarzania mocy mikrofalowej modulowanej z częstością  $\omega'$  autorowie stosowali karcinotron (rys. 5), ale można również stosować modulator diodowy i klistron pracujący w sposób ciągły.

- Tak więc oprócz standardowego spektrometru w metodzie tej jest potrzebny:
- detektor fazowy na częstotliwości radiowe
  - modulator lub karcinotron
  - generator modulujący w zakresie częstotliwości radiowych
  - dodatkowe cewki detekcyjne.

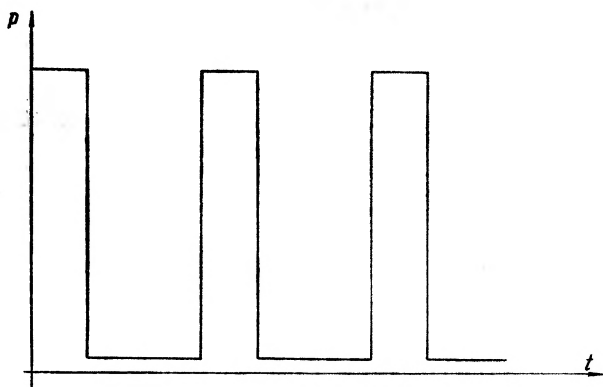
### 3. Metody impulsowe

Do próbki dostarcza się moc mikrofalową w postaci impulsów i bada czasową zależność sygnału. Zależność tę określa się fotografując przebieg sygnału na ekranie oscyloskopu. Jest to sposób wspólny dla wszystkich metod impulsowych.

#### 3.1. Metoda impulsów dużej mocy [5]

Moc mikrofalową dostarcza się do próbki w dwóch postaciach:

- impulsów nasycających dużej mocy,
- sygnału próbującego małej mocy.



Rys. 6

Badamy zależność czasową sygnału rezonansowego wywołanego mocą próbującą:

$$I(t) = I_0(1 - e^{-\frac{t}{T_1}})$$

gdzie

$t$  — czas liczony od chwili wyłączenia impulsu nasycającego

$I(t)$  — wielkość sygnału rezonansowego w chwili  $t$ ,

$I_0$  — wielkość sygnału rezonansowego w stanie równowagi.

Czas przerwy pomiędzy impulsami musi być rzędu kilku czasów  $T_1$ .

Czas trwania impulsu nasycającego jest zwykle rzędu kilku lub kilkudziesięciu milisekund.

Moc mikrofalową o przebiegu pokazanym na rysunku 6 można uzyskiwać trzema sposobami:

- stosując dwa źródła mocy mikrofalowej: jedno pracujące w sposób ciągły, drugie — w sposób impulsowy,
- stosując jedno źródło mocy sterowane impulsowo (karcinotron, klistron refleksowy),
- stosując jedno źródło dużej mocy pracujące w sposób ciągły oraz modulator impulsowy.

Zalety metody:

- możliwość bezpośredniego pomiaru  $T_1$  bez znajomości innych parametrów materiałowych,
- możliwość sprawdzenia eksponalnego zaniku sygnału.

Jeżeli np. sygnał zanika z dwoma czasami relaksacji (np. normalna relaksacja i cross-relaksacja), to

$$I(t) - I_0 = A_1 e^{-\frac{t}{T_1}} + A_2 e^{-\frac{t}{T_1'}}, \quad \text{gdzie } A_1 + A_2 = -I_0$$

- możliwość eliminowania relaksacji skośnych metodą zmiany długości impulsów.

Wady metody:

- skomplikowany układ wytwarzający moc mikrofalową. Impulsy nasycające muszą mieć moc rzędu watów,
- konieczność stosowania urządzenia wyłączającego na czas trwania impulsu, układ detekujący słaby sygnał rezonansowy.

### 3.2. Metoda impulsów małej mocy [6]

W metodzie tej badamy czasową zależność sygnału rezonansowego po przyłożeniu mocy mikrofalowej. Sygnał ten, proporcjonalny do różnicy obsadzeń  $n$ , zmienia się zgodnie z równaniem ruchu (6). Równanie to można przekształcić do postaci

$$\dot{n} = \frac{n - n_0 \tau}{\tau}, \quad \text{gdzie } \tau = \frac{1}{\frac{1}{T_1} + 2V}$$

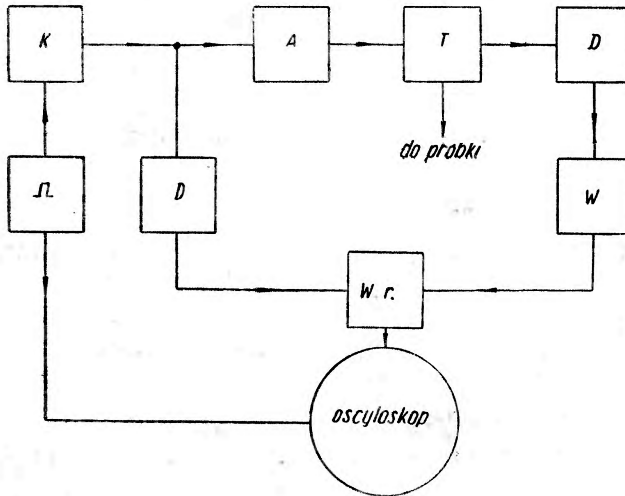
Jeżeli dostarczana moc mikrofalowa  $P \rightarrow 0$ , to i  $V \rightarrow 0$ , a więc  $\tau \rightarrow T_1$ . Moc  $P$  powinna być rzędu kilku  $\mu\text{W}$ , czas trwania impulsu — rzędu kilku czasów  $T_1$ , przerwa pomiędzy impulsami powinna być dostatecznie długa na to, aby układ spinów powrócił do stanu równowagi.

Autor metody stosował impulsy długości 80 ms, a czas trwania całego cyklu pracy wynosił 800 ms.

Zastosowano układ pokazany na rys. 7.

Zaletami metody w stosunku do opisanej w punkcie 3.1. są:

- możliwość stosowania długich impulsów i długich cykli pracy, co pozwala stosować aparaturę przeciętnej jakości,
  - nie trzeba stosować źródeł mocy mikrofalowej dużej mocy.
- Niedogodnością jest konieczność stosowania wzmacniania różnicowego.



Rys. 7. *K* — klistron, *A* — attenuator, *T* — magiczne *T*, *D* — detektor, *W.r.* — wzmacniacz różnicowy, *W* — wzmacniacz

### 3.3. Echo spinowe [7, 8, 18]

Nazywa się w ten sposób impuls rezonansowy powstający po przyłożeniu do próbki dwóch (lub więcej) impulsów mocy mikrofalowej.

Z równań transformacyjnych fizyki klasycznej wynika, że w układzie współrzędnych obracającym się z częstotliwością rezonansową  $\omega_0$ , magnetyzacja podlega jedynie działaniu pola wysokiej częstotliwości  $H_1$  i obraca się wokół niego z częstotliwością  $\omega_1 = H_1$ .

Parametry (czas trwania i wielkość  $H_1$ ) pierwszego impulsu dobiera się tak, aby obrócił on magnetyzację o kąt  $90^\circ$ . Impuls ten nazywa się impulsem  $\frac{\pi}{2}$ . Po wyłączeniu tego impulsu następuje zanik poprzecznej już teraz magnetyzacji, spowodowany co najmniej trzema przyczynami:

- a) oddziaływaniem spin-spin, oddziaływanie to określa czas relaksacji  $T_2$ ,
- b) niejednorodnościami pola  $H_0$ ,
- c) dyfuzją poszczególnych spinów (w cieczech) lub tzw. dyfuzją spektralną spinów (w ciałach stałych).

Drugi impuls jest dwukrotnie dłuższy (impuls  $\pi$ ) od pierwszego i obraca magnetyzację o  $180^\circ$ . Teraz działanie niejednorodności pola ma przeciwny znak niż po pierwszym impulsie i po czasie równym przerwie pomiędzy impulsami znosi się zupełnie. Wtedy występuje impuls echa. Wielkość tego impulsu zależy

od czasu pomiędzy impulsami  $\frac{\pi}{2}$  i  $\pi$ , czasu relaksacji  $T_2$  i od współczynnika dyfuzji (spektralnej). Czas trwania impulsu echa zależy od niejednorodności pola  $H_0$ : im niejednorodności są większe, tym impuls jest krótszy, ostrzejszy.

Oczywiście, impulsów  $\pi$  można przyłożyć więcej i wtedy otrzymuje się ciąg malejących ech. Z przebiegu ich zaniku można wyliczyć  $T_2$  i współczynnik dyfuzji spektralnej.

Dyfuzję spektralną definiuje się następująco [9, 10]. Jeśli mamy grupę spinów w linii rezonansowej, która w chwili  $t = 0$  znajduje się w odległości  $\delta_0$  od środka linii, to prawdopodobieństwo, że po czasie  $t$  będzie ona w odległości  $\delta$  od środka linii, wyraża się wzorem

$$P(\delta, t; \delta_0) = \begin{cases} \left[ \delta_A \sqrt{2\pi(1 - e^{-2Rt})} \right]^{-1} \cdot \exp \left[ -\frac{(\delta - \delta_0 e^{-Rt})^2}{2\delta_A^2(1 - e^{-2Rt})} \right] & \text{dyfuzja gausowska} \\ \frac{1}{\pi} \frac{mt}{(mt)^2 + (\delta - \delta_0)^2} & \text{dyfuzja lorentzowska} \end{cases}$$

$R$  i  $m$  są współczynnikami dyfuzji spektralnej.

W ciałach stałych obserwuje się dyfuzję Lorentza. Wielkość impulsu echa spinowego powstałego po dwóch impulsach mocy mikrofalowej  $\frac{\pi}{2}$  i  $\pi$  można określić wzorem

$$I = I_0 \exp \left( -\frac{t}{T_2} - m\tau^2 \right)$$

gdzie  $\tau$  jest czasem pomiędzy impulsami.

Badając zależność  $I$  od  $\tau$  można określić  $T_2$  i  $m$ .

W ogólności można obserwować echo spinowe i przy innych ciągach impulsów mocy mikrofalowej niż  $\frac{\pi}{2}, \pi, \pi, \dots$  np. przy ciągu impulsów  $\frac{2}{3}\pi$ .

Daje to możliwość pomiarów również czasu  $T_1$ .

Jest rzeczą oczywistą, że impulsy mocy mikrofalowej muszą być krótsze od mierzonych czasów relaksacji, a więc pole  $H_1$  musi być dość silne. W temperaturze ciekłego helu stosuje się zwykle  $H_1 \approx 0,1$  Gs, a czas trwania impulsu rzędu kilku  $\mu s$ , choć były również stosowane impulsy nanosekundowe. W tym wypadku używano magnetotronów [15].

Używając klustronu można postępować dwojako:

- a) stosując modulator impulsowy,
  - b) przykładając impulsy napięcia anodowego na reflektor klustronu.
- Lepszy wydaje się sposób a), gdyż unika się w nim dewiacji częstotliwości.

Aby nie zaciemniać obrazu na oscyloskopie, stosuje się zwykle układ bramkujący, który powoduje, że impulsy mocy mikrofalowej dostarczane z klustronu lub magnetronu nie są na ekranie widoczne.

Metodą echa spinowego badano czasy relaksacji zarówno w półprzewodnikach [12, 13], jak i w kryształach nieprzewodzących [11, 16] jak np. alun, cjanicy, wolframiany itp. Większość pomiarów wykonywano w temperaturze ciekłego helu.

Metoda echa spinowego posiada dwie wielkie zalety:

- umożliwia pomiar wielu współczynników materiałowych w szerokich granicach,
- jest bardzo czuła: echo obserwuje się przy wyłączonej mocy mikrofalowej.

#### 4. Zakończenie

Opracowanie niniejsze na pewno nie jest kompletnym zbiorem dotychczas stosowanych metod pomiarowych. Jest tylko szkicem, który — jak autor ma nadzieję — może być pomocny w wyborze metody, dla osób mających zamiar zajmować się pomiarami czasów relaksacji przy pomocy ERP.

*Abstract:* The characteristic features of the relaxation times  $T_1$  and  $T_2$  measurements in the multilevel systems are given in the paper. The continue saturation technique as well as pulsed one are discussed.

Several different measurement apparatus are described, and their main parameters, advantages and disadvantages are given too. The results are not discussed.

#### Literatura

- [1] G. Gorter, *Physica*, **18**, 576 (1965).
- [2] J. Carruthers, *Canad. J. Phys.*, **43**, 576 (1965).
- [3] J. Hervé, *C. R. Acad. Sci. (France)*, **251**, 665 (1960).
- [4] J. Pescia, *J. Phys. (France)*, **27**, 728 (1966).
- [5] A. Manienkow, *Fiz. Tvordego Tela (USSR)*, **4**, 388 (1962).
- [6] G. Brown Brit., *J. Appl. Phys. (USA)*, **18**, 1423 (1967).
- [7] J. Hennel, *Wstęp do teorii paramagnetycznego rezonansu jądrowego*.
- [8] E. Hahn, *Phys. Rev.*, **80**, 580 (1950).
- [9] W. Mims, *Phys. Rev.*, **123**, 2059 (1961).
- [10] *Selected papers on noise and stochastic processes*, W. Wax (wydawca) New York 1954.
- [11] J. Dymont, *Canadian J. Appl. Phys.*, **44**, 637 (1966).
- [12] J. P. Gordon, *Phys. Rev. Letters*, **1**, 386 (1958).
- [13] G. Feher, *Phys. Rev.*, **144**, 1219 (1959).
- [14] A. Kiel, *Phys. Rev.*, **161**, 386 1 (67).
- [15] L. Rowan, *Phys. Rev.*, **137**, 61 1A (1965).
- [16] J. A. Cowen, *Phys. Rev.*, **124**, 1098 (1961).
- [17] J. P. Lloyd, *Phys. Rev.*, **94**, 579 (1954).
- [18] L. Rowan, *Phys. Rev.*, **167**, 3262 (1968).

*Leszek Balczewski*

Instytut Fizyki  
Uniwersytetu Jagiellońskiego  
Kraków

## Metody pomiaru energii i mocy wiązki laserowej

### Methods of Laser Beam Energy and Power Measurements

Idea metod pomiaru energii promieniowania znana była już od dawna, zwłaszcza w zastosowaniu do promieniowania podczerwonego [1]. Powstanie i rozwój elektroniki kwantowej wywołało potrzebę mierzenia energii i mocy światła laserowego, stanowiących ważny parametr laserów. Zakres mocy laserów gazowych wynosi już  $10^{-3}$ – $10^3$  W. W dziedzinie laserów impulsowych w impulsach trwających  $10^{-3}$ – $10^{-6}$  sek uzyskuje się energie do kilkuset dżuli o mocach w pikiu rzędu megawatów. W impulsach zaś gigantycznych o czasie trwania około 100 nsek uzyskuje się moc w pikiu wynoszącą dziesiątki gigawatów [2]. Konieczność mierzenia tych energii i mocy wytworzyła osobną niemal technikę, która zarówno udoskonaliła znane dotychczas metody mierzenia energii promieniowania, jak i wprowadziła wiele nowych sposobów pomiaru.

Spośród wielu prac szczegółowych na uwagę zasługuje systematyczne i krytyczne opracowanie głównych grup metod pomiarowych, dokonane przez Killicka i in. [3].

Metody opisywane przez różnych autorów odnoszą się przeważnie do pomiaru energii impulsów, a zatem bezpośrednio służą pomiarom energii wyjściowej oraz mocy laserów impulsowych. Mogą być one jednak używane również do pomiaru mocy laserów ciągłych, a mianowicie przez impulsowy pomiar ciągłej wiązki świetlnej. Niezależnie od tego sposobu wypracowano również osobne metody pomiaru mocy laserów ciągłych. Będą one omówione na końcu niniejszego artykułu. Ogólnie sposoby mierzenia energii i mocy impulsów laserowych można podzielić na trzy grupy metod: fotoelektrycznych, kalorymetrycznych i rejestrujących pęd fotonów.

### 1. Metody fotoelektryczne

Metoda ta wykorzystuje zależność ładunku, który przepływa przez układ z fotokomórką, od energii promieniowania monochromatycznego padającego na fotokomórkę. Metody tej jako jednej z pierwszych użyto do pomiaru energii światła laserowego. Posługiwali się nią sami twórcy laserów [4].



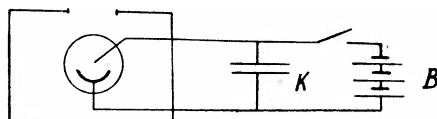
Prosty schemat takiego miernika przedstawia rys. 1 [5]. Po naładowaniu kondensatora  $K$  za pomocą baterii  $B$  do określonego napięcia, miernik jest przygotowany do pomiaru. Padający na fotokomórkę impuls światła powoduje częściowe rozładowanie kondensatora, co zaznacza się obniżeniem napięcia na kondensatorze. Energię padającego impulsu wyznaczyć można z pomiaru spadku napięcia na kondensatorze według wzoru:

$$E = \frac{C}{R} \Delta U \quad (1)$$

( $C$  — pojemność kondensatora,  $R$  — stała zależna od czułości fotokomórki,  $\Delta U$  — spadek napięcia na kondensatorze).

Metoda niniejsza napotyka dwie zasadnicze trudności:

1) Pomiar nie podaje bezwzględnej wartości energii, a zatem miernik musi być kalibrowany źródłem promieniowania o znanej energii i to w przedziale długości fali wiązki laserowej.



Rys. 1. Schemat miernika z fotokomórką.  $K$  — kondensator,  $B$  — bateria zasilająca

2) Energia zależy liniowo od spadku napięcia tylko w przypadku, gdy prąd w układzie fotokomórki jest poniżej granicy nasycenia fotokomórki. Nie można więc bezpośrednio mierzyć impulsów o zbyt dużych energiach.

Aby zapewnić liniową zależność energii od spadku napięcia, stosowano bądź filtry osłabiające wiązkę [4—9], bądź też rozpraszało wiązkę na płycie i posługując się prawem Lamberta mierzono rozproszone światło w określonej odległości za pomocą fotokomórki, fotopowielacza [10], lub fotodiody [3].

Ważny tu jest dobór fotokomórki czy fotodiody o właściwej charakterystyce [3]. Dla fotokomórki uwzględnić należy cień anody [11].

Napięcie na kondensatorach mierzono bądź czułym woltomierzem, bądź też za pomocą oscylografu z odpowiednim układem elektronicznym [12].

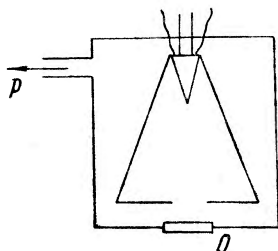
## 2. Metody kalorymetryczne

Metody te najczęściej są stosowane w pomiarach energii laserów. Polegają one na mierzeniu energii cieplnej powstałej na skutek zaabsorbowania energii świetlnej impulsu laserowego. Znając energię impulsu oraz jego kształt zarejestrowany, np. za pomocą fotokomórki na oscylografie, można wyznaczyć też moc impulsu. Ponieważ pole podwykresu jest proporcjonalne do energii, a oś odciętych jest osią czasu, to oś rzędnych wyznacza moc. Zasadę mierzenia energii świetlnej kalorymetrycznie realizowano w bardzo różnorodny sposób.

## 2.1. Absorpcja przez ciało czarne

Najprostszy absorbent impulsu świetlnego stanowi dysk z cienkiej blaszki metalowej wyczernionej, której nagrzanie pod wpływem promieniowania laserowego mierzy się termoparą lub termistorem [3]. Znając pojemność cieplną absorbenta i zmianę temperatury, można wyliczyć ilość zaabsorbowanej energii. Tego rodzaju wyznaczenie obarczone jest jednak dość znacznym błędem ze względu na różne straty energii. Dokładniejsze jest wyznaczenie energii za pomocą poprzedniego cechowania przyrządu przez naświetlanie absorbenta promieniowaniem o znanej energii.

Absorbent w postaci dysku jest rzadko używany ze względu na zbyt mały współczynnik absorpcji i związaną z tym małą czułość oraz dużą niedokładność.



Rys. 2. Schemat kalorymetru stożkowego.  $P$  — wylot do pompy próżniowej,  $O$  — okienko

Powszechnie przy tej metodzie używa się absorbentów w postaci pustego stożka wewnątrz czernionego [3], [13—18]. Wówczas współczynnik absorpcji zwiększa się w związku z wielokrotnym odbiciem promienia wewnątrz stożka. Dla wiązki równoległej o tym samym promieniu co apertura stożka i równoległej do osi stożka, współczynnik absorpcji dany jest wzorem [3]:

$$A = 1 - R^n \text{ dla kąta: } \frac{180^\circ}{2n+1} < \Theta < \frac{180^\circ}{2n} \quad (2)$$

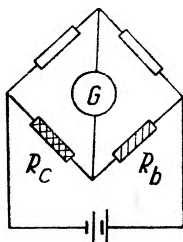
( $\Theta$  — pół kąta rozwartości stożka,  $R$  — współczynnik odbicia dla danego materiału,  $n = 1, 2, 3 \dots$ ).

Ponieważ krotność odbicia, a stąd i współczynnik absorpcji zależy od kąta rozwartości stożka, ważne jest dobranie nie tylko odpowiedniego materiału, ale i kąta. Obniżenie kąta powoduje wzrost absorpcji, ale przy tej samej aperturze zwiększa również masę stożka, co obniża czułość przyrządu, tj. wzrost temperatury na jednostkę padającej energii.

Materiał do wykonania stożka dobierano różny. Najczęściej wykonywano stożki z węgla, ale również robiono je ze stali, złota [3] oraz miedzi i niklu [16].

Pewną trudność dla absorbentów stożkowych stanowi fakt, że nie ogrzewają się one równomiernie, ale najsilniej ogrzewany jest wierzchołek. Zaradzano temu w ten sposób, że bądź u wierzchołka ustawiano drugi stożek odwrotnie zwrócony [13] (rys. 2), bądź uwielokrotniano stożki [18].

Elementem absorbującym tego rodzaju kalorymetru jest cienki, izolowany drut miedziany długości kilkuset metrów, zwinięty w kłębek (stąd nazwa „szczurze gniazdo“) i umieszczony w jakimś naczyniu, często w szklanym i posrebrzonym, by dobrze odbijało promienie. Drut ten włączony jest w zwykły, zrównoważony układ mostka Wheatstone'a. Pod wpływem zaabsorbowanej energii zwiększa się opór drucika i równowaga mostka zostaje zachwiana. Zaznacza się to wychyleniem galwanometru, które jest proporcjonalne do zaabsorbowanej energii. Obok kłębka drucika, który jest właściwym, tj. czynnym bolometrem, włącza się w drugą gałąź mostka (rys. 4) taki sam drugi kłębek drucika (bolometr bierny), umieszczany w podobnych do pierwszego warunkach



Rys. 4. Układ mostkowy kalorymetru drutowego.  $R_c$  — bolometr czynny,  $R_b$  — bolometr bierny

otoczenia. Pozwala to zapobiec pełzaniu zera galwanometru na skutek chwilowych zmian otoczenia.

Charakterystyczne właściwości kalorymetru drutowego wykazuje rachunek. W krótkim odcinku drutu zmiana oporu pod wpływem wzrostu temperatury  $\Delta t$  wynosi:

$$\Delta R' = R'_0 \beta \Delta t \quad (3)$$

( $R'_0$  — opór odcinka drutu przed ogrzaniem,  $\beta$  — współczynnik temperaturowy oporu). Różnica temperatury  $\Delta t$  jest wynikiem zaabsorbowania energii  $E'$  i zależy od masy tego odcinka drutu  $M'$  oraz ciepła właściwego  $c$ :

$$\Delta t = \frac{E'}{4,19 M' c} \quad (4)$$

Zatem:

$$\Delta R' = \frac{\beta E'}{4,19 c} \cdot \frac{R'_0}{M'} \quad (5)$$

Całkowita zmiana oporności układu bolometrycznego jest sumą poszczególnych  $\Delta R'$ . Jeśli drut posiada na całej długości ten sam przekrój, to:  $R'_0/M' = R_0/M$  ( $R_0$ ,  $M$  — odpowiednio opór i masa całego drutu), a:

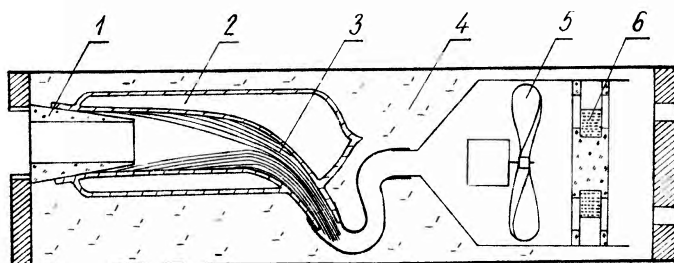
$$\Delta R = \frac{\beta R_0}{4,19 M c} E, \quad (6)$$

gdzie  $E = \sum E'$ , czyli jest całkowitą zaabsorbowaną energią.

Jak widać z równania (6), zmiana oporu jest wprost proporcjonalna do całkowitej energii zaabsorbowanej i jest niezależna od rozłożenia tej energii w drucie. Własność ta jest bardzo ważna, pozwala bowiem uniknąć błędów związanych z wyrównywaniem się temperatury w innych metodach kalorymetrycznych.

Czułość przyrządu, tj. wychylenie galwanometru przypadające na jednostkę energii promieniowania, jest wprost proporcjonalna do napięcia przyłożonego na mostek, a odwrotnie proporcjonalna do masy drutu [34]. Zmieniając odpowiednio te parametry, można zmieniać czułość w dość szerokim zakresie.

Cechowanie całego układu jest bardzo proste. Można je dokonywać bądź przez cechowanie wychylenia galwanometru w zależności od dołączanego oporu



Rys. 5. Przekrój kalorymetru „czarny róg”. 1 — korek z pleksi, 2 — bańka próżniowa ze ściankami wewnątrz srebrzonymi, 3 — drucik bolometru czynnego, 4 — styropian, 5 — wiatraczek do chłodzenia bolometru po pomiarze, 6 — drucik bolometru biernego

w gałęzi czynnego bolometru z zastosowaniem wzoru (6), bądź też można wprost wyznaczać wychylenie galwanometru w zależności od energii kondensatora rozładowywanego przez drucik czynnego bolometru.

Pomysł kalorymetru typu „szczurze gniazdo” rozwijano zarówno w kierunku rozbudowywania strony pomiarowej przez wprowadzenie układów elektronicznych [28, 29], jak i w kierunku zwiększenia współczynnika absorpcji. To ostatnie uzyskiwano przez odpowiednie układanie drucika. Na Politechnice Warszawskiej skonstruowano kalorymetr, w którym druciki ułożono w postaci miotłki [30]. W Anglii na uniwersytecie w York z drucika uformowano pustą wewnątrz kulę z otworem [31]. W Instytucie Fizyki UJ w Krakowie z drucika utworzono zgięty róg umieszczony w przelotowym naczyniu Dewara [33, 34] (rys. 5). W tym ostatnim przypadku uzyskano współczynnik absorpcji 99,9%.

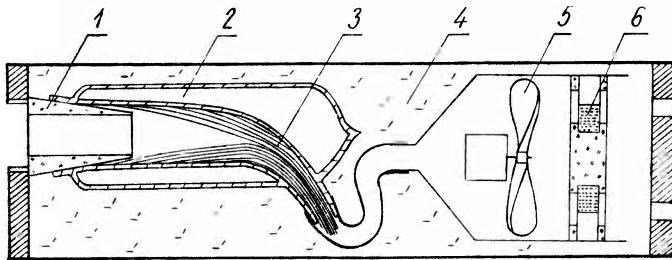
#### 2.4. Kalorymetr piroelektryczny

Metoda ta jest jedną z najnowszych [35]. Wykorzystuje ona efekt piroelektryczny pewnych kryształów, w których pod wpływem zmiany temperatury zmienia się polaryzacja na ściankach kryształu. Kryształy piroelektryczne posiadają tę właściwość, że gdy nagrzej się jedną powierzchnię płytki takiego kryształu, to różnica potencjału na obydwu powierzchniach utrzymuje się stała aż do czasu, kiedy ciepło przejdzie do drugiej powierzchni (rys. 6). W związku z tym napięcie nie zależy od rozkładu temperatury ani przestrzennego, ani

Jak widać z równania (6), zmiana oporu jest wprost proporcjonalna do całkowitej energii zaabsorbowanej i jest niezależna od rozłożenia tej energii w drucie. Własność ta jest bardzo ważna, pozwala bowiem uniknąć błędów związanych z wyrównywaniem się temperatury w innych metodach kalorymetrycznych.

Czułość przyrządu, tj. wychylenie galwanometru przypadające na jednostkę energii promieniowania, jest wprost proporcjonalna do napięcia przyłożonego na mostek, a odwrotnie proporcjonalna do masy drutu [34]. Zmieniając odpowiednio te parametry, można zmieniać czułość w dość szerokim zakresie.

Cechowanie całego układu jest bardzo proste. Można je dokonywać bądź przez cechowanie wychylenia galwanometru w zależności od dołączanego oporu



Rys. 5. Przekrój kalorymetru „czarny róg“. 1 — korek z pleksi, 2 — bańka próżniowa ze ściankami wewnątrz srebrzonymi, 3 — drucik bolometru czynnego, 4 — styropian, 5 — wiatraczek do chłodzenia bolometru po pomiarze, 6 — drucik bolometru biernego

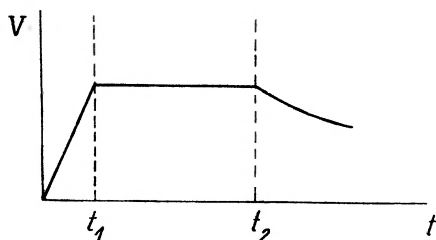
w gałęzi czynnego bolometru z zastosowaniem wzoru (6), bądź też można wprost wyznaczać wychylenie galwanometru w zależności od energii kondensatora rozładowywanego przez drucik czynnego bolometru.

Pomysł kalorymetru typu „szczurze gniazdo“ rozwijano zarówno w kierunku rozbudowywania strony pomiarowej przez wprowadzenie układów elektronicznych [28, 29], jak i w kierunku zwiększenia współczynnika absorpcji. To ostatnie uzyskiwano przez odpowiednie układanie drucika. Na Politechnice Warszawskiej skonstruowano kalorymetr, w którym druciki ułożono w postaci miotełki [30]. W Anglii na uniwersytecie w York z drucika uformowano pustą wewnątrz kulę z otworem [31]. W Instytucie Fizyki UJ w Krakowie z drucika utworzono zgięty róg umieszczony w przelotowym naczyniu Dewara [33, 34] (rys. 5). W tym ostatnim przypadku uzyskano współczynnik absorpcji 99,9%.

#### 2.4. Kalorymetr piroelektryczny

Metoda ta jest jedną z najnowszych [35]. Wykorzystuje ona efekt piroelektryczny pewnych kryształów, w których pod wpływem zmiany temperatury zmienia się polaryzacja na ściankach kryształu. Kryształy piroelektryczne posiadają tę właściwość, że gdy nagrzeje się jedną powierzchnię płytki takiego kryształu, to różnica potencjału na obydwu powierzchniach utrzymuje się stała aż do czasu, kiedy ciepło przejdzie do drugiej powierzchni (rys. 6). W związku z tym napięcie nie zależy od rozkładu temperatury ani przestrzennego, ani

czasowego (w granicach wyżej wspomnianych). Jest to bardzo ważne, pozwala bowiem dokładnie mierzyć sumę energii cieplnej, otrzymywanej od impulsu laserowego. Kryształ piroelektryczny posiada więc tę samą zaletę, co i kalometry drutowe, a nadto czułość dużo większą niż te ostatnie. Dla tytanku baru np. czułość ta wynosi  $8,1 \text{ V/J}$ , podczas gdy dla kalometru drutowego średnio jest ona rzędu  $10^{-3} - 10^{-4} \text{ V/J}$ . Powyższe właściwości stawiają kalometry krystaliczne w rzędzie najlepszych mierników energii promieniowania.

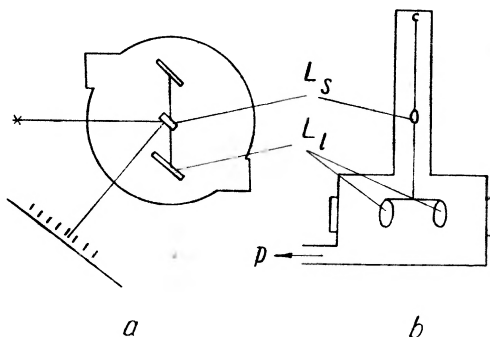


Rys. 6. Zależność napięcia od czasu dla płytki piroelektrycznej naświetlonej impulsem laserowym.  $t_1$  — czas trwania impulsu,  $t_2$  — czas, po którym ciepło przeszło do nienaświetlonej powierzchni płytki

Płytki krystaliczne można ustawiać bądź w postaci dysku, bądź w postaci stożka. Niedogodnością kalometru piroelektrycznego jest jego kalibracja, której trzeba dokonywać za pomocą źródła o znanej energii promieniowania.

### 3. Metoda pomiaru pędu fotonów

Wykorzystując związek między pędem i energią, wyznaczano też energię impulsu laserowego, mierząc pęd fotonów z ciśnienia, jakie wywiera impuls świetlny. Ciśnienie to mierzy się za pomocą wahadła torsyjnego [36—38]



Rys. 7. Schemat miernika pomiaru pędu fotonów [38]. a) z góry, b) z boku.  $L_s$  — lustro oświetlające skalę,  $L_l$  — lusterka odbijające wiązkę laserową,  $P$  — wylot do pompy próżniowej

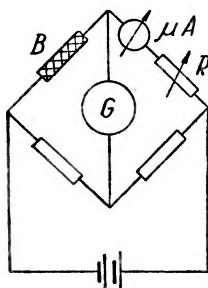
(rys. 7). Srebrzone lusterka wahadła zawieszono są w próżni na cienkiej nici z kwarcu lub złota. Impuls laserowy, odbijając się od lusterek wahadła, udziela im swego pędu. Pęd fotonów wyznacza się z różnicy amplitudy wahań swobodnych przed i po przejściu impulsu świetlnego. Wiązka laserowa, która przeszła przez miernik, może być wykorzystana jeszcze do innych celów. Kalibracji

dokonywane przez pomiar okresu swobodnego wahania przy zmianie momentu bezwładności.

Według Stimlera i in. [38] pomiary dokonywane za pomocą tego instrumentu wydają się bardziej dokładne w porównaniu z powszechnie używanymi kalorymetrami.

#### 4. Pomiar mocy promieniowania laserów ciągłych

Jak wspomniano we wstępie, moc laserów o pracy ciągłej można mierzyć wszystkimi opisanymi miernikami impulsowymi, o odpowiedniej czułości, przez pomiar energii w krótkim odcinku czasu. Prostszy jednak sposób pomiaru



Rys. 8. Schemat miernika mocy lasera ciągłego. *B* — bolometr (absorbent), *R* — zmienny opornik

opisał Sklarow i in. [39]. Zasadą pomiaru jest mierzenie prądu w gałęzi mostka, w której umieszczono absorbent w postaci płaskiej, pojedynczej spirali z miedzianego drutu w izolacji, wyczernionej. Pod wpływem promieniowania opór drucika absorbenta zwiększa się, zakłócając równowagę mostka. Równowagę tę można przywrócić, zmniejszając za pomocą oporników prąd w odpowiedniej gałęzi mostka (rys. 8). Wówczas moc promieniowania wyrazi się wzorem:

$$P = \frac{B}{A} (I_1^2 - I_2^2) \quad (7)$$

(*B* — opór bolometru, *A* — efektywny współczynnik absorpcji, *I*<sub>1</sub>, *I*<sub>2</sub> — prąd bolometru przed i w czasie promieniowania).

Celem zwiększenia współczynnika absorpcji, R. Nowicki [40, 41] utworzył z drucików jednowarstwowy stożek.

Przedstawiona metoda pomiaru mocy laserów o pracy ciągłej posiada tę zaletę, że nie wymaga cechowania przyrządu, mierzy bowiem od razu moc promieniowania.

Nieco inną metodę pomiaru mocy promieniowania ciągłego podał Stearn [42]. Wykorzystał on fakt, że przepływ strumienia ciepła przez jednolitą, odizolowaną, przewodzącą sztabkę liniowo zależy od różnicy temperatury w sztabce. Różnica temperatury z kolei zależy od mocy dostarczanej energii cieplnej.



Na tej zasadzie zrobiono miernik mocy ze sztabki miedzi. Różnicę temperatury mierzono termoparami. Miernik taki trzeba jednak cechować. Dokonywano tego przy pomocy grzejnika elektrycznego.

### Zakończenie

W doborze metody pomiarów decyduje nie tyle maksymalna dokładność, ile optimum dokładności i operatywności miernika. Stąd też np. metoda pomiaru pędu fotonów, uważana przez autorów za dokładniejszą od innych, nie znalazła szerokiego zastosowania. Wciąż jeszcze najpowszechniejsze są metody kalorymetryczne. Kalorymetry stożkowe, bardzo łatwe w wykonaniu i obsłudze, aktualne są mimo nie najlepszej dokładności i dość kłopotliwej kalibracji. Kalorymetry cieczowe są dobre do pomiarów impulsów o dużych energiach i mocach. Za najbardziej praktyczne, a stąd i najpowszechniejsze uważa się (por. [3]) kalorymetry drutowe. Są poręczne w użyciu, czułość można zmieniać w zależności od potrzeb i są łatwe w cechowaniu. Niedogodnością ich jest ograniczenie na gęstość energii. Kalorymetry krystaliczne (pirelektryczne), mało jeszcze znane, wykazują bardzo wysoką jakość. Wymagają jednak dużego starania w wykonaniu i też niewygodnego cechowania. Fotokomórki, wciąż aktualne jako wskaźniki kształtu impulsu, jako mierniki mogą mierzyć tylko bardzo małe energie. Również są niewygodne w cechowaniu.

Poniżej podano według Birnbauma [2] zestawienie zakresów energii i mocy dla różnych mierników, typowy czas odpowiedzi oraz graniczne wartości na gęstość strumienia promieniowania, powyżej których powierzchnie mierników ulegają zniszczeniu.

Zestawienie zakresów energii i mocy dla różnych mierników

	Zakres pracy	Typowy czas odpowiedzi	Dopuszczalna gęstość strumienia
	Energia (J)	sek	
dysk metalowy	$10^{-2}$ — $10$	10	50 MW/cm <sup>2</sup> w 50 nsek
kalorym. stożkowy	$10^{-2}$ — $2 \cdot 10^8$	1—20	10—20 MW/cm <sup>2</sup> w 50 nsek
kalorym. „szczurze gniazdo“	$10^{-3}$ — $10$	$10^{-4}$	10 MW/cm <sup>2</sup> w 50 nsek
kalorym. cieczowy	1—500	10—60	—
wahadło torsyjne	0,5—500	60	—
fotokomórka	$10^{-8}$ — $10^{-3}$	1	1 MW/cm <sup>2</sup>
termostos	$10^{-6}$ —1	$10^{-1}$	300 MW/cm <sup>2</sup>
kula miedziana	$5 \cdot 10^{-4}$ — $10$	180	—
kryształ piroelektryczny [35]	$10^{-3}$ — $10$	—	—
	Moc (W/cm <sup>2</sup> )	nsek	
fotokomórka	$10^{-8}$ — $10^{-3}$	3—10	1 MW/cm <sup>2</sup>
fotodioda	$10^{-4}$ —6	0,3—4	10 W/cm <sup>2</sup>
kryształ piroelektryczny [35]	$10^{-2}$ — $10^2$	—	—

**Abstract:** A review of the laser output energy measurements is given. Photoelectric, calorimetric, photon momentum measurements method are discussed and the measuring method of the power of CW lasers is presented.

## Literatura

- [1] Müller-Pouillets, *Lehrbuch der Physik*, **11**, b. 2, t. 1. Braunschweig 1929.
- [2] G. Birnbaum, M. Birnbaum, *Proc. I. E. E. E.*, **55**, 1029 (1967).
- [3] D. E. Killick, D. A. Batemen, D. R. Brown, T. S. Moss, E. T. de la Perrelle, *Infrared Phys. (GB)*, **6**, 85 (1966).
- [4] T. H. Maiman, R. H. Haskins, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa, V. Evtuhov, *Phys. Rev.*, **123**, 1151 (1961).
- [5] E. Schiel, *Proc. I. E. E. E.*, **51**, 365 (1963).
- [6] A. L. Glick, *Proc. I. E. E. E.*, **50**, 1835 (1962).
- [7] A. L. Glick, *Proc. I. E. E. E.*, **51**, 1360 (1963).
- [8] R. Gerharz, *Proc. I. E. E. E.*, **52**, 438 (1964).
- [9] L. Lis, J. Krasinski, *R. E. K. II*, Nr 15 (1966) (*II Ogólnopolska Konferencja Radioskopia i Elektronika Kwantowa*, Poznań 1966, materiały Nr 15).
- [10] R. C. C. Leite, S. P. S. Porto, *Proc. I. E. E. E.*, **51**, 606 (1963).
- [11] M. Stimler, G. P. Worrell, *Appl. Optics*, **3**, 538 (1964).
- [12] K. Kinoshita, T. Suzuki, *Japan. J. Appl. Phys.*, **2**, 811 (1963).
- [13] S. Koozekanani, P. P. Debye, A. Krutchkoff, M. Ciftan, *Proc. I. R. E.*, **50**, 207 (1962).
- [14] Tingye Li, S. D. Sims, *Appl. Optics*, **1**, 325 (1962).
- [15] I. A. Calviello, *Proc. I. E. E. E.*, **51**, 611 (1963).
- [16] B. F. Scott, *J. Sci. Instrum.*, **43**, 685 (1966).
- [17] I. G. Edwards, *J. Sci. Instrum.*, **44**, 835 (1967).
- [18] D. Vavrouch, *R. E. K. III*, EK-46 (1968).
- [19] V. S. Zuev, P. G. Kryukov, *Pribory Techn. Eksper.*, **3**, 188 (1963).
- [20] J. A. Ackerman, *Appl. Optics*, **3**, 644 (1964).
- [21] F. Dovoine, J. L. Macqueron, A. Nouailhat, *Jour. Phys. (France)*, **24**, 1103 (1963).
- [22] H. Tachoire, *C. R. Acad. Sci. (France)*, **258**, 6093 (1964).
- [23] E. Calvet, H. Prat, *Microcalorimétrie*, édit. Masson, Paris 1956.
- [24] E. K. Damon, J. T. Flynn, *Appl. Optics*, **2**, 163 (1963).
- [25] D. A. Jennings, *I. E. E. E. Trans. Instrum. Meas.*, JM-15, 161 (1966).
- [26] B. F. Scott, *J. Sci. Instrum.*, **43**, 940 (1966).
- [27] R. M. Baker, *Electronics*, **36**, No 5, 36 (1963).
- [28] A. A. Besshaposhnikov, A. E. Voloshin, I. Ch. Kutchuberija, *Pribory Techn. Eksper.*, **5**, 204 (1965).
- [29] M. Chełstowska, R. Pawluczyk, S. Płocharski, *Optyka*, **4**, 184 (1967).
- [30] W. Woliński, W. Badziak, *R. E. K. II*, Nr 17 (1966).
- [31] A. J. Schmidt, R. C. Greenhow, *J. Sci. Instrum.*, **44**, 468 (1967).
- [32] E. Mugeński, *R. E. K. II*, Nr 46 (1966).
- [33] L. Balczewski, *R. E. K. III*, EK-2 (1968).
- [34] L. E. Balczewski, *Acta Phys. Polon.*, **35**, 325 (1969).
- [35] R. W. Astheimer, R. E. Buckley, *Rev. Sci. Instrum.*, **38**, 1764 (1967).
- [36] H. V. Neher, *Am. J. Phys.*, **29**, 666 (1961).
- [37] J. J. Cook, W. L. Flowers, C. B. Arnold, *Proc. I. R. E.*, **50**, 1693 (1962).
- [38] M. Stimler, Z. I. Slawskij, R. E. Grantham, *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 311 (1964).
- [39] J. A. Sklarow, W. A. Sedelnikov, L. I. Kac, *Pribory Techn. Eksper.*, **6**, 165 (1967).
- [40] R. Nowicki, *Electronics Letters (GB)*, **3**, 474 (1967).
- [41] R. Nowicki, *R. E. K. III*, EK-9 (1968).
- [42] J. W. Stearn, *J. Sci. Instrum.*, **44**, 218 (1967).

*Alfred Budziak**Karol Musiol*Instytut Fizyki UJ  
Kraków

## Holograficzna metoda pomiaru rozkładu temperatury

### The Application of Holography to Temperature Distribution Measurements

Szybki rozwój prac badawczych, dotyczących holografii, pozwolił na różnorodne zastosowanie jej w pracach naukowo-badawczych i w technice [1]. W niniejszej pracy ograniczymy się do opisanie sposobu wykorzystania holografii przy wyznaczaniu rozkładu temperatury wokół nagrzanego drucika.

Wiadomo, że w wyniku spotkania się dwóch spójnych fal świetlnych w płaszczyźnie kliszy fotograficznej powstaje obraz jasnych i ciemnych prążków. Gęstość tych prążków zależy od kąta między wiązkami. Jeżeli kliszę, na której zarejestrowany jest hologram, wstawimy w wiązkę światła spójnego, to klisza będzie oddziaływać na światło tak samo jak siatka dyfrakcyjna o odpowiedniej liczbie rys; zatem światło zostanie ugięte i w pierwszym rzędzie dyfrakcji można obserwować falę odtworzoną z hologramu. Ta własność kliszy fotograficznej, zawierającej zarejestrowany interferogram, pozwala między innymi na zastosowanie interferencji do wyznaczania rozkładu temperatury.

W celu wyznaczenia rozkładu temperatury wokół nagrzanego drucika wykonano kolejno dwie operacje:

1. Posługując się układem pokazanym na rys. 1 zrobiono hologram zimnego drucika. W czasie ekspozycji, wynoszącym  $1/250$  sek, klisza zarejestrowała interferogram uzyskując przepuszczalność daną wzorem [2]:

$$t = 1 - \frac{\gamma}{2} A_1 A_2^* - \frac{\gamma}{2} A_1^* A_2 \quad (1)$$

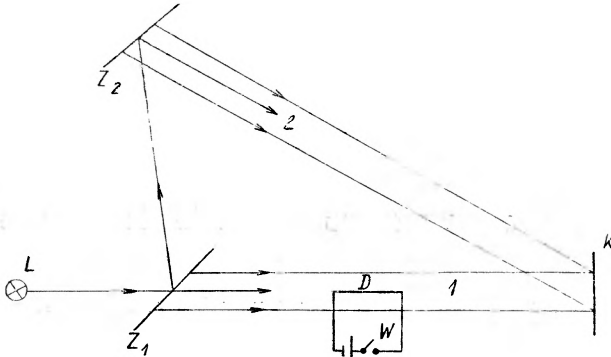
gdzie:  $A_1$  jest amplitudą zespoloną fali 1;  $A_2$  jest amplitudą zespoloną fali 2, a  $\gamma$  — współczynnikiem kontrastowości kliszy.

2. Następnie nie wyjmując kliszy fotograficznej i nie zmieniając geometrii doświadczenia podgrzano drucik prądem stałym i zrobiono hologram gorącego drucika (rys. 2).

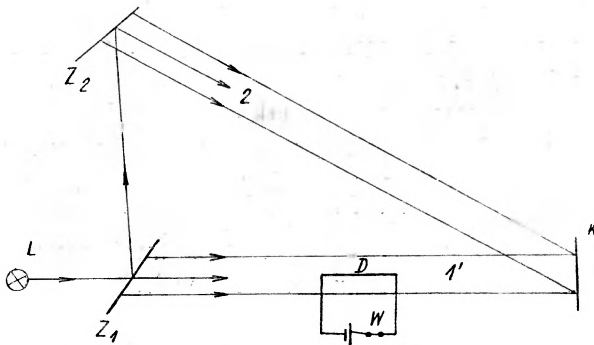
Klisza fotograficzna uzyskała teraz przepuszczalność  $t'$ , daną wzorem:

$$t' = 1 - \frac{\gamma}{2} A_1' A_2^* - \frac{\gamma}{2} A_1'^* A_2 \quad (2)$$

gdzie  $A_1'$  jest amplitudą zespoloną fali 1' przechodzącej przez ogrzany drucik i przestrzeń wokół drucika.



Rys. 1. Schemat układu do rejestracji hologramu drucika zimnego wraz z przestrzenią jednorodną optycznie.  $L$  — laser He-Ne ( $\lambda = 0,6328 \mu$ , moc ok. 4 mW),  $Z_1$  — lustro o transmisji 20%,  $Z_2$  — lustro o transmisji 1%,  $1$  — fala świetlna po przejściu przez przestrzeń jednorodną optycznie,  $2$  — wiązka odniesienia,  $D$  — drucik użyty w doświadczeniu,  $W$  — wyłącznik,  $K$  — klisza rejestrująca hologram



Rys. 2. Schemat układu do rejestracji hologramu drucika gorącego wraz z przestrzenią niejednorodną optycznie.  $1'$  — fala świetlna po przejściu przez przestrzeń niejednorodną optycznie

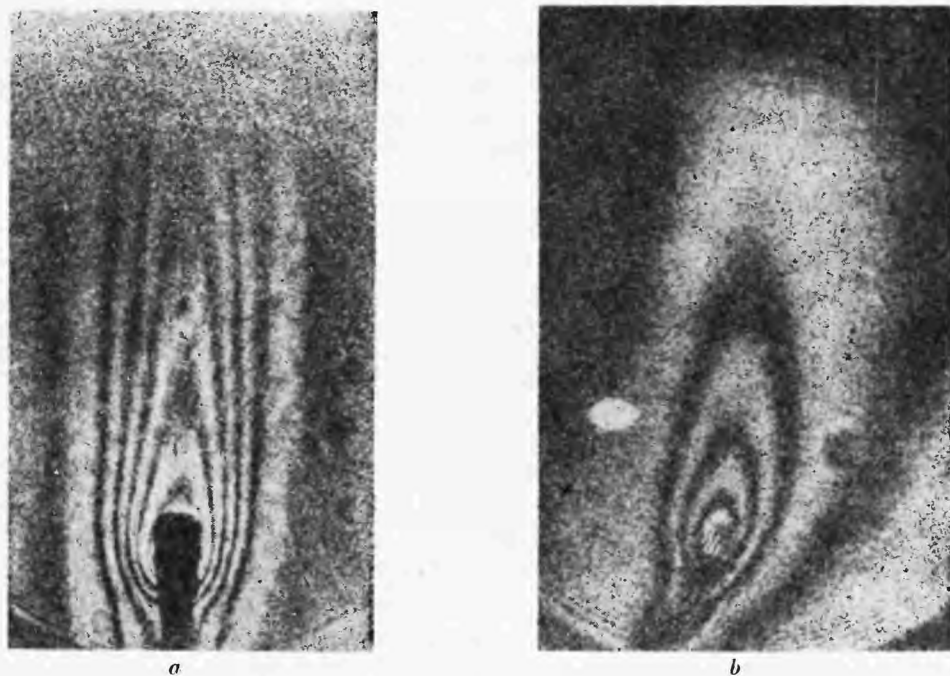
Po tych dwóch operacjach wypadkowa przepuszczalność  $T$  kliszy jest równa sumie przepuszczalności  $t$  i  $t'$ , zatem:

$$T = t + t' = 2 - \frac{\gamma}{2} (A_1 + A_1') A_2^* - \frac{\gamma}{2} (A_1 + A_1')^* A_2 \quad (3)$$

W czasie drugiej operacji nagrzanie drucika spowodowało zmianę współczynnika załamania w przestrzeni wokół drucika, zatem przestrzeń ta stała się niejednorodna optycznie. Fala  $1'$  przechodząc przez tę przestrzeń doznała przesunięcia

fazy względem fali 1, która przechodziła przez przestrzeń jednorodną optycznie. Rejestracja holograficzna pozwoliła zarejestrować na kliszy fotograficznej tę zmianę fazy.

Ze wzoru (3) widać, że w wyniku dwóch kolejnych operacji klisza zawiera informację o fali 1 oraz o fali 1', zatem, w drodze rekonstrukcji, obie fale możemy jednocześnie odtworzyć z podwójnego hologramu [2, 3]. W tym celu wstawiamy podwójny hologram w równoległą wiązkę światła spójnego, które padając na kliszę odtwarza obydwie fale (1 i 1'). Obie odtworzone fale są identyczne z falami padającymi na kliszę fotograficzną podczas rejestracji podwójnego hologramu, zatem każda z tych fal odtworzonych niesie informację o druciku i przestrzeni



Rys. 3. Rozkład izoterm wokół nagrzanego drucika

wokół drucika. Fale te nakładają się i w wyniku ich interferencji obserwujemy w pierwszym rzędzie dyfrakcji prążki interferencyjne, które obrazują rozkład izoterm wokół nagrzanego drucika. Gęstość tych prążków informuje o gradiencie temperatury, a ich kształt o kształcie izoterm. Zdjęcia 3 *a*, *b*, otrzymane z dwóch różnych hologramów, pokazują rozkład izoterm wokół nagrzanego drucika ustawionego równoległe do wiązki światła (rys. 3).

Prostota tej metody oraz pozytywny wynik wyżej opisanego i wykonanego przez nas doświadczenia zachęciły nas do przeprowadzenia prób wyznaczenia rozkładu temperatury łuku elektrycznego używanego do wzbudzania atomów, ponieważ znajomość temperatury oraz jej rozkładu w źródle światła jest między innymi bardzo ważna przy wyznaczaniu prawdopodobieństw przejść w atomach. Pozytywny wynik powyższego doświadczenia zainteresował również pracow-

ników Zakładu Mechaniki Górotworu PAN w Krakowie, którym znajomość rozkładu temperatury wokół nagranych drucików jest potrzebna w ich pracach badawczych. Opisaną metodę można stosować przy badaniu rozkładu gęstości gazu przepływającego [6]. W tym wypadku, dla zapewnienia bardzo krótkich czasów ekspozycji, jako źródło światła może być użyty laser impulsowy, np. rubinowy, ze zmodulowaną komorą rezonansową. Metoda tą zastosowana do badania małych deformacji [4] dała również pozytywne wyniki.

Pragniemy podziękować Doc. dr M. D. Kunisz za zainteresowanie i pomoc w wykonaniu niniejszej pracy, oraz pracownikom Katedry Fizyki Molekularnej Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu za udostępnienie nam lasera He-Ne.

*Abstract:* A description of application of double interference to the measurements of temperature distribution around a hot wire sample is given.

#### Literatura

- [1] T. Lubowiecka, *Postępy Fizyki*, **19**, 179 (1968).
- [2] S. Lowenthal, Y. Belvaux, *Rev. Opt. (France)*, **46**, 1 (1967).
- [3] K. S. Mustafin, W. A. Seleznew, E. I. Szyrkow, *Optika i Spektrosk.*, **22**, 319 (1967).
- [4] A. Kalestyński, B. Smolińska, *Materiały zjazdowe III Ogólnopolskiej Konf. R. E. K.*, Poznań 1968.
- [5] W. Stetson, R. Powell, *J. Opt. Soc. Amer.*, **56**, 1161 (1966).
- [6] L. O. Heflinger, R. F. Wuerker i R. E. Brooks, *J. Appl. Phys.*, **37**, 642 (1966).

*H. Męczyńska i H. L. Oczkowski*

Katedra Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu Mikołaja Kopernika  
Toruń

## Urządzenia elektroluminescencyjne

### Electroluminescence Devices

Zjawisko elektroluminescencji znajduje obecnie szerokie zastosowanie praktyczne w wielu urządzeniach. Zasadniczą część tych urządzeń stanowi komórka elektroluminescencyjna, w której zachodzi proces bezpośredniej zamiany energii wzbudzającego pola elektrycznego na energię optycznego promieniowania. Najogólniej można więc proces elektroluminescencji podzielić na dwa etapy, a mianowicie: wzbudzenie i rekombinację promienistą.

Szczegółowy przebieg tych dwóch procesów jest różny dla różnych materiałów elektroluminescencyjnych. Przyjmuje się zasadniczo cztery możliwe mechanizmy procesu wzbudzenia:

- 1) mechanizm wstrzykiwania nośników mniejszościowych,
- 2) mechanizm jonizacji zderzeniowej,
- 3) mechanizm przejścia tunelowego,
- 4) mechanizm tworzenia ekscytonów.

Procesy rekombinacji dzielą się najogólniej na promieniste i niepromieniste.

Wymienione wyżej cztery najważniejsze mechanizmy wzbudzenia różnią się w istotny sposób, co pozwala je z łatwością wyodrębnić i wykorzystać w odpowiednich urządzeniach elektroluminescencyjnych, takich jak elektroluminescencyjne źródła promieniowania, urządzenia obrazowe, lasery złączone.

Proces wstrzykiwania nośników mniejszościowych, który prowadzi do tzw. elektroluminescencji wstrzykiwanej, wymaga stosunkowo niskich napięć, zwłaszcza gdy napięcie przyłożone jest do złącza w kierunku przewodzenia lub inaczej w kierunku prostym.

W przeciwieństwie do tego, mechanizm jonizacji zderzeniowej czy przejścia tunelowego wymaga natężeń pól rzędu  $10^5$  do  $10^6$  V/cm.

Istotnym zagadnieniem w urządzeniach elektroluminescencyjnych jest ich wydajność. Urządzenia oparte na wykorzystaniu jonizacji zderzeniowej charakteryzują się niewielką wydajnością rzędu od 1 do 5%.



W przeciwieństwie do tego rodzaju urządzeń, urządzenia oparte na wykorzystaniu elektroluminescencji wstrzykiwanej mają bardzo dużą wydajność.

Wydajność elektroluminescencji wstrzykiwanej zależy od:

- 1) wydajności procesu wstrzykiwania nośników,
- 2) wydajności rekombinacji promienistej.

Materiały należące do grupy tzw. „dobrych tranzystorów“ (*good transistor materials*) charakteryzują się wydajnością równą prawie 100% dla procesu pierwszego. Natomiast „dobre fosfory“ (*good phosphors materials*) wykazują prawie 100% wydajności rekombinacji promienistej.

Wystarczyło więc znaleźć taki materiał, który spełniałby jednocześnie powyższe kryteria, aby otrzymać urządzenie oparte na elektroluminescencji wstrzykiwanej o dużej wydajności.

Poszukiwania zaczęto w materiałach grupy III—V, do których należą: GaP, GaAs i GaN, i które charakteryzują się szeroką strefą energii wzbronionych oraz jednocześnie w materiałach grupy II—VI takich, jak ZnTe i CdTe o wąskiej przerwie energetycznej. Najlepszymi materiałami okazały się GaP i GaAs. Wydajność elektroluminescencji GaP w niskich temperaturach jest ~30%, natomiast GaAs w temperaturze ciekłego azotu jest bliska 100%. W temperaturze pokojowej wydajność elektroluminescencji GaAs przekracza wielokrotnie wydajność najlepszych dotąd otrzymanych elektroluminesforów ZnS.

Największe więc zainteresowanie w ostatnich latach skupiło się wokół badania własności emisji świecenia tych dwóch związków, tj. GaP i GaAs.

Okazało się dalej, że elektroluminescencyjne diody GaAs charakteryzują się dużą wydajnością w kierunku prostym, tzn. w kierunku przewodzenia, natomiast GaP dają względnie dużą wydajność w kierunku zaporowym w czerwonym oraz zielonym obszarze widma.

Materiały te zostały również wykorzystane w budowie laserów złączowych, opartych na półprzewodnikowych elektroluminescencyjnych diodach.

### Lasery półprzewodnikowe (złączowe lub diodowe)

Pierwszy laser półprzewodnikowy został zbudowany na arsenku galu w 1962 r. [1].

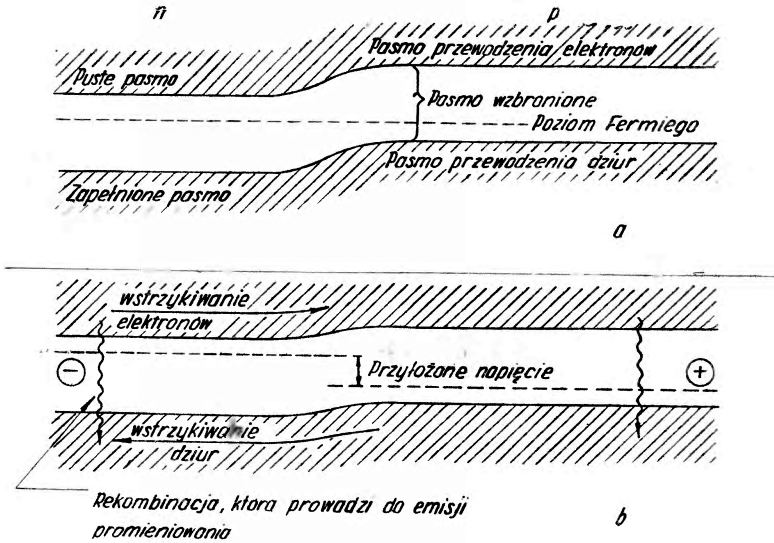
Zasadniczą część lasera złączowego stanowi elektroluminescencyjna dioda  $p-n$  o odpowiednim kształcie złącza, które pełni jednocześnie funkcję wnęki rezonansowej. Na ogół diodą taką jest pojedynczy kryształ, w którym można wyróżnić obszar typu  $n$  i  $p$ . Między tymi dwoma obszarami znajduje się złącze  $p-n$ , w którym jest zlokalizowany proces emisji promieniowania.

Schemat energetyczny złącza  $p-n$  podany jest na rysunku 1.

W warunkach równowagi termicznej (rys. 1a) w każdym z obszarów są generowane termicznie nośniki elektron — dziura, które następnie rekombinują. Pewne z tych rekombinacji są promieniste, ale wydajność ich jest znikoma.

Jeżeli do złącza przyłożymy napięcie w tzw. kierunku prostym lub łatwego przepływu, to elektrony będą wstrzykiwane do obszaru  $p$ , dziury zaś do obszaru  $n$ . W obszarze przejścia  $p-n$  nastąpi ich rekombinacja i towarzysząca jej emisja fotonów.

Jeżeli wartość przyłożonego napięcia będzie wystarczająco duża, to ukształtuje się wąski obszar w pobliżu złącza, w którym wzrośnie gęstość elektronów



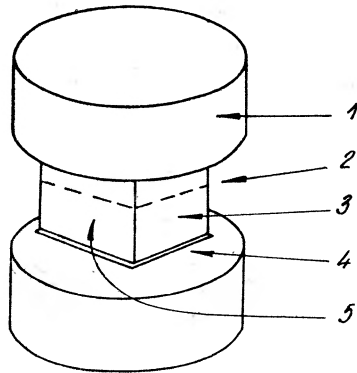
Rys. 1. Schemat poziomów energetycznych dla złącza  $p-n$  w nieobecności pola (a) oraz dla przepływu prądu w kierunku prostym (b)

i dziur. W terminologii laserowej spełnienie tego warunku oznacza inwersję obsadzenia poziomów. W laserach złączowych warunek ten spełniony jest przez zastosowanie bardzo dużych gęstości prądu, które przekraczają tzw. próg wzbudzenia laserowego. Istnienie progu wzbudzenia laserowego jest charakterystyczne dla laserów złączowych. Okazało się, że właściwa akcja laserowa następuje dopiero po przekroczeniu wartości progowej wzbudzenia. Z przekroczeniem więc progu następuje przejście od emisji spontanicznej do emisji wymuszonej światła spójnego.

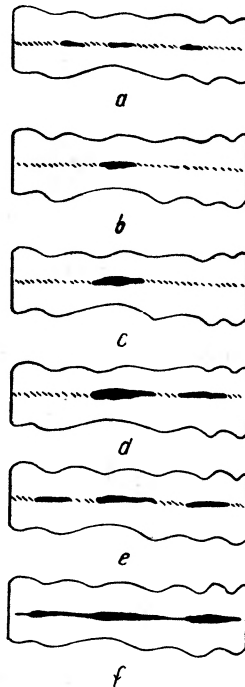
Rys. 2 przedstawia schematycznie budowę lasera półprzewodnikowego na arsenku galu z wnęką rezonansową typu Fabry-Perota. Podkreślić należy szczególnie jego małe rozmiary (wymiar liniowy mniejsze od 0,5 mm) oraz dużą prostotę urządzenia.

Przestrzenny rozkład emitowanego światła przez laser z wnęką Fabry-Perota pokazany jest na rys. 3.

Poniżej progu wzbudzenia lasera emitowane jest prawie ciągłe widmo w otoczeniu bliskim złącza. Nieco powyżej progu wzbudzenia prawie całe emitowane świecenie jest skoncentrowane ściśle na złączu  $p-n$ . Jeżeli laser pracuje w sposób idealny, to w płaszczyźnie poziomej kątowna rozbieżność wiązki po-



Rys. 2. Schemat budowy lasera półprzewodnikowego z wnęką Fabry-Perota [27]. 1 — kloki molibdenowe, 2 — powierzchnia złącza, 3 — GaSs typu *n*, 4 — kontakt, 5 — wypolerowana powierzchnia



Rys. 3. Rozkład przestrzenny emitowanego światła przez laser półprzewodnikowy z wnęką Fabry-Perota [27]. *a*) rozkład emitowanego światła niespójnego, *b*(—*f*) rozkład emitowanego światła spójnego jako funkcja gęstości prądu

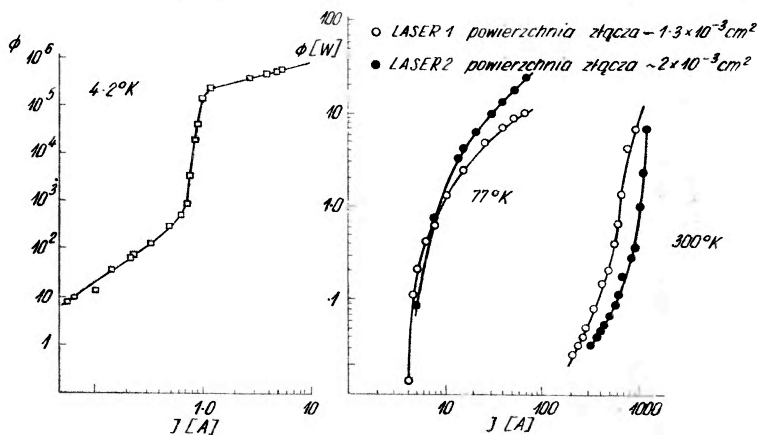
winna być około  $\frac{1}{10}$  stopnia, a w płaszczyźnie pionowej  $\sim 10^\circ$ . Przyczyny tego nie są dokładnie obecnie znane, ale istnieje przypuszczenie, że jest to związane z własnościami kryształów, które kształtują się podczas ich hodowli lub w czasie procesu wytwarzania złącza.

Lasery półprzewodnikowe GaAs pracują w bardzo szerokim zakresie temperatur od 1,2 do 300°K. Warunki pracy lasera, tzn. temperatura oraz natężenie

prądu wzbudzającego, są to dwa bardzo istotne czynniki określające wydajność lasera. Zależność natężenia emitowanego światła od natężenia prądu wzbudzającego, dla różnych temperatur pracy lasera, pokazana jest na rys. 4.

W niskich temperaturach wyróżnia się wyraźnie trzy przedziały. Dla małych wartości prądu mamy powolny wzrost emitowanego światła z prądem, następnie gwałtowny wzrost oraz obszar, w którym natężenie na wyjściu wzrasta liniowo z prądem. W miarę wzrostu temperatury krzywe przesuwają się w kierunku wyższych natężeń prądu.

Przez wydajność lasera rozumiemy stosunek natężenia emisji wymuszonej do mocy zasilającej lub natężenia prądu wzbudzającego. W przypadku lasera



Rys. 4. Zależność natężenia emitowanego światła od natężenia prądu wzbudzającego jako funkcja temperatury [27]

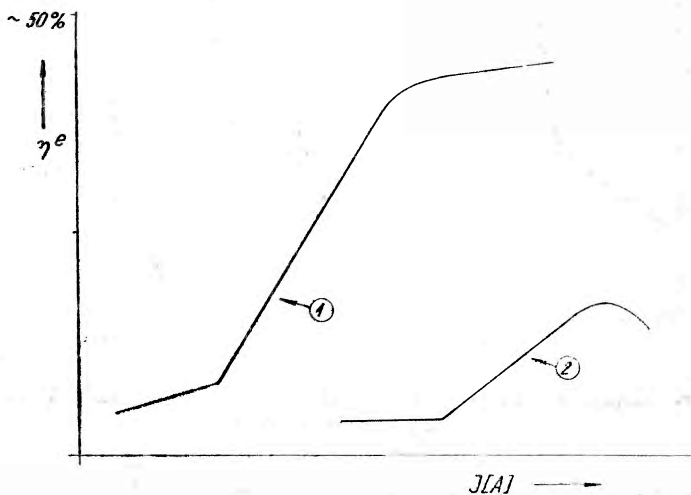
półprzewodnikowego z punktu fizycznego istotna jest wydajność złącza  $p-n$ . Ona określa maksymalną wydajność urządzenia.

Wydajność złącza zależy od wydajności zewnętrznej i wewnętrznej. Wydajność zewnętrzna jest to stosunek mocy emitowanej do mocy dostarczanej — czyli zasilającej. Moc zasilająca jest iloczynem natężenia prądu i spadku napięcia na złączu.

Jeżeli spadek napięcia na złączu określimy jako  $\frac{h\nu}{e}$ , gdzie  $\nu$  jest to częstość emisji wymuszonej, to wydajność zewnętrzna złącza jest równa ilorazowi liczby wymuszonych fotonów emitowanych na sekundę i liczby nośników wstrzykniętych poprzez złącze. Wydajność wewnętrzna złącza natomiast jest miarą wydajności samych procesów rekombinacji i jest określona jako liczba wymuszonych fotonów utworzonych przez wstrzyknięte nośniki.

Najczęściej określaną wydajnością jest wydajność zewnętrzna. Z pomiarów wykonanych przez wielu autorów okazało się, że ogólnie przebieg wydajności zewnętrznej w funkcji natężenia prądu (lub gęstości prądu) ma charakter przedstawiony na rys. 5.

Krzywa 1 charakteryzuje tzw. „dobre“ materiały półprzewodnikowe, krzywa 2 natomiast — „złe“ półprzewodniki. Widać wyraźnie, że dla krzywych można wyróżnić trzy przedziały. W pierwszym przedziale, który odpowiada emisji spontanicznej, wydajność jest rzędu 5% i wzrasta wolno z prądem. Drugi przedział jest zależnością liniową wydajności od prądu. W trzecim dla dużych wartości prądu obserwujemy nasycenie, wydajność jest stała rzędu 20—40% w 77°K. Dla diod „złych“ obserwuje się jeszcze obszar spadku wydajności ze wzrostem prądu wskutek nagrzania diody. Okazało się, że diody o względnie dużej wydajności w obszarze emisji spontanicznej w 77°K zwykle charakteryzują się mniejszą wartością progu wzbudzenia laserowego oraz większymi wydajnościami, podczas gdy diody o małej wydajności emisji spontanicznej mają



Rys. 5. Zależność wydajności zewnętrznej złącza od natężenia prądu

tendencję do wyższego progu i mniejszej końcowej wydajności. Takie zachowanie obserwuje się również dla 20°K, z tą różnicą, że wartość progu wzbudzenia zmniejsza się w porównaniu z wartością w 77°K prawie o rząd wielkości, a ostateczna wydajność jest dla „dobrych“ diod od 60 do 70%.

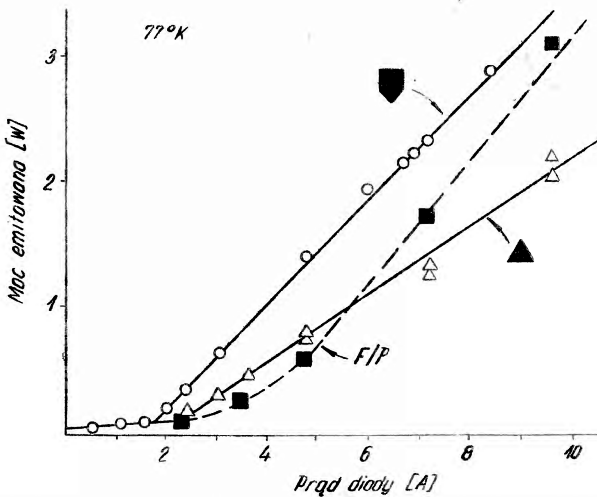
Jeśli chodzi o wpływ materiału podstawowego na wydajność diody, to okazało się, że dla materiału typu n największa wydajność jest w obszarze stężenia domieszek 1 do  $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Dla większych stężeń obserwuje się spadek wydajności. Dla mniejszych natomiast stężeń obserwuje się tendencję do wzrostu wartości progu wzbudzenia.

Wyżej przytoczone dane dotyczyły wydajności zewnętrznej. Jeżeli chodzi o wydajność wewnętrzną diod to, jak wynika z pomiarów Turnera i Reesa [2], dla najlepszych diod wynosi ona około 90%. Wynik ten potwierdza przewidywanie dużej wydajności procesu rekombinacji promienistej w elektroluminescencji wstrzykiwanej.

Pierwsze lasery półprzewodnikowe miały wnękę rezonansową typu Fabry-Perota. Nie jest to oczywiście jedyny możliwy rodzaj wnęki stosowany w tych laserach. Okazuje się, że bardzo ciekawe własności posiada wnęka pięcioscienna, dająca zawsze pojedynczą wiązkę. Zasadnicze pytanie jednak dotyczy przede wszystkim progu wzbudzenia laserowego oraz wydajności. Pewne interesujące dane na ten temat znaleźć można w pracy Garfinkela [3].

Rys. 6 daje zależność emitowanej mocy od prądu zasilającego dla trzech różnych wnęk rezonansowych. Można łatwo zauważyć, że wnęka pięcioscienna charakteryzuje się lepszymi własnościami aniżeli wnęka Fabry-Perota.

Biorąc wartość  $I = 10$  A jako kryterium wydajności, otrzymuje się dla wnęki pięciosciennej 24,3%, dla F-P = 22,7%, dla trójściennej  $\sim 15,3\%$ .



Rys. 6. Zależność emitowanej mocy od prądu zasilającego dla trzech różnych wnęk rezonansowych z tego samego materiału podstawowego. Temperatura pracy 77°K [27]

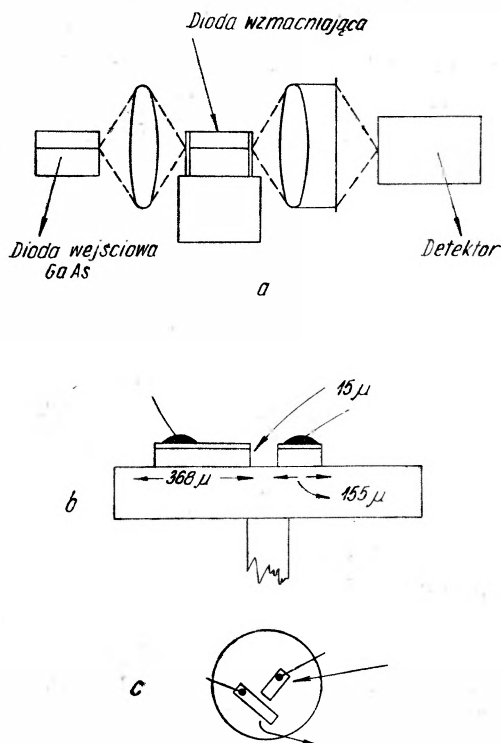
Największa dotychczas wydajność osiągnięta dla wnęki Fabry-Perota w 77°K wynosiła 32%. Biorąc pod uwagę, że w przypadku pięciosciennej wnęki otrzymuje się tylko jedną wiązkę, można powiedzieć, że tego typu wnęka może konkurować z wnęką Fabry-Perota.

Dotychczas największa ilość prac nad laserami półprzewodnikowymi dotyczyła GaAs. Obecnie duże zainteresowanie koncentruje się również na innych związkach. Jednym z nich jest układ typu  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ , interesujący jako stop dwóch półprzewodników, z których jeden, a mianowicie GaAs, jest półprzewodnikiem z prostą przerwą wzbronioną, w drugim zaś, tzn. GaP, o wzbudzeniu decydują przejścia skośne.

Akcję laserową w  $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$  po raz pierwszy otrzymał Holonyak i Bevacqua [4]. Okazało się, że diody tego typu mają bardzo dobre własności elektryczne. W 77°K przy wzbudzeniu impulsowym moc wyjściowa była liniową funkcją prądu aż do wartości rzędu  $1,1 \times 10^4$  A/cm<sup>2</sup>. Maksimum emisji spontanicznej, jak i wymuszonej, leży w 7100 Å. Szerokości połówkowe są odpowiednio 125 Å i 12 Å.

Podobne wyniki otrzymał również dla tego typu diod Ainslie i inni [5]. Jak wynika z pracy Tietjewa i Oehsa [6], wydajność diod typu GaAs GaP jest  $\sim 30\%$ .

Melngailis [7] otrzymał akcję laserową w InAs, który jest półprzewodnikiem z prostą wąską strefą wzbronioną. Stosował on diodę InAs domieszkoaną Zn i wnękę typu Fabry-Perota.



Rys. 7. Typowy układ dwóch laserów [27]. a) i b) układy wzmacniające, c) układ osłabiający

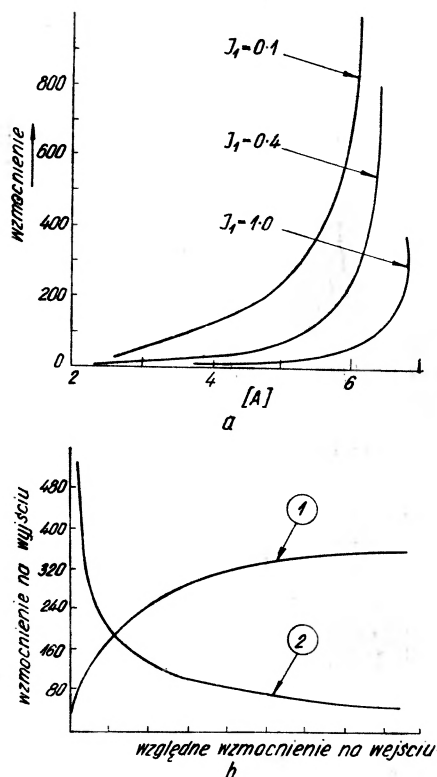
Akcję laserową w InP o szerokiej strefie wzbronionej otrzymał Weiser i Levitt [8]. Badano również diody typu  $\text{InAs}_{1-x}\text{P}_x$  [9]. Phelan [10] zaobserwował akcję laserową w diodach InSb w  $1,7^\circ\text{K}$ . Obserwacje te są szczególnie interesujące ze względu na to, że emitowana długość fali jest około  $5\ \mu$ , tj. w podczerwieni, oraz ze względu na wpływ pola magnetycznego na wartość progu wzbudzenia.

Jeżeli chodzi o związki grupy II—VI, to istnieją dane w literaturze o otrzymaniu akcji laserowej w PbS, PbSe i PbTe. Materiały tej grupy wykazują między innymi emisję w zakresie od 4 do  $8\ \mu$ , a więc w dalszej podczerwieni aniżeli związki grupy III—V [11], [12].

Półprzewodnikowe lasery mogą pracować jako pojedyncze urządzenia lub też w układach. W układzie dwóch laserów jeden z nich może spełniać rolę wzmacniacza lub też może zmniejszać emitowaną moc. Typowy układ dwóch laserów pokazuje rys. 7.



Diody laserujące są prawie identyczne, z tą jedynie różnicą, że dioda wzmacniająca jest pokryta na aktywnych końcach warstwą przeciwo odbiciową. Wyniki otrzymane przez Crowe'a i Craiga [13] dla impulsowo pracującego lasera ( $\mu s$ ) w  $77^\circ K$  przedstawia rys. 8. Diody pracowały poniżej progu wzbudzenia laserowego, aby uniknąć efektów nasycenia w diodzie wzmacniającej. Dla



Rys. 8. Wykres wzmocnienia dla układu laserów. a) Zmiana małego wzmocnienia jako funkcja prądu dla różnych natężeń prądu w diodzie wejściowej, b) zmiana natężenia na wyjściu i wzmocnienie jako funkcja natężenia na wejściu [13]

małych sygnałów otrzymane wzmocnienie jest bardzo duże. Dla wyższych występuje jednakże efekt nasycenia.

### Elektroluminescencyjne źródła promieniowania

Elektroluminescencyjne źródła promieniowania można podzielić na trzy grupy:

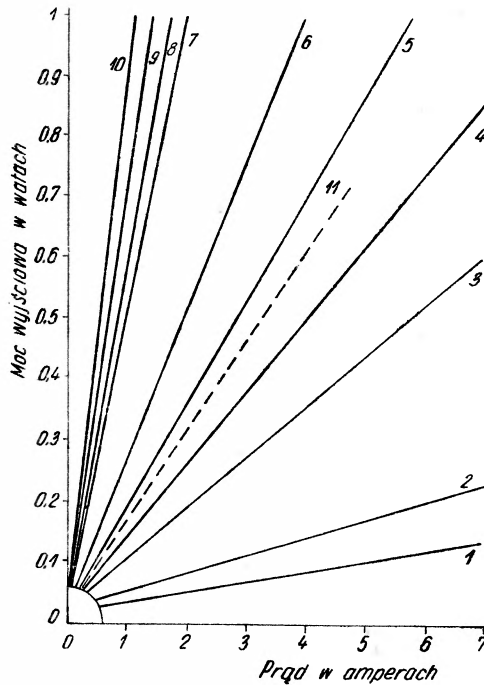
- 1) płaskie kondensatory o dużej powierzchni,
- 2) emitujące diody dużych rozmiarów powierzchniowych,
- 3) diody o małych rozmiarach.

Jeżeli chodzi o grupę pierwszą, to kondensatory takie mają pojemność rzędu  $100 \text{ pF/cm}^2$  i najwydajniej pracują przy zmiennych napięciach rzędu setek woltów. Widmo emisyjne rozciąga się od ultrafioletu do czerwieni. Znajdują

one zastosowanie w budowie różnego rodzaju numeratorów, świateł bezpieczeństwa itp. Charakteryzują się jednak dość małą jasnością powierzchniową około 10 do 80 stopolambertów.

Grupa druga, są to również elektroluminescencyjne kondensatory, ale zawierające nie proszkowy elektroluminofor, lecz napyloną warstwę aktywowanego ZnS, bez dielektryka. Takie urządzenie wykazuje własności prostujące i może pracować przy stałych napięciach. Z małymi jednakże wyjątkami urządzenia te mają na ogół małą wydajność.

Trzeci rodzaj elektroluminescencyjnych źródeł promieniowania, to diody półprzewodnikowe niewielkich rozmiarów z wytworzonym w nich złączem  $p-n$ .



Rys. 9. Wpływ przewidywanych ulepszeń na pracę diody GaAs w 77°K [2]

Wydajność emitowanego świecenia jest w tym przypadku określona przede wszystkim geometrią diody. Przez stosowanie różnych kształtów geometrycznych można zwiększyć procent użytecznego promieniowania [14].

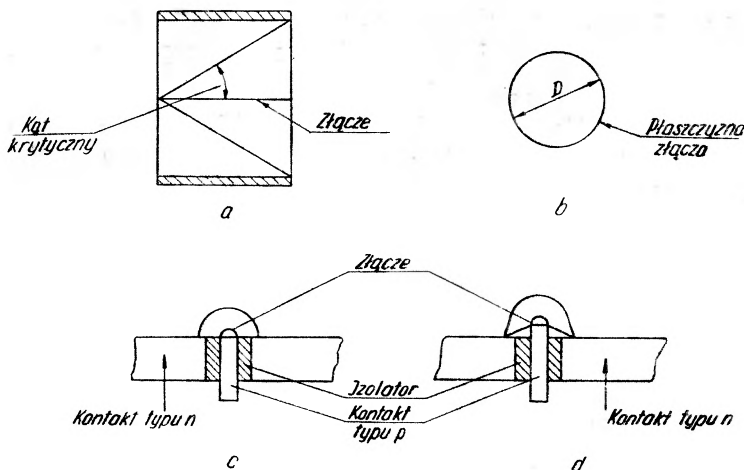
Zwiększenie natężenia promieniowania można osiągnąć przez:

- a) odpowiednie dobranie kształtu diody, takiego aby jak najwięcej światła emitowanego padało wewnątrz „kąta krytycznego“,
- b) stosowanie bezpośredniej lub tzw. „krawędziowej“ emisji,
- c) stosowanie warstwy przeciwo odbiciowej.

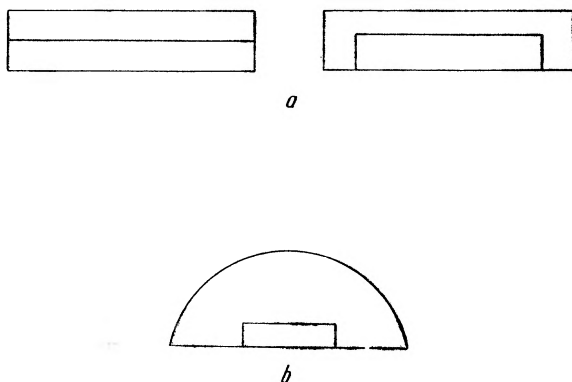
Rys. 9 pokazuje wpływ tych różnych przewidywanych ulepszeń na pracę diody GaAs w 77°K. Wydajność diody została tu określona jako  $\eta = P / \frac{h\nu}{e} I$ ,

$P$  — moc wypromieniowana,  $I$  — natężenie prądu zasilającego. Krzywa 11 ilustruje faktyczne zachowanie się diody, którego przewidywany przebieg dają krzywe 5 i 6.

Rys. 10 daje przykład różnych geometrii diod mających na celu zwiększenie ich wydajności zewnętrznej. Oczywiście, sposób zwiększenia wydajności przez



Rys. 10. Przykład różnych geometrii diod [14]



Rys. 11. Geometria diod stosowanych w urządzeniach o bardzo małych rozmiarach [27]

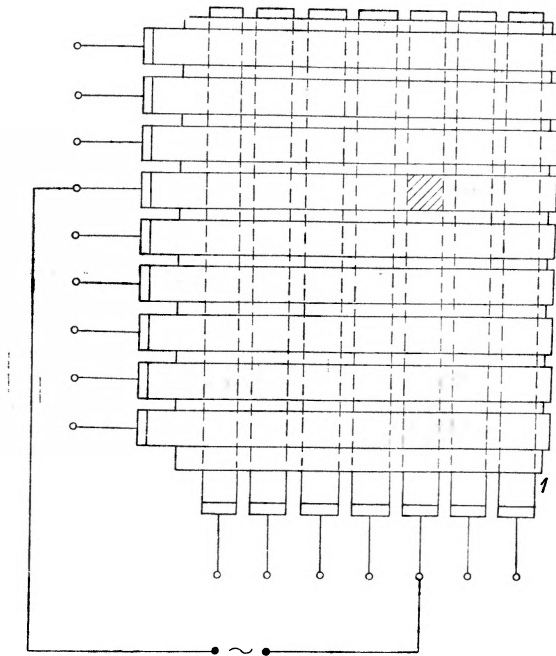
zmianę geometrii nie może być stosowany na bardzo małych elektroluminescujących diodach. Elektroluminescencyjne diody GaAs o geometrii pokazanej na rys. 11 *a* mogą mieć rozmiary rzędu 0,05—0,1 mm, lecz mają one tylko  $\frac{1}{10}$  wydajności źródeł o kształcie pokazanym na rysunku 11 *b*, których wymiary są 0,08—0,2 mm. Miniaturowe diody elektroluminescujące można montować, np. w ilości 100 sztuk na 1 cm<sup>2</sup>, zasilac kilkusetnymi częściami miliwolta. Np. przy prądzie zasilającym 220 mA w temp. 25°C można otrzymać zielone emitujące diody, które dają jasność  $\sim 3000$  stopo-lambertów. Diody elektro-

luminescencyjne znajdują coraz to więcej zastosowań jako źródła promieniowania. Jednym z ciekawszych zastosowań jest wykorzystanie ich jako optycznego sprzężenia [15].

### Wieloelementowe urządzenia elektroluminescencyjne

Istnieją dwa możliwe sposoby realizacji takich urządzeń. Sposób pierwszy polega na odpowiednim ukształtowaniu elektrod, aby przyłożenie napięcia do odpowiedniej elektrody dawało impuls świecenia żadanego kształtu.

Drugi sposób, to urządzenie dwuwymiarowe (rys. 12) takie, aby zasilające napięcie przyłożone między dwie elektrody w kształcie pasków, dawało impuls świecenia na ich przecięciu się.

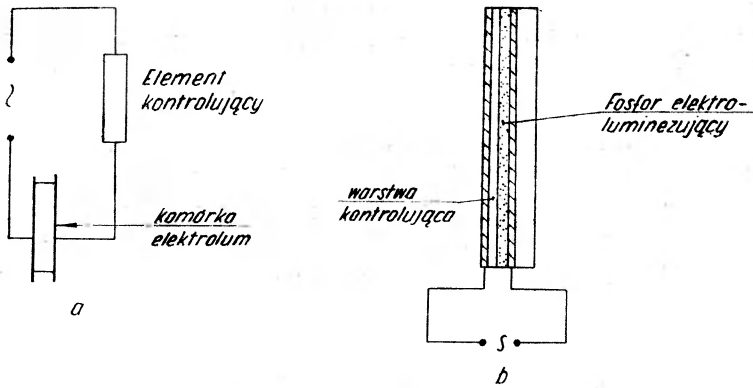


Rys. 12. Proste urządzenia obrazowe. 1 — warstwa fosforu

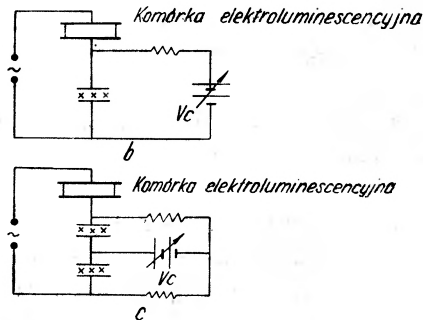
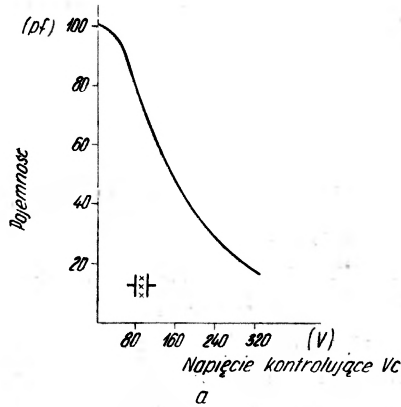
Istotnym problemem w wieloelementowym urządzeniu elektroluminescencyjnym jest kontrolowanie jasności poszczególnych elementów, z których jest złożone. Najczęściej jasność jest kontrolowana metodami pośrednimi, tzn. przez kontrolowanie mocy przykładanej do elektroluminescującego elementu.

Rys. 13 *a, b* przedstawia jeden z obwodów pośredniego kontrolowania jasności, w którym mamy połączenie elektroluminescencyjnej komórki w szereg (13 *a*) lub współpłaszczyznowo (13 *b*) z elementem, w którym moc może być kontrolowana, np. temperaturowo, magnetycznie itp.

Techniczna metoda kontrolowania jasności została zaproponowana przez Sacka [16]. Schemat obwodu stosowanego w tej metodzie ilustruje rys. 14 *b*.



Rys. 13. Obwód pośredniego kontrolowania jasności. a) komórka elektroluminescencyjna ona szeregowo, b) komórka elektroluminescencyjna połączona współpłaszczyznowo

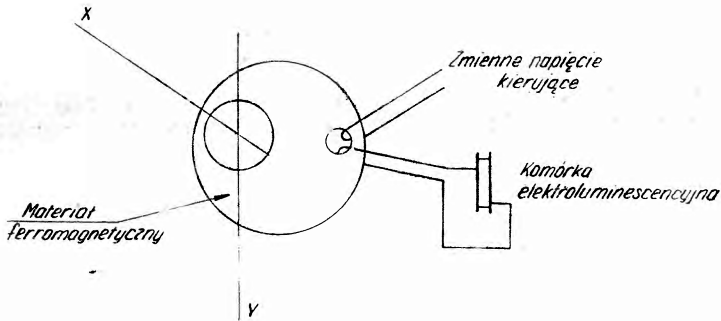


Rys. 14. Techniczna metoda kontrolowania jasności podana przez Sacka [16]

Elementem kontrolującym jest tu kondensator z dielektrykiem ferroelektrycznym. Typowa charakterystyka tego typu kondensatora jest przedstawiona na rys. 14a. Rys. 14c daje schemat najczęściej obecnie stosowanego w praktyce obwodu, który zapewnia kontrolę napięcia stałego przed przyłożeniem go do komórki elektroluminescencyjnej.

Inną metodą kontrolowania jasności urządzenia elektroluminescencyjnego jest zastosowanie elementów ferromagnetycznych, tzw. transfluksorów [17]. Najprościej jest podłączyć komórkę elektroluminescencyjną na wyjściu transfluksora (rys. 15). Uzwojenie wyjściowe musi posiadać odpowiednią ilość zwojów, aby otrzymać wystarczające napięcie do zasilania komórki.

Ważną własnością transfluksora jest możliwość włączenia go niezależnie od pozostałych, przez zastosowanie tzw. metody prądów w koincydencji. W związku z tym każdy transfluksor ma dwa rodzaje uzwojeń włączających. Pierwsze uzwojenia połączone są szeregowo i tworzą rząd, drugie natomiast —



Rys. 15. Schemat elektroluminescencyjnej komórki z transfluksorem

kolumnę. Impulsy prądu przyłożonego do kolumn i rzędów będą powodować włączenie jednego tylko transfluksora leżącego na przecięciu rzędu i kolumny.

W 1962 r. Yando [18] zaproponował proste urządzenie pozwalające kontrolować jasność ekranów elektroluminescencyjnych o dużych rozmiarach. Urządzenie, zwane często urządzeniem Yando, jest kombinacją warstw elektroluminoforu i piezoelektryka. Schemat urządzenia ilustruje rys. 16. Jedna z powierzchni piezoelektrycznego materiału ceramicznego pokryta jest metalem, tworząc jedną elektrodę, drugą — warstwa przezroczysta przewodząca. W urządzeniu tym po przyłożeniu napięcia generowana jest liniowa fala akustyczna, która moduluje napięcie na warstwie elektroluminescencyjnej.

Jeżeli dwie fale będą jednocześnie rozchodzić się w dwóch kierunkach, to w punkcie ich przecięcia będą się one wzmacniać, a tym samym napięcie będzie miało podwójną wartość.

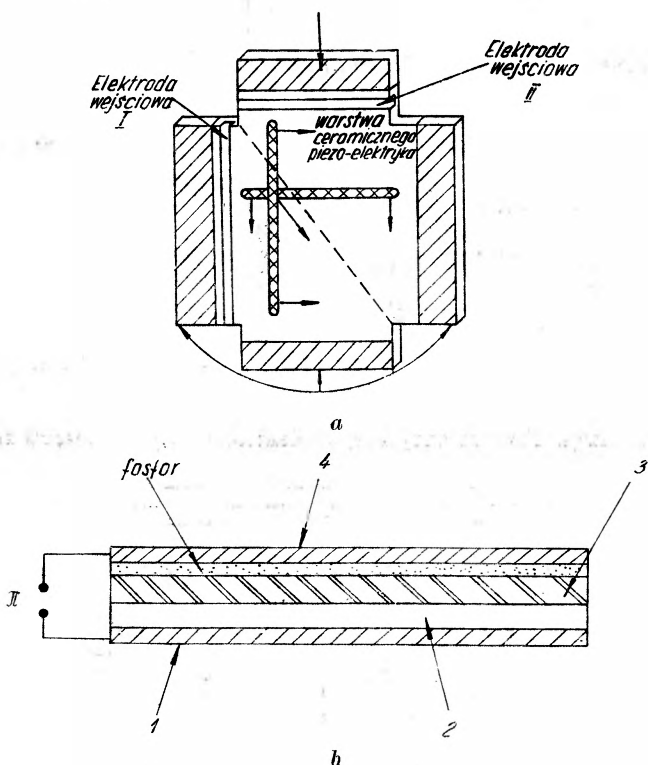
Jeżeli jednocześnie fale będą produkowane przez każdą z paskowych elektrod, to punkt przecięcia będzie przesuwal się wzdłuż przekątnej ekranu. Przez dobranie odpowiednio częstości dwóch impulsów można otrzymać jasny cały ekran.

Rys. 17 daje inne rozwiązanie pośredniego kontrolowania przez zastosowanie kombinacji elementu elektroluminescencyjnego z fotoprzewodzącym.

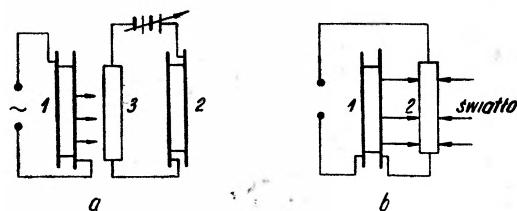
Fotoprzewodniki stanowią zwykle siarczki kadmu lub selenki kadmu.

Sprzężenie między elementami może być optyczne (rys. 17 a) lub elektryczne (rys. 13 a), lub jednocześnie optyczno-elektryczne (rys. 17 b). Dla obwodu pokazanego na rys. 17 a, jak wynika z prac Diemera i Van Santena [19], czynnik wzmocnienia wynosi od 100 do 1000.

Jeżeli komórka elektroluminescencyjna jest typu Thorntona lub Cusano, tzn. napyłona warstwa bez dielektryka, urządzenie może pracować przy wzbudzeniu napięciem stałym.



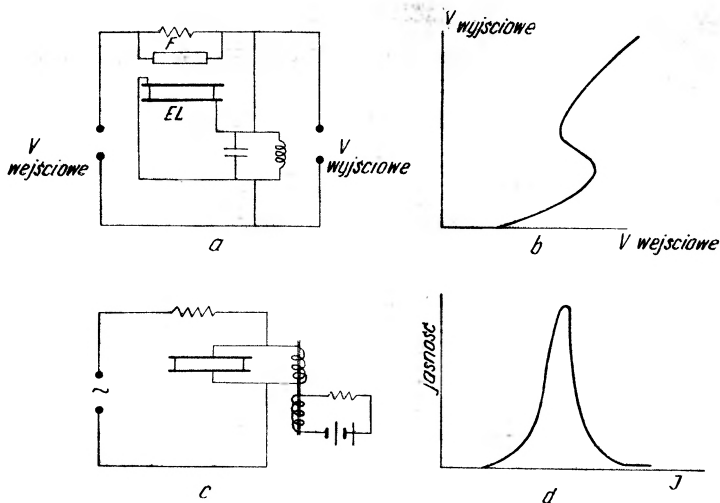
Rys. 16. Schemat urządzenia Yando [18]. a) zasada działania. b) 1 — elektroda, 2 — płytka piezoelektryczna, 3 — warstwa nieliniowego oporu, 4 — warstwa przezroczysta przewodząca



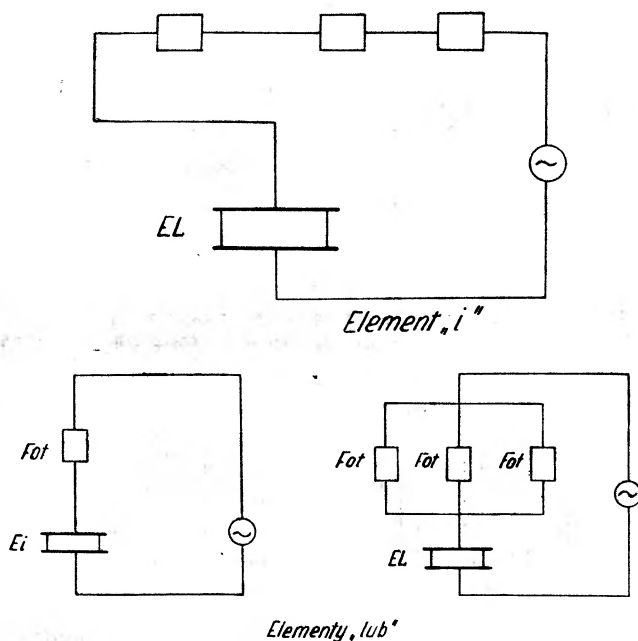
Rys. 17. Kombinacja elementu elektroluminescencyjnego z fotoprzewodzącym. 1 — komórka elektrolum., 2 — komórka elektrolum., 3 — fotoopór

Urządzenie pokazane na rys. 17 b (Loebner [20]) zapewnia dodatnie sprzężenie zwrotne przy założeniu nakładania się widma emisyjnego elektrolumino-foru i widma czułości fotoprzewodnika.

Dla wystarczającego sprzężenia obwód może być przeprowadzony ze stanu „wyłączonego“ do „włączonego“ przez wzrost przyłożonego napięcia lub impuls światła na fotoprzewodniku. Przejście to jednak jest dość wolne ze względu na bezwładność fotoprzewodnika.



Rys. 18. Kombinacja obwodu optycznego, elektronicznego i obwodu rezonansowego



Rys. 19. Przykład elementów logicznych

Innym rozwiązaniem jest jeszcze zastosowanie obwodu przedstawionego na rys. 18, który jest kombinacją obwodu optyczno-elektronicznego i obwodu rezonansowego [21].

W warunkach rezonansu wysokie napięcie jest przyłożone poprzez elektroluminescujący element. To z kolei zmniejsza impedancję fotoprzewodnika i prowadzi do większego napięcia na wyjściu. Krzywa na rys. 18b daje odpowiednią



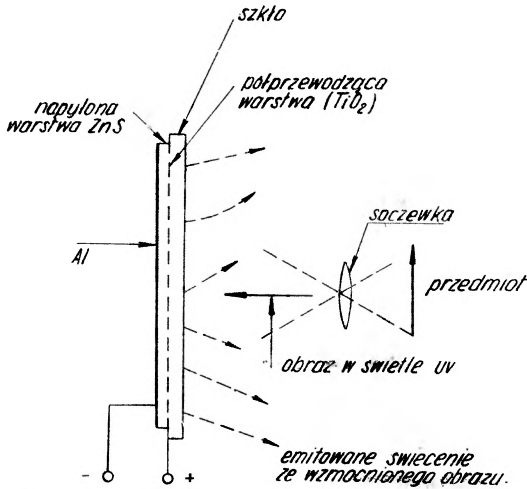
charakterystykę wyjściową. Wzmocnienie sygnału elektrycznego w takich urządzeniach jest rzędu  $10^5$ , a światła o czynnik rzędu 50 do 100.

Opisane urządzenia optyczno-elektroniczne znajdują szereg zastosowań praktycznych. Między innymi są one wykorzystywane w budowie elementów logicznych. Przykład takich dwóch elementów daje rys. 19.

### Elektroluminescencyjne wzmacniacze obrazów

Najprostszym elektroluminescencyjnym urządzeniem wzmacniającym jest wzmacniacz jednowarstwowy, zademonstrowany po raz pierwszy przez Cusano [22].

Schemat tego urządzenia przedstawia rys. 20. Napyłona warstwa ZnS-Mn znajduje się między dwiema elektrodami, z których jedną stanowi szkło półprzewodzące. Warstwa fosforu jest grubości rzędu  $10 \text{ \AA}$ , co przy stosowanych



Rys. 20. Schemat jednowarstwowego wzmacniacza [28]

napięciach  $\sim 100$  woltów daje natężenie pola około  $10^5 \text{ V/cm}$ . Urządzenie takie ze względu na prostujące własności warstwy elektroluminescencyjnej pracuje przy stałym napięciu zasilającym. Emitowane światło elektroluminescencyjne pod wpływem przyłożonego napięcia ma niewielkie natężenie, ale po naświetleniu promieniami UV lub X natężenie emitowanego światła wzrasta (elektrofotoluminescencja).

Jednowarstwowe wzmacniacze dają obraz o dużej zdolności rozdzielczej około 2500 linii/cm, ale posiadają szereg wad, które bardzo ograniczają ich stosowanie. Wady te — to przede wszystkim powolny czas narastania i zaniku światła, mały współczynnik wzmocnienia oraz fakt, że obraz wejściowy jest na tym samym elemencie.

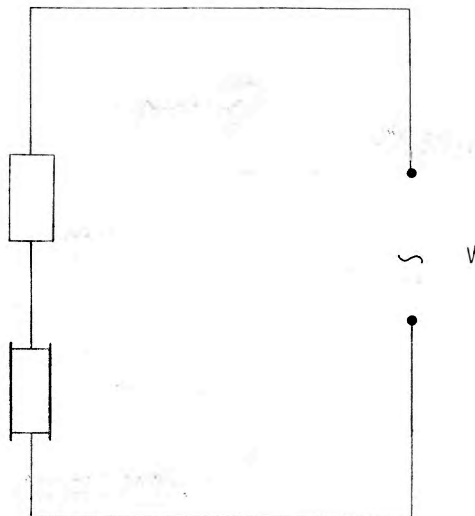
Coraz szersze natomiast zastosowanie znajdują wzmacniacze dwuwarstwowe, w których wykorzystuje się połączenie warstwy fotoprzewodnika i elektroluminoforu.

Pierwszy wzmacniacz dwuwarstwowy składał się z komórki elektroluminescencyjnej, fotoprzewodnika (CdS) oraz generatora zmiennego napięcia. Zasada działania takiego urządzenia jest następująca: opór ciemny fotoprzewodnika jest duży i dlatego prawie całe napięcie z generatora spada na fotooporze i komórka elektroluminescencyjna nie świeci. Z chwilą oświetlenia fotoprzewodnika oporność jego maleje i napięcie na komórcie wzrasta, a tym samym zaczyna się świecenie. Schemat takiego urządzenia jest pokazany na rys. 21.

Dwuwarstwowe wzmacniacze dzielą się na dwie kategorie:

- 1) bez optycznego sprzężenia zwrotnego,
- 2) z optycznym sprzężeniem zwrotnym.

Pierwsza próba otrzymania obrazu przy pomocy dwuwarstwowego wzmacniacza była przeprowadzona przez Orthubera i Ullery'ego [23] z ekranem 6-calowym.



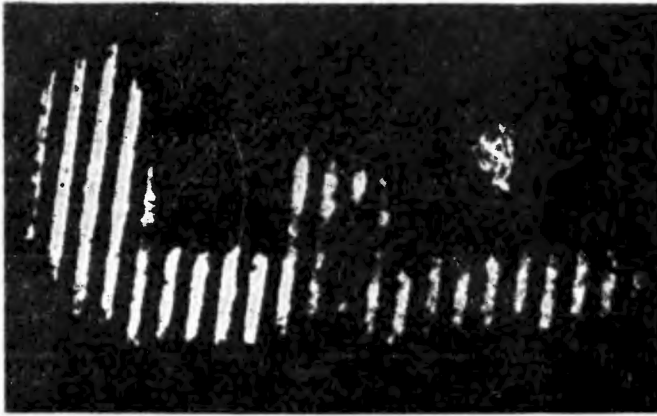
Rys. 21. Schemat wzmacniacza dwuwarstwowego z komórką elektroluminescencyjną i fotoprzewodnikiem połączonymi w szereg

Otrzymany przez nich obraz na wyjściu pokazany jest na rys. 22. W urządzeniu tym fotoprzewodnikiem była napyłona warstwa CdS, na którą nałożone były platynowe paski tworzące elektrody (na zdjęciu elektrody widoczne są jako ciemne paski). Współczynnik wzmocnienia wyniósł  $\sim 2$ .

Rys. 23 przedstawia schemat dwuwarstwowego wzmacniacza, w którym nieprzezroczysta warstwa między elektroluminoforem i fotoprzewodnikiem zabezpiecza przed optycznym sprzężeniem zwrotnym.

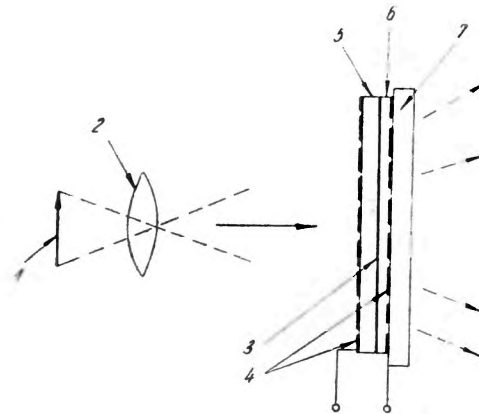
W warstwie fotoprzewodnika pokrytego farbą srebrną wycina się równoległe bruzdy, które pozwalają na wykorzystanie większej ilości światła padającego na fotoprzewodnik. W pierwotnie budowanych wzmacniaczach przewodzące grzbiety fotoprzewodników były łączone wspólnie i stanowiły jedną elektrodę, drugą zaś szkło półprzewodzące. Do elektrod przykładano zmienne napięcie.

Okazało się jednak, że czułość fotoprzewodnika wzrasta nawet 10-krotnie, gdy poddany jest on działaniu napięcia stałego lub pulsującego. Ze względu na to, że komórka elektroluminescencyjna musi być zasilana napięciem zmiennym, w praktyce stosuje się układ przedstawiony na rys. 24.



Rys. 22. Obraz otrzymany za pomocą dwuwarstwowego wzmacniacza [23]

Zamiast pojedynczego fotoprzewodnika łączy się dwa mniejsze, jednakowo oświetlone. Do fotoprzewodników dołącza się napięcie stałe przeciwnych polarności oraz napięcie zmienne. Ponieważ maksima napięć stałych są równe maksimum napięcia zmiennego, otrzymamy napięcie pulsujące.

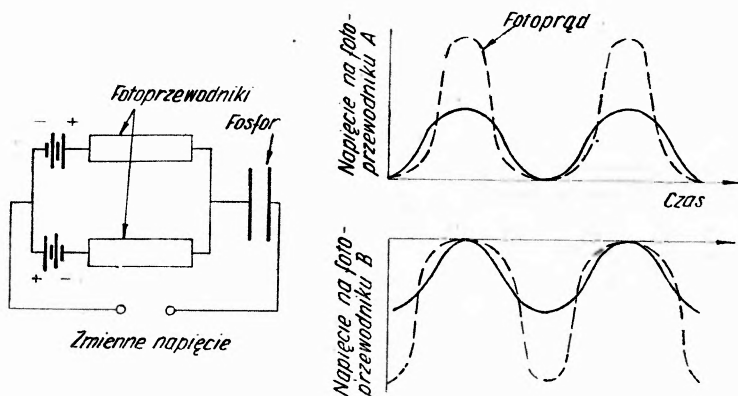


Rys. 23. Wzmacniacz dwuwarstwowy. 1 — przedmiot, 2 — soczewka, 3 — warstwa nieprzeźroczysta, 4 — przeźroczysta warstwa przewodząca, 5 — fotoprzewodnik, 6 — fosfor, 7 — szkło

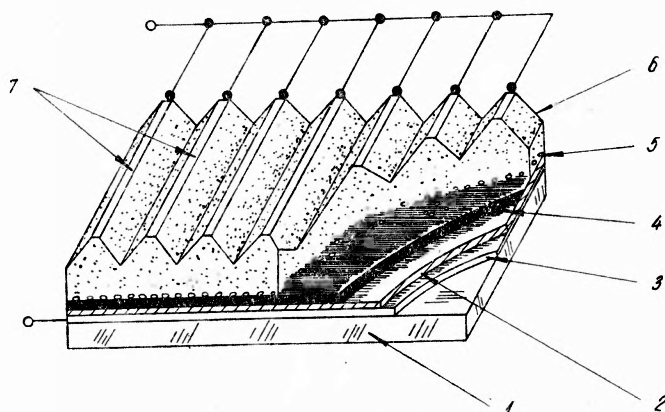
Ze względu na to, że pulsujące prądy są przeciwnego znaku i fazy, elektroluminezujący kondensator będzie ładowany dodatnio podczas pierwszej połowy cyklu i ujemnie podczas następnej połowy. W ten sposób fosfor jest wzbudzany zmiennym napięciem, gdy tymczasem pulsujące napięcie przyłożone do fotoprzewodnika zwiększa jego czułość.

Omawiane wyżej wzmacniacze dwuwarstwowe należały do pierwszej grupy urządzeń, tzn. bez optycznego sprzężenia zwrotnego.

Dla zwiększenia współczynnika wzmocnienia zaczęto budować wzmacniacze wykorzystujące optyczne sprzężenie zwrotne. Okazało się bowiem [24], że przez odpowiednie dobranie współczynnika sprzężenia zwrotnego można otrzymać urządzenie o większym wzmocnieniu, jak również urządzenie długo



Rys. 24. Element wzmacniacza



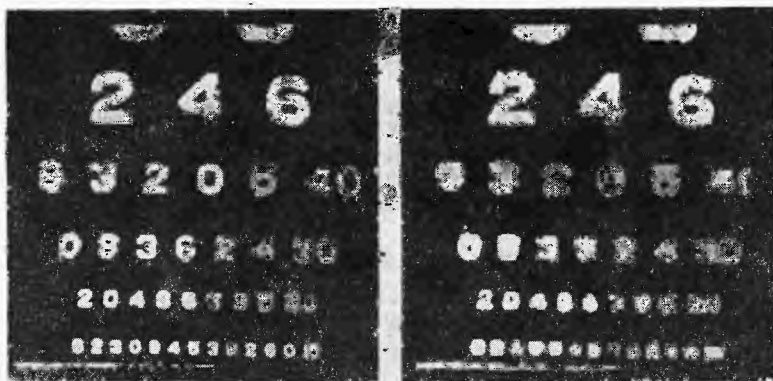
Rys. 25. Schemat wzmacniacza z optycznym sprzężeniem zwrotnym. 1 — szkło, 2 — warstwa elektroluminoforu, 3 — przewodząca warstwa przezroczystych, 4 — warstwa nieprzeźroczysta, 5 — elektroluminofor, 6 — fotoprzewodnik CdS, 7 — paski przewodzące [29]

„pamiętające“ podany sygnał wejściowy. Przez zastosowanie w takim urządzeniu fotoprzewodnika czułego na różnego rodzaju promieniowanie można budować przetworniki obrazów.

Istotnym warunkiem w wzmacniaczu z optycznym sprzężeniem zwrotnym jest, aby optyczne sprzężenie było dość duże. Jeżeli warunek ten nie jest spełniony, wówczas zmienia się charakterystyka wejściowo-wyjściowa, co ma duży wpływ na jakość otrzymanego obrazu na wyjściu wzmacniacza.

Najprostszym urządzeniem obrazowym z optycznym sprzężeniem zwrotnym jest urządzenie przedstawione na rys. 25. Jest to jedno z pierwszych urządzeń tego typu opisanych w literaturze [25].

Fotografie przytoczone na rys. 26 dają obraz otrzymany przy użyciu tego właśnie wzmacniacza. Jak widać, stabilność obrazu w czasie jest bardzo dobra.



Rys. 26. Obraz otrzymany za pomocą urządzenia pokazowego na rys. 25, obraz po prawej stronie po 5 minutach [29]

Dwuwarstwowe wzmacniacze wykazujące efekt „pamięci” można również skonstruować wykorzystując efekt histerezy, jaki wykazuje sam fotoprzewodnik [26]. Wspomniane własności wykazuje CdS proszkowy lub prasowany. Obserwuje się je także w proszkowym CdSe.

*Abstract:* In the present article a brief review is given of various types of electroluminescent devices. The article is an attempt to present a picture of both electroluminescence effects and the devices in which these effects are utilized.

#### Literatura

- [1] R. H. Hall, G. E. Fenser, J. D. Kingsley, F. E. Soltys, R. O. Carlson, *Phys. Rev. Letters*, **9**, (1962).
- [2] W. J. Turner, W. E. Reese, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **8**, 311 (1963).
- [3] M. Garfinkel, W. E. Engeler, D. J. Locke, *J. Appl. Phys.*, **35**, 2321 (1963).
- [4] N. Holonyak, S. F. Bevacqua, *Appl. Phys. Letters*, **1**, 82 (1962).
- [5] N. Ainslie, M. Pilkuhn, H. Rupprecht, *J. Appl. Phys.*, **35**, 105 (1964).
- [6] J. J. Tietjew, S. A. Ochs, *Proc. I. E. E. E.*, **53**, 180 (1965).
- [7] I. Melngailis, *Appl. Phys. Letters*, **2**, 176 (1963).
- [8] K. Weiser, R. S. Levitt, *Appl. Phys. Letters*, **2**, 178 (1963).
- [9] F. B. Alexander, V. R. Bird, D. R. Carpenter, G. W. Manley, P. S. Medermott, J. R. Peloke, H. F. Quinn, R. J. Riley, L. R. Yitter, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 13 (1964).
- [10] R. J. Phelan, A. R. Calawa, R. H. Rediker, R. J. Keyes, B. Lax, *Appl. Phys. Letters*, **3**, 143 (1963).
- [11] J. F. Butler, A. R. Calawa, R. J. Phelan, Jr., T. C. Harman, A. J. Strauss, R. H. Rediker *Appl. Phys. Letters*, **5**, 75 (1964).

- [12] J. F. Butler, A. R. Calawa, R. H. Rediker, *I. E. E. E., J. Quantum Electron*, **1**, 4 (1965).
- [13] J. W. Crowe, R. M. Craig, *Appl. Phys. Letters*, **4**, 57 (1964).
- [14] M. F. Lamorte, R. B. Liebert, *Electronics*, **38**, 97 (1965).
- [15] I. Wunderman, *Electronics*, **27**, 58 (1964).
- [16] E. A. Saçk, *Research*, (London) **12**, 54 (1959).
- [17] J. A. Rajchman, G. R. Briggs, A. W. Lo, *Proc. Inst. Radio Engrs*, N. Y., **46**, 1808 (1958).
- [18] S. Yando, *Proc. I. R. E.*, **50**, 2445 (1962).
- [19] G. Diemer, J. G. van Santen, *Philips Res. Rep.*, **15**, 368 (1960).
- [20] E. E. Loebner, *Proc Inst. Radio Engrs*, N. Y., **43**, 1897 (1959), *R. C. A. Rev.*, **20**, 715 (1959).
- [21] R. E. Halsted, *Proceed. of the Symposium on the Role of Solid State Phenomena in Electric Circuits* (Polytechnic Institute of Brooklyn), 1957.
- [22] D. A. Cusano, *Phys. Rev.* **98**, 546 (1955).
- [23] K. R. Orthuber, L. R. Ullery, *Solid State Image Intensifier*, *J. Opt. Soc. Amer.*, **44**, 297 (1954).
- [24] B. Kazan, *Proc. IRE* **47**, 12 (1959).
- [25] H. O. Hook, E. C. Giamo, *Research on Opto-Electronic Computer Components*, Contract No. AF 19 (604) 4959, November 30 (1960).
- [26] F. H. Nicoll, *R. C. A. Rev.* **19**, 77 (1958).
- [27] P. R. Thornton, *The Physics of Electroluminescent Devices*, London (1967).
- [28] F. H. Nicoll, B. Kazan *J. Opt. Soc. Amer.*, **47**, 887 (1957).
- [29] H. O. Hook (niepublikowane).

*Halina Chęcińska*

Instytut Fizyki  
Politechniki Warszawskiej

## Optyczna metoda pomiaru naprężeń

An Optical Method of Stress Measurement

Jest rzeczą powszechnie znaną, że wewnątrz każdego materiału, nie posiadającego idealnej struktury krystalicznej, istnieją „zamrożone“ naprężenia. Związane są one z obecnością w sieci krystalicznej różnego rodzaju defektów jak dyslokacje, domieszki obcych atomów, luki, atomy międzywęzłowe itp. Płóść i rodzaj defektów w wysokim stopniu wpływa na własności fizyczne materiału. Analiza naprężeń i związanych z nimi odkształceń może być pomocna przy badaniu defektów sieci krystalicznej. Badania odkształceń sieci krystalicznej przeprowadza się zwykle przy pomocy analizy rentgenowskiej. Takie pola naprężeń rozciągają się zwykle na stosunkowo dużych obszarach, sięgających kilku milimetrów i mogą być również badane metodami optycznymi przy użyciu światła widzialnego lub bliskiej podczerwieni. Jedną z metod optycznych, która ostatnio się intensywnie rozwija i oddaje coraz to większe usługi, jest badanie dwójłomności wymuszonej w materiałach z natury izotropowych.

Podstawą tej metody jest, zaobserwowany jeszcze w r. 1816 przez Brewstera, fakt doświadczalny, że materiał izotropowy pod wpływem naprężeń staje się dwójłomny. Wiązka światła przechodząc przez taki ośrodek rozszczepia się na dwie części — promień nadzwyczajny i zwyczajny, biegnące z różnymi prędkościami. Miarą dwójłomności jest różnica współczynników załamania dla obydwu promieni  $n_1 - n_2 = \Delta n$ . Po przejściu przez płytkę z materiału izotropowego, w której istnieją naprężenia, obydwa promienie wykazują w stosunku do siebie opóźnienie — różnicę faz, która jest wprost proporcjonalna do grubości płytki  $t$  i do dwójłomności  $\Delta n$ , zaś odwrotnie proporcjonalna do długości fali  $\lambda$  użytego światła monochromatycznego:

$$\delta = \frac{2\pi \cdot t \cdot \Delta n}{\lambda}$$

Obydwa promienie są spójne i mogą tworzyć ciemne lub jasne prążki interferencyjne, zależnie od tego czy różnica dróg  $s = t \cdot \Delta n = m \cdot \frac{\lambda}{2}$  równa jest parzy-

stej, czy nieparzystej wielokrotności  $m$  połowy długości fali. Obydwa promienie są spolaryzowane w płaszczyznach do siebie prostopadłych, co stwarza szczególnie korzystne warunki do badania prążków interferencyjnych w układzie optycznym pomiędzy skrzyżowanymi nikolami.

Analiza naprężeń opiera się na znanej, wynikającej z teorii elastyczności, zależności dwójłomności wymuszonej od naprężeń głównych  $\sigma_1$  i  $\sigma_2$ \*

$$\Delta n = C(\sigma_1 - \sigma_2)$$

gdzie  $C$  jest średnią stałą elastoptyczną, która musi być doświadczalnie wyznaczona dla każdego materiału. Ponieważ analizę naprężeń przeprowadzamy w świetle skrzyżowanych polaroidów, przy ocenie natężenia światła przechodzącego przez układ korzystamy również z prawa Malusa, określającego zależność natężenia światła od kąta pomiędzy kierunkami drgań polaryzatora i analizatora:

$$I = I_0 \sin^2 \alpha .$$

Te trzy zależności stały się podstawą analizy obrazów interferencyjnych związanych z występowaniem dwójłomności pod wpływem naprężeń. Analiza naprężeń przy pomocy dwójłomności stała się w technice podstawą tzw. elastometrii, w fizyce zaś służy do badania defektów w kryształach.

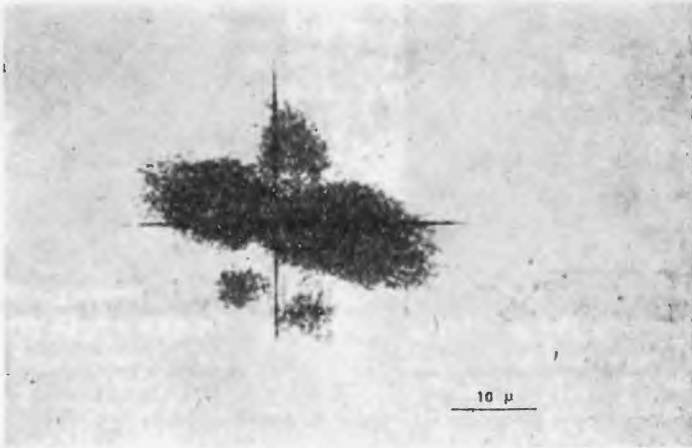
Początkowo badano tą metodą naprężenia związane z defektami sieci w alkali-halidkach [1], [2] i uzyskano wyniki zgodne z wynikami otrzymywanymi innymi metodami. Największe sukcesy odniesiono, i uzyskano ważne wyniki dla krzemu [3] przy użyciu promieni podczerwonych o długości fali  $1,1 \mu$  i przetwornika obrazów. Jak wiemy materiał ten da się stosunkowo łatwo otrzymać w formie monokryształów o małej gęstości defektów (około  $10^4$  na  $\text{cm}^2$ ). Toteż dla krzemu udało się zaobserwować pole naprężeń związane z pojedynczą dyslokacją krawędziową. Dokonali tego w r. 1956 Bond i Andrus [4], otrzymując obraz interferencyjny dwójłomności w postaci rozety czteropłatkowej (rys. 1).

Istnieje kilka teorii rozkładu naprężeń w sieci krystalicznej związanych z obecnością defektów [4], [5]. Na ogół traktują one materiał jako ośrodek ciągły i izotropowy, zaś defekty jako centra zakłócające, bez głębszego wnikania w szczegóły ich budowy. Pierwszą próbę teoretycznej analizy rozkładu naprężeń wokół pojedynczej dyslokacji krawędziowej przeprowadził Bullough [6]. Umieścił on prostokątny układ współrzędnych w centrum dyslokacji w ten sposób, że oś  $x_1$  była zgodna z kierunkiem poślizgu, oś  $x_2$  — normalna do płaszczyzny poślizgu,  $x_3$  — prostopadła do dwóch pierwszych. Na podstawie wymienionych poprzednio trzech zależności, Bullough wyznaczył rozkład krzywych jednakowego natężenia światła przechodzącego przez próbkę umieszczoną pomiędzy skrzyżowanymi nikolami i zawierającą pojedynczą dyslokację krawę-

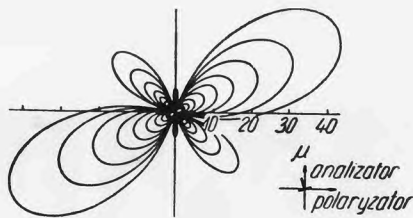
\* Naprężeniami głównymi nazywamy naprężenia rozciągające lub ściskające, działające w takich kierunkach, przy których naprężenia ścinające są równe zero.



dziową. Obliczony przez niego teoretycznie kształt krzywych (rys. 2) jest zgodny z rozetami otrzymanymi doświadczalnie przez Bonda i Andrusa. Bullough obliczył również rozkład natężenia światła przechodzącego przez obszar szeregu dyslokacji krawędziowych równoległych i równoodległych od siebie. Przyjmuje on także formę rozety czteropłatowej podobnego kształtu jak dla dyslokacji pojedynczej, lecz o innej wartości względnej natężenia. Dalsze szczegóły doty-



Rys. 1. Obraz naprężeń w otoczeniu pojedynczej dyslokacji w krzemie wg Bonda [10]



Rys. 2. Kształt krzywych jednakowych naprężeń wg Bullougha [10]

częcie rozkładu naprężeń w monokryształach krzemu uzyskali na podstawie analizy dwójłomności Lederhandler [7] i Appel [8].

Próbka czystego, nie zawierającego naprężeń, a więc izotropowego krzemu umieszczona pomiędzy skrzyżowanymi nikolami i obserwowana w świetle podczerwonym przy pomocy przetwornika obrazów, nie wykazuje prążków interferencyjnych. Jak widzimy na rys. 3, całe pole widzenia jest ciemne. Aby uwidocznić kontury próbki zastosowano dodatkowe jej oświetlenie. Próbka o tych samych wymiarach zawierająca naprężenia wykazuje w tych samych warunkach pomiaru figury interferencyjne wskazane na rys. 4.

Naprężenia jednorodne, np. związane z pojedynczym defektem, obserwowane w świetle spolaryzowanej wiązki rozbieżnej objawiają się jako pierścienie. Im większe wartości naprężeń tym więcej pierścieni, jak to wskazuje rys. 5.

Dla porównania podano także obraz figur interferencyjnych szkła poddanego naprężeniom zewnętrznym. Lederhandler wykazał, że w próbkach wyciętych z monokryształów krzemu hodowanych zwykłą metodą Czochralskiego, mogą



Rys. 3. Próbka izotropowa krzemu (bez naprężeń) w świetle skrzyżowanych polaroidów wg [7]



Rys. 4. Próbka krzemu wykazującego naprężenia w świetle skrzyżowanych polaroidów wg [7]

na ogół istnieć dwa rodzaje naprężeń. Naprężenia stałe powstające pod wpływem gradientów temperatury występujących podczas stygnięcia stopu oraz naprężenia elastyczne — powstające podczas obróbki próbki, np. na skutek cięcia piłą diamentową. Naprężenia elastyczne dadzą się usuwać przez polerowanie, jak

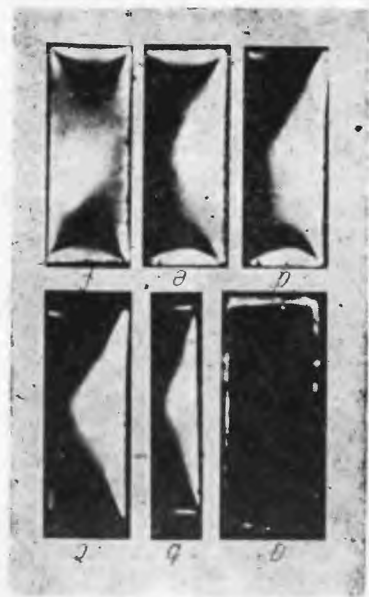


Rys. 5. Obrazy interferencyjne dwójłomności wymuszonej wg [7]. *a.* płytka o małych naprężeniach, *b.* płytka o dużych naprężeniach, *c.* płytka szklana poddana naprężeniom zewnętrznym

to wykazuje rys. 6 — zdjęcie tej samej próbki w różnych stadiach obróbki. Analiza dwójłomności pozwala więc na dokonanie wyboru odpowiednich próbek.

Obraz dwójłomności nie tylko daje porównanie względnych wartości naprężeń, lecz przez zastosowanie znanej w optyce metody klina pozwala na bezwzględną ocenę ich wartości. Klin odpowiednio wycięty z materiału anizotropowego o znanych własnościach optycznych, ustawiony na drodze optycznej badanego układu, zmienia obraz prążków interferencyjnych. Z porównania

tych zmian z przesunięciem prążków wywołanym naprężeniami o znanych wartościach, można ocenić bezwzględnie wartość naprężeń wewnętrznych w kryształach. Analiza taka wymaga jednak dokładniejszej znajomości stałej elastooptycznej dla danego materiału. Stałą tę określa się doświadczalnie przykładając do próbki z materiału izotropowego zewnętrzne siły o znanej wartości. Tym sposobem oszacowano, że obciążenie jednostkowe  $1 \text{ kg/cm}^2$  wywołuje w krzemie dwójnośność  $1,16 \times 10^{-6}$ . Stała elastooptyczna została określona dla krzemu z dużą dokładnością przez wielu autorów. (Kazało się, że krzem jest materiałem wyjątkowo podatnym na występowanie dwójnośności wymuszonej. Naprężenia wewnętrzne powstające w monokryształach krzemu wskutek gradientu temperatury podczas stygnięcia mogą wynosić od 150 do 250  $\text{kg/cm}^2$ .



Rys. 6. Obrazy naprężeń w tej samej próbie w różnych stadiach obróbki wg [7]. a. cztery ścianki odcięte piłą diamentową, b. jedna ścianka wypolerowana, c. dwie ścianki wypolerowane, d. trzy ścianki wypolerowane, e. trzy ścianki wypolerowane, przy czym jedna trawiona i polerowana, f. wszystkie ścianki wypolerowane, próbka izotropowa.

Oszacowanie naprężeń przy pomocy dwójnośności oraz niezależnie od tego metodami rentgenowskimi daje podobne wyniki. Doświadczenia porównawcze przeprowadził Carton [9]. Obraz naprężeń w płycie krzemowej był obserwowany metodą dwójnośności oraz dla porównania także metodą topografii rentgenowskiej Langra. Jak wskazują rys. 7 i 8, obraz naprężeń jest podobny. Naprężenia te powstały w pierwotnie izotropowej próbie na skutek bombardowania jej smukłą wiązką elektronów o energii 20  $\text{keV}$ . W rejonie plamki wywołanej elektronami materiał ogrzał się aż do temperatury topnienia. W następstwie szybkiego ostygnięcia uformował się szereg (pas) dyslokacji krwędzio-

tych zmian z przesunięciem prążków wywołanym naprężeniami o znanych wartościach, można ocenić bezwzględną wartość naprężeń wewnętrznych w kryształach. Analiza taka wymaga jednak dokładniejszej znajomości stałej elastooptycznej dla danego materiału. Stałą tę określa się doświadczalnie przykładając do próbki z materiału izotropowego zewnętrzne siły o znanej wartości. Tym sposobem oszacowano, że obciążenie jednostkowe  $1 \text{ kG/cm}^2$  wywołuje w krzemie dwójłomność  $1,16 \times 10^{-6}$ . Stała elastooptyczna została określona dla krzemu z dużą dokładnością przez wielu autorów. Okazało się, że krzem jest materiałem wyjątkowo podatnym na występowanie dwójłomności wymuszonej. Naprężenia wewnętrzne powstające w monokryształach krzemu wskutek gradientu temperatury podczas stygnięcia mogą wynosić od 150 do 250  $\text{kG/cm}^2$ .

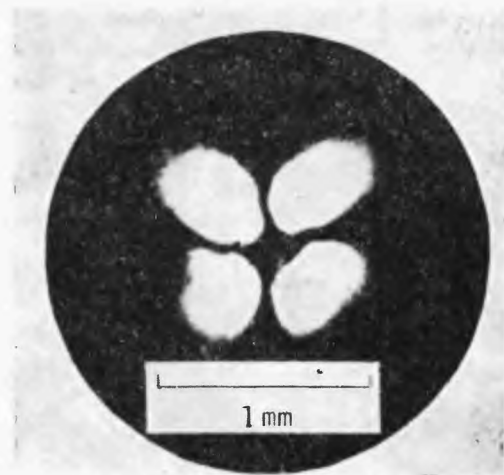


Rys. 6. Obrazy naprężeń w tej samej próbce w różnych stadiach obróbki wg [7]. *a.* cztery ścianki odcięte piłą diamentową, *b.* jedna ścianka wypolerowana, *c.* dwie ścianki wypolerowane, *d.* trzy ścianki wypolerowane, *e.* trzy ścianki wypolerowane, przy czym jedna trawiona i polewowana, *f.* wszystkie ścianki wypolerowane, próbka izotropowa

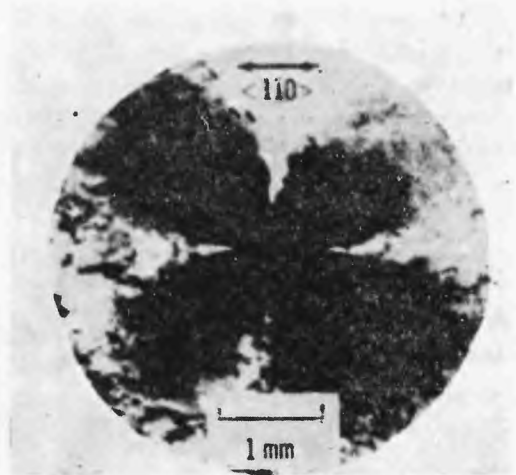
Oszacowanie naprężeń przy pomocy dwójłomności oraz niezależnie od tego metodami rentgenowskimi daje podobne wyniki. Doświadczenia porównawcze przeprowadził Carron [9]. Obraz naprężeń w płycie krzemowej był obserwowany metodą dwójłomności oraz dla porównania także metodą topografii rentgenowskiej Langa. Jak wskazują rys. 7 i 8, obraz naprężeń jest podobny. Naprężenia te powstały w pierwotnie izotropowej próbce na skutek bombardowania jej smukłą wiązką elektronów o energii 20 keV. W rejonie plamki wywołanej elektronami materiał ogrzał się aż do temperatury topnienia. W następstwie szybkiego ostygnięcia uformował się szereg (pas) dyslokacji krawędzio-

wych równoległych i równoodległych od siebie, które dały obraz naprężeń w kształcie rozety.

Analiza naprężeń przy pomocy dwójłomności ma wiele zalet. Pozwala badać w sposób nieniszczący zarówno cienkie płytki o grubości 0,01 cm, jak i kilkucentymetrowe monokryształy. Nie wymaga kosztownej i skomplikowanej aparatury. Opracowano szereg prostych układów optycznych do badania dwójłomności w świetle równoległym lub zbieżnym. Metoda ma jednakże i swoje ograniczenia. Normalnie otrzymywane kryształy mają zbyt wiele defektów. Na jednym mm<sup>2</sup> obserwowanej powierzchni znajduje się zwykle setki defektów, co daje skomplikowany, trudny do interpretacji obraz naprężeń. Aby obser-



Rys. 7. Obraz naprężeń w świetle podezrwanym wg [9]



Rys. 8. Obraz naprężeń w promieniach Rentgena wg [9]

wować naprężenia związane z pojedynczymi defektami, trzeba dysponować materiałem o małej gęstości defektów.

Pomimo tych braków metoda badania dwójłomności wymuszonej stale się rozwija. Opracowano również układy optyczne do badania germanu w świetle podezrwanym o długości fali 3  $\mu$ . Zamiast przetwornika obrazów używa się specjalnych ekranów powleczonych substancją odparowującą w stopniu zależnym od natężenia światła promieniowania.

*Abstract:* The induced birefringence provides the optical method of investigation of some defects in the crystal lattice. The phenomenon is based on the fact that an isotropic material becomes birefringent when stressed. Viewed by means of the crossed polaroids, the specimen exhibits a dark isoclinic fringe pattern, corresponding to the distribution of the stresses. By measuring the phase shift of the incident light beam and using optical compensation wedge, one can estimate the stresses distribution.

## Literatura

- [1] Kear and Pratt, *Acta Metallurgica*, **6**, 457 (1958).
- [2] B. Hałaciński, *Praca doktorska*, Polit. Warszawska (1966).
- [3] W. C. Dash, *Phys. Rev.*, **98**, 1536 A (1955); *Am. Phys. Soc. Meeting*, Baltimore, March 17—19 (1955).
- [4] W. L. Bond and J. Andrus, *Phys. Rev.*, **101** 1211 (1956).
- [5] H. Zorski, *Teoria dyslokacji*, Warszawa 1966.
- [6] R. Bullough, *Phys. Rev.*, **110**, 620 (1958).
- [7] S. R. Lederhandler, *J. Appl. Phys.*, **30**, 1631 (1959).
- [8] A. V. Appel, H. T. Betz and D. A. Pontarelli, *Appl. Optics*, **4**, 1475 (1965).
- [9] G. J. Carron, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 355 (1966).
- [10] S. Amelincks, *The Direct Observation of Dislocation*, Acad. Press, 1964.

# ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

*Henryk Szydłowski*

Katedra Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu im. A. Mickiewicza  
Poznań

## Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej.

### Ciepło i fizyka drobinowa

New Experiments for the 1<sup>st</sup> Physics Laboratory. Heat and Molecular Physics

#### 1. Ciepło i fizyka drobinowa w I pracowni fizycznej

Realizując wysunięte uprzednio [1], [2] zasady dotyczące doboru tematów doświadczeń w I Pracowni Fizycznej UAM ograniczono ilość doświadczeń z kalorymetrii i opracowano kilka nowych doświadczeń z przewodnictwa cieplnego oraz fizyki drobinowej. Udoskonalono również niektóre inne zestawy. Obecnie studenci wykonują po pięć doświadczeń z omawianych działów, przy czym dla zapewnienia dużej przepustowości istnieje pięć niezależnych kompletów:

- I. 1. Sprawdzanie prawa Boyle'a-Mariotte'a i badanie rozkładu wyników dla iloczynu  $pv$  [4].
2. Pomiar ciepła właściwego  $c_p$  powietrza metodą kalorymetryczną [5], [6].
3. Wyznaczanie zdolności pochłaniania powierzchni metalu [5].
4. Wyznaczanie napięcia powierzchniowego roztworu mydła [3].
5. Wyznaczanie cieplnego równoważnika pracy [3].
- II. 1. Wzorcowanie termometru gazowego [4], [7].
2. Wyznaczanie ciepła parowania wody [3], [4].
3. Wyznaczanie współczynnika przewodnictwa cieplnego metalu [5].
4. Wyznaczanie współczynnika lepkości za pomocą lepkościomierza kapilarnego (Englera) [3], [4].
5. Wyznaczanie masy drobinowej cukru metodą krioskopową [5].
- III. 1. Wyznaczanie współczynnika rozprężliwości termicznej powietrza [4].
2. Określanie temperatury topnienia metalu i stopu [7].
3. Wyznaczanie współczynnika przewodnictwa cieplnego szkła [5].
4. Wyznaczanie współczynnika lepkości metodą Stokesa [3].
5. Wyznaczanie masy drobinowej eteru etylowego metodą Viktora-Meyera [7].
- IV. 1. Wyznaczanie stosunku  $c_p/c_v$  [4], [7].
2. Badanie zależności temperatury wrzenia od ciśnienia [4].
3. Wyznaczanie ciepła właściwego metodą ostygnięcia Newtona [3], [4].
4. Pomiar zależności napięcia powierzchniowego roztworu alkoholu w wodzie od stężenia za pomocą stalagmometru [3].
5. Wyznaczanie średnicy drobin zawiesiny metodą ruchów Browna [5].



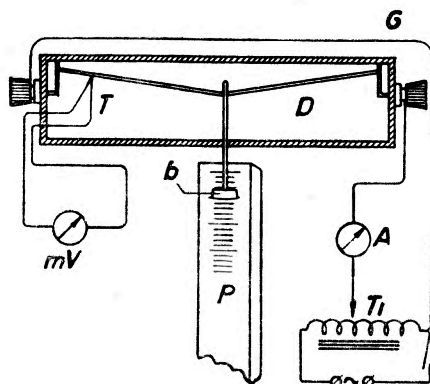
- V. 1. Pomiar wilgotności powietrza za pomocą higrometru i psychrometru [3], [4].
2. Wyznaczanie ciepła właściwego i współczynnika temperaturowego oporu miedzi [6].
3. Wyznaczanie współczynnika przewodnictwa cieplnego materiałów żele przewodzących [5], [6].
4. Pomiar współczynnika lepkości powietrza [5].
5. Wyznaczanie współczynnika rozszerzalności liniowej przewodników [3], [4].

Niektóre z wymienionych tu tematów nie są ujęte w ogólnie dostępnych podręcznikach [3], [4]. W pracy podano krótkie opisy nowych doświadczeń oraz niektóre szczegóły konstrukcyjne aparatur służących do ich wykonywania.

W związku z wejściem w życie międzynarodowego układu jednostek SI większość przeliczeń wykonuje się w jednostkach tego układu. W pozostałych doświadczeniach wymaga się, by wynik ostateczny był podany również w jednostkach nowego układu. Konsekwentne wprowadzenie międzynarodowego układu do wszystkich doświadczeń z ciepła i fizyki drobinowej jest uwarunkowane wydaniem tablic, w których stałe fizyczne będą podane w jednostkach układu SI.

## 2. Wyznaczanie współczynnika rozszerzalności liniowej

Tradycyjnie stosowane do pomiaru rozszerzalności liniowej przyrządy z ogrzewaniem wodnym lub parowym pozwalają badać zjawisko tylko do 100°C i wymagają precyzyjnych metod wyznaczania przyrostu długości. Ograniczenia te ominięto stosując ogrzewanie elektryczne i odczyt przyrostu długości analogiczny jak w doświadczeniu „wyznaczanie granic



Rys. 1. Schemat przyrządu i układu połączeń elektrycznych zestawu do wyznaczania rozszerzalności liniowej metali

proporcjonalności, sprężystości i wytrzymałości miedzi” [2]. Prąd elektryczny przepływając przez pręt (rys. 1) wydziela ciepło. Na skutek ogrzania pręt się wydłuża, a zawieszony w połowie długości ciężarek  $b$  nawet przy bardzo małych zmianach długości  $\Delta l$  wyraźnie zmienia swoje położenie na tle skali  $p$ . Jeżeli wychylenie ciężarka oznaczy się przez  $s$ , a długość pręta przez  $l$ , to zgodnie z wzorem 13 pozycji [2] zachodzi związek:

$$\Delta l = \frac{2s^2}{l} \quad (1)$$

Celem uniknięcia wpływu przypadkowych ruchów powietrza pręt umieszczono w oszklonej gablocie. Temperaturę mierzy się za pomocą termopary miedź — konstantan  $T$ . Straty spowodowane odprowadzeniem ciepła przez termoparę można zaniedbać, ponieważ jest ona wykonana z drutów bardzo cienkich ( $\varnothing = 0,05$  mm) w porównaniu z grubością badanego pręta (ok. 1 mm).



W doświadczeniu mierzy się zależność wychylenia ciężarka od temperatury pręta. Temperaturę reguluje się natężeniem prądu płynącego przez pręt, które z kolei zależy od przyłożonego napięcia regulowanego autotransformatorem Tr. Wydłużeniem pręta rządzi prawo:

$$\Delta l = \alpha \Delta T,$$

gdzie  $\Delta T$  oznacza różnicę pomiędzy temperaturą  $T$  pręta i temperaturą  $T_p$  pokojową. Uwzględniając związek (1) otrzymuje się:

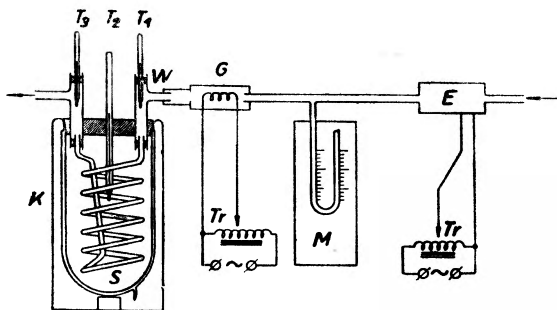
$$\frac{2s^2}{l^2} = \alpha \Delta T. \quad (2)$$

Zatem współczynnik rozszerzalności liniowej  $\alpha$  jest równy stromości linii z wykresu przedstawiającego zależność  $2s^2 l^{-2}$  od  $\Delta T$ . W doświadczeniu bada się tę zależność w zakresie temperatur od 20 do 500°C.

Do pomiarów zastosowano jednometrowe pręty: żelazny, konstantanowy i manganinowy. Do zasilania układu zastosowano autotransformator TaR 2,5/0,8, dla którego prąd maksymalny wynosi 10 A. Maksymalne wychylenie ciężarka osiąga wartość 50 mm.

### 3. Pomiar ciepła właściwego powietrza metodą kalorymetryczną [5], [6]

W omawianym doświadczeniu mierzy się pod stałym ciśnieniem ciepło właściwe powietrza  $c_p$ . Zestaw przyrządów służących do wykonania doświadczenia pokazano na rys. 2. Powietrze z kompresora  $E$  przepływa przez grzejnik  $G$ , a następnie przez spiralę metalową  $S$  za-



Rys. 2. Schemat układu do wyznaczenia ciepła właściwego powietrza

nurzoną w wodzie wypełniającej kalorymetr  $K$ . Ogrzane powietrze przepływając przez spiralę oddaje część ciepła. Termometr  $T_1$  mierzy temperaturę powietrza wpływającego do kalorymetru, termometr  $T_3$  — temperaturę powietrza wypływającego, a  $T_2$  — temperaturę wody. W omawianym przypadku ciepło właściwe powietrza wyraża się następującym wzorem:

$$c_p = \frac{(m_w c_w + R) \Delta T_2}{m_p (T_1 - T_3)}, \quad (3)$$

gdzie  $m_w$  oznacza masę wody w kalorymetrze,  $c_w$  — jej ciepło właściwe,  $R$  — równoważnik cieplny kalorymetru,  $\Delta T_2$  — wzrost temperatury wody w kalorymetrze, a  $m_p$  — masę powietrza.

Masa  $m_p$  powietrza, które w czasie  $t$  przepłynęło przez kalorymetr, wyraża się wzorem:

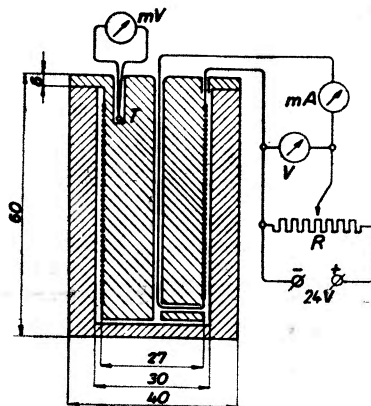
$$m_p = dKt,$$

gdzie  $d$  oznacza gęstość,  $K$  — objętość powietrza przepływającego w jednostce czasu. Dla określonej geometrii układu  $K$  zależy tylko od różnicy ciśnień  $p$  na końcach spirali  $S$  mierzonej manometrem  $M$ . Wykres zależności  $K(p)$  oraz wartość równoważnika  $R$  muszą być podane. Zależność  $K(p)$  wyznacza się doświadczalnie za pomocą rurki audiometrycznej w taki sam sposób, jak w doświadczeniu Wiktora Meyera [7]. Rolę kompresora spełnia odkurzacz „alfa K 2” zasilany za pośrednictwem autotransformatora. Manometr  $M$  jest napełniony wodą i pozwala mierzyć różnice ciśnień do 100 mm H<sub>2</sub>O. Grzejnik  $G$  będący spiralą wykonaną z drutu oporowego jest zasilany również z autotransformatora. Spirala  $S$  jest wykonana z 160 cm rurki miedzianej o średnicy wewnętrznej 8 mm. Dla zapewnienia izolacji cieplnej te części doprowadzeń do spirali, w których są osadzone termometry  $T_1$  i  $T_2$ , wykonano z winiduru. Rolę kalorymetru spełnia termos obiadowy o pojemności 1 l.

Wykonując doświadczenie przed wypełnieniem kalorymetru wodą należy włączyć kompresor i grzejnik oraz ustalić warunki przepływu powietrza, tzn. ciśnienie na manometrze (60—100 mm H<sub>2</sub>O) oraz temperaturę powietrza (ok. 80°C). Następnie nie wyłączając prądu odłączyć kalorymetr w punkcie  $W$ , wypełnić go wodą i poczekać na ustalenie temperatury początkowej wody.

#### 4. Wyznaczanie ciepła właściwego [6] i współczynnika temperaturowego oporu miedzi

Pomiar ciepła właściwego ciał stałych w zwykłych kalorymetrach jest kłopotliwy i obarczony dużym błędem. Do precyzyjnych pomiarów stosuje się metodę Euckena i Nernsta, w której doprowadza się do próbki umieszczonej w próżni określoną ilość energii elektrycznej:  $L = Uit$ . Próbka pokazana na rys. 3 jest walcem wykonanym z badanego materiału. Walec



Rys. 3. Przekrój przyrządu oraz schemat połączeń układu do wyznaczenia ciepła właściwego metali

ten posiada wydrążenie, do którego wchodzi drugi walec o mniejszej średnicy wykonany z tego samego materiału. Na mniejszym walec nawinięte jest uzwojenie grzejne wykonane z trzydziestu metrów drutu miedzianego DNE o średnicy 0,1 mm. Doprowadzona energia elektryczna zamienia się całkowicie na ciepło. Ciepło właściwe wyraża się wzorem:

$$c = \frac{Uit}{m(T_k - T_p)}$$

gdzie  $m$  oznacza masę mosiądku,  $T_k$  — temperaturę końcową,  $T_p$  — początkową. W miarę wzrostu temperatury próbki zmienia się opór uzwojenia grzejnego i natężenie prądu zmniejsza

się. Aby utrzymać stałą wartość natężenia  $i$  należy powoli zwiększać napięcie od  $U_p$  do  $U_k$ . Przyjmując wartość średnią napięcia otrzymuje się:

$$c = \frac{(U_k + U_p) \dot{m}}{2m(T_k - T_p)}. \quad (4)$$

(Można również utrzymywać stałe napięcie; wtedy w czasie doświadczenia natężenie będzie mało.) Temperaturę mierzy się za pomocą termopary miedź — konstantan wykonanej z drutu o średnicy 0,05 mm.

Praktycznie doświadczenie wykonuje się w następujący sposób. Próbką jest umieszczona na izolacyjnej podkładce pod kloszem próżniowym zestawu próżniowego produkowanego przez CEZAS. W talerzu stanowiącym podstawę klosza wykonano trzy przepusty próżniowe izolowane gumą i warstwą miki, przez które doprowadza się do próbki przewody termopary i prąd. Przed przystąpieniem do pomiaru należy odpompować aparaturę, a następnie włączyć prąd ( $i = 280$  mA). Należy utrzymywać stałą wartość natężenia w ciągu całego czasu trwania doświadczenia (50—60 min). Pomiar natężenia, napięcia i temperatury należy wykonywać w odstępach 5-minutowych. W czasie wykonywania doświadczenia temperatura próbki wzrasta o 20—30°C i straty ciepła można zaniedbać.

Korzystając z wyników doświadczenia można dodatkowo wyznaczyć współczynnik temperaturowy oporu drutu miedzianego definiowany wzorem:  $R = R_r(1 + \alpha T)$ , gdzie  $T$  oznacza różnicę pomiędzy temperaturą odpowiadającą oporowi  $R$  i temperaturą  $T_r$  odpowiadającą oporowi  $R_r$ . Ze względu na stałość natężenia otrzymuje się:

$$\frac{U}{U_r} = 1 + \alpha T. \quad (5)$$

Dla wszystkich punktów pomiarowych można wyliczyć stosunek  $U/U_r$  i wykreślić zależność  $\frac{U}{U_r}(T)$ . Stromość tego wykresu jest równa współczynnikowi  $\alpha$ . W omawianym doświadczeniu należy stosować mierniki klasy 0,5 (woltomierz o zakresie 10—15 V).

### 5. Wyznaczanie współczynnika przewodnictwa cieplnego metalu [5]

Szybkością przepływu energii cieplnej  $W = \frac{E}{t}$  przez pręt o dobrze izolowanych powierzchniach bocznych rządzi prawo Fouriera [6]:

$$W = -\lambda S \frac{\Delta T}{\Delta x}, \quad (6)$$

gdzie  $\lambda$  oznacza współczynnik przewodnictwa cieplnego,

$S$  — przekrój poprzeczny, a  $\frac{\Delta T}{\Delta x}$  — gradient temperatury wzdłuż pręta. W omawianym przypadku cała energia jest przenoszona z źródła — grzejnika  $G$  (rys. 4) do kąpieli chłodzącej  $K$ , a po upływie pewnego czasu od chwili włączenia grzejnika wzdłuż pręta  $P$  ustala się liniowy rozkład temperatury. Temperaturę mierzy się za pomocą termopar  $T_i$  rozmieszczonych w równych odstępach wzdłuż pręta. W doświadczeniu po ustaleniu się równowagi należy zmierzyć i wykreślić zależność temperatury pręta od odległości od grzejnika. Stromość linii uzyskanej na wykresie jest równa gradientowi temperatury z wzoru (6). Szybkość przepływu energii  $W$  wyraża się wzorem:

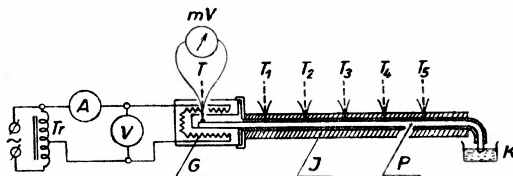
$$W = M' - M'',$$

w którym  $M'$  oznacza moc pobieraną przez grzejnik o temperaturze  $T$  w warunkach ustabilizowanego przepływu ciepła przez pręt, a  $M''$  — moc pobieraną przez grzejnik bez pręta po dobraniu napięcia zasilającego w ten sposób, by w warunkach pracy ciągłej temperatura grzejnika wynosiła również  $T$ . Tak więc współczynnik przewodnictwa wyraża się wzorem:

$$\lambda = - \frac{4(M' - M'')}{\pi \Phi^2 \Delta T / \Delta x}, \quad (7)$$

gdzie  $\Phi$  — średnica pręta.

W praktyce pomiary wykonuje się na pręcie aluminiowym lub mosiężnym o średnicy 10 mm i długości 80 cm. Wzdłuż pręta rozmieszczono 5 termopar miedź — konstantan wykonanych z drutu o średnicy 0,3 mm. Wzajemna odległość między termoparami wynosi 13 cm. Jedno ze spojów termopar jest w mechanicznym kontakcie z prętem. Temperaturę piecyka mierzy się termoparą żelazo — konstantan. Pręt jest owinięty potrójną warstwą sznurka azbestowego I,



Rys. 4. Schemat przyrządu do wyznaczenia przewodnictwa cieplnego metali

a jego „zimny koniec“ jest zagięty i ochładzany w kąpieli wodnej. Grzejnik jest wykonany z odpowiednio oprawionej wkładki do lutownicy mocy 200 W. Jest on zasilany prądem przemienicznym za pośrednictwem autotransformatora Tr. Moc mierzy się watomierzem lub zestawem woltomierz, amperomierz<sup>1</sup>.

#### 6. Wyznaczanie współczynnika przewodnictwa cieplnego szkła [5], [8]

W omawianym doświadczeniu wzór Fouriera (6) stosuje się do przypadku przepływu ciepła przez ścianki rurki o promieniu zewnętrznym  $r_2$ , wewnętrznym  $r_1$ , gdy temperatura na zewnątrz rurki wynosi  $T_2$ , a wewnątrz —  $T_1$ , jej długość  $l$ . Ciepło przepływa wtedy przez ścianki rurki o powierzchni  $S = 2\pi r l$  i wzór (6) można napisać w postaci:

$$dT = - \frac{W}{2\pi l \lambda} \frac{dr}{r}.$$

Całkując powyższe wyrażenie na całą grubość ścianek rurki otrzymuje się następujący wzór na prędkość przepływu ciepła:

$$W = - \frac{2\pi l \lambda}{\ln r_2 \ln r_1} (T_2 - T_1). \quad (8)$$

Prędkość przepływu ciepła  $W$  wyznacza się metodą kalorymetryczną. Szybkość wzrostu energii w kalorymetrze wyraża się wzorem:

$$\frac{\Delta E}{\Delta t} = (m_w c_w + E_k) \frac{\Delta T_k}{\Delta t}, \quad (9)$$

<sup>1</sup> Istnieje dalsza możliwość uproszczenia tego doświadczenia przez całkowite zaizolowanie grzejnika wraz z prętem. Wtedy moc pobierana przez grzejnik musi być równa szybkości przepływu ciepła.

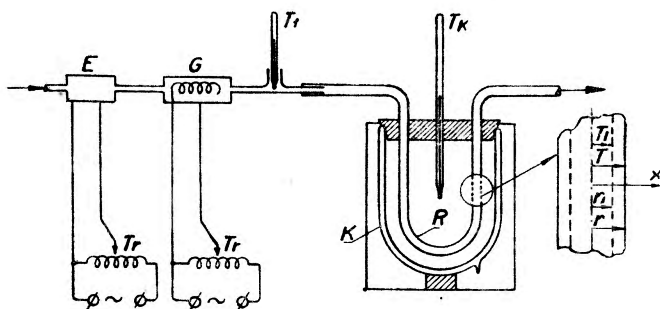
gdzie  $m_w$  oznacza masę cieczy kalorymetrycznej,  $c_w$  — jej ciepło właściwe,  $R_k$  — równoważnik kalorymetru, a  $\Delta T_k/\Delta t$  — prędkość zmiany temperatury w kalorymetrze. Gdy rurka zanurzona jest w cieczy kalorymetrycznej prędkość  $W$  przepływu ciepła przez ścianki rurki musi być równa prędkości wzrostu energii cieplnej w kalorymetrze:

$$W = \frac{\Delta E}{\Delta t}.$$

Podstawiając na  $W$  i  $\frac{\Delta E}{\Delta t}$  wyrażenia (8) i (9) otrzymuje się następujący wzór na współczynnik przewodnictwa cieplnego:

$$\lambda = - \frac{(m_w c_w + R_k) \frac{\Delta T_k}{\Delta t} \ln \frac{r_2}{r_1}}{2\pi l (T_2 - T_1)}. \quad (10)$$

Zestaw przyrządów stosowanych w doświadczeniu pokazano na rysunku 5. Temperatura początkowa wody w kalorymetrze powinna być około  $5^\circ\text{C}$  niższa od temperatury pokojowej. Następnie przez rurkę przepuszcza się silny strumień powietrza ogrzanego do temperatury



Rys. 5. Układ do wyznaczenia przewodnictwa cieplnego szkła

ok.  $70^\circ\text{C}$  i mierzy się co 30 s temperaturę  $T_k$  wody w kalorymetrze do chwili gdy wzrośnie ona o ok.  $10^\circ\text{C}$ . Korzystając z tych pomiarów należy wykreślić  $T_k(t)$  i z wykresu wyznaczyć stromość krzywej w temperaturze pokojowej, w której kalorymetr nie wymienia ciepła z otoczeniem.

Stromość ta jest równa prędkości wzrostu temperatury w kalorymetrze  $\frac{\Delta T_k}{\Delta t}$ . W warunkach

doświadczenia temperatura  $T_2$  zewnętrznej ścianki rurki jest równa temperaturze pokojowej, a temperatura  $T_1$  — temperaturze przepuszczanego powietrza. Rolę dmuchawy  $E$  spełnia odkurzacz elektryczny „alfa K2” zasilany za pośrednictwem autotransformatora  $Tr$ , co pozwala na regulację prędkości przepływu powietrza. Powietrze ogrzewa się za pomocą grzejnika  $G$  umieszczonego w ceramicznej części rury, a jego temperaturę mierzy termometr  $T_1$  o zakresie do  $100^\circ\text{C}$ . Rolę kalorymetru  $K$  spełnia termos obiadowy pojemności 0,5 l. Dokładność termometru  $T_k$  o zakresie  $50^\circ\text{C}$  wynosi  $0,1^\circ\text{C}$ . Przewodnictwo bada się dla rurki szklanej  $R$  o średnicach: zewnętrznej — 18 mm, wewnętrznej — 16 mm zgiętej w kształcie litery  $U$ . Jest ona zanurzona w cieczy kalorymetrycznej — wodzie na długość 20 cm.

## 7. Wyznaczanie współczynnika przewodnika cieplnego materiałów źle przewodzących [5], [9]

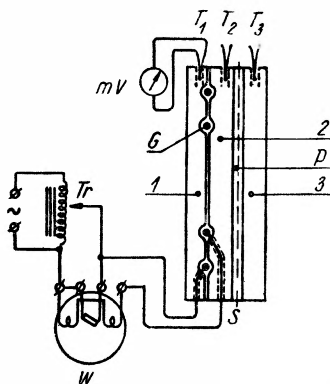
Współczynnik przewodnictwa materiałów źle przewodzących wyznacza się za pomocą układu pokazanego na rys. 6. Grzejnik  $G$  jest tu otoczony dwiema płytami mosiężnymi (1, 2) o kształtach tak dobranych, że przejmują one praktycznie całą energię cieplną. Do płytki 2 przy-

kłada się płytkę  $P$  wykonaną z badanego materiału. Płytkę mosiężną 3 przylega do  $P$ . Ze względu na jej duże przewodnictwo można przyjąć, że jej temperatura jest równa temperaturze powierzchni płytki  $P$ .

Po upływie pewnego czasu od chwili włączenia grzejnika ustala się równowaga dynamiczna, w której całkowita energia  $E$  wytworzona przez grzejnik jest przenoszona do otoczenia przez zewnętrzne powierzchnie płyt wynoszące odpowiednio:  $S_1, S_2, S_3$  i  $S_p$ . Zgodnie z wzorem Newtona [6] równowagę tę można opisać równaniem:

$$M = W = \frac{\Delta E}{\Delta t} = hS_1(T_1 - T) + hS_2(T_2 - T) + hS_p \left( \frac{T_2 + T_3}{2} - T \right) + hS_3(T_3 - T), \quad (11)$$

gdzie  $M$  — moc grzejnika,  $W = \frac{\Delta E}{\Delta t}$  — prędkość przenoszenia ciepła do otoczenia,  $h$  — współczynnik przewodnictwa zewnętrznego,  $T_1, T_2, T_3, T$  — temperatura odpowiedniej płytki,



Rys. 6. Przekrój i schemat połączeń elektrycznych przyrządu do wyznaczania przewodnictwa cieplnego izolatorów

$T$  — temperatura otoczenia. Dla płytki  $P$  przyjęto temperaturę średnią płytek 2 i 3. Prędkość przepływu energii przez płytkę  $P$  wynosi:

$$W_p = h \frac{S_p}{2} \left( \frac{T_2 + T_3}{2} - T \right) + hS_3(T_3 - T).$$

Zgodnie z prawem Fouriera (równ. 6) energię tę można wyrazić również wzorem:

$$W_p = -\lambda S \frac{T_3 - T_2}{d},$$

przy czym  $\lambda$  oznacza współczynnik przewodnictwa płytki  $P$ ,  $d$  — jej grubość a  $S$  — przekrój płytki mierzony wzdłuż powierzchni, której rzut pokazano na rysunku 6. Porównując ostatnie dwa wyrażenia otrzymuje się związek:

$$\lambda S \frac{T_3 - T_2}{d} = h \frac{S_p}{2} \left( \frac{T_2 + T_3}{2} - T \right) + hS_3(T_3 - T). \quad (12)$$

Eliminując współczynnik  $h$  z równań (11) i (12) otrzymuje się następujący wzór na współczynnik przewodnictwa cieplnego  $\lambda$  płytki  $P$ :

$$\lambda = \frac{Md \frac{S_p}{2} \left( \frac{T_2 + T_3}{2} - T \right) + S_3(T_3 - T)}{S(T_3 - T_2) \left[ S_1(T_1 - T) + S_2(T_2 - T) + S_p \left( \frac{T_2 + T_3}{2} - T \right) + S_3(T_3 - T) \right]}. \quad (13)$$

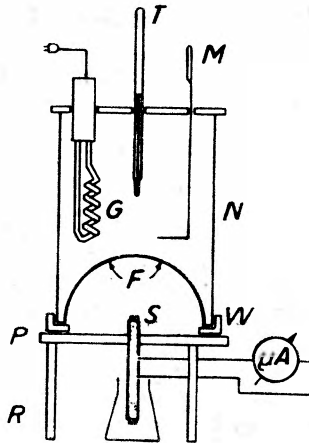
Zbudowany w Katedrze przyrząd posiada następujące wymiary: średnice płytek  $P_1, P_2, P_3$  i  $P$  wynoszą 120 mm, grubość płytki  $P$  — 4—5 mm, pozostałych — 10 mm. Temperaturę płytek mierzy się za pomocą termopar miedź — konstantan. Grzejnikiem jest izolowana ceramicznie spirala z drutu oporowego zasilana prądem przemiennym za pośrednictwem autotransformatora. Do pomiaru mocy stosuje się watomierz o zakresie 150 W; można również stosować woltomierz i amperomierz. Odstęp pomiędzy płytkami 1 i 2 wynosi 1 mm i jest wypełniony azbestem. W doświadczeniu wyznacza się współczynnik przewodnictwa cieplnego drewna, gumoidu, szkła itp.

### 8. Wyznaczanie zdolności pochłaniania powierzchni metalu [5]

Zgodnie z prawami Kirchhoffa i Stefana-Boltzmana dotyczącymi promieniowania temperaturowego [10] energia  $E$  emitowana przez ciało w temperaturze  $T$  wyraża się wzorem:

$$E = AS\sigma T^4,$$

w którym przez  $A$  oznaczono zdolność pochłaniania,  $S$  — powierzchnię ciała,  $\sigma$  — wielkość



Rys. 7. Przekrój przyrządu do wyznaczania zdolności pochłaniania powierzchni metalu

stałą. Jeżeli temperatura otoczenia  $T_1$  jest niższa od  $T$ , to ciało wypromieniowuje energię:

$$E = AS\sigma(T^4 - T_1^4). \quad (14)$$

W omawianym doświadczeniu porównuje się energię wypromieniowaną przez badane ciało z energią  $E_s$  wypromieniowaną w takich samych warunkach przez sadzę:

$$E_s = A_s S \sigma (T^4 - T_1^4). \quad (14a)$$

Pomiary energii wykonuje się za pomocą przyrządu pokazanego na rys. 7. Powierzchnią emitującą jest powierzchnia wewnętrzna półkuli stanowiącej dno naczynia  $N$ . Temperatura tej powierzchni jest równa temperaturze wody wypełniającej naczynie. Naczynie jest zaopatrzone w grzejnik  $G$ , termometr  $T$  i mieszałko  $M$ . Energia  $E$  wypromieniowana przez dno naczynia  $F$  pada na poczerzone spojenia termostosu  $S$  i wytwarza prąd o natężeniu  $i$ , przy czym zachodzi

związek:  $E = \frac{1}{k} i^2$ , gdzie  $k$  — współczynnik proporcjonalności. Zatem odpowiednio do równań (14) i (14a) zachodzą związki:

$$i^2 = kAS\sigma(T^4 - T_1^4),$$

$$i_s^2 = kA_s S \sigma (T^4 - T_1^4).$$

Dzieląc stronami ostatnie dwa równania otrzymuje się związek:

$$A = A_s \frac{i_s^2}{i_s^2} \quad (16)$$

pozwalający wyznaczyć zdolność pochłaniania  $A$ . Wystarczy w tym celu dla tych samych temperatur  $T$  wykonać pomiary natężenia prądu dla badanej powierzchni oraz prądu  $i_s$  dla identycznej powierzchni wyczernionej sadzą.

Do pomiarów stosuje się dwa równe naczynia mosiężne o średnicy 160 mm i wysokości 200 mm. Promień półkuli stanowiącej dno naczynia wynosi 70 mm. Do podgrzewania wody zastosowano grzałkę nurkową mocy 200 W. Termometr  $T$  posiada zakres do 100°C. Termostos składa się z 5 termopar miedź — konstantan. Podstawka  $P$  jest wykonana z gumoidu i ustawiona na trzech nogach  $R$ , a naczynie opiera się na trzech wspornikach  $W$ . Podstawka zabezpiecza dolne spojenia termostosu przed ogrzewaniem bezpośrednim od naczynia. Dolne końce termostosu trzeba zabezpieczyć przed przypadkowymi ruchami powietrza; rolę tę spełnia zlewka  $Z$ . Pomiary wykonuje się dla 5 różnych wartości temperatury  $T$ .

### 9. Wyznaczanie współczynnika lepkości powietrza [5], [8]

Zgodnie z prawem Poiseuille'a [11] masa  $M$  cieczy lepkiej wypływającej w sposób stacjonarny i laminarny wyraża się wzorem:

$$M = \frac{\pi \rho R^4}{8\eta} \left( \frac{dp}{dx} \right) t, \quad (17)$$

w którym  $\rho$  oznacza gęstość cieczy,  $R$  — promień wewnętrzny rurki, przez którą wypływa ciecz,  $\eta$  — współczynnik lepkości,  $dp$  — różnicę ciśnień na końcach odcinka rurki o długości  $dx$ ,  $t$  — czas wypływu. Stosując powyższy wzór dla gazów należy uwzględnić zmiany gęstości przy rozprężaniu. Korzystając z wzoru Clapeyrona gęstość można wyrazić wzorem:

$$\rho = \frac{m p}{k T}, \quad (18)$$

gdzie  $m$  oznacza masę drobin,  $k$  — stałą Boltzmana,  $T$  — temperaturę. Podstawiając powyższe wyrażenie do równania (17) otrzymuje się zależność:

$$p dp = \frac{8\eta M k T}{\pi m R^4 t} dx,$$

która po scałkowaniu na całą długość rurki  $l$  i wykonaniu prostych przekształceń przyjmuje postać:

$$M = \frac{\pi m R^4 (P_0^2 - P^2)}{16 \eta l k T} t,$$

przy czym  $P$  i  $P_0$  oznaczają ciśnienia na początku rurki i na jej końcu. Ponieważ gęstość gazu wypływającego z rurki wynosi (wzór 18):  $\rho_0 = m P_0 / k T$ , a  $\rho_0 = M / V_0$ , gdzie  $V_0$  oznacza objętość gazu pod ciśnieniem  $P_0$ ; ostatecznie objętość wypływającego gazu wyrazi się wzorem:

$$V_0 = - \frac{\pi R^4}{16 \eta l} \frac{P^2 - P_0^2}{P_0} t. \quad (19)$$

W doświadczeniu powietrze wypływa przez rurkę ze zbiornika o objętości  $V_z$ . Zgodnie z prawem Boyle'a-Mariotte'a ( $P_0 V_0 = P V_z$ ) zachodzi związek:

$$\frac{dV_0}{dt} = \frac{V_z}{P_0} \frac{dP}{dt}$$



Podstawiając na  $V_0$  wartość z wzoru (19) otrzymuje się:

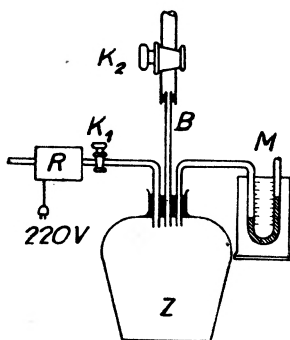
$$-\frac{\pi R^4}{16\eta l}(P^2 - P_0^2) = V_z \frac{dP}{dt},$$

skąd po scałkowaniu i wykonaniu prostych przekształceń otrzymuje się następujący wzór na współczynnik lepkości powietrza:

$$\eta = \frac{\pi R^4 P_0}{8lV_z} \frac{t}{\ln \frac{P_1 - P_0}{P_1 + P_0} - \ln \frac{P_2 - P_0}{P_2 + P_0}}, \quad (20)$$

w którym  $P_1$  oznacza ciśnienie początkowe w zbiorniku,  $P_2$  — ciśnienie końcowe,  $t$  — czas wypływu powietrza.

Do wykonania doświadczenia stosuje się układ pokazany na rys. 8. Składa się on z kompresora  $R$ , którym jest pompa rotacyjna, butli  $Z$  o pojemności około 50 dm<sup>3</sup>, manometru



Rys. 8. Przekrój przyrządu do pomiaru współczynnika lepkości powietrza

ręciowego  $M$ , rurki  $B$  o średnicy wewnętrznej 1,5 mm i długości 1 m oraz kranów  $K_1$  i  $K_2$ . Początkowe ciśnienie  $P_1$  wynosi około 80 mm Hg, czas  $t$  około 5 s.

#### 10. Wyznaczanie masy drobinowej cukru metodą krioskopową [5]

Zgodnie z prawami Raoult'a i Van't Hoffa dla rozcieńczonych roztworów występuje obniżenie temperatury krzepnięcia —  $\Delta T$  wyrażające się następującym wzorem (6):

$$-\Delta T = R \frac{mT^2}{m_0\mu L}, \quad (21)$$

w którym przez  $R$  oznaczono stałą gazową,  $T$  — temperaturę krzepnięcia rozpuszczalnika,  $L$  — ciepło topnienia,  $\mu$  — masę drobinową ciała rozpuszczonego,  $m$  — liczbę gramów ciała rozpuszczonego,  $m_0$  — liczbę gramów rozpuszczalnika. Jeżeli ponadto wprowadzi się pojęcie drobinowego obniżenia temperatury krzepnięcia —  $\Delta T_d$  zdefiniowanego dla 100 gramów rozpuszczalnika  $m = \mu$ :  $-\Delta T_d = \frac{RT^2}{100L}$ , to masa drobinowa ciała rozpuszczonego wyrazi się

wzorem:

$$\mu = \frac{100\Delta T_d m}{\Delta T m_0}. \quad (22)$$

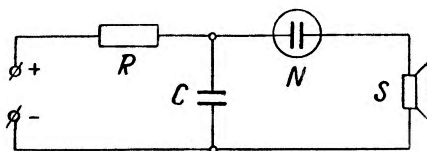
W doświadczeniu wyznacza się masę drobinową cukru z obniżenia temperatury krzepnięcia jego roztworu wodnego o stężeniach 2, 4, 6, 8%, przyjmując z tablic wartości  $\Delta T_d$ . Do ochładzania roztworu stosuje się mieszaninę lodu z solą. Mieszaninę oziębiającą umieszcza się w termosie obiadowym, a 10 g roztworu w probówce zawierającej równocześnie termometr o zakresie od  $-10^\circ\text{C}$  o dokładności  $0,1^\circ\text{C}$ . Temperaturę krzepnięcia określa się z przebiegu zależności temperatury roztworu od czasu. Temperaturze krzepnięcia odpowiada odcinek wykresu przebiegający równoległe do osi czasu.

### 11. Badanie ruchów Browna i wyznaczanie średnicy cząstek zawiesiny [5]

Zgodnie z teorią Smoluchowskiego-Einsteina średni kwadrat przesunięcia  $\overline{\Delta x^2}$  w kierunku  $x$  w czasie  $t$  dla kulistych cząstek zawiesiny wyraża się wzorem (6):

$$\overline{\Delta x^2} = \frac{kTt}{3\pi\eta r}, \quad (23)$$

w którym  $k$  oznacza stałą Boltzmanna,  $T$  — temperaturę bezwzględną,  $t$  — czas pomiędzy obserwacjami,  $\eta$  — współczynnik lepkości cieczy,  $r$  — promień cząstki. W omawianym doświadczeniu wzór (23) stosuje się do wyznaczania promienia drobin zawiesiny. Do wykonania do-



Rys. 9. Schemat połączeń elektrycznych znacznika czasu ( $R = 3 \text{ M}\Omega$ ,  $C = 15 \text{ }\mu\text{F}$ ,  $N$  — stabilizator StR70/6,  $S$  — słuchawki telefoniczne)

świadczenia stosuje się następujące przyrządy: mikroskop biologiczny z obiektywem imersyjnym i przyrządem rysunkowym (okularzem rysowniczym) o łącznym powiększeniu 100—150 razy, lampę mikroskopową, lampę stołową, szkiełko podstawowe do mikroskopów i znacznik czasu dający sygnały akustyczne w odstępach 5-minutowych. Ruchy Browna obserwuje się w wodnej zawieszynie mastyksu lub gumiguty. W doświadczeniu należy w równych odstępach czasu przynajmniej 10-krotnie zaznaczyć na kartce kolejne położenia jednej cząstki, zaznaczyć kolejność położenia i stąd rzutując wszystkie odcinki łączące sąsiednie punkty na jeden kierunek zmierzyć  $\Delta x_i$  i wyliczyć  $\overline{\Delta x^2}$ . Wyliczając promień drobin z wzoru (23) na  $T$  przyjmując należy temperaturę pokojową, a współczynnik lepkości odczytać z tablic. Budowę znacznika czasu będącego właściwie generatorem drgań relaksacyjnych pokazano na rys. 9.

Serdecznie dziękuję Panu Profesorowi Dr S. Szczeniowskiemu za zainteresowanie i recenzję powyższej pracy. Dziękuję również współpracownikom z Katedry Fizyki Doświadczalnej za pomoc przy ustawianiu nowych doświadczeń, a Panu Drowi G. Pawlickiemu z Politechniki Warszawskiej za krytyczne przeczytanie pracy.

**Abstract:** This paper is a continuation of an earlier one [2]; its aim is to accommodate the laboratory to the new program [1]. It contains a list of experiments in heat and molecular physics being performed in the Physics Laboratory I of the A. Mickiewicz University Experimental Physics Department at Poznań. A short specification of instruments necessary in the new experiments is given as follows:

1. Determination of linear expansion coefficient, by means of an electrically heated rod,
2. Constant pressure specific heat determination for air, using a calorimeter,
3. Specific heat of metals by the method of Eucken and Nernst and temperature resistance coefficient determination of copper,
4. Determination of the thermal conductivity of metals,
5. Determination of the thermal conductivity of glass,
6. Determination of the thermal conductivity of poor conductor,
7. Determination of the absorption coefficient of metal surfaces,
8. Determination of the viscosity coefficient of air,
9. Atomic mass determination for sugar by cryoscopic method,
10. Brown's motion and particle diameter determination.

#### Literatura

- [1] H. Szydłowski, *I pracownia fizyczna*, Postępy Fizyki **17**, 331 (1966).
- [2] H. Szydłowski, *Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej*, Postępy Fizyki (w druku).
- [3] T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Warszawa 1967.
- [4] A. Zawadzki, H. Hofmokr i in., *Laboratorium fizyczne*, Warszawa 1964.
- [5] H. Szydłowski, *I pracownia fizyczna*, wybrane doświadczenia (skrypt), Wydawn. UAM, Poznań 1966.
- [6] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, cz. II, Warszawa 1964.
- [7] T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Warszawa 1959.
- [8] Cavendish Laboratory, Cambridge, *Practical Class in Mechanics, Optics and Heat* (opisy doświadczeń).
- [9] University of Durhan, Newcastle upon Tyne, *Level II Physics Laboratory* (opisy doświadczeń).
- [10] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, cz. IV, Warszawa 1966.
- [11] S. Frisz, A. Timoriewa, *Kurs fizyki*, tom I, Warszawa 1955, § 41.

*Henryk Szydłowski*

Katedra Fizyki Doświadczalnej  
Uniwersytetu im. A. Mickiewicza  
Poznań

## Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej Prąd stały i elektrostatyka

New Experiments for the I<sup>st</sup> Physics Laboratory. Direct current and electrostatics

### 1. Elektryczność w I pracowni fizycznej

Doświadczenia z elektryczności stanowią najliczniejszą grupę tematyczną w I Pracowni Fizycznej UAM. Każdy student wykonuje 9 doświadczeń z tego działu, co stanowi ponad 35% całości. Takie podkreślenie omawianego działu jest uzasadnione zarówno rolą jaką elektryczność spełnia w życiu codziennym, technice i nauce, jak również obszernością tego działu fizyki. Tematy doświadczeń dotyczą następujących zagadnień: prąd stały, elektrostatyka, mierniki elektryczne, indukcja elektromagnetyczna i magnetyczne własności materii, prąd przemienny, podstawy elektroniki, półprzewodniki, zjawisko fotoelektryczne oraz fale elektromagnetyczne. Wyboru tematów i metod pomiarowych dokonano w ten sposób, by każdy student poznał następujące przyrządy: amperomierz, woltomierz, watomierz, fabryczny mostek Wheatstone'a, opornik suwakowy i dekadowy, transformator, autotransformator, lampę elektronową i oscylograficzną (oscylograf), diodę półprzewodnikową oraz generator i detektor fal elektromagnetycznych. Podobnie jak w innych działach [1], [2] istnieje tu pięć niezależnych kompletów doświadczeń:

#### I

1. Pomiar oporu za pomocą mostka Wheatstone'a [4], [3], [5].
2. Badanie rozkładu potencjału za pomocą sondy płomykowej [3].
3. Badanie charakterystyki prądnic [3].
4. Wyznaczanie krzywej pierwotnej namagnesowania za pomocą strumieniomierza [3], [5].
5. Badanie transformatora [4].
6. Pomiar prędkości termoelektronów metodą pola hamującego [3].
7. Badanie prostowania prądu przemiennego za pomocą oscylografu [4].
8. Badanie fotokomórki [6], [7].
9. Badanie dyfrakcji mikrofal [6].

#### II

1. Wyznaczanie charakterystyki łuku elektrycznego [3].
2. Wyznaczanie stałej dielektrycznej próżni [6].
3. Badanie bocznikowego silnika prądu stałego [6].

4. Pomiar natężenia pola magnetycznego za pomocą strumieniomierza [3], [6].
5. Pomiar przesunięcia fazowego za pomocą oscylografu [4].
6. Badanie własności lampy neonowej [6], [7].
7. Badanie charakterystyki termistora [6], [8].
8. Badanie zjawiska fotoelektrycznego [7], [6].
9. Badanie elektromagnetycznej fali stojącej wzdłuż drutów Lechera [3].

### III

1. Pomiar siły elektromotorycznej metodą kompensacji [4].
2. Pomiar ładunku kondensatora metodą graficznego całkowania [3].
3. Wzorcowanie woltomierza [3].
4. Pomiar podatności ciał paramagnetycznych metodą wagową [3], [6].
5. Pomiar przesunięcia fazowego za pomocą watomierza [3].
6. Badanie czułości lampy oscylograficznej [3].
7. Wyznaczanie charakterystyki diody germanowej [3], [6], [8].
8. Wyznaczanie stężeń roztworu za pomocą fotokolorymetru Langego [3].
9. Badanie struktury fali elektromagnetycznej [3].

### IV

1. Badanie zjawiska elektrolizy [4], [5].
2. Wzorcowanie termoogniwa [4].
3. Wzorcowanie amperomierza [3].
4. Wyznaczanie przebiegu pętli histerezy metodą Gaussa [3].
5. Wyznaczanie współczynnika indukcji własnej i pojemności w obwodzie prądu przemien-  
nego [4].
6. Wyznaczanie ładunku właściwego elektronu [3], [6].
7. Badanie charakterystyki tranzystora [3], [6], [8].
8. Badanie charakterystyki fotodiody [6].
9. Badanie dobroci obwodów rezonansowych RLC [6].

### V

1. Wyznaczanie napięcia przez pomiar ciepła Joule'a [3].
2. Wyznaczanie ładunku kulki w polu elektrostatycznym [3].
3. Wyznaczanie oporu wewnętrznego miliamperomierza za pomocą mostka Wheatstone'a [4].
4. Obserwacja pętli histerezy magnetycznej metodą oscylograficzną [6], [9].
5. Badanie zjawiska rezonansu elektrycznego [3], [5].
6. Badanie charakterystyki anodowej i siatkowej triody [4].
7. Badanie wpływu temperatury na opór półprzewodnika, przewodnika i stopu oporowego [3].
8. Badanie charakterystyki fotoopornika [3], [8].
9. Pomiar długości fali mikrofal [6].

Szczególnie należy podkreślić, że do Pracowni wprowadzono po kilka doświadczeń z elektrostatyki, magnetyzmu, półprzewodników i fal elektromagnetycznych. Równocześnie z programu Pracowni usunięto niektóre elementarnie proste doświadczenia oraz takie, które dają wyniki niepewne. W doświadczeniach elektrostatycznych zrezygnowano ze źródeł napięcia pracujących na zasadzie elektrostatycznej (generator van de Graaffa, maszyna elektrostatyczna, multiplikator napięć itp.), ponieważ wymagają one obsługi ciągłej i działają w sposób niepewny. Jako źródła wysokiego napięcia zastosowano zasilacze elektronowe, za pomocą

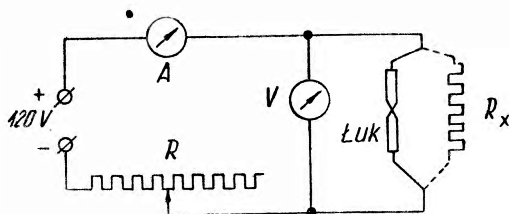
których otrzymuje się powtarzalne wyniki niezależne od warunków atmosferycznych, a doświadczenia mogą być wykonywane przez jedną osobę.

Spośród wymienionych tu tematów wiele nie jest opracowanych w ogólnie dostępnych podręcznikach [4], [5]. Będą one opracowane nieco szerzej w kilku kolejnych pracach.

## 2. Wyznaczanie charakterystyki łuku elektrycznego [10], [11]

Wyładowanie łukowe jest przykładem zjawiska nie stosującego się do prawa Ohma. Jeżeli opór zdefiniuje się jako nachylenie (stromość) krzywej przedstawiającej zależność napięcia  $U$  od natężenia  $i$ :  $R = \frac{\Delta U}{\Delta i}$ , to w przypadku wyładowania łukowego posiada on wartość ujemną zależną od natężenia prądu. Celem omawianego doświadczenia jest wyznaczenie przebiegu charakterystyki łuku dla elektrod wykonanych z różnych materiałów i porównanie tych charakterystyk z charakterystyką zwykłego opornika stosującego się do prawa Ohma.

W doświadczeniu stosuje się układ pokazany na rys. 1, a pomiary wykonuje się dla elektrod węglowych, mosiężnych i żelaznych oraz dla opornika  $R_x$  włączonego zamiast łuku. Po zapaleniu



Rys. 1. Układ do badania łuku elektrycznego

łuku należy bardzo szybko wykonać serię pomiarów natężenia  $i_k$  oraz napięcia  $U_k$  dla około 6 różnych położenia suwaka opornika  $R$ . Gdy łuk ulega samoczynnemu przerwaniu, należy poczekać do chwili ostygnięcia elektrod, po czym zmierzyć ich odległość. Pomiary powtarza się kilkakrotnie dla każdej pary elektrod. Dla porównania przebiegu charakterystyk wykonuje się wspólny wykres przedstawiający po jednej krzywej dla każdej pary elektrod i dla opornika  $R_x$ . Do wykresu wybrać należy najbardziej udane serie pomiarów.

W doświadczeniu stosuje się następujące przyrządy: amperomierz do 10 A i woltomierz do 150 V (prąd stały, klasa 1,5), dwa oporniki suwakowe o oporze 3 i 7  $\Omega$  i maksymalnym natężeniu do 10 A oraz lampę łukową osłoniętą osłoną chroniącą przed szkodliwym działaniem światła łuku. Stosowana w Pracowni lampa została wykonana na specjalna zamówienie, lecz można stosować również lampy produkowane przez CEZAS.

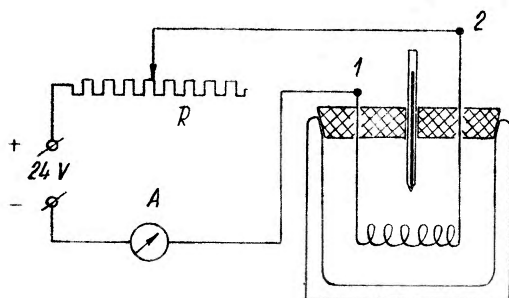
## 3. Wyznaczanie napięcia przez pomiar ciepła Joule'a-Lenza [4]

Celem doświadczenia jest pomiar napięcia  $U$  wprost z definicji:

$$U = \frac{M}{i} \text{ lub } U = \frac{L}{it} \quad (1)$$

W doświadczeniu pracę  $L$  wykonuje prąd o natężeniu  $i$  płynący przez spiralę zanurzoną w kalorymetrze służącym do pomiaru pracy (ciepła). Natężenie prądu mierzy się amperomierzem klasy 0,5, czas  $t$  — sekundomierzem, a temperaturę — termometrem o dokładności 0,1°C. Rolę kalorymetru spełnia termos obiadowy o pojemności 0,5 litra. Układ połączeń elektrycz-

nych pokazano na rys. 2. Wynik uzyskany w doświadczeniu jest napięciem panującym na zaciskach spirali w punktach 1 i 2 (rys. 2). Stałą kalorymetru wyznaczono doświadczalnie; jest ona podana w jednostkach układu SI. Opornik  $R$  jest opornikiem suwakowym o oporze



Rys. 2. Układ do wyznaczania napięcia przez pomiar ciepła Joule'a-Lenza

ok.  $50 \Omega$ . W doświadczeniu przepuszcza się prąd o natężeniu 1—2 A do chwili, gdy temperatura w kalorymetrze wzrośnie o ok.  $5^\circ\text{C}$ .

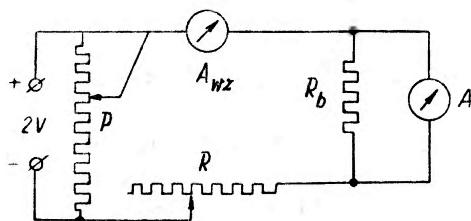
#### 4. Wzorcowanie mierników elektrycznych [10], [11]

Celem doświadczeń (wzorcowanie amperomierza i wzorcowanie woltomierza) jest ugruntowanie wiadomości o budowie, działaniu i zmianie zakresów mierników elektrycznych. Zrezygnowano z klasycznych doświadczeń z galwanometrem zwierciadłowym, ponieważ obecnie mierniki tego typu stosuje się tylko w bardzo wyjątkowych przypadkach, w związku z czym trudne do opanowania umiejętności ustawiania i wyznaczania czułości galwanometru są mało przydatne w praktyce. Nawet galwanometry najwyższej czułości ( $10^{-11}$  A/dz) produkowane są jako przyrządy z plamką świetlną, które poza precyzją wykonania i sposobem odczytu nie różnią się od innych mierników.

Stosowane obecnie mierniki są całkowicie obudowane i w laboratorium studenci nie mogą zobaczyć ich budowy wewnętrznej. Przygotowano więc gabloty, w których umieszczono pozbawione zewnętrznej obudowy mierniki oraz najważniejsze ich części zdemontowane z podobnych egzemplarzy.

##### a. Wzorcowanie amperomierza

Wykonywane w tym doświadczeniu wzorcowanie polega na przyporządkowaniu natężenia prądu poszczególnym działkom skali miernika wzorcowanego o nieznanym zakresie. W tym celu w szereg z miernikiem wzorcowanym włącza się miernik wzorcowy, którym jest trójzakresowy



Rys. 3. Obwód elektryczny do wzorcowania amperomierza

miliamperomierz (rys. 3). Dalszym zadaniem jest wyznaczenie oporu wewnętrznego miernika wzorcowanego. W tym celu równolegle do miernika włącza się opornik dekadowy spełniający rolę bocznika, i tak dobiera opór  $R_b$ , by obydwa mierniki równocześnie wychylały się na pełen

zakres; w obwodzie płynie wtedy prąd o natężeniu  $i$ . Opór wewnętrzny wylicza się z wzoru:

$$R_w = R_b \frac{i - i_m}{i_m}, \quad (2)$$

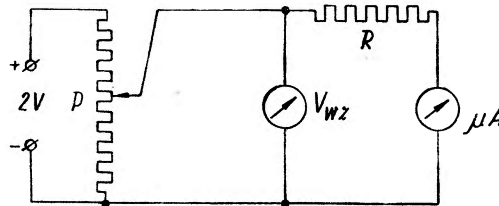
który wynika z II prawa Kirchhoffa ( $i_m$  — zakres miernika wzorcowanego, tzn. natężenie prądu wychylającego ten miernik na pełen zakres).

Znając wartości  $i_m$  oraz  $R_w$  można wyliczyć teoretycznie opór  $R'_b$  bocznika, który pozwoli przeskalować wzorcowany miernik na miliamperomierz o zakresie  $i'$ . Wartość  $R'_b$  nastawia się na oporniku dekadowym i sprawdza zgodność maksymalnych wychyleń. Jeżeli nie są one zgodne, dobiera się taką wartość  $R''_b$ , by maksymalne wychylenia były zupełnie zgodne. Następnie powtarza się wzorcowanie i sprawdza zgodność wyników  $R'_b$  i  $R''_b$  (por. odnośnik 1, wzór 1).

W praktyce jako miernik wzorcowy stosuje się magnetoelektryczny miliamperomierz klasy 0,5 o zakresach 0,5; 2; 10 mA. Miernikiem wzorcowanym jest miernik tablicowy o zakresie (nieznanym) ok. 0,4 mA. Opornik  $R_b$  jest opornikiem 4-dekadowym o zakresie od 0,1 do 1000  $\Omega$ . Potencjometr  $P$  i opornik  $R$  są opornikami suwakowymi o oporze ok. 200  $\Omega$ . W doświadczeniu stosuje się prąd stały o napięciu 2 V; źródłem prądu jest prostownik selenowy.

#### b. Wzorcowanie woltomierza

Celem omawianego doświadczenia jest przebudowanie mikroamperomierza na woltomierz. Stosuje się do tego układ pokazany na rys. 4. Doświadczenie rozpoczyna się od wyliczenia teoretycznej wartości  $R_t$  oporu, który należy włączyć w szereg z mikroamperomierzem, by



Rys. 4. Obwód elektryczny do wzorcowania woltomierza

ograniczyć natężenie prądu do wartości  $i_m$  po przyłożeniu napięcia  $U_1$  określonego największym zakresem woltomierza. Pomijając opór wewnętrzny mikroamperomierza otrzymuje się:

$$R_t = U_1 i_m^{-1}. \quad (3)$$

Wartość powyższą nastawia się na oporniku  $R_w$  i po podłączeniu układu do źródła prądu redukuje się opór do wartości  $R_d$ , dla której obydwa mierniki równocześnie wychylają się maksymalnie. Różnica:

$$R_t - R_d = R_w \quad (4)$$

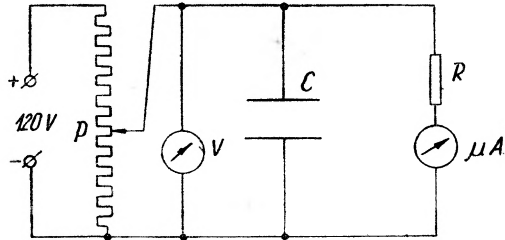
jest równa oporowi wewnętrznemu mikroamperomierza. Wylicza się również wartości oporów  $R_2$  i  $R_3$ , które włączone w szereg z mikroamperomierzem pozwolą mierzyć napięcia  $U_2$  i  $U_3$  odpowiadające pozostałym zakresom woltomierza wzorcowego. Wzorcowanie wykonuje się dla wszystkich trzech omawianych przypadków.

W doświadczeniu stosuje się następujące przyrządy: źródło prądu o napięciu 2 V, potencjometr  $P$  (opornik suwakowy 200  $\Omega$ ), opornik 4-dekadowy od 1 do 10 000  $\Omega$ , mikroamperomierz tablicowy do 150  $\mu A$  oraz miliwoltomierz wzorcowy klasy 0,5 o zakresach 500, 200 i 100 mV.



### 5. Pomiar ładunku kondensatora metodą graficznego całkowania [3], [11]

W doświadczeniu stosuje się układ pokazany na rys. 5. Potencjometr  $P$  służy do korygowania ewentualnych zmian napięcia, którego wartość pokazuje woltomierz  $V$ . Przez krótkotrwałe zamknięcie włącznika  $W$  ładuje się kondensator do napięcia  $U$ . Rozładowanie zachodzi



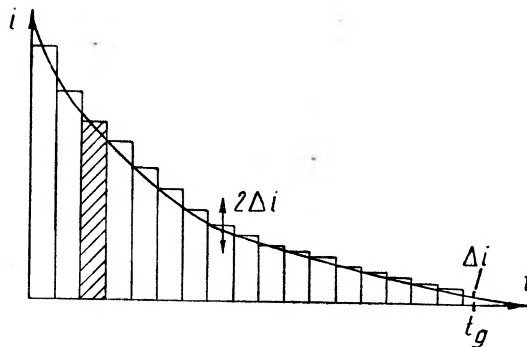
Rys. 5. Układ do wyznaczania pojemności metodą graficznego całkowania

przez opornik  $R$  i mikroamperomierz  $\mu A$ . Napięcie na okładkach kondensatora maleje w sposób wykładniczo według równania:

$$U = U_0 \exp\left(-\frac{t}{RO}\right) \quad (5)$$

Wykładniczo maleje również natężenie prądu.

Na wstępie wylicza się wartości oporu  $R$  zabezpieczającego mikroamperomierz (wzór 3) i sprawdza czy zastosowano opornik o właściwym oporze. Najważniejszą częścią doświadczenia jest ustalenie przebiegu krzywej rozładowania. W tym celu należy zmierzyć czasy  $t_1, t_2, \dots$ .



Rys. 6. Ilustracja sposobu wyznaczania ładunku kondensatora

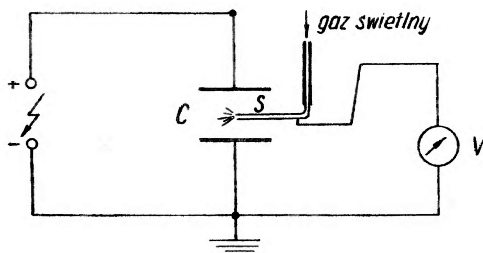
po których natężenie prądu opada od  $i_0$  do ustalonych z góry wartości  $i_1, i_2, \dots$  (10—15 punktów pomiarowych). Pomiary powyższe powtarza się trzykrotnie i uśrednia. W oparciu o uzyskane wyniki sporządza się wykres, a powierzchnię pod krzywą dzieli w sposób pokazany na rysunku 6. Następnie wylicza się powierzchnię każdego prostokąta wyrażając ją w  $\mu C (= \mu A \cdot s)$  i sumuje. Sumowanie należy zakończyć dla współrzędnej  $t_g$ , dla której wysokość prostokąta jest równa błędowi  $\Delta i$ . Błąd  $\Delta Q$  wyraża się wzorem:  $\Delta Q = t_g \cdot \Delta i$ . Znając ładunek, można wyliczyć pojemność kondensatora ze wzoru:

$$C = \frac{Q}{U} \quad (6)$$

W doświadczeniu stosuje się następujące przyrządy: źródło prądu stałego o napięciu 120 V, opornik suwakowy  $3\text{ k}\Omega$  (potencjometr  $P$ ), woltomierz prądu stałego do 150 V, kondensator wysokonapięciowy (4 kV) o pojemności  $2\text{--}4\ \mu\text{F}$ , mikroamperomierz do  $150\ \mu\text{A}$ , opornik radiowy o oporze ponad  $1\text{ M}\Omega$  zamontowany na płytce z zaciskami tablicowymi i sekundomierz.

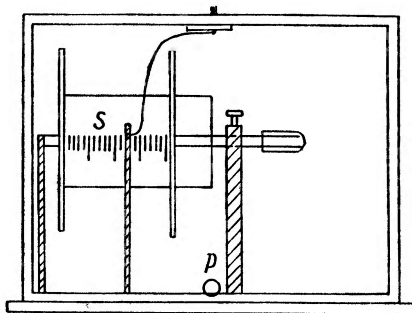
## 6. Badanie rozkładu potencjału za pomocą sondy płomykowej [3], [11]

Celem doświadczenia jest badanie rozkładu potencjału w przestrzeni pomiędzy okładkami kondensatora płaskiego. Potencjał mierzy się względem ujemnej, uziemnionej okładki kondensatora. Urządzenie pomiarowe składa się z sondy połączonej z elektrometrem (rys. 7).



Rys. 7. Obwód elektryczny do pomiaru potencjału

Sonda, którą jest cienka rurka metalowa, w polu przyjmuje potencjał równy potencjałowi panującemu w danym punkcie. Ze względu na to, że zaindukowany na sondzie ładunek swobodny odplywa częściowo do elektrometru, następuje obniżenie jej potencjału. Zatem chcąc uzyskać prawidłowe wskazanie należy ubytek skompensować. W tym celu mały obszar wokół sondy jonizuje się za pomocą płomienia. Powstałe jony oddają swój ładunek sondzie kompen-



Rys. 8. Szkic aparatury do badania rozkładu potencjału

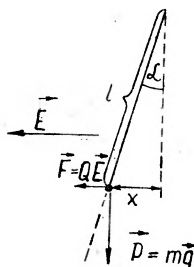
sując ubytek. Przebieg potencjału wyznacza się wzdłuż osi płytek kondensatora w kilkumilimetrowych odstępach na całej dostępnej długości.

W stosowanym układzie źródłem napięcia jest zasilacz elektronowy dający napięcia 1, 2, 3, 4, lub 5 kV. Do pomiaru potencjału zastosowano woltomierz elektrostatyczny o zakresie 5 kV. Kondensator posiada płytki o średnicy 10 cm, a ich odległość można zmieniać w granicach od 3 do 10 cm. Jest on zamknięty w oszklonej gablocie zaopatrzonej w drzwiczki (rys. 8). W drzwiczkach zamontowano urządzenie zabezpieczające, które automatycznie wyłącza prąd w przypadku gdy gablota jest otwarta. Wzajemną odległość płytek kondensatora odczytuje się na lustrzanej skali znajdującej się na tylnej ścianie gabloty. Sonda S jest wykonana

z igły lekarskiej o średnicy 0,5 mm i długości 60 mm. Do igły tej za pomocą cienkiej rurki doprowadzono gaz świetlny, który, paląc się na jej końcu bardzo małym płomykiem, stanowi źródło jonów kompensujących ładunek sondy. Całą sondę zamontowano na statywie zaopatrzonej w mechanizm pozwalający na zdalne jej przesuwanie oraz w skalę. Pokrętko  $P$ , służące do przesuwania sondy, znajduje się na zewnątrz gabloty.

### 7. Wyznaczanie ładunku kulki w polu elektrostatycznym [3], [11]

W omawianym doświadczeniu, pomiędzy okładkami kondensatora płaskiego, zawieszona jest na cienkiej nici stylonowej kuleczka wykonana z korka pokrytego cienką warstwą folii cynowej. Po zetknięciu z jedną z płytek kondensatora kulka ładuje się. Na kulkę obdarzoną

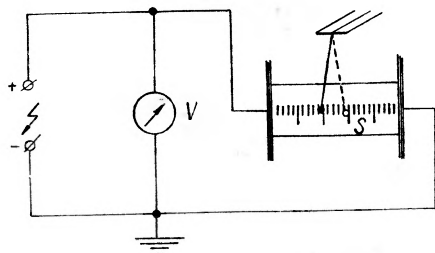


Rys. 9. Odchylenie naładowanej kulki w polu elektrostatycznym

ładunkiem działa siła  $F$  wychylająca ją z położenia równowagi o kąt  $\alpha$  (rys. 9). Siła ta wyraża się wzorem:

$$F = QE, \quad (7)$$

gdzie  $Q$  — ładunek kulki,  $E$  — natężenie pola elektrostatycznego. Wartość siły  $F$  wyciągnąć można z wychylenia kulki:  $F = mg \frac{x}{l}$ , gdzie  $x$  — wychylenie,  $m$  — masa kulki,  $g$  — przyspie-



Rys. 10. Schemat układu do wyznaczania ładunku kulki w polu elektrostatycznym

szenie ziemskie, a  $l$  — długość nici. Natężenie pola elektrostatycznego jest stosunkiem napięcia  $U$  panującego na okładkach do ich wzajemnej odległości  $d$ :  $E = \frac{U}{d}$ . Zatem wzór (7) przyjmuje postać:

$$Q = \frac{mgxd}{lU}. \quad (8)$$

W doświadczeniu stosuje się kondensator płaski o średnicy płytek 25 cm, których wzajemna odległość wynosi  $d = 7$  cm. Kondensator jest ładowany z zasilacza elektronowego dającego napięcia 1, 2, 3, 4 lub 5 kV. Wartość przyłożonego napięcia mierzy się za pomocą woltomierza elektrostatycznego (por. rys. 10) o zakresie 5 kV. Kondensator zamknięty jest w oszklonej

gablocie w sposób podobny jak w doświadczeniu z sondą płomykową (§ 6). Na górnej ścianie gabloty znajduje się urządzenie do przesuwania kulki w kierunku równoległym do osi kondensatora. Wewnątrz gabloty na jej tylnej ścianie na tle zwierciadła znajduje się skala  $S$ , na której odczytuje się położenie kulki.

W doświadczeniu wyznacza się ładunek kulki naładowanej przez zetknięcie z płytką dodatnią kondensatora zasilanego napięciem 5 kV. Pomiary wychylenia wykonuje się przy napięciach zasilających 3, 4 i 5 kV. Podobne pomiary powtarza się dla przypadków, gdy kulka ładowana jest przez zetknięcie z płytką kondensatora, zasilanego napięciem 4 lub 3 kV.

### 8. Wyznaczanie stałej dielektrycznej próżni [6], [11]

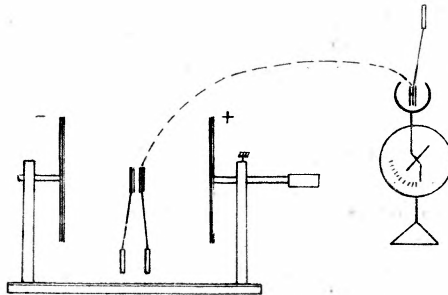
W doświadczeniu powyższym mierzy się stałą dielektryczną próżni:

$$\epsilon_0 = \frac{D}{E}, \quad (9)$$

wprost z definicji przez wyznaczenie indukcji elektrostatycznej  $D$  i natężenia pola elektrostatycznego  $E$ . Pomiary wykonuje się w przestrzeni pomiędzy okładkami kondensatora płaskiego. Przyjmuje się, że panuje tam jednorodne pole elektrostatyczne, i że jego natężenie jest równe stosunkowi napięcia  $U_p$  przyłożonego do okładek do ich odległości  $d$ :

$$E = \frac{U_p}{d}. \quad (10)$$

Indukcję elektrostatyczną mierzy się za pomocą sondy składającej się z dwóch ściśle do siebie dopasowanych płytek zaopatrzonych w uchwyty wykonane z dobrego izolatora (por. rys. 11).



Rys. 11. Układ do pomiaru stałej dielektrycznej próżni

Złączone płytki umieszcza się w środku obszaru między okładkami kondensatora w ten sposób, by płaszczyzna ich powierzchni była prostopadła do linii sił pola elektrostatycznego. Następnie należy je rozdzielić i zmierzyć ładunek  $Q$  zaindukowany na jednej z nich. W tym celu jedną z płytek przenosi się do wiaderka Faradaya połączonego z elektrometrem i po przekazaniu ładunku odczytuje się wskazanie  $U$ . Znając pojemność  $C$  elektrometru ładunek można wyliczyć z wzoru:

$$Q = CU. \quad (11)$$

Wtedy indukcja elektrostatyczna wyraża się wzorem:

$$D = \frac{4QU}{\pi\Phi^2} \quad (12)$$

gdzie  $S = \frac{\pi\Phi^2}{4}$  oznacza powierzchnię poprzeczną sondy, a  $\Phi$  jej średnicę. Łącząc wzory (9), (10) i (12) otrzymuje się:

$$\epsilon_0 = \frac{4CUd}{\pi U_p \Phi^2}. \quad (13)$$

W Pracowni stosuje się kondensator o średnicy płytek  $\Phi_p = 10$  cm. Odległość  $d$  między okładkami można zmieniać w granicach od 0 do 7 cm. Średnica płytek sondy wynosi  $\Phi = 20$  mm. Źródłem napięcia jest specjalnie do tego celu zbudowany zasilacz elektronowy oparty na podzespołach telewizyjnych dający napięcie 14 kV. Zastosowano elektrometr Browna (o średnicy 8 cm), który posiada pojemność własną 12 pF. Jednokrotne przeniesienie zaindukowanego ładunku powoduje wychylenie wystarczające do wykonania pomiaru. Praktycznie pomiary wykonuje się przy trzech różnych odległościach  $d$  płytek kondensatora, a dla każdej odległości powtarza się je 10-krotnie.

Dziękuję serdecznie Panu Profesorowi Drowi A. Piekarze za osobistą inicjatywę oraz wiele cennych rad i wskazówek przy ustawianiu nowych doświadczeń szczególnie z elektrostatyki.

Dziękuję również kolegom z Katedry, którzy bezinteresownie wiele czasu poświęcili Pracowni.

*Abstract:* Electricity is most widely represented in the experiments at Physics Laboratory I of the A. Mickiewicz University at Poznań. Every student performs 9 experiments in this Section, which makes over 35% of the total of 24 experiments. The experiments deal with the following problems: direct current, electrostatics, electric measuring instruments, electromagnetic induction and magnetism, alternating current, basic electronics, semiconductors, photoelectric effect and electromagnetic waves. Each student has to acquire skill in handling the following instruments: amperometer, voltmeter, wattmeter, resistance bridge, slide and decade resistor, variable transformer, electronic valves, oscilloscope, semiconducting diode, electromagnetic waves generator and detector. There are 5 distinct sets of experiments. A wide range of experiments on electrostatics, magnetism, semiconductors and electromagnetic waves is a novel item. Specification of the following experiments is given:

1. A study of electric arc discharge,
2. Electric voltage determination by Joule heat,
3. The calibration of a voltmeter and ampermeter,
4. The electric charge measurement by graphical integration,
5. Electric potential determination by flame sound.
6. Determination of electric charge of a sphere in an electrostatic field,
7. Determination of the dielectric constant of vacuum.

Further papers will contain descriptions of some new experiments on other Sections of electricity.

#### Literatura

- [1] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki* **19**, 309 (1968).
- [2] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki* (w druku).
- [3] H. Szydłowski, *I pracownia fizyczna — wybrane doświadczenia* (skrypt), Wyd. UAM, Poznań 1966.

- [4] T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Warszawa 1967.
- [5] A. Zawadzki, H. Hoffmokr i in., *Laboratorium fizyczne*, Warszawa 1964.
- [6] H. Szydłowski, *Przewodnik metodyczny dla I pracowni fizycznej* (skrypt), Wyd. UAM, Poznań (w druku).
- [7] T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Warszawa 1959.
- [8] Z. Więckowska, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Warszawa 1962.
- [9] V. Muller, B. Sedlak, Z. Smetana, *Fyzikální praktikum III*, Praha 1963.
- [10] S. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, cz. III, Warszawa 1966.
- [11] A. Piekara, *Elektryczność i budowa materii*, Warszawa 1955.

### Nagroda Nobla z fizyki

Nagrodę Nobla z dziedziny fizyki za rok 1968 otrzymał Profesor Luis Alvarez, dyrektor Lawrence Radiation Laboratory w Berkeley, za osiągnięcia w dziedzinie badań cząstek elementarnych, a w szczególności za uruchomienie dużej wodorowej komory pęcherzykowej. L. Alvarez urodził się w San Francisco w roku 1911. W roku 1961 został odznaczony medalem im. Einsteina.

Ideę komory pęcherzykowej podał w 1952 roku Glaser, za co również otrzymał nagrodę Nobla. Alvarez tworząc dużą wodorową komorę pęcherzykową otworzył drogę do badań oddziaływania cząstek elementarnych na znacznie większą skalę. Musiał on rozwiązać szereg problemów technicznych, jak na przykład utrzymanie dużej objętości ciekłego wodoru w jednakowych warunkach, koniecznych dla prawidłowej rejestracji cząstek elementarnych. Chociaż obecnie planuje się budowę znacznie większych komór, uruchomienie długiej na sześć stóp komory było wielkim osiągnięciem. Przewidział także, że nowe komory, których wymiary ciągle rosną, muszą pracować *on-line* z maszyną elektronową przetwarzającą i opracowującą dane pomiarów w trakcie przeprowadzania eksperymentu. Przewidział również zastosowanie nowoczesnej techniki pomiarów stereoskopowych śladów cząstek elementarnych przy użyciu rotujących zwierciadeł i innych optycznych zespołów.

Przed drugą wojną światową Alvarez uczestniczył w odkryciach kilku nowych izotopów. Badał pierwiastki z rozpadem beta, na przykład rozpad azotu 17 w tlen 16, i ustalił między innymi, że proces przewidywany dla  $K$  — wychwyty przez teorię Diraca, gdzie jądro wychwytuje ele-

ktron z powłoki  $K$  zamiast rozpadać się, ma rzeczywiście miejsce w wanadzie 48.

Pod koniec wojny Alvarez buduje liniowy akcelerator protonów w Berkeley. W 1946 roku obejmuje katedrę na Kalifornijskim Uniwersytecie w Berkeley. Od tego czasu pracuje w Lawrence Radiation Laboratory.

Nagroda Nobla wynosi około 70 tysięcy dolarów.

### Nagroda Nobla z chemii

Profesorowi Larsowi Onsagerowi z Uniwersytetu Yale przyznano nagrodę Nobla z chemii. L. Onsager urodził się w 1903 r. w Oslo. W roku 1945 otrzymał obywatelstwo Stanów Zjednoczonych. Mieszkał zresztą w Stanach Zjednoczonych od dziecka.

Jego prace, mające charakter teoretyczny, można z grubsza podzielić na dwa działy. Pierwszy zawiera szereg prac podających teoretyczne argumenty za istnieniem związków między parametrami określającymi przenoszenie jakiejś wielkości w nierównoważnym układzie. Rezultaty te mają praktyczne znaczenie w zjawiskach transportu, w których należy uwzględniać wpływ więcej niż jednego rodzaju sił. Przykładem może być strumień drobin przepływający pod wpływem potencjału chemicznego i potencjału chemicznego innych cząstek. Jeżeli strumienie nie są duże, wtedy każdy z nich jest liniową funkcją potencjałów wywołujących ten strumień. Onsager pokazał, że współczynniki tej zależności są symetryczne, i zademonstrował zastosowanie tego w różnych problemach fizycznych. Prace te odegrały niewątpliwie ważną rolę w rozwoju termodynamiki procesów nieodwracalnych.

Zaraz po drugiej wojnie światowej Onsager badał własności tzw. modelu Isinga —

siatki punktowej, w której węzłach umieszczono dwuwartościowe elementy, np. dipole magnetyczne, oddziałujące między sobą. Modyfikacje tego modelu opisują przejścia fazowe porządek — nieporządek w stopach dwuskładnikowych, przejścia fazowe ferromagnetyka w paramagnetyk. Onsagerowi udało się znaleźć dokładne rozwiązanie modelu Isinga siatki dwuwymiarowej. Tzw. problem Onsagera — znalezienie analitycznego rozwiązania własności trójwymiarowej siatki złożonej z dipoli mogących oddziaływać tylko z najbliższymi sąsiadami — jest ciągle nierozwiązany.

### Pamięci Prof. Stefana Pieńkowskiego

20 listopada, w piętnastą rocznicę śmierci Profesora Stefana Pieńkowskiego, w Wielkiej Sali Wykładowej Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego odbyło się uroczyste posiedzenie Rady Naukowej Instytutu poświęcone uczczeniu pamięci tego wielkiego uczzonego. Odśpioną została tablica pamiątkowa ufundowana przez Polskie Towarzystwo Fizyczne.

Urodzony w r. 1883, uzyskał w roku 1910 doktorat z fizyki Uniwersytetu w Leodium. W roku 1919 odrzucił propozycję objęcia katedry w uczelni belgijskiej i wrócił do Ojczyzny.

Pierwsze jego poczynania przypadły na ciężkie lata powojenne. Mimo wielkich trudności, dzięki olbrzymiej energii, talentowi organizacyjnemu i ogromnemu wysiłkowi osobistemu stworzony i kierowany przez niego Zakład Fizyki Doświadczalnej przy ulicy Hożej szybko rósł, a prowadzone w tym zakładzie prace naukowe (zwłaszcza nad świeceniem atomów i cząstek) zyskały sobie sławę na całym świecie.

Prof. Pieńkowski miał cenny dar udzielenia swego wielkiego zapału innym, skupiania dookoła siebie licznych uczniów — tworzenia szkoły naukowej. W okresie okupacji hitlerowskiej Zakład zostaje doszczętnie ograbiony przez okupanta. W tym ciężkim okresie Profesor Pieńkowski nie ustaje w pracy — kieruje tajnym uniwersyteckim nauczaniem. Zaraz po wyzwoleniu jest znów na Hożej. Odbudowuje i tworzy

tym razem już nie Zakład, ale Instytut Fizyki Doświadczalnej.

Prof. Pieńkowski był pierwszym powojennym rektorem Uniwersytetu Warszawskiego, współorganizatorem I Kongresu Nauki Polskiej, współorganizatorem Polskiej Akademii Nauk i członkiem jej pierwszego prezydium. Tuż przed śmiercią inicjuje powstanie Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Został jego pierwszym dyrektorem, ale nie doczekał chwili, w której mógłby w nim pracować.

Był niezwykle ceniony w kraju i za granicą. Jego uczniowie cenią Go przede wszystkim jako Nauczyciela. Toteż myśl Profesora Pieńkowskiego jest zaklęta nie tylko w jego pracach i instytucjach, które stworzył i wybitną indywidualnością kształtował, ale jest wciąż żywa także w umysłach Jego uczniów.

### Dwudziesta rocznica śmierci Prof. K. Zakrzewskiego i Prof. J. Blatona

W dniu 21 listopada 1968 roku w Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie odbyło się uroczyste konwersatorium związane z dwudziestą rocznicą śmierci profesorów Konstantego Zakrzewskiego i Jana Blatona. O pracach naukowych i działalności Prof. Konstantego Zakrzewskiego mówił prof. dr M. Jeżewski, a o pracach naukowych i działalności Prof. Jana Blatona — prof. dr H. Niedwieżański. Na zakończenie zorganizowano spotkanie towarzyskie przyjaciół, kolegów i uczniów zmarłych Profesorów. Na spotkaniu tym między innymi głos zabierali doc. dr J. Łopuszańska, prof. dr M. Mięsowicz, prof. dr T. Piech, doc. dr J. Szpilecki, prof. dr J. Wesółowski. Wspominano osobiste spotkania, przeżycia i współpracę ze zmarłymi Profesorami. Podkreślono ich ogromny wkład w rozwój fizyki polskiej, w organizację badań naukowych.

Konstanty Zakrzewski urodził się w Warszawie 14 stycznia 1876 r. Studia ukończył w 1900 roku na Uniwersytecie Jagiellońskim uzyskując tytuł doktora. Potem wyjeżdża na dwa lata do Getyngi, następnie na dwa lata do Leydy. Habilituje



się w roku 1908, a w trzy lata później zostaje już mianowany profesorem nadzwyczajnym fizyki doświadczalnej przy Uniwersytecie Jagiellońskim. W roku 1913 przenosi się do Lwowa, gdzie go zastaje pierwsza wojna światowa. Drugą wojnę przeżywa w Krakowie, do którego powraca w roku 1918. Umiera nagle podczas pracy 19 stycznia 1948 r.

Pierwszą samodzielną pracą Prof. K. Zakrzewskiego była dysertacja doktorska opublikowana w wydawnictwach Akademii Umiejętności w Krakowie. W Leydzie pracował w laboratorium kryogenicznym Kamerlingha-Onnesa nad określeniem warunków współistnienia fazy ciekłej i gazowej mieszanin w niskich temperaturach. Po powrocie z Leydy Zakrzewski zajmuje się dłuższy czas zagadnieniami związanymi z elektronową teorią metali. Dla sprawdzenia założeń tej teorii należałoby doświadczalnie przebadać dyspersję współczynnika i ekstynkcji światła jak największej liczby metali. W wyniku studiów związanych z zaznajomieniem się z nową techniką opracował nowy typ analizatora eliptycznego zwanego „analizatorem Zakrzewskiego”.

Prof. Zakrzewski w okresie międzywojennym zorganizował w Krakowie poważny ośrodek badań naukowych, skupiający i szkolący liczne grono młodych pracowników naukowych. W pracach ośrodka dominowały badania własności dielektrycznych ciał. Zajmowano się też badaniami lepkości, własności krótkich fal elektromagnetycznych, dyfrakcją elektronów, efektem Kerra, promieniami kosmicznymi. W uznaniu zasług naukowych Polska Akademia Umiejętności nadała Zakrzewskiemu w roku 1920 godność członka korespondenta, a w roku 1932 członka czynnego.

Jan Błaton urodził się 16 kwietnia 1907 roku. Był współorganizatorem i w latach 1936—39 dyrektorem Państwowego Instytutu Meteorologicznego. Z jego inicjatywy powstała, do dziś istniejąca, stacja meteorologiczna na Kasprowym Wierchu. Od 1944 r. Prof. Błaton organizuje prace na Uniwersytecie im. Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie. W 1946 r. zostaje profesorem Uniwersytetu Jagiellońskiego. Jego prace naukowe dotyczyły magnetyzmu,

teorii światła i meteorologii. W 1933 roku wraz z prof. H. Niewodniczańskim odkrył magnetyczne linie dipolowe.

Prof. J. Błaton znany był ze swojej docieklivosti w rozważaniach naukowych. Umiejętnym wyszukiwaniem nie rozwiązanych problemów pobudzał otoczenie do twórczej pracy. Zainteresowania jego były wszechstronne. Zginął na wycieczce w Tatrach podczas mgły i niepogody 17 kwietnia 1948 r.

#### Nowe centrum badań naukowych

W Zabrzu na Śląsku utworzono Zakład Fizyki Metali i Dielektryków PAN. Do jego dyspozycji oddano pomieszczenia o powierzchni około 1000 m<sup>2</sup>, które dostosowano do nowych potrzeb. Do chwili obecnej władze miejskie Zabrze przydzieliły Zakładowi 10 mieszkań.

Zakład Fizyki Metali i Dielektryków PAN otrzymał w ciągu krótkiego czasu 5,5 miliona złotych na zakup aparatury, uzyskując jednocześnie priorytet w kilku centralach handlu zagranicznego. Największym sukcesem było nabycie z Targów Poznańskich najnowocześniejszego mikroskopu elektronowego produkcji japońskiej. Dewizy na ten cel — około 56 tysięcy dolarów — dała Fabryka Lin i Drutów w Zabrzu. W zamian za to Zakład Fizyki Metali i Dielektryków będzie prowadził badania nad metalami interesującymi fabrykę.

W ciągu 7 miesięcy Zakład wyposażony został w podstawową aparaturę potrzebną do normalnej pracy. Pełna wartość pomocy udzielonej przez tamtejsze władze i zakłady produkcyjne przekracza 10 milionów złotych.

#### VI Zimowa Szkoła Fizyki Teoretycznej w Karpaczu

Jak co roku Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego planuje zorganizowanie w dniach od 16 lutego do 1 marca 1969 r. szóstej z kolei Zimowej Szkoły Fizyki Teoretycznej w Karpaczu. Nadchodząca Szkoła będzie poświęcona teorii zjawisk magnetycznych w ciałach stałych, ze szczególnym uwzględnieniem

przejść fazowych i zjawisk krytycznych, pasmowej teorii magnetyzmu i matematycznych metod stosowanych w tej dziedzinie, jak teoria fal spinowych, metody funkcji Greena, teoria grup itp. Przewiduje się uczestnictwo około 20 wykładowców zagranicznych, spośród których część wygłosi referaty przeglądowe.

### Ferroelektryczność w RNA

Wzmiankowany eksperyment dotyczy szczególnych związków kwasu rybonukleinowego (RNA) z procesami pamięci u ssaków. Dlatego wydaje się interesujące określenie fizycznych, chemicznych i fizjologicznych własności, które mogą być odpowiedzialne za zjawisko przechowywania informacji.

Histereza jest zjawiskiem, które pozostawia ciało w stanie zależnym od jego historii. Ferroelektryczność charakteryzuje się występowaniem histerezy dielektrycznej i jest uwarunkowana obecnością spontanicznych momentów dipolowych, które można zorientować stosując pole elektryczne. W takim materiale stan polaryzacji reprezentuje pamięć jego elektrycznej historii.

Zjawisko ferroelektryczne zaobserwowano w sodowej soli RNA w formie, która zdolna jest do krystalizacji. Zaobserwowano w tej soli histerezę dielektryczną. RNA posiada więc cechy ferroelektrycznej substancji w zakresie temperatur żywych organizmów i posiada zdolność magazynowania informacji za pomocą zjawiska fizycznego — histerezy.

### Krystalizacja RNA

Clark, Doctor, Holmes, Klug, Marker, Morris i Paradies otrzymali po raz pierwszy tRNA w formie krystalicznej. Pozwala to, używając metody dyfrakcji promieni X, wyznaczyć parametry tego kryształu. Informacja ta wydaje się istotna do zrozumienia procesu syntezy protein — wybory aminokwasów i uporządkowania ich w tej kolejności, w której tworzą drobinę proteinową.

Clark i współpracownicy, z pomocą dyfrakcji na sproszkowanej próbce, określili rozmiary komórki elementarnej i liczbę molekuł w komórce. Obliczenia wskazują, że komórka elementarna zawiera cztery drobinę tRNA. Struktura siatki jest ortorombowa. Stałe siatki wynoszą: 118 Å, 43,2 Å, 53,2 Å.

Pozostaje oczywiście pytanie: czy struktura krystaliczna drobin biologicznych jest związana z ich strukturą w organizmach żywych? Dla protein staje się coraz bardziej oczywiste, że struktura w roztworze jest bardzo podobna do struktury w stanie krystalicznym. Własności steżonych roztworów enzymów w warunkach zbliżonych do tych jakie są konieczne do krystalizacji enzymów wskazują, że drobinę w roztworze prawdopodobnie mają taką samą konfigurację jak w kryształach.

## POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

### XXI Zjazd Fizyków Polskich

Polskie Towarzystwo Fizyczne, Oddział Poznański organizuje w dniach od 8 do 13 września 1969 roku w Poznaniu XXI Zjazd Fizyków Polskich. Zjazd będzie miał charakter szczególnie uroczysty z powodu przypadającego w 1969 roku 50-lecia Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Zjazdy organizowane przez PTF w odstępach dwuletnich stanowią przegląd dorobku fizyki polskiej w okresach międzyczajzdowych.

Komitet Organizacyjny XXI Zjazdu postanowił:

— Poprosić przedstawicieli wybranych dziedzin fizyki o wygłoszenie referatów plenarnych omawiających najnowsze osiągnięcia fizyki polskiej i światowej.

— Zorganizować dyskusyjne posiedzenia specjalistów, które mają być okazją do swobodnej wymiany poglądów i przedstawienia ważniejszych osiągnięć własnych, a przede wszystkim nowych idei i perspektyw rozwojowych w danej dziedzinie fizyki. Komitet postanowił zrezygnować z referatów z prac własnych przedstawianych na posiedzeniach sekcyjnych.

Proponowane do dyskusji dziedziny fizyki: teoria względności, kwantowa teoria pól, teoria oddziaływań między cząstkami elementarnymi, fizyka jądrowa wysokich energii, wielkie pęki, teoria jądra atomowego, spektroskopia jądrowa, spektroskopia atomowa, pompowanie optyczne, emisja polowa, elektronowa i jonowa, optyczna spektroskopia molekularna, spektroskopia radiowa i mikrofalowa, optyka nieliniowa i elektronika kwantowa, luminescencja, optyka instrumentalna, fizyka półprzewodników, fizyka dielektryków, fizyka magnetyków, neutronografia i rentgenografia, fizyka niskich temperatur, ultradźwięki i akustyka molekularna, akustyka, analiza drgań, hałasy, biofizyka, chemia kwantowa, fizyka techniczna, astrofizyka, fizyka statystyczna i termodynamika oraz dydaktyka fizyki.

W skład Komitetu Organizacyjnego wchodzi: Przewodniczący — doc. dr Z. Pa-  
jąk, Wiceprzewodniczący — doc. dr A. Śli-  
wiński, Sekretarz — dr W. Nawrociak.  
Członkowie: doc. dr H. Cofta, doc.  
dr D. Frąckowiakowa, doc. dr M. Frą-  
ckowiak, doc. dr F. Kaczmarek, prof.  
dr E. Karaśkiewicz, doc. dr S. Kielich,  
doc. dr L. Kowalewski, doc. dr T. Kra-  
jewski, doc. dr J. Małecki, doc. dr J. Mor-  
kowski, prof. dr A. Pilawski, doc.  
dr J. Pietrzak, prof. dr H. Ryffert,  
doc. dr J. Stankowski.

#### Nowy Zarząd Krakowskiego PTF

Dnia 25 października 1968 r. na Walnym Zebraniu Członków Oddziału Krakowskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego wybrano nowy Zarząd w składzie: Przewodniczący — prof. dr A. Hryniewicz, Wiceprzewodniczący — doc. dr D. Kunisz, Sekretarz — mgr T. Matlak, Skarbnik — dr J. Bara; Członkowie Zarządu — prof. dr J. Gierula, prof. dr M. Halaunbrenner, doc. dr A. Jagielski, prof. dr J. Janik, prof. dr M. Jeżewski, prof. dr L. Kozłowski, prof. dr M. Mięsowicz, prof. dr H. Niewodniczański, prof. dr J. Rayski, doc. dr A. Strzałkowski, prof. dr J. Weyssenhoff; Komisja Re-

wizyjna: Przewodniczący — dr J. Kalisz, Członkowie Komisji — dr D. Kulgawczuk, dr Z. Leś.

#### ODDZIAŁ LUBELSKI PTF

##### Sprawozdanie z działalności Oddziału Lubelskiego PTF

Sprawozdanie dotyczy okresu kadencji ostatniego Zarządu, tj. okresu od 24 listopada 1966 r. do 7 listopada 1968 r.

Oddział Lubelski liczy 50 członków. Zarząd Oddziału ubiegłej kadencji pracował w następującym składzie: Przewodniczący — prof. dr Włodzimierz Żuk, Wiceprzewodniczący — doc. dr Mieczysław Subotowicz, Sekretarz — doc. dr Stanisław Szpikowski, Skarbnik — mgr Hanna Goebel, Członek Zarządu — doc. dr Danuta Stachórska, mgr Janusz Skierczyński.

Centralnym wydarzeniem w czasie dwuletniej kadencji ustępującego Zarządu był zorganizowany w Lublinie, w dniach 12—17. IX. 1967 r., XX Zjazd Fizyków Polskich. Uczestniczyło w nim około 650 fizyków polskich, oraz zaproszone delegacje z Węgier i ZSRR. Na Zjazd zgłoszono 319 prac nigdzie dotąd nie publikowanych oraz 503 prace opublikowane w okresie dwuletnim od ostatniego zjazdu. Z ośrodka lubelskiego fizyki zgłoszono odpowiednio 26 i 27 prac obu kategorii. Streszczenia prac nie publikowanych oraz artykuły prac opublikowanych zostały ogłoszone drukiem w materiałach zjazdowych.

W czasie Zjazdu, w związku ze 100-letnią rocznicą urodzin Marii Skłodowskiej-Curie oraz 50-letnią rocznicą śmierci Mariana Smoluchowskiego, odbyło się uroczyste posiedzenie poświęcone pamięci tych wielkich uczonych polskich. Z tej okazji została także zorganizowana wystawa związana z życiem i twórczością Marii Skłodowskiej-Curie. Pozostałe posiedzenia plenarne Zjazdu w liczbie 36 poświęcone były zreferowaniu tematycznie powiązanych prac nadesłanych na Zjazd. Referentami byli wybitni specjaliści odpowiednich dziedzin fizyki.

Na 16 posiedzeniach naukowych Oddziału Lubelskiego wygłoszono w okresie ostatnich dwóch lat następujące referaty:

1. Prof. dr W. Mościcki (Gdańsk), *Prace Katedry Fizyki I Politechniki Gdańskiej*;

2. Prof. dr W. Lichaczew (Lwów), *Tematyka prac z mechaniki wykonywanych na Wydz. Mechanicznym Uniwersytetu im. I. Franki*;

3. Dr B. Adamczyk, *Metody spektroskopii mas w fizjologii*;

4. Doc. dr S. Szpikowski, *Zagadnienie klasyfikacji stanów jąder atomowych*;

5. Dr B. Adamczyk, *Cząstkowe przebiegi czynnne na jonizację elektronami He, Ne, Ar*;

6. Prof. dr J. Dainty (Norwich, W. Brytania), *Irreversible Thermodynamics and its application to Transport Problems in Biology*;

7. Mgr K. Tomala (Kraków), *Badania mössbauerowskie w obszarze ziem rzadkich*;

8. Doc. dr Z. Sujkowski (Warszawa), *Niektóre nowe metody eksperymentalne spektroskopii jądrowej*;

9. Doc. dr J. Żylicz (Świerk), *Nowe drogi spektroskopii jądrowej*;

10. Mgr H. Piersa, *Pomiary temperatury i ciśnienia w rurze Kundta*;

11. Prof. dr W. Żuk, *Zjawiska jonizacyjne w gazie i na powierzchni ciał stałych*;

12. Prof. dr J. Pniewski (Warszawa), *Fizyka hiperjąder*;

13. Prof. dr W. Mościcki (Gliwice), *Metody datowania zbiorników wód*;

14. Prof. dr W. Zonn (Warszawa), *Kwazary*;

15. Doc. dr M. Subotowicz, *Pewne aspekty astrofizyczne anihilacji pozytonium i protonium*.

16. Prof. dr W. Żuk, *Dokładne masy atomowe i ich znaczenie w fizyce jądrowej*.

Średnia frekwencja na każdym z odczytów wynosiła około 40 osób.

Ponadto członkowie Lub. Oddziału PTF wygłoszili w innych ośrodkach fizyki w Polsce 9 referatów oraz 4 osoby uczestniczyły w kongresach i sympozjach naukowych za granicą, gdzie zreferowały 15 prac i komunikatów.

W dniu 7. X. 1968 r. odbyło się Walne Zebranie, na którym wybrano nowy Zarząd Oddziału PTF w następującym składzie: Przewodniczący — doc. dr Mieczysław Subotowicz, Wiceprzewodniczący — dr Bogdan Adamczyk, Sekretarz — dr Janusz Zinkiewicz, Skarbnik — mgr Hanna Goebel, Członkowie Zarządu — dr Jadwiga Skierczyńska i mgr Janusz Skierczyński.

#### Zmarł Profesor Henryk Niewodniczański

W nocy z dnia 20 na 21 grudnia 1968 r. zmarł w Krakowie Profesor Henryk Niewodniczański, wybitny fizyk polski, twórca krakowskiego ośrodka fizyki jądrowej.

Henryk Niewodniczański urodził się dnia 10 grudnia 1900 roku w Wilnie. Po studiach fizyki, matematyki i astronomii w Uniwersytecie Stefana Batorego rozpoczął pracę naukową w Zakładzie Fizycznym tegoż Uniwersytetu. W roku 1926 uzyskał doktorat, a lata 1927—28 spędził w Uniwersytecie w Tybindze w Wirtembergii jako stypendysta Rządu Polskiego

W tym czasie i w latach późniejszych po powrocie do Wilna zajmował się zagadnieniami spektroskopii atomowej, struktury nadsztywnej wzbronionych linii widmowych. Między innymi pierwszy potwierdził eksperymentalnie istnienie promieniowania magnetycznego dipolowego. Wyniki prac prowadzonych w tym czasie weszły do klasycznego dorobku fizyki atomowej.

Następne lata od roku 1934 to lata pracy Profesora Niewodniczańskiego w innej dziedzinie fizyki, a mianowicie w fizyce jądrowej. Rozpoczął On tę działalność pracą w Uniwersytecie Cambridge pod kierunkiem jednego z twórców fizyki jądrowej lorda Rutherford of Nelson. Prace te kontynuuje następnie w kraju, najpierw w Wilnie, a następnie na Uniwersytecie Poznańskim. W 1939 roku przenosi się do Wilna. W czasie okupacji prowadzi tajne nauczanie. W latach 1945—46 przebywa najpierw w Lublinie, a później we Wrocławiu.

Najdłuższy i niezwykle owocny okres pracy Profesora Niewodniczańskiego przypadł na Kraków w latach po drugiej wojnie

światowej. W roku 1946 został powołany na profesora zwyczajnego Uniwersytetu Jagiellońskiego. W ciągu ostatnich 22 lat tworzył w Krakowie silny ośrodek badań z dziedziny fizyki jądrowej. Kierował pracami Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego i Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie i wychował wielu fizyków. Wszyscy obecni profesorowie i docenci fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego są Jego uczniami. Prace Profesora Niewodniczańskiego z tego okresu dotyczą głównie fizyki jądrowej niskich energii, reakcji fotojądrowych, reakcji jądrowych bezpośredniego oddziaływania.

Profesor Niewodniczański był członkiem ważniejszych towarzystw naukowych w Polsce. Był członkiem korespondentem Pol-

skiej Akademii Umiejętności, członkiem rzeczywistym Polskiej Akademii Nauk i członkiem jej Prezydium. Był również członkiem wielu zagranicznych towarzystw naukowych. Za swoją działalność naukową, dydaktyczną i organizacyjną Profesor Niewodniczański otrzymał liczne nagrody państwowe. Był odznaczony Złotym Krzyżem Zasługi, Krzyżem Oficerskim Orderu Odrodzenia Polski, Krzyżem Komandorskim Orderu Odrodzenia Polski i Orderem Sztandaru Pracy I klasy.

Śmierć Profesora Henryka Niewodniczańskiego jest wielką i bolesną stratą dla nauki polskiej. Wspomnienia o Profesorze Niewodniczańskim ukażą się w jednym z najbliższych numerów „Postępów Fizyki”.

## POSTĘPY FIZYKI (dwumiesięcznik)

### *Warunki prenumeraty czasopisma*

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura „Ruch”.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch” w Krakowie, 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 zdeaktualizowanych 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.**

## TREŚĆ

J. Dąbrowski — Wspomnienie o Jerzym Sawickim (1931—1968) . . . . .	3
K. Rybicki — Moment magnetyczny hiperonu $\Sigma^+$ . . . . .	9
J. Szpilecki — Doświadczalne badania mionium i jego reakcji chemicznych . . . . .	21
✓ A. Faudrowicz — Pomiary czasów relaksacji metodą elektronowego rezonansu paramagnetycznego . . . . .	37
L. Balczewski — Metody pomiaru energii i mocy wiązki laserowej . . . . .	49
A. Budziak, K. Musioł — Holograficzna metoda pomiaru rozkładu temperatury . . . . .	59
✓ H. Męczyńska i H. L. Oczkowski — Urządzenia elektroluminescencyjne . . . . .	63
H. Chęcińska — Optyczna metoda pomiaru naprężeń . . . . .	85
<b>ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH</b>	
H. Szydłowski — Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej. Ciepło i fizyka drobinowa . . . . .	93
H. Szydłowski — Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej. Prąd stały i elektrostatyka . . . . .	107

## KRONIKA

## CONTENTS

J. Dąbrowski — In Memory of Jerzy Sawicki (1931—1968) . . . . .	3
K. Rybicki — Magnetic Moment of the $\Sigma^+$ Hyperon . . . . .	9
J. Szpilecki — Muonium and its Chemical Compounds . . . . .	21
A. Faudrowicz — Paramagnetic Electron Resonance Measurements of the Relaxation Times . . . . .	37
L. Balczewski — Methods of Laser Beam Energy and Power Measurements . . . . .	49
A. Budziak, K. Musioł — The Application of Holography to Temperature Distribution Measurements . . . . .	59
H. Męczyńska, H. L. Oczkowski — Electroluminescence Devices . . . . .	63
H. Chęcińska — An Optical Method of Stress Measurement . . . . .	85
<b>PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS</b>	
H. Szydłowski — New Experiments for the 1 <sup>st</sup> Physics Laboratory. Heat and Molecular Physics . . . . .	93
H. Szydłowski — New Experiments for the 1 <sup>st</sup> Physics Laboratory. Direct current and Electrostatics . . . . .	107

## CHRONICLE