

XIII ZJAZD FIZYKÓW POLSKICH W KRAKOWIE

4. XII.—9. XII. 1950

W dniach 4.—9. XII. ubiegłego roku w Krakowie obradował przez 6 dni pod ogólnym przewodnictwem prof. dr. S. Pieńkowskiego XIII Zjazd Fizyków Polskich zorganizowany przez Polskie Towarzystwo Fizyczne. Z całego kraju zjechało się około trzystu czynnych pracowników naukowych w dziedzinie fizyki, przeważnie profesorów i asystentów katedr fizyki przy Wyższych Uczelniach.

Dwa pierwsze dni Zjazdu były poświęcone pracom przygotowawczym do I-ego Kongresu Nauki Polskiej. Podsekcja fizyki Kongresu przedstawiła zebrany dorobek swojej wielomiesięcznej pracy celem wspólnego przedyskutowania podstawowych zagadnień nurtujących fizyków polskich. Referat wprowadzający w to zagadnienie wygłosił przewodniczący podsekcji prof. dr. Sz. Szczepkowski zapoznając obecnych z celami i zadaniami I Kongresu Nauki Polskiej oraz z przebiegiem prac Podsekcji Fizyki wchodzącej w skład Sekcji Matematyki, Fizyki i Astronomii. Następnie prof. dr. L. Sosnowski wygłosił referat p. t. „Przedwojenny i obecny stan fizyki polskiej” przeprowadzając w nim dokładną, krytyczną analizę okresu międzywojennego i okresu obecnego z podkreśleniem wkładu fizyków polskich do nauki światowej.

O zagadnieniach ideologicznych i światopoglądowych w fizyce mówił prof. dr. I. Złotowski podkreślając konieczność wprowadzenia na teren fizyki polskiej metodologii marksistowskiej. Mgr. B. Buras referował zagadnienie szkolenia kadr, uwypuklił wagę tego zagadnienia zwłaszcza na obecnym etapie rozwoju fizyki w Polsce i wysunął konkretne propozycje odnośnie kształcenia i doskonalenia kadr fizyków. Następnie prof. dr. S. Pieńkowski omówił szczegółowo ogólne zasady planowania w dziedzinie fizyki.

Po wszystkich referatach miała miejsce na ogół ożywiona dyskusja, która odzwierciedliła najistotniejsze bolączki fizyki polskiej. Podsumowania tych dwóch dni obrad poświęconych I Kongresowi Nauki Polskiej dokonał prof. dr. W. Szymański ujmując najistotniejsze punkty w szereg też, które posłużą Podsekcji Fizyki jako wytyczne do opracowania referatu na kongres. Po krótkiej dyskusji tezy zostały przez zebranych przyjęte.

Trzonem części naukowej Zjazdu był cykl 6-ciu referatów ogólnych, poświęconych zagadnieniom momentów jądrowych.

Wprowadzający referat prof. dr. J. Weyssenhoffa p. t. „Spin cząstek elementarnych” dał jasny wgląd w zagadnienia wiążące się z zasadniczym tematem całego cyklu. Prof. dr. A. Sołtan omówił różne metody wyznaczania momentów magnetycznych jąder atomowych ze specjalnym podkreśleniem znaczenia najnowszych metod opartych na zjawisku indukcji jądrowej. Prof. dr. H. Niewodniczański opisał metody optyczne wyznaczania spinów i momentów magnetycznych oparte na analizie nadsubtelnej budowy prążków widmowych. Najbardziej

żywe zainteresowanie budzą w chwili obecnej własności mezonów. Referat prof. dr M. Mięsowicz'a był przeglądem badań i osiągnięć w zakresie wyznaczania spinów tych cząstek. Związek spinu jądrowego z charakterem promieniowania γ przedstawił prof. dr W. Rubinowicz. Cykl zakończony został teoretycznym referatem prof. dr J. Weyssenhoff'a p. t. „Dodatkowy moment magnetyczny elektronu i zjawiska pokrewne”.

Duże zainteresowanie wzbudził referat prof. dr L. Janossy'ego z Budapesztu stanowiący przegląd niektórych nowszych osiągnięć z zakresu badań nad promieniami kosmicznymi.

Poza tym zgłoszono 63 referaty z prac własnych wykonanych indywidualnie bądź zespołowo w poszczególnych ośrodkach naukowych. Na ich podstawie można było zorientować się, w jakich kierunkach pracują obecnie fizycy polscy. Prace te dotyczyły zagadnień podstawowych z zakresu fizyki jądra atomowego, promieni kosmicznych, optyki cząsteczkowej, fizyki ciała stałego, własności dielektrycznych materii, inne — co było nowym w stosunku do zjazdów okresu przedwojennego — wiązały się w sposób bezpośredni z zagadnieniami wysuwanymi przez różne gałęzie przemysłu. Streszczenia wszystkich referatów podajemy poniżej. Na specjalną uwagę zasługuje szereg wielce interesujących prac z zakresu promieni kosmicznych przedstawionych przez grupę pracowników II Zakładu Fizyki Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie. Między innymi prace te wyjaśniły naturę promieniowania odpowiedzialnego za pewne koincydencje podwójne obserwowane na znacznych głębokościach pod powierzchnią Ziemi. Okazało się, że niestusznie wiązano je z promieniowaniem kosmicznym; rzeczywistym ich źródłem są domieszki promieniotwórcze otoczenia. Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego przedstawił obok prac z zakresu fizyki jądra atomowego wykonanych techniką kliszową szereg prac optycznych dotyczących się luminescencji wielkich cząsteczek. Ośrodek gdański koncentruje swoje wysiłki na analizie promieniowania kosmicznego metodą kliszową. II Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Jagiellońskiego przedstawił kilka prac z zakresu fizyki atomowej w szczególności dotyczące się analizy procesów wtórnych towarzyszących promieniowaniom α i γ .

Referowano również wyniki podjętych prób budowy pewnych przyrządów, które wykonywano całkowicie we własnym zakresie, między innymi spektrografu masowego w ośrodku lubelskim. Przyrząd ten jest już całkowicie wykonany. Z dużym zainteresowaniem śledzony jest rozwój nowego kierunku badań — akustyki — podjętego w ośrodku poznańskim.

Szereg Zakładów, między innymi oba Zakłady Fizyki Akademii Górniczo-Hutniczej, rozwiązał konkretne zagadnienia postawione zakładom naukowym przez przemysł.

Liczne prace teoretyczne zgłoszone były przez ośrodek toruński, wrocławski i warszawski. Między innymi dotyczyły się one zagadnienia usunięcia rozbieżności w obecnych teoriach pól oraz pewnych uogólnień elektrodynamiki kwantowej.

Przedstawiony przegląd prac własnych nie obejmuje całości i jest potraktowany raczej przykładowo. Bardziej właściwe pojęcie o problematyce, trudnościach i osiągnięciach naszych placówek daje wgląd w streszczenia referatów. Cały ciężar organizacji zjazdu wziął na swe barki ośrodek krakowski wkładając w to nie tylko wiele energii ale i inwencji wprowadzającej atmosferę bliskiego koleżeństwa.

Referaty Podsekcji Fizyki**Poniedziałek, 4 grudnia**

1. Prof. S. Szczeniowski (Poznań), przewodniczący Podsekcji Fizyki Kongresu Nauki Polskiej: „Zagajenie: fizyka w ramach I-go Kongresu Nauki Polskiej”
2. Prof. L. Sosnowski (Warszawa): „Przedwojenny i obecny stan fizyki polskiej”
3. Prof. I. Złotowski (Kraków): „Zagadnienia ideologiczne i światopoglądowe w fizyce”

Wtorek, 5 grudnia

1. Mgr B. Buras (Warszawa): „Zagadnienia szkolenia kadr fizyków”
2. Prof. S. Pieńkowski (Warszawa): „Zagadnienia planowania w fizyce”

Środa, 6 grudnia

1. Prof. J. Weyssenhoff (Kraków): „Spin cząstek elementarnych”
2. Referaty z prac własnych
3. Prof. A. Sołtan (Warszawa): „Metody wyznaczania momentów magnetycznych jąder atomowych”
4. Referaty z prac własnych

Czwartek, 7 grudnia

1. Prof. H. Niewodniczański (Kraków): „Momenty jądrowe a nadsubtelna budowa linii widmowych”
2. Referaty z prac własnych
3. Prof. W. Rubinowicz (Warszawa): „Promieniowanie multipolowe gamma a wyznaczanie spinów jądrowych”
4. Referaty z prac własnych

Piątek, 8 grudnia

1. Prof. M. Mięsowicz (Kraków): „O spinie mezonów — część doświadczalna”
2. Prof. J. Rayski (Toruń): „O spinie mezonów — część teoretyczna”
3. Referaty z prac własnych
4. Referaty z prac własnych

Sobota, 9 grudnia

1. Prof. J. Weyssenhoff (Kraków): „Dodatkowy moment magnetyczny elektronu i zjawiska pokrewne”
2. Referaty z prac własnych
3. Prof. L. Jánosy (Budapeszt): „Osiągnięcia badań promieni kosmicznych w ostatnich latach”

Spis referatów z prac własnych

1. M. Mięsowicz i M. Massalski (Kraków): „Lokalne promieniowanie gamma w pomiarach promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach”
2. L. Jurkiewicz (Kraków): „Widmo składowej elektronowej na poziomie laboratorium”

3. R. Kołodziejski (Warszawa): „O formule dyspersyjnej dla procesów jądrowych”
4. J. Janik (Kraków): „Wyznaczanie widma absorpcji selektywnej powolnych neutronów w selenie i w arsenie”
5. A. Z. Hryniewicz (Kraków): „O rozkładzie kątowym par elektronowych wytwarzanych w ołowiu przez promienie gamma ThC”
6. A. Z. Hryniewicz (Kraków): „Absorpcja w glinie elektronów par wytworzonych w ołowiu przez promienie gamma ThC”
7. J. Gierula (Kraków): „Rozkład kierunkowy koincydencji comptonowskich”
8. B. Makiej (Kraków): „Badanie widma ciągłego promieni gamma towarzyszących promieniom beta ^{32}P i ^{90}Y ”
9. J. Pniewski (Warszawa): „Widmo RaE w dziedzinie małych energii uzyskane metodą klisz rejestrujących tory elektronowe”
10. S. Pieńkowski (Warszawa): „Zgrupowania promieniotwórcze w meteorach”
11. S. Pieńkowski i S. Zmysłowska (Warszawa): „O rozkładzie ciał promieniotwórczych w polskich granitach dolnośląskich”
12. M. Jeżewski (Kraków): „O pomiarach wilgotności materiałów metodami elektryczności”
13. J. Sułocki (Gdańsk): „Wytrzymałość, stała dielektryczna i przewodnictwo elektryczne w zależności od temperatury dielektryka typu masy kablowej”
14. M. Mięslowicz, L. Jurkiewicz i A. Mikucki (Kraków): „Sondowanie promieniotwórczości w otworach wiertniczych nową aparaturą dostosowaną do istniejących warunków technicznych”
15. W. Majewski (Warszawa): „Otrzymywanie prostowniczych elementów kuprytowych Cu-Cu₂O”
16. K. Dybowski (Warszawa): „Płytki miedziane dwustronnie pokryte tlenkiem miedziowym jako element prostowniczy”
17. Z. Rogalska (Kraków): „Wpływ częstości zmian oświetlenia na pracę komórki zaporowej”
18. P. Jaszczyński (Kraków): „Z badań nad sumami świetlnymi fosforów”
19. K. Rosiński (Warszawa): „Termiczne zmiany fluorescencji roztworu białocenaftelidenu w silikonie”
20. Z. Małkowski (Warszawa): „Wpływ pobudzenia monochromatycznego na świecenie roztworów tetrahydrofluorocyklenu”
21. H. Cygan (Wrocław): „Pomiar energii wydzielanej przez elektrycznie pobudzony azot”
22. R. Mierzecki (Warszawa): „Z badań nad zasięgiem świecenia par metali w iskrze”
23. W. Żuk (Lublin): „Konstrukcja spektrometru masowego a zjawiska jonizacyjne”
24. J. Hennel (Kraków): „Budowa zautomatyzowanej komory Wilsona i jej zastosowanie do wyznaczania rozrzutu zasięgu cząstek alfa RaC’”
25. B. Piekara (Gdańsk): „Z badań nad wyladowaniami błyskowymi”
26. L. Jurkiewicz i J. Gierula (Kraków): „Zmiany zachodzące w liczniku G. M. podczas starzenia przy pracy i próby regeneracji zużytych liczników”
27. M. Suffczyński (Kraków): „Zależność wydajności liczników G. M. na promieniowanie gamma od grubości i rodzaju ścianki”

28. K. Cyno (Kraków): „Zależność wydajności licznika G. M. od ciśnienia argonu dla linii rentgenowskiej K alfa żelaza”
29. T. Morstin (Kraków): „O pomiarach czasu martwego liczników G. M. metodą opóźnionych koidencji”
30. W. Mościcki (Poznań): „Wpływ oporu katodowego na własności stabilizatora typu S.”
31. W. Mościcki i S. Olszański (Poznań): „Stabilizator napięć do 4 kV typu RSD obciążalny do 5 mA”
32. A. Zawadzki (Łódź): „Uniwersalny układ koincydencyjno-selekcyjny (hodoskop)”
33. O. Daszkiewicz (Kraków): „Nowy prosty typ generatora impulsów prostokątnych”
34. J. Pniewski i M. Danysz (Warszawa): „Przygotowywanie cienkich źródeł do celów spektrografii beta”
35. B. Makiej (Kraków): „Zastosowanie rozwidlonej przewodnicy światła do koidencyjnego liczenia scyntylacji cząstek alfa”
36. R. S. Ingarden i J. G. Mikusiński (Wrocław): „Ziarnistość obrazów fotograficznych”
37. W. Romer (Wrocław): „Ziarnistość powiększonych obrazów fotograficznych”
38. L. Natanson (Warszawa): „Zasiąg cząstek alfa i protonów w emulsji fotograficznej w zależności od ich energii”
39. A. Piekara i Z. Pająk (Gdańsk): „Badanie fluktuacji zasięgu cząstek alfa w emulsjach fotograficznych”
40. I. Adamczewski i S. Bernasik (Gdańsk): „Statystyka gwiazdek jądrowych w emulsji klisz fotograficznych”
41. Z. Sobczyński (Gdańsk): „Badania gwiazdek podwójnych w emulsjach fotograficznych do badań jądrowych”
42. T. Badzio (Gdańsk): „Ruchliwość i rekombinacja jonów w oleju parafinowym w zależności od temperatury”
43. K. Gostkowski (Gliwice): „O związku między koagulacją a ruchliwością jonów koagulatora”
44. M. Puchalik (Rokitnica): „Napięcie powierzchniowe układów dwuskładnikowych”
45. T. Musiatowicz (Łódź): „Badania przewodnictwa cieplnego cieczy w zależności od jej prędkości i rodzaju ruchu”
46. J. Hurwic (Warszawa): „Stosowanie nasyconych roztworów wody w benzynie i w czterochloru węgla jako rozpuszczalników w pomiarach momentów dipolowych”
47. I. Adamczewski (Gdańsk): „Uwagi o możliwości wytwarzania nowotworów w organizmie ludzkim przez promieniowania różnego typu”
48. A. Bajer i A. Z. Hryniewicz (Kraków): „Uwagi o mechanizmie mitozy i energii ruchu chromozomów w anafazie”
49. B. Twarowska (Warszawa): „Bioluminescencja bakterium phosphorescens”
50. Z. Kuryło (Gdańsk): „Pomiar zależności stałej dielektrycznej i przewodnictwa elektrycznego substancji fizjologicznych od temperatury”
51. M. Kwiek i E. Karaśkiewicz (Poznań): „Odbudowa sklepienia pewnej sali akustycznej”

52. K. Florek (Wrocław): „Zasada pracy elektro-integratora oporowego do rozwiązywania pewnych nieliniowych równań cząstkowych, w szczególności równania Thomasa-Fermiego w wielu zmiennych”
53. J. Rayski (Toruń): „Elektrodynamika kwantowa w postaci wzajemnościowej”
54. R. S. Ingarden (Wrocław): „Nieliniowa elektrodynamika kwantowa.
55. M. Günther (Warszawa): „Relatywistyczna przestrzeń konfiguracyjna dwu elektronów”
56. J. Rzewuski (Toruń): „O wzajemnym oddziaływaniu cząstek w teorii Feynmana”
57. J. Rzewuski (Toruń): „Interpretacja statystyczna równania Kleina-Gordona”
58. J. Rzewuski (Toruń): „Teoria pól bez rozbieżności”
59. J. Dąbrowski (Warszawa): „Pomiar słabego promieniowania kwadrupolowego przy pomocy interferencji z promieniowaniem dipolowym”
60. L. Maurin (Warszawa): „Obserwowalność linii promieniowania elektrycznego oktopolowego w widmach rentgenowskich oraz reguły wyboru dla liczby kwantowej głównej”
61. Z. Galasiewicz (Wrocław): Wpływ naprężeń wewnętrznych w dielektryku na polaryzację światła odbitego”
62. J. Łopuszański (Wrocław): „Rozwiązanie równania Thomasa-Fermiego dla molekuł o symetrii osiowej”
63. St. Rouppert (Łódź): „Badanie rozkładu kąтового w reakcji (α , p) w glinie”

STRESZCZENIA

referatów z prac własnych wygłoszonych
na XIII-ym Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie

4. XII. — 9. XII. 1950

1. Lokalne promieniowanie gamma w pomiarach promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach. M. MIĘSOWICZ i J. M. MASSALSKI, *Kraków* — II. Z. F. A. G. H.

W pomiarach promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach *Barnothy i Forro* (1939, 1949, 1948) podają fakt istnienia silnego nadmiaru koincydencji podwójnych nad potrójnymi dla tego samego teleskopu licznikowego.

Praca Mięslowicza, Jurkiewicza i Massalskiego (1950) potwierdziła realność tego zjawiska, wykazując równocześnie główny błąd rozumowania poprzednich autorów co do obliczania wydajności na to promieniowanie. Zdaniem Mięslowicza i jego współpracowników, promieniowanie powodujące nadmiar koincydencji podwójnych nad potrójnymi (nazwane przez tych autorów promieniowaniem A), można wytłumaczyć w ramach promieniowania lokalnego pochodzenia radioaktywnego, co zostało definitywnie stwierdzone w tej pracy. Niniejsza praca wykazała: 1. niezależność promieniowania A od natężenia promieniowania kosmicznego, 2. niezależność promieniowania A od głębokości, 3. ścisły związek promieniowania A z promieniowaniem otoczenia z domieszek promieniotwórczych. Autorowie dyskutują dalej mechanizm powstawania koincydencji A przy dwukrotnym rozproszeniu tego samego fotonu w efekcie *Comptona*. Pomiary wykazują zmniejszenie widma fotonowego po rozproszeniu w pierwszym akcie *Comptona* przez porównanie absorpcji promieniowania z otoczenia z absorpcją promieniowania A.

2. Widmo składowej elektronowej promieniowania kosmicznego na poziomie laboratorium. L. JURKIEWICZ, *Kraków* — II. Z. F. A. G. H.

Przeprowadzono na poziomie laboratorium pomiary promieniowania kosmicznego przy pomocy teleskopu licznikowego, pozwalającego wydzielić z ogólnego promieniowania składową elektronową. Po obliczeniu na podstawie teorii kaskad krzywej zasięgu elektronów w ołowiu można było z otrzymanych krzywych absorpcji stwierdzić, że zarówno widmo całkowite miękkiej składowej (przez miękką składową są rozumiane cząstki, których absorpcja jest znacznie większa niż składowej mezonowej; w jej skład poza elektronami, wchodzi fotony i ewentualnie powolne mezony), jak też składowej

elektronowej są wykładnicze. Stwierdzono identyczność obu widm i dość dobrą ich zgodność z widnem przyjmowanym w teorii składowej elektronowej dla wielkich energii.

3. O formule dyspersyjnej dla procesów jądrowych. R. KOŁODZIEJSKI, *Warszawa — II. Z. F. T. U. W.*

Referat o powyższym tytule dotyczy wyprowadzenia formuły dyspersyjnej dla procesów jądrowych, w których cząstka elementarna zderza się z jądrami atomowymi o małej lub średniej masie. Wyprowadzona dla tych procesów formuła wykazuje w porównaniu ze znaną formułą dyspersyjną wyższość pod następującymi względami: 1. jest całkowicie niezależna od matematycznie niesprecyzowanego pojęcia „kompleksu zderzeniowego”, tj. jądra wirtualnie utworzonego podczas zderzenia, 2. pozwala na efektywne obliczanie przekrojów czynnych reakcji jądrowych, 3. obejmuje również i przypadki, w których na skutek reakcji jądrowej jądro rozpada się na trzy lub więcej części, 4. jest dogodna dla stosowania wariacyjnych metod rachunkowych, 5. pozwala traktować reakcje jądrowe jako szczególny przypadek rozpraszania nieelastycznego jąder na jądрах.

4. Wyznaczanie widma absorpcji selektywnej powolnych neutronów w selenie i w arsenie. J. JANIK, *Kraków — II. Z. F. D. U. J.*

Wykonano pomiary przekroju czynnego dla zjawiska absorpcji termicznych neutronów w selenie i w arsenie. Aparatura użyta składała się ze źródła fotonutronów (100 mg Ra otoczone warstwą 3 cm subtelnego proszku berylowego) spowalnianych w 6 cm warstwie parafiny oraz z komory jonizacyjnej wyłożonej warstwą boru, współdziałającej z wzmacniaczem proporcjonalnym i urządzeniem liczącym. Źródło dostarczało wiązki neutronów o maxwellowskim rozkładzie prędkości charakterystycznym dla temperatury 300° K, czyli z maximum przypadającym na 0,026 eV energii neutronów. Przez filtrowanie tych maxwellowskich neutronów przez warstwy boru można było (korzystając z tego, że współczynnik absorpcji neutronów w borze jest dokładnie proporcjonalny do $E^{-1/2}$) otrzymać wiązki neutronów o różnych rozkładach prędkości, przy czym maximum tych rozkładów przesunęło się w stronę tych wyższych energii, im grubsze warstwy boru były użyte jako filtry. Stąd można było otrzymać jakościową zależność przekrojów czynnych jąder Se i As od energii neutronów. Interpretacja wyników jest trudna, ze względu na duże rozmycie funkcji rozkładu prędkości neutronów odfiltrowanych. W każdym razie zdaje się nie ulegać wątpliwości, że mamy tu do czynienia z efektem interferencji termicznych neutronów w mikrokryształach absorbentów.

5. O rozkładzie kątowym par elektronowych wytwarzanych w ołowiu przez promienie gamma Ms Th A. Z. HRYNKIEWICZ, *Kraków — II. Z. F. D. U. J.*

Przeprowadzono pomiar rozkładu kąтового par elektronowych wytwarzanych z ołowiu przez promienie gamma MsTh. Preparat MsTh był umieszczony w bloku ołowianym zaopatrzonym w kanał kolimacyjny, przez który

wychodziła wiązka promieni gamma. Pary wytwarzane były w folii ołowianej umieszczonej u wylotu tego kanału. Detekcję par przeprowadzano za pomocą dwóch liczników Geigera-Müllera pracujących w koincydencji. Dobry czas rozdzielczy układu koincydencyjnego pozwalał zaniedbać koincydencje przypadkowe. Zmieniając położenie liczników względem wylotu kanału wyznaczono zależność liczby rejestrowanych par od wartości kąta między kierunkiem padającego fotonu a kierunkiem jednego z elektronów wytworzonej pary przy dwóch ustalonych wartościach kąta między kierunkami fotonu i drugiego elektronu (15° i 20°). Otrzymane krzywe nie zgadzają się z krzywymi teoretycznymi obliczonymi na podstawie teorii Bethego i Heitlera, co dowodzi, że stosowane przez tych autorów przybliżenie Borna jest niewystarczające do obliczenia rozkładu kąтового.

6. Absorpcja w glinie elektronów par wytworzonych w ołowiu przez promienie gamma ThC . A. Z. HRYNKIEWICZ, *Kraków* — II. Z. F. D. U. J.

Posługując się metodą liczników Geigera-Müllera, pracujących w koincydencji do rejestracji par elektronowych wytwarzanych w folii ołowianej przez promienie gamma MsTh , wyznaczono krzywą absorpcji elektronów par w glinie przez osłanianie foliami glinowymi okienek liczników. Na podstawie rozkładów energii elektronów par danych przez teorie Bethego i Heitlera oraz Jaegera i Hulme'a, obliczono teoretyczne krzywe absorpcji. Krzywa doświadczalna znacznie lepiej pasuje do krzywej wyznaczonej na podstawie teorii Jaegera i Hulme'a, jednak istnieje pewna rozbieżność, która mogłaby wskazywać na jeszcze większą asymetrię rozkładu energii obu elektronów par niż to przewiduje ta teoria.

7. Rozkład kierunkowy koincydencji comptonowskich. J. GIERULA, *Kraków* — II. Z. F. A. G. H.

Mięsowicz, Jurkiewicz i Massalski (*Acta Phys. Pol.* 10, 69 (1950)) okazali, że przy pomiarach promieniowania kosmicznego na dużych głębokościach nadmiar koincydencji podwójnych nad potrójnymi jest spowodowany promieniowaniem gamma mającym źródło w naturalnej promieniotwórczości otoczenia. Praca niniejsza miała za cel dokładne zbadanie mechanizmu koincydencji tego typu. Wiazka filtrowanego przez 25 cm ołowiu promieniowania gamma ThC'' padała na licznik G. M. i ulegała na nim rozproszeniu. To rozproszone promieniowanie było rejestrowane przez drugi licznik, tworzący z pierwszym teleskop obracalny wokół osi pierwszego licznika. Przy pomocy układu koincydencyjnego o czasie rozdzielczym 0.36 sek mierzono liczbę koincydencji w zależności od kąta, jaki tworzyła wiązka promieni gamma z osią teleskopu. Uzyskana krzywa wykazuje silne maximum koincydencji dla kierunku około 28° . Zakładając, że koincydencje są wywołane przez kwanty gamma rozproszone na skutek efektu Comptona w pierwszym liczniku, wyznaczono krzywą teoretyczną rozkładu kierunkowego koincydencji. Przy wyznaczaniu tej zależności posłużono się danymi co do rozkładu kierunkowego rozproszonego promieniowania gamma (Klein-Nishina), zasięgu elektronów comptonowskich w materiale licznika i zależ-

ności wydajności licznika G. M. od energii kwantów gamma. Tak uzyskana krzywa jest zgodna z krzywą eksperymentalną.

8. Badania widma ciągłego promieni gamma towarzyszących przemianom beta ^{32}P i ^{90}Y . B. MAKIEJ, *Kraków — II. Z. F. D. U. J.*

Jądra ^{32}P i ^{90}Y należą do klasy jąder promieniotwórczych, które przy przemianach beta nie emitują monochromatycznych promieni gamma. W tym wypadku stają się dostępne pomiary słabego ciągłego promieniowania gamma, tzw. promieniowania hamowania wewnętrznego („internal bremsstrahlung”), towarzyszącego zawsze przemianom beta. Pomiary takie zostały wykonane przy zastosowaniu licznika scyntylacyjnego jako detektora o dużej wydajności. Użycie stosunkowo cienkich źródeł pozwoliło na zredukowanie natężenia promieni X, co umożliwiło otrzymanie krzywych absorpcji promieniowania hamowania wewnętrznego.

9. Widmo RaE w dziedzinie małych energii uzyskane metodą klisz rejestrujących tory elektronowe. J. PŃIEWSKI *Warszawa — Z. F. D. U. W.*

Z dotychczasowych prac wynikało, że w dziedzinie energii poniżej 80 KeV widmo RaE nie jest dostatecznie dobrze znane. Jest to typ widma odpowiadającego przejściu silnie wzbronionemu. W celu uzyskania tego widma zbudowano spektrograf sugerowany przez E. Persico (1949) modyfikując go w ten sposób, by mógł być użyty do klisz rejestrujących tory elektronowe. Uzyskano pewne dane dotyczące geometrii tego typu spektrografu. Zbadano i ustalono warunki, w których tory elektronowe o małej energii ukazujące się na powierzchni emulsji występują najwyraźniej. Ustalono pewne związki między energią, zasięgiem i ilością ziarn. Otrzymano pierwsze dane dotyczące widma energii RaE sięgające 5 KeV.

10. Zgrupowania promieniotwórcze w meteordach. S. PIENKOWSKI, *Warszawa — Z. F. D. U. W.*

Meteority wykazują drobne zgrupowania substancji promieniotwórczych o małym zagęszczeniu oraz drobne ich ilości w wielkiej dyspersji.

11. O rozkładzie ciał promieniotwórczych w polskich granitach dolnośląskich. S. PIENKOWSKI i S. ZMYŚLOWSKA, *Warszawa — Z. F. D. U. W.*

Granity te wykazują: a) bardzo różne ilościowo średnie zawartości ciał promieniotwórczych, b) zgrupowania w drobnych obszarach, c) wysoko skoncentrowane drobne zawiesiny.

12. O pomiarach wilgotności materiałów metodami elektrycznymi. M. JEZEWSKI, *Kraków — I. Z. F. A. G. H.*

Autor dyskutuje różne metody stosowane do określenia wilgotności materiałów, w szczególności do wyznaczania wilgotności drewna. Najwięcej rokującą nadziei jest metoda posługująca się pomiarami pojemności elektrycznej kondensatora z próbkami materiałów. Przy pomocy opracowanej

poprzednio i referowanej na poprzednim zjeździe metody zostały wykonane pomiary na szeregu próbek drewna kilku gatunków. Pomiary wykazały, że nie ma jednoznacznej zależności między wilgotnością i stałą dielektryczną drewna, natomiast stała dielektryczna zależy od wody zawartej w próbce określonych rozmiarów. Przez pomiar pojemności kondensatora z próbkami drewna można zatem określić zawartość wody w próbce, ważąc ją zaś łatwo już wyliczyć wilgotność. Wynikają stąd pewne ogólne wskazania odnoszące się do pośrednich technicznych pomiarów wilgotności różnych materiałów.

13. Wytrzymałość, stała dielektryczna i przewodnictwo elektryczne w zależności od temperatury dielektryka typu masy kablowej. J. SUŁOCKI, *Gdańsk — II Z. F. P. G.*

Praca obejmowała badanie w. w. zależności dla masy kablowej produkcji krajowej oznaczanej w handlu literą „D”. Wytrzymałość elektryczną badano aparaturą wysoko-napięciową z prostowaniem: układ elektrod kula — płyta uziemiona, odległość elektrod rzędu 2 mm. Masę badano w zakresie temperatur 0°—60° C. Otrzymane wyniki wykazują na wybitny spadek wytrzymałości dopiero przy temperaturach powyżej 40° C. Wskazywałoby to na cieplny mechanizm przebicia. Stała dielektryczna wskazuje nieznaczne obniżenie swej wartości w okolicy temperatury topnienia, tj. 45° C. Masa świeża wykazuje wyższą wartość stałej dielektrycznej od masy poddanej próbom na przebicie. Przewodnictwo elektryczne badano w zakresie 0°—60° C i przy użyciu różnych napięć. Bliższa analiza wyników i opracowanie teoretyczne w toku.

14. Sondowanie promieniotwórczości w otworach wiertniczych nową aparaturą dostosowaną do istniejących warunków technicznych. M. MIĘSOWICZ, L. JURKIEWICZ i A. MIKUCKI, *Kraków — II. Z. F. A. G. H.*

Na poprzednim Zjeździe referowano sondowanie promieniotwórczości aparaturą próbną o nieciągłej rejestracji w pustym odwiercie. Ponieważ ówczesne trudy dały rezultaty pozytywne, autorzy skonstruowali na zamówienie G.I.N. aparaturę przystosowaną do warunków technicznych istniejących w poszukiwaniach wiertniczych. Aparatura ta miała spełniać następujące warunki: 1. Ciągłość rejestracji, 2. Możliwie duża szybkość rejestracji, 3. Głębokość zapuszczania do 2000 m, 4. Zasilanie przy pomocy 3-żyłowego kabla stosowanego już w poszukiwaniach, 5. Możliwość zapuszczania do otworów z płuczką, a więc do ciśnień 250 at, 6. Średnica sondy nie powinna przekraczać 5-ciu cali. — Aparatura skonstruowana przez autorów spełnia powyższe warunki. Zastosowano 4 duże liczniki połączone równolegle. Sonda zasilana jest kablem nośnym 3-żyłowym. Zastosowano lampy podwójne zasilane szeregowo 2-ma żyłami. Impulsy z liczników wzmocnione przekazywano transformatorem 3-cią żyłą do aparatury górnej. Sonda miała osłonę szczelną do 250 at. Aparatura górna zawierała multiwibrator, wyrównujący impulsy, integrator i woltomierz lampowy z miliamperomierzem samopizującym. Integrator miał stałą czasową 12 sek. Szybkość zapuszczania mogła być zmieniana w granicach od 3-ch do 10-ciu metrów na minutę. W dotychczasowych próbach liczba impulsów zawierała się w granicach od 150 do 700 na minutę. Pomiary były wykonywane nawet przy 5-ciokrotnym zarurowaniu rurami o średnicach

do 18⁵/₈ cala, o grubości ścianek do 10 mm. Dotychczasowe pomiary wykonane na kablu 2 000 metrów do głębokości 1 330 m. Przykłady krzywych promieniotwórczości, które przedstawiono, wykazują dobre reprodukowalności w zakresie dozwolonych fluktuacji statystycznych. Ich ogólny charakter zgodny jest z profilem geologicznym.

15. Otrzymywanie prostowniczych elementów kuprytowych Cu - Cu₂O.
W. MAJEWSKI, *Warszawa* - Z. F. E. P. W.

Zakład Fizyki Elektronowej przystąpił do bliższego zbadania powyższego zadania mając na celu w końcowym wyniku prócz zainteresowań naukowych zebranie koniecznych danych dla ewentualnego umożliwienia produkcji płytek prostowniczych na skalę przemysłową. Prace są wykonywane zespołowo przez asystentów Zakładu. W pierwszym etapie ograniczono się do wstępnych jakościowych badań przy użyciu możliwie najprostszych urządzeń. Przede wszystkim chodziło bowiem o wybór odpowiedniego gatunku miedzi rynkowej, opanowanie techniki wstępnej obróbki mechanicznej, a następnie cieplnej płytek prostowniczych, wreszcie ich końcowej obróbki i najodpowiedniejszych sposobów montowania z nich układów prostowniczych. Zebrany dość znaczny materiał doświadczalny jest obecnie porządkowany i opracowywany. Na jego podstawie możliwe będzie przejście do dalszych, bardziej szczegółowych badań. Z wyprodukowanych w Zakładzie płytek prostowniczych zmontowano 5 modeli zespołów prostowniczych. Dla uzyskania danych statystycznych co do rozrzutu własności prostowniczych płytek danej serii produkcji, wyprodukowano we wrześniu 1950 r. 500 elementów prostowniczych. Z tej serii 160 płytek użyto dla zmontowania prostownika w układzie Graetza do ładowania akumulatorów. Został on całkowicie pod względem mechanicznym jak i montażu wykonany w Zakładzie. W ciągu 140 godzin (z przerwami) pracy pod nominalnym obciążeniem nie zauważono żadnych zmian jego własności.

16. Płytką miedzianą dwustronnie pokrytą tlenkiem miedziawym jako element prostowniczy. K. DYBOWSKI, *Warszawa* - Z. F. E. P. W.

Zazwyczaj elementem prostowniczym jest płytka miedziana pokryta warstwą tlenku miedziawego (Cu₂O). Orientacyjne próby zdają się wskazywać na możliwość wykorzystania płytki dwustronnie pokrytej tlenkiem miedziawym. W Zakładzie montuje się prostownik składający się z takich płytek, który zostanie poddany szczegółowemu badaniu. W razie pozytywnego wyniku fakt ten miałby doniosłe znaczenie dla produkcji tego typu prostowników. W dostępnej literaturze autor nie znalazł wzmianek o możliwości stosowania płytek dwustronnie pokrytych tlenkiem miedziawym.

17. Wpływ częstości zmian oświetlenia na pracę komórki zaporowej.
Z. ROGALSKA, *Kraków* - I. Z. F. D. U. J.

Przeprowadzone za pomocą oscyloskopu obserwacje zależności amplitudy zmian napięcia wytwarzającego się na biegunach fotoogniwa selenowego od częstości zmian oświetlenia wykazały, że amplituda ta szybko maleje ze wzro-

stem częstotliwości zmian oświetlenia. Występuje stała składowa napięcia, na którą jest nałożona składowa zmienna o amplitudzie malejącej ze wzrostem częstotliwości. Wskazuje to na pewną bezwładność komórki zaporowej. Dochodząc do częstotliwości zmian oświetlenia ok. 2000 na sek. nie zaobserwowano ani na oscyloskopie ani też na przyrządach o dużej bezwładności, jak galwanometr i woltomierz lampowy, zmaleńcia średniej wartości napięcia. Dalsze badania doświadczalne w toku.

18. Z badań nad sumami świetlnymi fosforów. P. JASZCZYN, Warszawa — Z. F. D. U. W.

Fosfor ZnS-Cu pobudzono światłem lampy rtęciowej zaopatrzonej w filtr Wooda. Podczas wzbudzania badano luminescencję metodą spektrograficzną. Sumy świetle wypromieniowane po wyłączeniu źródła mierzono za pomocą fotokomórki.

19. Termiczne zmian fluorescencji roztworu biacenaftelidenu w silikonie. K. ROSIŃSKI, Warszawa — Z. F. D. U. IV.

W widmnie fluorescencji silikonowego roztworu biacenaftelidynu pobudzonej bliskim nadfioletem wykryto 4 rozmyte dość poza tym wyraźne pasma. Stwierdzono przesunięcie maksimów tych pasm w stronę fal krótkich przy wzroście temperatury. Stwierdzono czysto termiczne wygaszanie fluorescencji. Efektem ubocznym jest nieodwracalne wygaszanie fluorescencji związane z trwałymi zmianami cząsteczki fluoryzującej.

20. Wpływ pobudzenia monochromatycznego na świecenie roztworów tetrahydrofluorocyklenu. Z. MAŁKOWSKI, Warszawa — Z. F. D. U. W.

Rejestracja fotograficzna procesów rozpadu cząsteczek świecących, a w ogólności fotografowanie słabych świeceń w stosunkowo krótkim czasie, zostało umożliwione przez połączenie spektrografu o wielkiej świetlności z podwójnym monochromatorem szklanym. Badając fluorescencję tetrahydrofluorocyklenu w różnych roztworach stwierdzono, że w czterochlorku węgla cząsteczka badana ulega rozpadowi pod wpływem naświetlania krótkofalowym światłem widzialnym. Skutkiem reakcji fotochemicznej w roztworze powstają nowe pasma absorpcyjne dające możność spektrograficznej kontroli widm świecenia cząsteczki nierozłożonej i produktów rozpadu. Stosując pobudzenie monochromatyczne do widm fluorescencji badanego barwnika w alkoholu amylowym stwierdzono, że zespół pasm świecenia charakterystycznego dla pochodnych fluorocyklenu rozpada się na grupy dające się oddzielnie pobudzać.

21. Pomiar energii wydzielanej przez elektrycznie pobudzony azot. H. CYGAN, Wrocław — II Z. F. D. U. Wr.

Rayleigh (*Proc. Roy. Soc.*, 189, 296 (1947)) badał energię aktywnego azotu pobudzonego wyładowaniem elektrycznym bezelektrodowym (impulsami rzędu 10^{-6} sek. co 0,5 sek.). Energia wydzielala się na folii platynowej umiesz-

czonej w lampie osiowo i była mierzona elektrycznie. Przy założeniu, że każda cząsteczka azotu w lampie została pobudzona i każda oddaje swą energię folii w czasie między dwoma impulsami, obliczył Rayleigh energię przypadającą średnio na jedną cząsteczkę. Rayleigh uważa swe wyniki za trudne do wyjaśnienia. Autor powtórzył wyniki Rayleigha w lampie nieco zmodyfikowanej. Jakkolwiek różniły się one co do rzędu wielkości od wyników Rayleigha, autor uważa, że różnica pochodzi od różnic geometrii lamp. Zależność energii od ciśnienia jest zgodna z wynikami Rayleigha.

Autor proponuje następujące wyjaśnienie wyników Rayleigha: Przybliżone obliczenia pokazują, że w warunkach pracy lampy Rayleigha elektrony (ale nie jony) dużej prędkości zostają skierowane polem elektromagnetycznym ku osi lampy, w której była folia. Analiza warunków elektrycznych Rayleigha prowadzi do wyniku, że w jego lampie istniało silne pole elektryczne między nawiniętą na lampie cewką a osiowo umieszczoną folią. To pole powodowało prądy przez gaz ku folii, a zatem wydzielanie energii na folii. W lampie autora z powodu nieco innych stosunków geometrycznych oba czynniki powyższe grały mniejszą rolę. Tym tłumaczy się mniejsza wartość energii otrzymanych przez autora.

22. Z badań nad zasięgiem świecenia par metali w iskrze. R. MIERZECKI,
Warszawa — Z. F. D. U. W.

Badano widmo świecenia różnych części iskry w powietrzu między elektrodami metalowymi. W szczególności analizowano gaśnięcie natężeń prążków Zn I 4680, Zn I 4722, Zn I 4810, Zn II 4924. Stwierdzono, że natężenie prążków związanych z materiałem elektrod maleje liniowo w miarę oddalania się od tych elektrod. Włączenie pojemności równoległe do przerwy iskrowej powoduje wzrost natężenia prążków pochodzących od atomów zjonizowanych, które jednak jeszcze szybciej gasną. Wszystkie wyniki mieszczą się w ramach hipotezy termicznego wzbudzenia par metali w iskrze.

23. Konstrukcja spektrometru masowego a zjawiska jonizacyjne. W. ŻUK,
Lublin — Z. F. U. M. C. S.

W Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie został zbudowany spektrometr masowy typu A. O. Niera z 60°-oczewką magnetyczną. Źródło jonów tego spektrometru zostało skonstruowane w ten sposób, że mogło pracować bez działania zewnętrznego pola magnetycznego. Gaz znajdujący się w źródle pod ciśnieniem rzędu 10^{-3} mm Hg był jonizowany wiązką elektronową, przebiegającą wpoprzek szczeliny wyciągającej jony. Stałość emisji elektronowej zabezpieczała siatka umieszczona w pobliżu źródła elektronów. Ogólne natężenie prądu jonowego nie przekraczało 10^{-10} A. Wytworzona wiązka jonów była monokinetyczna, jej rozbieżność energetyczna wynosiła zaledwie kilka elektronowoltów. — Zostały zbadane zjawiska jonizacyjne zachodzące w źródle jonów dla powietrza, azotu, tlenku i dwutlenku węgla. Zależność między natężeniem wiązki elektronowej a ilością wytwarzanych jonów okazała się liniową o współczynniku równym 12 jonów na 1 cm drogi elektronu w gazie o ciśnieniu 1 mm Hg. Zależność natomiast między natężeniem wiązki elektronowej a otrzymanymi

prądem jonowym nie była liniowa i przy pewnej wartości prądu elektronowego natężenie prądu jonowego pozostawało prawie stałe. Ten przebieg krzywej dla prądu jonowego został wykorzystany dla zapewnienia stałości natężenia strumienia jonowego. Zostało wykazane, że podobnego przebiegu krzywej nie można tłumaczyć efektem nasycenia przestrzeni jonizacyjnej jonami. Dokładniej od innych gazów były badane azot i dwutlenek węgla. W otrzymanych widmach masowych azotu i dwutlenku węgla największe natężenie mają linie N_2^+ oraz CO_2^+ .

24. Budowa zautomatyzowanej komory Wilsona i jej zastosowanie do wyznaczania zasięgów cząstek alfa RaC' . J. HENNEL, *Kraków — II Z. F. D. U. J*

Referat obejmuje krótki opis zbudowanej przez prelegenta w II Zakładzie Fizyki Doświadczalnej U. J. komory Wilsona wraz z urządzeniami pomocniczymi. Komora Wilsona zbudowana została w oparciu o konstrukcję podaną przez Crane'a i Mouzóna (*Rev. Sc. Instr.*, 8, 351 (1937)) przy wprowadzeniu pewnych modyfikacji. Tłok komory poruszany jest pneumatycznie. Sterowanie komory odbywa się za pomocą urządzenia włączającego kontakty elektryczne w odpowiednich odstępach czasu za pomocą wału z ekscentrami. Urządzenie oświetlające wnętrze komory (dla dokonania zdjęcia fotograficznego torów) zbudowane jest przy użyciu lampy błyskowej umieszczonej w specjalnym reflektorze. Jako pierwsze zastosowanie nowozbudowanej komory autor wykonał pomiary zasięgu cząstek alfa z RaC' . Cząstki alfa pochodziły z osadu promieniotwórczego zebranego na pręciku metalowym umieszczonym wewnątrz komory. Materiał statystyczny obejmuje sto kilkadziesiąt zmierzonych torów. Osiągnięto wynik w granicach błędu zgodny z ogólnie przyjętą wartością.

25. Z badań nad wyładowaniami błyskowymi. B. PIEKARA, *Gdańsk — I Z. F. P. G.*

Opracowany został szereg specjalnych typów lamp błyskowych wypełnionych argonem pod ciśnieniem kilkunastu cm Hg. Lampy te włączone w obwód kondensatora dają w czasie rozładowania bardzo silne i krótkotrwałe błyski, którym towarzyszą „pulsy” silnego prądu elektrycznego i pola magnetycznego. Zbadany został charakter przebiegu natężenia świecenia i prądu elektrycznego w czasie przy pomocy oscylografu dwuwiazkowego. Czas świecenia błysku jest rzędu wielkości 100μ sek i jest różny dla różnych typów lamp. Wykonane zostały pomiary szczytowej wartości natężenia prądu elektrycznego (ok. 10 kA), natężenia świecenia, zależności natężenia świecenia i natężenia prądu od napięcia przyłożonego do lampy oraz od ciśnienia w lampie itd. W trakcie badania jest wpływ pola magnetycznego zewnętrznego i własnego na natężenie świecenia i czas trwania błysku. Znalaziono, że pola magnetyczne zwiększa wartość maksymalną natężenia światła.

26. Zmiany zachodzące w liczniku G. M. podczas starzenia się przy pracy i próby regeneracji zużytych liczników. L. JURKIEWICZ i J. GIERULA, *Kraków — II Z. F. A. G. H.*

W związku z pracami zakładu przeprowadzono badania nad czasem życia liczników G. M. Użyto do tego celu liczników o średnicy 25 mm, długości

czynnej 60 mm, grubości ścianki 1 mm mosiądzu, napełnionych normalnie mieszkanką argonu i alkoholu. Liczniki te były „naświetlane” preparatem Ra umieszczonym w stałym położeniu, tak że licznik liczył około 25 000 imp. na min. Jako źródła wysokiego napięcia użyto suchych baterii anodowych. Przy pomocy skalera zdejmowano charakterystyki liczników co 10^7 impulsów oraz mierzono wysokość impulsów w stałych warunkach przy pomocy oscylografu. Do pierwszej próby użyto 3 liczników, do następnej 9-ciu¹⁾. W miarę starzenia się liczników obserwowano stałe podnoszenie się progów i przesuwanie się charakterystyk jako całości bez widocznych zmian ich nachylenia. Zmiany nachylenia charakterystyk i ich skracanie wystąpiły dopiero po policzeniu ok. $8,10^8$ impulsów. Wysokość impulsu dla pierwszych $5,10^7$ impulsów jest praktycznie stała, po czym spada wykładniczo do wartości kilkanaście razy mniejszej. W pierwszym okresie pracy liczników obserwuje się nagłe podnoszenie się progu o ok. 20 V po przyłożeniu napięcia. Usunięcie napięcia powoduje powrót progu do pierwotnej wartości. Obserwuje się bardzo silne narastanie czułości fotoelektrycznej w miarę starzenia się licznika. Z 3 pierwszych liczników jeden został otwarty. Drut wyjęty z niego wykazuje pod mikroskopem obecność licznych przezroczystych kryształków ustawionych przeważnie radialnie. Dwa pozostałe liczniki napełniono ponownie świeżą mieszkanką. Nie wykazały one żadnej poprawy pracy. Celem regeneracji przepuszczono następnie przez nie wyładowanie w powietrzu pod ciśnieniem 2 mm Hg, przykładając plus wysokiego napięcia (z induktora) na płaszczyznę licznika. Po kilkunastominutowym wyładowaniu liczniki napełniono jak pierwotnie. Okazało się, że miały one charakterystyki identyczne z tymi, jakie posiadały przed zestarzeniem. Liczniki te wraz z nową serią 7 liczników poddano ponownie starzeniu. Wszystkie obserwowane zmiany niczym nie różniły się od pierwotnie zaobserwowanych. Wykonano też specjalne próby celem wyjaśnienia sprawy podnoszenia się napięcia progowego w czasie starzenia się licznika.

27. Zależność wydajności liczników G. M. na promienie gamma od grubości i rodzaju ścianki. M. SUFFCZYŃSKI, *Kraków* — II. Z. F. U. J.

Zbadano przebieg względnej wydajności liczników G. H. na promienie gamma w zależności od grubości ścianki licznika. Ścianka sporządzona była z mosiądzu i, w innych licznikach, ze złota. Źródłem promieni gamma był Ra w równowadze z pochodnymi filtrowany 2 i 3 cm ołowiu oraz Th filtrowany 3 cm ołowiu. Krzywe przebiegu względnej wydajności okazały się typowymi „krzywymi przejścia” z płaskimi maksimum przesuwającym się z wzrastającą energią padających fotonów gamma ku większej grubości ścianki.

28. Zależność wydajności licznika G. M. od ciśnienia argonu dla linii rentgenowskiej K_{α} żelaza. K. CYNO, *Kraków* — II Z. F. A. G. H.

Pracę powyższą wykonano w Zakładzie A. G. H. w Krakowie jako wstępną próbę zastosowania liczników G. M. zamiast kliszy fotograficznej w badaniu struktury metodą Debye'a-Scherrera. W dziedzinie używanych tam fal ($0,7 \text{ \AA} — K_{\alpha} \text{ Mo}$, $1,5 \text{ \AA} — K_{\alpha} \text{ Cu}$, $1,9 \text{ \AA} — K_{\alpha} \text{ Fe}$) następuje selektywny

¹⁾ Stwierdzono, że uległy one zepsuciu po policzeniu 10^9 impulsów.

efekt fotoelektryczny w używanych gazach licznikowych, jak krypton (brzeg absorpcji 0,86 Å) czy argon (brzeg absorpcji 3,9 Å).

Jeśli założymy padanie równoległe do osi licznika, to wydajność wyrazi się wzorem

$$W = e^{-\mu c m} (1 - e^{-\mu c l}),$$

gdzie μ — masowy współczynnik absorpcji, m — długość martwa licznika, l — czynna długość tegoż, c — gęstość gazu. Funkcja ta ma optimum względem gęstości względnie względem ciśnienia przy ciśnieniu:

$$p_0 = \frac{76}{c' \mu l} \ln \left(\frac{m+l}{m} \right), \quad (c' \text{ gęstość w normalnych warunkach}).$$

Wydajność maksymalna będzie:

$$W_0 = \left(\frac{m}{l+m} \right)^{\frac{m}{l}} \left(1 - \frac{m}{m+l} \right).$$

Celem pracy było eksperymentalne dobranie ciśnienia dla najkorzystniejszych warunków wydajności i pracy licznika oraz porównanie rezultatów z wzorami przytoczonymi. W tym celu skonstruowano licznik z okienkiem mikowym grubości 28 μ , integrator jako aparaturę rejestrującą oraz aparaturę do zmiany ciśnienia argonu w liczniku. Integrator składał się z multiwibratora, którego impulsy wywołane przez impulsy licznika ładowały element całkujący złożony z kondensatora 25 μ F i oporu 400 k Ω . Średnie napięcie na tym elemencie proporcjonalne do natężenia promieniowania zamieniane jest woltomierzem lampowym na prąd miliamperomierza. Pomiar zasadniczy polegał na utrzymaniu stałego natężenia promieniowania K_{α} Fe i dopuszczeniu argonu do licznika. Tak otrzymano eksperymentalnie krzywą zależności wydajności od ciśnienia. Zgadza ona się z krzywą teoretyczną. Nieznaczne odstępstwa tłumaczy autor wzrostem czasu martwego i zmienną objętością czynną. Udawadniają to pomiary uboczne: oświetlenie promieniami gamma daje też pewną zależność wydajności do ciśnienia w liczniku. W celu udowodnienia poprawności pomiaru zmierzono zależność pochyłości charakterystyki od ciśnienia. Znaleziono ciekawy efekt znikania pochyłości w pewnych warunkach napełnienia. Efekt ten wydaje się być osiągalny na każdym liczniku. Może on rzucić światło na impulsy błędne.

29. O pomiarach czasu martwego liczników G. M. metodą opóźnionych koincydencji. T. MORSTIN, *Kraków — I Z. F. A. G. H.*

Na podstawie pracy S. C. CURRANA i R. R. RAE (*Rev. Sci. Instr.*, 18, 871 (1947)) autorka zbudowała aparaturę do pomiaru czasu martwego liczników G. M. Metoda pomiaru: Każdy z impulsów licznika naświetlanego preparatem promieniotwórczym działa na dwa układy: układ koincydencyjny ROSSIEGO oraz multiwibrator, którego zadaniem jest opóźnianie impulsów. Opóźniony impuls doprowadzany jest do układu koincydencyjnego, gdzie otrzymuje się koincydencję opóźnionego impulsu z następnym, przychodzącym wprost z licznika. Z krzywej przedstawiającej zależności liczby koincydencji od czasu opóźnienia impulsu wyznacza się efektywny czas martwy licznika. Wyniki pomiarów potwierdziły fakt, że czas martwy licznika zależy od średnicy licznika. Aparatura nadaje się do badania zależności czasu martwego od różnych czynników.

30. Wpływ oporu katodowego na własności stabilizatora typu S. W. MOŚCICKI, Poznań — Z. F. D. U. P.

Zgodnie z klasyfikacją Hunta i Hickmana (*Rev. Sc. Instr.* 10, 6 (1939)) wszystkie stabilizatory lampowe stanowią kombinacje trzech zasadniczych typów: typu „s” stanowiącego zastosowanie dla celów stabilizacji mostka pomiarowego stromości triody; typu „u” wywodzącego się z mostka pomiarowego współczynnika wzmocnienia triody; oraz obwodu rozwiniętego z jedno-stopniowego wzmacniacza degeneracyjnego — typ „D”.

Przedyskutowano wpływ oporu katodowego (r) na warunki stabilizacji oraz własności stabilizacyjne stabilizatora typu „s”.

Warunek stabilizacji dla tego typu stabilizatora (typ „rs”) brzmią:

$$\frac{s}{1+rs} = \frac{R_m}{R_1 R_3}, \quad (R_1 \text{ opór anodowy, } R_m = R_2 + R_3, \text{ dzielnik napięcia wejściowego w obwodzie siatki}).$$

Przy pracy na prostoliniowej części charakterystyki i spełnieniu warunków stabilizacji, współczynnik stabilizacji jest dla stabilizatora tego typu nieskończenie wielki. W wypadku odstrojenia się od warunków stabilizacji stabilizator typu „rs” daje stabilizację $(1+rs)$ krotnie lepszą niż stabilizator „s” i jest wskutek tego mniej wrażliwy na ewentualne zmiany wartości oporów (grzanie się). Jeżeli warunki pracy dopuszczają zmianę napięcia stabilizowanego o wartości $\Delta E_0 = \delta$, wówczas stosunek dopuszczalnych oscylacji na wejściu do stabilizatorów typu „s” i „rs” posiada wartość

$$\frac{|\Delta E| (rs)}{|\Delta E| (s)} = 1+rs.$$

Przy użyciu stabilizatora „rs” do polaryzacji siatki lampy stabilizatora typu „D” można przez odpowiedni dobór stałych układu uzyskać stabilizację dowolnie wielką (współczynnik stabilizacji stabilizatora kombinowanego typu „rsD” wyraża się wzorem $S_{rsD}^{-1} = \left(D - \frac{\Delta s}{s_0} \cdot \frac{1}{1+rs} \right)$, ($D^{-1} = 1 + u + \frac{r_a}{R_0}$, gdzie r_a — opór wewnętrzny lampy stabilizatora „D”)), przy pracy stabilizatora na części zakrzywionej charakterystyki. Opór wewnętrzny stabilizatora tego typu jest $\left(R = \frac{r_a}{s_D - \frac{r_a}{R_0}} \right)$ identyczny z oporem wewnętrznym stabilizatora D.

31. Stabilizator napięć do 4 kV typu rsD obciążalny do 5 mA. W. MOŚCICKI i S. OLSZAŃSKI Poznań — Z. F. D. U. P.

Zbudowano przenośny stabilizator wysokiego napięcia na lampach LS 50, przecokołowanej lampie REN 904 oraz oporach masowych. Stabilizator pracuje na zakrzywionej części charakterystyki lampy LS 50 użytej w układzie „rs” sterującym siatką lampy D (REN 904). Polaryzację katody oraz siatki drugiej stanowi zespół stabilizatorów STV 240/40. Potencjometr w obwodzie siatki pozwala zmieniać w sposób ciągły polaryzację tej siatki względem katody co umożliwia pokrycie szerokiego zakresu napięć stabilizowanych (od

1500 V — 4500 V). Opory obwodu dobrane są tak ażeby stabilizacja układu „rs” następowała dla określonych stromości lampy LS 50, a stabilizacja układu „rsD” dla innych większych stromości odpowiednich dla maksymalnego obciążenia lampy w czasie pracy. W tych warunkach teoretyczna stabilizacja układu przy zmianach napięcia wejściowego o 1500 volt winna być lepsza niż dla idealnie wysterowanych stabilizatorów typu „s” i typu „D”.

Zbudowany stabilizator wymaga około 4 godzinnego grzania dla osiągnięcia stabilnych warunków pracy. Regularne powolne zmiany napięcia wyjściowego w funkcji napięcia wejściowego nie przekraczają wartości 10 V przy stabilizacji na wysokości 3500 — 4000 V i zmianach napięcia na wejściu o 2000 V i są spowodowane w głównej mierze grzaniem się oporów. Nieregularne skoki napięcia stabilizowanego o amplitudzie rzędu 2 voltów spowodowane są niedostateczną stabilizacją polaryzacji i mogą być usunięte przy polaryzacji bateryjnej.

Stabilizator wykazuje dużą bezwładność. Reakcja stabilizatora na szybkie zmiany napięcia wejściowego o amplitudzie rzędu 600 voltów są rzędu 2 voltów.

32. Uniwersalny układ koincydencyjno-selekcyjny (hodoskop). A. ZAWADZKI, Łódź — Z. F. D. U. Ł.

Układ lamp elektronowych, zbudowany w Zakładzie Fizyki Eksperymentalnej I Uniwersytetu Łódzkiego służy do indywidualnego wyznaczania wzbudzanych cząstkami naelektryzowanymi liczników G. M., które pracować mogą w dowolnym zestawieniu. Przeznaczony on jest w zasadzie do obsługiwanienia większej liczby liczników, rozmieszczonych w pewnej określonej przez dane zagadnienie sieci przestrzennej. Układ może odtwarzać kształty poszczególnych torów cząstek, niezależnie od tego czy występują one pojedynczo czy zbiorowo. Czas rozdzielony układu wynosi 0,4 mikrosek. Wydajność układu lampowego wynosi 98%. Rejestracja odbywa się przez filmowanie ekranu z zapalającymi się sygnalizacyjnymi lampkami neonowymi. Układ zmontowany w Zakładzie składa się na raz z 132 komórek licznikowych, pracuje w czterokrotnej koincydencji z antykoincydencją. Niezależnie od ustalonego rzędu koincydencji układ może obsługiwać dowolną dodatkową liczbę komórek indywidualnych przez zaopatrzenie tych komórek w numeryatory telefoniczne zamiast neonówek, co umożliwia kombinowanie koincydencji różnych rzędów i w różnych zestawieniach. Cecha ta stanowi o jego uniwersalnej możliwości zastosowania do każdego zagadnienia.

33. Nowy prosy typ generatora impulsów prostokątnych. O. DASZKIEWICZ, Kraków — II. Z. F. D. U. J.

Zbudowany generator impulsów prostokątnych posiada dwie części: multiwibrator o sprzężeniu katodowym i parafazowy wzmacniacz degeneracyjny. W multiwibratorze stosuje się płynną regulację napięcia anodowego (przy pomocy potencjometru), dzięki czemu uzyskuje się zmianę czasu trwania impulsów przy niezmienionej ich liczbie w jednostce czasu. Parafazowy wzmacniacz degeneracyjny pozwala na jednoczesne pobieranie impulsów różniących się fazą o 180° oraz na względnie proste przełączenie na układ dający im-

pulsy bardzo krótkie. Regulacja częstości generatora odbywa się przez ciągłą zmianę oporu ograniczającego prąd siatki multiwibratora i skokową zmianę pojemności.

34. Przygotowywanie cienkich źródeł do celów spektrografii β . J. PNIEWSKI i M. DANYSZ, *Warszawa — Z. F. D. U. W.*

Liczne rozbieżności w rozkładzie widm β dla małych energii są głównie wynikiem trudności związanych z przygotowaniem cienkich źródeł. Celem uzyskania odpowiedniego źródła RaE zastosowano metodę destylacji w próżni czystego radiopierwiastka. Opracowano technikę sporządzania źródeł zawieszonych na błoncie zaponowej metalizowanej napyłonym złotem o całkowitej grubości poniżej $5 \mu\text{g/cm}^2$. Uzyskano na tej drodze źródło o aktywności około 80 C/mm^2 . Zanotowano niszczenie źródła przez cząstki α powstającego polonu.

35. Zastosowanie rozwidlonej prowadnicy światła do koincydencyjnego liczenia scyntylacji cząstek α . B. MAKIEJ, *Kraków — II. Z. F. D. U. J.*

Powszechnie stosowanym materiałem ekranu licznika scyntylacyjnego do liczenia cząstek α jest siarczek cynku aktywowany srebrem. Pod wpływem bombardowania cząstkami α związek ten daje powoli zanikającą fosforescencję („afterglow”), która umożliwia dokładne liczenie cząstek α o małych energiach. Trudność ta została usunięta przez doprowadzenie światła scyntylacji za pomocą rozwidlonego pręta perspexowego do dwóch fotopowielaczy połączonych w układzie koincydencyjnym. Urządzenie takie pozwala na niemal zupełne wyeliminowanie tła oraz na wydajne liczenie cząstek α o małych energiach.

36. Ziarnistość obrazów fotograficznych. R. S. INGARDEN i J. G. MIKUSIŃSKI, *Wrocław — Z. F. T. U. W.*

Opierając się na założeniu, że ziarnistość wywołanych warstw fotograficznych jest określona przez dystrybucję liczby oraz wielkości ziarn w warstwie, przy czym pierwsza dystrybucja nie koniecznie musi być poissonowska, lecz mogą występować pewne siły powodujące np. skupienia ziarn, wprowadzono matematyczną teorię ziarnistości. Jako miarę ziarnistości przyjęto fluktuację gęstości optycznej przy pomiarze dokonywanym na małych polach o powierzchni A zakładając, że odchylenie normalne od grubości średniej jest

$$(1) \quad \sigma_D = \frac{MDa}{A} \left\{ \frac{\sigma_a^2}{a^2} + L^2(A) \right\},$$

gdzie M — przedstawia moduł log dziesiętnych, D — gęstość średnia, a — średnią powierzchnię projekcji ziarna, σ — odchylenie normalne a , L zaś współczynnik Lexisa, będący miarą aglomeracji (skupienia się) ziarn. Podstawiając wg Selwyna

$$\sigma_D = \frac{G}{\sqrt{2A}},$$

otrzymuje się wzór na ziarnistość G , w którym wielkość pola pomiarowego odgrywa znacznie mniejszą rolę:

$$(2) \quad G = \sqrt{2M} \overline{Da} \left\{ \frac{\sigma_a^2}{a^2} + L^2(A) \right\} \quad (\text{przy czym } 2M=0.87).$$

Zależność ta różni się od wzoru wyprowadzonego przez Selwyna $G = \sqrt{0.87} \overline{Da}$ wyrazem ujętym w klamry. Pierwszy człon tego wyrazu uwzględnia wpływ dyspersji wielkości ziarn, drugi zaś wpływ aglomeracji względnie skupienia ziarn. Drugi człon jest zależny od wielkości pola pomiarowego A i być może jego wpływ jest wyjaśnieniem obserwowanego przez wielu autorów wzrostu wielkości G w miarę powiększania pola A .

37. Ziarnistość powiększonych obrazów fotograficznych. W. ROMER, Wrocław — P. Wr.

Na podstawie rozumowania fizykalnego wykazano, że przy powiększaniu obrazów ziarnistych przy pomocy obiektywów jakie stosuje się powszechnie w praktyce, „wielkość ziarn” w obrazie powiększonym jest zależna jedynie od wielkości plamki aberacyjnej albo dyfrakcyjnej obiektywu oraz od stopnia powiększenia, kontrast zaś obrazu ziarnistego zależy od ziarnistości warstwy fotograficznej. Zależności te potwierdzono doświadczalnie. Gdy przy użyciu obiektywu o idealnej korekcji zmienia się wielkość plamki dyfrakcyjnej (krążka Airy'ego) zmieniając przesłonę obiektywu zmienia się wielkość ziarna w obrazie ziarnistym a równocześnie jego kontrast. Również przy zastosowaniu przesłony w kształcie prostokątnej szczeliny dającej plamkę dyfrakcyjną wydłużoną otrzymuje się obraz ziarnisty o ziarnach wydłużonych zgodnie z przewidywaniem. — Wykonano wstępne prace zmierzające do zastosowania opisanego zjawiska do pomiaru ziarnistości.

38. Zasięgi cząstek α i protonów w emulsji fotograficznej w zależności od ich energii. A. NATANSON, Warszawa — Z. F. D. U. W,

W kliszy ładowanej litem zmierzono łączny zasięg produktów reakcji Li^3 (n, α) H^3 . Otrzymany wynik zestawiono z przewidywanym na podstawie znanej energii tej reakcji i wyciągnięto wnioski co do zależności zasięgu od energii.

39. Badanie fluktuacji zasięgu cząstek alfa w emulsjach fotograficznych. A. PIEKARA i Z. PAJAK, Gdańsk — I. Z. F. P. G.

Emulsje Ilforda do badań jądrowych typu C2 nasycano roztworami azotanu toru i badano zasięgi cząstek α emitowanych w kolejnych przemianach promieniotwórczych. Fluktuacje zasięgu dla poszczególnych grup cząstek α wyznaczono na podstawie statystyki obejmującej ponad tysiąc śladów. Przy badaniu stosowano wymazywanie śladów infekcyjnych oraz uwzględniano poprawki na kurczenie się emulsji i na głębokość wnikania śladu. Ponieważ okazało się, że wielkość fluktuacji nie pozwala na zupełnie pewne przyporządkowanie śladów odpowiednim przemianom promieniotwórczym, zastosowano metodę powierzchniowego nasycania emulsji roztworami wodnymi i alkoholowymi. Wyeliminowano w ten sposób wpływ pęcznienia emulsji w czasie

ekspozycji i otrzymano ostre granice zasięgów dla poszczególnych grup cząstek α . Zbadano również kilka niezmiernie rzadkich wypadków występowania wśród dezintegracji torowych śladów o nienormalnie wielkim zasięgu. Ponadto na podstawie tych pomiarów wyznaczono krzywą energia-zasiąg. Krzywa ta odbiega nieco od wyników Powella, lecz wykazuje zgodność z krzywą Rotblata (1950) otrzymaną na innej drodze.

40. Statystyka „gwiazdek jądrowych“ w emulsji klisz fotograficznych
I. ADAMCZEWSKI i S. BERNASIAK, *Gdańsk* — I. Z. F. P. G.

Zbadano około 3000 gwiazdek jądrowych otrzymanych w kliszach fotograficznych na poziomie morza i na Kasprowym Wierchu w Zakopanem. Rozdzielono zjawiska pochodzenia promieniotwórczego i promieni kosmicznych. Wyznaczono gęstości powierzchniowe zjawisk na różnych kliszach i określono wahania statystyczne. Ustalono zależność liczby gwiazdek od ilości ich ramion. Wyłączono gwiazdki podwójne i zjawiska nie typowe. Zbadano szczegółowo kilka rozbić ciężkich jąder atomowych.

41. Badania gwiazdek podwójnych w emulsjach fotograficznych do badań jądrowych. Z. SOB CZYŃSKI, *Gdańsk* — II. Z. F. P. G.

Materiał doświadczalny obejmował klisze Ilforda C2 ekspozowane na wysokości 2000 m przez 106 dni. Na przejrzonej powierzchni 83 cm^2 znaleziono 1724 zjawisk jądrowych nie licząc pojedynczych krótkich śladów. 97 małych gwiazdek miało nienormalny obraz geometryczny. Gwiazdki te poklasyfikowano na: 1) gwiazdki o dwu środkach połączonych ze sobą, 2) gwiazdki o dwu środkach nie połączonych ze sobą, 3) gwiazdki z pojedynczymi śladami w bezpośredniej z nimi styczności. Dla zbadania tych nienormalnych gwiazdek wybrano sposób określania rodzaju cząstek odpowiadający warunkom materiału doświadczalnego, oraz przyjęto kryterium rozróżniania gwiazdek promieniotwórczych od gwiazdek pochodzących z rozbić lekkich pierwiastków. Po zbadaniu części zebranego materiału stwierdzono, że gwiazdki nienormalne dzielą się na dwie grupy: 1) gwiazdki promieniotwórcze z zanieczyszczeń emulsji, 2) gwiazdki z rozbić lekkich jąder emulsji. Dla pierwszego rodzaju wyznaczono kolejność rozpadu, dla drugiego rodzaju określono rodzaj i energię cząstek emitowanych, rodzaj jądra rozbijanego, ciepła reakcji i temperatury parowania jąder. Znaleziono prawidłowość w obrazie geometrycznym, rodzaju emitowanych cząstek i w temperaturach parowania. Zaobserwowano także zjawiska zupełnie nietypowe. Dalsze badania doświadczalne i próby interpretacji znalezionych zjawisk są w toku.

42. Ruchliwość i rekombinacja jonów w oleju parafinowym w zależności od temperatury. T. BADZIO, *Gdańsk* — II. Z. F. P. G.

Zbadano wartości współczynników ruchliwości i rekombinacji jonów w zależności od temperatury w oleju parafinowym. W tym celu została zestawiona aparatura z elektrometrem kwadrantowym, przy której pomocy można było mierzyć prądy rzędu 10^{-14} A . Przewodnictwo właściwe wynosiło $10^{-16} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$. Ciecz była jonizowana promieniami z preparatu radu lub promieniami Roentgena. Znaleziono wartość ruchliwości rzędu $10^{-6} \text{ cm}^2/\text{sek}$, volt

43. O związku między koagulacją a ruchliwością jonów koagulatora. K. GOSTKOWSKI, *Gliwice* — *P. Śl.*

Stwierdzony w poprzednich pracach związek między potencjałem elektrokinetycznym a granicznym przewodnictwem równoważnikowym pozwala przypuszczać, że we wszystkich zjawiskach, gdzie występuje warstwa podwójna, ruchliwość jonów dodanego elektrolitu powinna wywierać wpływ na przebieg zjawiska. W pracy tej autor podaje próbę wytłumaczenia zależności zdolności koagulacyjnej jonów od ich ruchliwości. Materiał doświadczalny różnych autorów dotyczący koagulacji, zebrany w 14 tabelach, pokazuje, że szereg jonów, ułożonych wedle ich zdolności koagulacyjnej, jest zarazem szeregiem tychże jonów, ułożonych wedle ich ruchliwości. Im jon jest ruchliwszy, tym większa jego zdolność koagulacyjna, tym mniej go potrzeba do skoagulowania tej samej ilości koloidu. Można więc powiedzieć, że zdolność koagulacyjna jonu jest funkcją jego ruchliwości. Autor podaje też próbę objaśnienia odwróconych szeregów Hofmeistera, opartą na założeniu Pauli'ego. Na podstawie danych, charakteryzujących zdolności koagulacyjne jonów 1-i 2-wartościowych, proponuje autor takie uzupełnienie reguły Schultze-Hardy: Zdolność koagulacyjna jonu jest też funkcją jego ruchliwości. Istnieje też zupełna zgodność między zdolnością absorpcyjną jonów a ich ruchliwością.

44. Napięcie powierzchniowe układów dwuskładnikowych. M. PUCHALIK, *Rokitnica* — *A. Ł.*

Celem pracy autora jest zbadanie napięcia powierzchniowego następujących roztworów: 1) benzen — dwuetyloeter, 2) benzen — alkohol etylowy, 3) benzen — nitrobenzen. Jak wiadomo z pomiarów polaryzacji drobinowej te trzy układy przedstawiają rozmaite typy asocjacji. W roztworze 1 asocjacja w ogóle nie zachodzi, natomiast w roztworach 2 i 3 odbywa się ona wg odmiennych praw. Autorowi chodziło o przekonanie się, czy ten odmienny przebieg asocjacji znajdzie swój wyraz w przebiegu zależności napięcia powierzchniowego od stężenia. Dotychczasowe wyniki pomiarów zdają się wskazywać na to, że asocjacja w roztworze wywiera wpływ na charakter zależności napięcia powierzchniowego od stężenia. Dalsze badania w toku.

45. Badanie przewodnictwa cieplnego cieczy w zależności od jej prędkości i rodzaju ruchu. T. MUSIATOWICZ, *Łódź* — *I. Z. F. D. U. Ł.*

Celem niniejszej pracy jest zbadanie ruchu ciepła w cieczy dla szeregu prędkości mniejszych i większych od prędkości krytycznej, w szczególności dla prędkości bliskich krytycznej. Badania przeprowadza się nad przepływem cieczy w wąskich poziomych rurkach (w celu zmniejszenia wpływu konwencji cieplnej) o średnicy 4 mm i 6 mm. Cieczą badaną jest tymczasem woda. Znajduje się ona w dużym zbiorniku (500 l) w stałej temperaturze otoczenia, skąd wypływa przez długą rurkę ($l=82$ cm oraz w tym przypadku $1/2r \gg 50$), na której osi jest umieszczony drut metalowy. Przez drut ten przechodzi prąd elektryczny i ogrzewa go. Do obwodu jest włączony również wzorzec oma

Metodą kompensacyjną wyznacza się różnice potencjałów na końcach drutu w rurce oraz wzorca omowego, a następnie natężenie prądu, opór drutu w rurce oraz zmiany tego oporu, a przez to jego temperaturę. Temperatura drutu może być z łatwością wyznaczona z dokładnością do 0.01°C . Zewnętrzna powierzchnia rurki z drutem, otoczona przez płaszczyznę, jest utrzymywana w stałej temperaturze przez przepływ wody z poprzedniego zbiornika. Regulując ciśnienie w zbiorniku przy pomocy rurki ciśnieniowej oraz pompki wodnej rozrzedzającej można zmieniać prędkość wody przepływającej przez rurkę z drutem. Mierząc objętość wypływającej cieczy stwierdzono, że w czasie pomiarów (od 1 do 1.5 godz.) prędkość wody pozostaje niezmienną. Przeprowadzone pomiary, gdy prędkość przepływu wody w rurce $v = 0$, dały dobre wyniki liczbowe na przewodnictwo cieplne wody. Przeprowadzono również serię próbnych pomiarów dla prędkości $v = 56.4$ cm/sek. Przy badaniach próbowano różnych drutów.

46. Stosowanie nasyconych roztworów wody w benzenie i w czterochlorku węgla jako rozpuszczalników w pomiarach momentów dipolowych. J. HURWIC, *Warszawa* – *Z. Ch. F. P. W.*

W pomiarach momentów dipolowych metodą rozcieńczonych roztworów używa się starannie odwodnionych rozpuszczalników. Podczas manipulacji pomiarowych dostaje się jednak do roztworów para wodna z atmosfery i to w nieokreślonej ilości zniekształcając wyniki. W niniejszej pracy, zamiast przeprowadzanego normalnie odwadniania rozpuszczalników, zastosowano metodę porównawczą przy użyciu nasyconych roztworów wody w benzenie i w czterochlorku węgla jako rozpuszczalników. Wyznaczono moment dipolowy aniliny w rozcieńczonych roztworach benzenowych (nasyconych wodą), a następnie w rozcieńczonych roztworach w czterochlorku węgla (nasyconych wodą). Pomiary prowadzono w temp. 20°C . Gęstość badanych roztworów wyznaczono piknometrycznie. Stałą dielektryczną wyznaczono metodą dudnienia. Jako wzorzec stałej dielektrycznej przyjęto nasycony roztwór wody w benzenie w 20°C . Uzyskane wartości momentu dipolowego leżą w przedziale wartości otrzymanych przez autorów, którzy posługiwali się odwodnionymi rozpuszczalnikami. Świadczy to o poprawności zaproponowanej tu metody porównawczej. Metoda ta pozwala na znaczne uproszczenie aparatury i techniki pomiarowej.

47. Uwagi o możliwości wytwarzania nowotworów w organizmie ludzkim przez promieniowania różnego typu. I. ADAMCZEWSKI, *Gdańsk* – *II. Z. F. P. G.*

Rozpatrzono wpływ promieniowania elektromagnetycznego, cząstek α i elektronów o różnych energiach na organizmy żywe, a w szczególności na organizm ludzki. Rozpatrzono szkodliwe działanie promieniowania sztucznie wzbudzonych ciał promieniotwórczych na organizm ludzki. Porównano ilościowe działanie lokalne promieniowania różnego typu i promieni kosmicznych na komórki żywe i przeprowadzono rozważania nad możliwością wytwarzania nowotworów przez promieniowanie kosmiczne. Przeprowadzono próbę wyjaśnienia szeregu faktów doświadczalnych na tym tle.

48. Uwagi o mechanizmie mitozy i energii ruchu chromosomów w anafazie. A. BAJER, *Kraków* — *Z. Cytologii Roślin U. J.*, A. Z. HRYNKIEWICZ, *Kraków* — *II. Z. F. D. U. J.*

Matematyczno-fizyczna interpretacja wykresów ruchu grup chromosomów w anafazie potwierdziła hipotezę, że siły wywołujące ruch chromosomów są natury sprężystej. Oprócz tego autorowie podają metodę wyznaczania względnych energii obu grup chromosomów w tej samej lub różnych komórkach oraz wskazują szereg problemów, dla których rozwiązanie możnaby zastosować powyższą metodę.

49. Bioluminescencja bacterium phosphorens. B. TWAROWSKA, *Warszawa* — *Z. F. D. U. W.*

Badano widma bioluminescencji w części widzialnej i nadfioletowej widma.

50. Pomiar zależności stałej dielektrycznej i przewodnictwa elektrycznego substancji fizjologicznych od temperatury. Z. KURYŁO, *Gdańsk* — *II. Z. F. P. G.*

Zmierzono za pomocą mostka oraz oscyloskopu katodowego stałe dielektryczne roztworów fizjologicznych tkanki mięsnej (wołowej i wieprzowej) tkanki tłuszczowej (wołowej i wieprzowej), krwi (ludzkiej i końskiej) i jej surowicy w zależności od temperatury oraz wykreślono krzywe powyższej zależności. We wszystkich pomiarach używano pola elektrycznego o częstotliwości 1000 Hz. Stwierdzono, że wartości stałych dielektrycznych substancji fizjologicznych, mierzone przy częstotliwościach tego rzędu, są wyższe od wartości stałych dielektrycznych tychże substancji mierzonych przy wysokich częstotliwościach, jakkolwiek różnice te są niewielkie. W drugiej części pracy zmierzono przy użyciu prądu 1000 Hz przewodnictwa wyżej wymienionych substancji i ich zależności od temperatury. Wykreślono krzywe tych zależności. W dalszym ciągu zbadano przydatność powyższych metod i używanej aparatury do pomiaru stałej dielektrycznej i przewodnictwa elektrycznego układów fizjologicznych oraz poszczególnych substancji w nich występujących. Badania powyższe zostały przeprowadzone z uwagi na możliwości zastosowań w medycynie.

51. O rekonstrukcji sklepienia pewnej sali akustycznej. M. KWIEK i E. KARAŚKIEWICZ, *Poznań* — *Z. F. D. U. P.*

W powyższej pracy zostało opisane wyznaczenie konstrukcji zniszczonego, akustycznego sklepienia o tej własności, że każdy najcichszy nawet szept wypowiedziany w jednym rogu sali, niesłyszalny w jej środku, dał się wyraźnie słyszeć w jej przeciwległym rogu. Odbudowane na podstawie obliczeń autorów sklepienie okazało efekt akustyczny odpowiadający danemu.

52. Zasada pracy elektrointegratora oporowego do rozwiązywania pewnych nieliniowych równań cząstkowych, w szczególności równania Thomasa-Fermi'ego w wielu zmiennych. K. FLOREK, Wrocław — Z. F. T. U. Wr.

Aparat posiada dwa zasadnicze elementy: sieć oporów, która służy jako model przestrzeni zmiennych niezależnych równania, oraz urządzenie sterujące, które reguluje napięcie (grając rolę zmiennej zależnej) na węzłach sieci zgodnie z równaniem i warunkami brzegowymi. Dana jest zasada działania sieci oporów oraz błędy z jakimi otrzymane na sieci rozwiązanie spełnia dane równanie. Błędy są zależne między innymi od liczby elementów sieci. Podano zasadę układu sterującego. Elementów sterujących jest kilka lub jeden; w każdym razie musi on obsługiwać wiele węzłów lub sieci. Stosuje się tu wielokrotnie powtarzanie pracy układu sterującego. Dane są warunki pracy i dowód, że przy ich spełnieniu ciąg operacji wykonany przez układ sterujący daje wynik zbieżny. Dla fizyki teoretycznej ważne jest, że dadzą się aparatem rozwiązać równania Thomasa-Fermi'ego i Thomasa-Fermi'ego z poprawką Diraca.

53. Elektrodynamika kwantowa w postaci wzajemnościowej. J. RAYSKI, Toruń — Z. F. T. U. M. K.

Zgodnie z postulatami nieumiejscowienia i wzajemności, wyrażonymi za pomocą warunków przemienności Yukawy, zostało skonstruowane pole spinowe dla cząstek o spinie $1/2$. Oddziaływanie z potencjałami elektromagnetycznymi da się wprowadzić na zasadzie korespondencji za pośrednictwem macierzy S Heisenberga. Procedurę przejścia od macierzy S odpowiadającej zwykłej elektrodynamice do nowej macierzy S można uważać za trzecią kwantyzację. Nowa macierz S jest zgodna z postulatem względności i postulatem wzajemności i pozbawiona zwykłych trudności z rozbieżnościami wyrazów. W zakresie zjawisk, w których nie wchodzi w rachubę nadzwyczaj krótkie fale (wielkie energie), nowa teoria przechodzi korespondencyjnie w zwykłą. Dla bardzo dużych energii zaznaczają się jednak odstępstwa od zwykłej elektrodynamiki, które nie są wyrażalne za pomocą równań różniczkowych tradycyjnej teorii pola. Postulat niezmienniczości elektromagnetycznej (gauge) częściowo traci swoje znaczenie i zastąpiony zostaje przez postulat o (realistycznej) kompensacji. Otwarta pozostaje kwestia, czy podana przez autora postać macierzy S jest jedyna możliwa, która by była relatywistycznie niezmiennicza, zgodna z postulatem wzajemności oraz pozbawiona nieskończoności.

54. Nieliniowa elektrodynamika kwantowa. R. S. INGARDEN, Wrocław — Z. F. T. U. Wr.

Przedmiotem pracy jest zbadanie możliwości uogólnienia elektrodynamiki kwantowej Diraca-Heisenberga-Pauliego przy przyjęciu, że pole negatonowo-pozytonowe jest nieliniowe. Punktem wyjścia jest lagrangian pola nieliniowy dla negatonu i pozytonu, a liniowy (klasyczny) dla pola elektromagnetycznego. Lagrangian ten nie zawiera wyższych pochodnych funkcji falowych niż pierwsze. Proponowany formalizm jest niezmienniczy

względem: a) transformacji Lorentza, b) transformacji cechowania, c) sprzężenia ładunkowego. Nadto spełnione są zasady zachowania: ładunku, energii w i pędu momentu pędu. Równania zawierają stałą elementarnej długości i prowadzą do kwantowania masy spoczynkowej. Autor podaje metodę aproksymacyjną rozwiązywania równań i kwantowania pola.

55. Relatywistyczna przestrzeń konfiguracyjna 2-ch elektronów. M. GÜNTHER, *Warszawa* — *Z. M. T. U. W.*

Autor przedstawia ogólny sposób definiowania funkcji falowej 2-ch elektronów w przestrzeni konfiguracyjnej i dyskutuje zależność tak zdefiniowanej funkcji od α . Podaje również nową metodę eliminacji procesów pola promieniowania i wyprowadza równania 1-go przybliżenia uwzględniając oddziaływanie.

56. O wzajemnym oddziaływaniu cząstek w teorii Feynmana. J. RZEWUSKI, *Toruń* — *Z. M. T. U. M. K.*

W pracy tej omówiona jest nowa metoda wprowadzania oddziaływania pomiędzy cząstkami elementarnymi w teorii Feynmana. Metoda ta w odróżnieniu od metody Feynmana nie daje dwuznaczności przy zastosowaniu do pól mezonowych.

57. Interpretacja statystyczna równania Kleina-Gordona. J. RZEWUSKI, *Toruń* — *Z. M. T. U. M. K.*

W pracy tej podana jest kwantowo statystyczna interpretacja równania Kleina-Gordona. Pozwala ona na obliczanie przekrojów czynnych bez kwantowania pola.

58. Teoria pól bez rozbieżności. J. RZEWUSKI, *Toruń* — *Z. M. T. U. M. K.*

W pracy tej podano kwantową statystyczną interpretację teorii rozmytego źródła Peierlsa i McManna. Pokazano, że przy użyciu tej teorii tylko energia własna elektronu staje się skończona. Dla usunięcia pozostałych nieskończoności trzeba jeszcze wyśredniować lagrangian rozmytego źródła po masie elektronu z odpowiednim czynnikiem wagowym. Rozważano równania wyższego rzędu i pokazano, że dla pól neutralnych są one równoważne teorii rozmytego źródła. Dla pól naładowanych prowadzą one do wyników nie spełniających warunku niezmienniczości cechowania. W ogólności wydaje się, że wszystkie fizycznie interesujące możliwości są już zawarte w lagrangianach z 1-go rzędu pochodnymi pola.

59. Pomiar słabego promieniowania kwadrupolowego przy pomocy interferencji z promieniowaniem dipolowym. J. DĄBROWSKI, *Warszawa* — *Z. M. T. U. W.*

Rozpatrujemy przejście wzbronione dla promieniowania dipolowego, a dozwolone dla promieniowania kwadrupolowego. Umieszczenie atomu emitującego daną linię kwadrupolową w zewnętrznym polu elektrycznym

powoduje pojawianie się wymuszonego promieniowania dipolowego, które interferuje ze spontanicznym promieniowaniem kwadrupolowym. Interferencję tę możemy zaobserwować, jeżeli włączymy zewnętrzne pole magnetyczne i dokonamy obserwacji w odpowiednim kierunku przez nikol odpowiednio ustawiony. Zauważymy wtedy wygaszanie składowych Δm przy jednoczesnym wzmocnieniu odpowiadających im składowych $-\Delta m$. Efekt ten pozwala na obserwację niewidocznego promieniowania kwadrupolowego. Choć bowiem samo promieniowanie kwadrupolowe ginie w tle spektroskopu, to jednak wywołana interferencją zmiana natężenia wymuszonego promieniowania dipolowego (którego natężenie możemy regulować zmieniając wielkość zewnętrznego pola elektrycznego) może być zaobserwowana.

60. Obserwowalność linii promieniowania elektrycznego oktopolowego w widmach rentgenowskich oraz reguły wyboru dla liczby kwantowej głównej. L. MAURIN, *Warszawa* — Z. M. T. U. W.

Autorka rozwiązuje zagadnienie możliwości obserwowania w widmach rentgenowskich linii pochodzących od promieniowania elektrycznego oktopolowego (odpowiadających przejściom zabronionym dla promieniowania dipolowego i kwadrupolowego). Zagadnienie to rozwiązuje ona dla linii L, M, N i dochodzi do wyniku, że spośród linii serii L, M, N jedynie linie $M_V - L_{II}$, $N_V - M_{II}$, oraz $O_V - M_{II}$ mogą być obserwowane dla odpowiednich Z. Poza tym autorka otrzymuje reguły dla głównej liczby kwantowej, a mianowicie przejście $M_V - L_{II}$ jest zabronione dla promieniowania elektrycznego oktopolowego. Pomimo to linia odpowiadająca temu przejściu była w widmie bizmutu zaobserwowana. Linia ta musi być więc wymuszona.

61. Wpływ naprężeń wewnętrznych w dielektryku na polaryzację światła odbitego. Z. GALASIEWICZ, *Wrocław* — Z. F. T. Wr.

Mysłą przewodnią przy rozwiązywaniu problemu było wprowadzenie do równań opisujących stan polaryzacji światła współczynnika załamania jako funkcji naprężeń. Jako przykład dielektryka podawane jest szkło, ponieważ jedynie dla szkła wyznaczona jest stała Neumanna. Wyprowadzony został związek między skręceniem płaszczyzny polaryzacji światła odbitego (liniowo spolaryzowanego), a równomiernym naciskiem prostym do płaszczyzny padania. Dalej zostały wyprowadzone związki między skręceniem płaszczyzny polaryzacji światła odbitego (padającego prostopadle) a płaskim stanem naprężeń. Związek ten daje nam jedno równanie dla dwóch niewiadomych. W połączeniu z podstawowym równaniem elastooptyki, które daje zależność przesunięcia fazy światła przepuszczonego od naprężeń, otrzymamy układ dwóch równań o dwóch niewiadomych pozwalający wyznaczyć naprężenie główne.

62. Rozwiązanie równania Thomasa-Fermiego dla molekuł o symetrii osiowej (typu CO_2 , N_2 itp.). J. ŁOPUSZAŃSKI, *Wrocław* — Z. F. T. U. Wr.

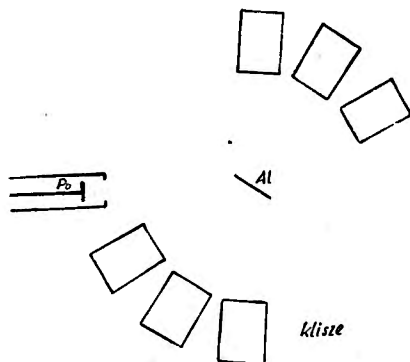
Niniejsza praca daje analityczne rozwiązanie równania Thomasa-Fermiego dla neutralnych molekuł o symetrii osiowej dla odległości bar-

dzo dużych jak również bardzo małych w stosunku do odległości jąder. W obszarze pośrednim rozwiązania powyższe mogą być złaczone w jedno przy użyciu interpolacji wielomianowej. Taka interpolacja pozwala na wyznaczenie współczynników rozwinięcia w dalekim rozwiązaniu z warunków brzegowych. Rozwiązanie w dużych odległościach jąder jest superpozycją rozwiązania dla symetrii kulistej i wyrazu korekcyjnego w postaci rozwinięcia wg funkcji kulistych *L a g r a n g e*'a. Szczegółowe wyliczenia zostały przeprowadzone dla molekuł składających się z dwu jednakowych atomów.

63. Badanie rozkładu kąтового protonów w reakcji (αp) w glinie.
S. ROUPPERT, Łódź — I Z. F. U. Ł.

Praca ta została rozpoczęta w Instytucie Fizyki w Rzymie u profesora *A m a l d i*'ego.

Cienka folia Al bombardowana była cząstkami α polonu. Wylatujące protony w tej reakcji były liczone przy pomocy klisz jądrowych typu C2, grubości 200 μ . Dla energii cząstek α 5,3 Mev otrzymuje się 2 grupy protonów o zasięgach 32,5 cm i 61,9 cm (w emulsji odpowiednio 180 μ i 336 μ). Klisze były ułożone na 2 płytach metalowych w sposób widoczny na rysunku poniżej.



Jedna płyta z kliszami była umieszczona nad źródłem cząstek α , druga pod nim. Początki śladów protonów wylatujących pod tym samym kątem względem kierunku bombardujących cząstek α leżą na hiperbolach. Obliczono położenia klisz w ten sposób żeby kąty protonów padających na daną kliszę różniły się co najwyżej o 10° .

Klisze umieszczone były w zamkniętej komorze, w której utrzymywane było tylko ciśnienie pary wodnej ok. 6 mm Hg przez połączenie z naczyniem zawierającym roztwór nasycony CaCl_2 , nad którym utrzymuje się ok. 85% pary nasyconej. W kliszach trzymanych dłuższy czas w próżni emulsja odklejała się od szkła i dlatego trzeba było trzymać je w parze wodnej pod niskim ciśnieniem.

W pierwszym doświadczeniu źródło Po było ok. 1,5 milicurie i klisze pozostawione były w komorze przez 40 dni.

Niestety przez wadliwe wywoływanie część klisz uległa zniszczeniu. Obecnie dalsze doświadczenia będą prowadzone w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej w Warszawie.

TERMINY, OZNACZENIA, JEDNOSTKI

Materiał opracowany przez Komisję Terminów, Oznaczeń i Jednostek
Polskiego Towarzystwa Fizycznego

1. Wstęp

Na zjeździe Polskiego Towarzystwa Fizycznego w roku 1948 poruszono sprawę znacznego zamieszania w terminologii w dziedzinie fizyki. Różne ośrodki naukowe używają często różnych terminów dla tych samych pojęć. Technicy wprowadzili na wiele pojęć fizycznych swoje nazwy, które w praktyce się przyjęły. Również pisownia terminów nie została ustalona i można się spotkać w podręcznikach z różnymi odmianami pisowni tej samej jednostki, np. joule, džul, džaul, henr i henry, ohm i om itd. Uznając ten stan rzeczy za bardzo niepożądany Walne Zebranie P. T. F. wybrało Komisję Terminologiczną w składzie: przewodniczący: M. Jeżewski, członkowie: W. Kapuściński, H. Niewodniczański, L. Sosnowski, J. Weyssenhoff. Komisja przystąpiła do wykonania swego zadania, lecz powzięła zamiar ustalenia nie tylko terminów wątpliwych czy spornych, ale również symboli wielkości i jednostek oraz pisowni. Potrzebę ustalenia symboli na najczęściej używane wielkości fizyczne odczuwa się w całym świecie. To też Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej zajęła się tym przedmiotem i w roku 1949 ustaliła symbole na szereg wielkości fizycznych. Nazwy jednostek są również ustalane przez Międzynarodowe Konferencje Miar. U nas w tym względzie obowiązują normy Polskiego Komitetu Normalizacyjnego.

Już w roku 1948 Komisja opracowała część terminów i symboli, przede wszystkim z dziedziny mechaniki. Materiał ten został wydrukowany i rozesłany Oddziałom P. T. F. do przedyskutowania i wyrażenia swych opinii i propozycji. Po otrzymaniu odpowiedzi od niektórych oddziałów oraz członków Komisja jeszcze raz poddała rewizji materiał poprzednio opracowany. Następnie w okresie do września 1950 roku zostały opracowane dalsze działy, mianowicie ciepło z termodynamiką, optyka, elektryczność i ma-

e. Dla oznaczenia wektora zaleca się strzałkę nad symbolem, w druku dopuszcza się tłusty druk.

Dla oznaczenia iloczynu skalarowego zaleca się kropkę ., dla oznaczenia iloczynu wektorowego — krzyżyk przekątny $\times$.

3. Przedrostki do tworzenia nazw jednostek wtórnych

Wielokrotnych			Podwielokrotnych		
Przedrostek	Wartość	Skrót	Przedrostek	Wartość	Skrót
tera . . .	10^{12}	T	decy . . .	10^{-1}	dc
giga . . .	10^9	G	centy . . .	10^{-2}	c
mega . . .	10^6	M	mili . . .	10^{-3}	m
miria . . .	10^4	mr	mikro . . .	10^{-6}	μ
kilo . . .	10^3	k	nano . . .	10^{-9}	n
hekto . . .	10^2	h	piko . . .	10^{-12}	p
deka . . .	10	dk			

4. Przestrzeń i czas

Nazwa	Symbole ustalone	Symbole dopusz- czalne	Nazwa	Symbole ustalone	Symbole dopusz- czalne
długość . . .	<i>l</i>	<i>D</i> <i>R</i>	kąt bryłowy . . .	ω	Ω
wysokość, głębokość . . .	<i>h</i>		steradian . . .	srd	
szerokość . . .	<i>b</i>		czas . . .	<i>t</i>	τ *)
średnica . . .	<i>d</i>		rok . . .	a, r	
promień . . .	<i>r</i>		doba . . .	dz, dn	
metr . . .	<i>m</i>		godzina . . .	h	
mikron . . .	μ		minuta . . .	min	m
ångstrom . . .	<i>A</i>		sekunda . . .	sec, s	sek
X . . .	X		pole powierzchni . . .	<i>A</i>	<i>S, do</i> **)
kąt . . .	mate li- tery gr.		metr kwadratowy . . .	m^2	
radian . . .	rd		ar . . .	a	
stopień . . .	$^{\circ}$		objętość . . .	<i>V</i>	<i>v, dt</i> **)
minuta (kątowna) . . .	'		metr sześcienny czyli		
sekunda (kątowna) . . .	"		ster . . .	s, m^3	
kąt prosty . . .	<i>D</i>		litr . . .	l	

*) W przypadku konieczności odróżnienia od innej wielkości oznaczona symbolem *t*

**) Tylko dla elementu

e. Dla oznaczenia wektora zaleca się strzałkę nad symbolem, w druku dopuszcza się tłusty druk.

Dla oznaczenia iloczynu skalarowego zaleca się kropkę $\cdot$, dla oznaczenia iloczynu wektorowego — krzyżyk przekątny $\times$.

3. Przedrostki do tworzenia nazw jednostek wtórnych

Wielokrotnych			Podwielokrotnych		
Przedrostek	Wartość	Skrót	Przedrostek	Wartość	Skrót
tera . . .	10^{12}	T	decy . . .	10^{-1}	dc
giga . . .	10^9	G	centy . . .	10^{-2}	c
mega . . .	10^6	M	mili . . .	10^{-3}	m
miria . . .	10^4	mr	mikro . . .	10^{-6}	μ
kilo . . .	10^3	k	nano . . .	10^{-9}	n
hekto . . .	10^2	h	piko . . .	10^{-12}	p
deka . . .	10	dk			

4. Przestrzeń i czas

Nazwa	Symbole ustalone	Symbole dopuszczalne	Nazwa	Symbole ustalone	Symbole dopuszczalne
długość . . .	l	D R	kąt bryłowy . . .	ω	Ω
wysokość, głębokość . . .	h		steradian . . .	srd	
szerokość . . .	b		czas . . .	t	τ *)
średnica . . .	d		rok . . .	a, r	
promień . . .	r		dość . . .	dz, dn	
metr . . .	m		godzina . . .	h	
mikron . . .	μ		minuta . . .	min	m
ångstrom . . .	A		sekunda . . .	sec, s	sek
X . . .	X		pole powierzchni . . .	A	S, do**)
kąt . . .	małe litery gr.		metr kwadratowy . . .	m^2	
radian . . .	rd		ar . . .	a	
stopień . . .	$^\circ$		objętość . . .	V	v, dτ**)
minuta (kątowna) . . .	'		metr sześcienny czyli		
sekunda (kątowna) . . .	"		ster . . .	s, m^3	
kąt prosty . . .	D		litr . . .	l	

*) W przypadku konieczności odróżnienia od innej wielkości oznaczonej symbolem t

**) Tylko dla elementu

5. Mechanika, akustyka

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
wartość liczbowa (bezwzględna) wektora		
wymiar wielkości fizycznych	[]	
np. wymiar prędkości $[v] = [l \cdot t^{-1}]$	$[l \cdot t^{-1}]$	
droga	s	
prędkość, szybkość $\frac{ds}{dt}$	$\frac{s}{t}$ v	$\vec{u}, \vec{w}$
centymetr na sekundę, cel	cm/sek	
prędkość początkowa, końcowa, liniowa, wycinkowa lub połowa, prędkość unoszenia		
przyspieszenie $\frac{dv}{dt}$	$\frac{v}{t}$ a	
gal, centymetr na sekundę do kwadratu	Gal, cm/sek ²	
przyśpieszenie styczne	a_t	
przyśpieszenie normalne	a_n	
przyśpieszenie unoszenia		
przyśpieszenie Coriolisa	a_c	
przyśpieszenie ciężkości (ziemskie)	g	
prędkość kątowna	ω	
radian na sekundę	rd/sek	
przyśpieszenie katowe		
radian na sekundę do kwadratu	rd/sek ²	
ruch harmoniczny (po prostej)		
ruch drgający czyli drganie		
ruch drgający złożony		
ruch okresowy lub periodyczny		
okres	T	
częstość $\frac{1}{T}$	f	ν
hertz	Hz	
częstość kątowna $2\pi f$	ω	
liczba obrotów w jednostce czasu	n	
amplituda		
faza		
różnica faz	φ	δ
drgania zanikające		
drgania tłumione		
drgania wymuszone		
drgania niezanikające		
masa	m	
gram	g	
masa właściwa, gęstość	ρ	d, δ, μ
gram na mililitr	g/ml	

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
gram na cm^3	g/cm^3	
siła	$\vec{F}$	$\vec{P}, \vec{Q}, \vec{R}$
dyna	dyn	
gram - siła, pond	G, p	
newton	N	
ciężar	G	P
ciężar właściwy	γ	D
gram - siła na centymetr sześcienny	$\text{G/cm}^3, \text{p/cm}^3$	
ciśnienie	p	
atmosfera techniczna	at, kG/cm^2 , kp/cm^2	
atmosfera fizyczna	Atm	
torr	Tr, mm Hg	
bar 10^6 dyn/ cm^2		
opór bezwładny lub bezwładności		
współczynnik tarcia	f	
moment siły	M	
pęd $\vec{mv}$	$\vec{p}$	$\vec{P}$
	$\vec{K}$	
kręt albo moment pędu		
zasada zachowania pędu		
zasada zachowania krętu		
moment bezwładności	J, I	
układ dynamiczny zachowawczy		
układ dynamiczny rozpraszający		
praca	L	W, A
erg	erg	e
joule	J	
kilogramometr, kilopondometr	kGm, kpm	
watosekunda	Wsec	Wsek
kilowatogodzina	kWh	
energia potencjalna	U	E_p
energia położenia		
energia kinetyczna	T	E_k
energia (całkowita)	E	W
potencjał	Φ	
moc $\frac{dL}{dt}$	P	M
erg na sekundę	erg/sec	
kilogramometr na sek, kilopondometr na sek	kGm/sec, kpm/sec	
watt	W	
koń mechaniczny 75 kGm/sec	KM	

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
sprawność (stosunek energii wydanej do dostarczo- nej pracy)	η	
długość fali	λ	
liczba falowa $\frac{1}{\lambda}$. . ;	σ	ν
liczba falowa kątowna $\frac{2\pi}{\lambda}$	k	
wektor falowy ,	$\vec{k}$	
ciągnięcie (ciśnienie ujemne)	σ	
ciśnienie styczne	τ	
moduł ściśliwości — $pV/\Delta V$	K	
moduł sztywności $\tau/tg\gamma$	G	
moduł Younga $\sigma l/\Delta l$	E	
współczynnik Poissona	μ	
współczynnik lepkości	η	
kinematyczny współczynnik lepkości η/ρ	ν	
liczba Reynoldsa	Re	
głos (ogólne pojęcie), dźwięk, ton (przy drganiu har- monicznym prostym)		
natężenie głosu obiektywne	I	
głośność (natężenie głosu subiektywne)	Δ	
współczynnik zanikania (przy odbiciu)	β	
współczynnik pochłaniania	α	
współczynnik załamania	n	
wysokość tonu		
wysokość dźwięku		
barwa dźwięku		

6. Ciepło, termodynamika

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
temperatura na skali Celsjusza	t	ϑ, Θ
stopień Celsjusza	$^{\circ}\text{C}$	
temperatura bezwzględna (Kelvina)	T	Θ
stopień Kelvina	$^{\circ}\text{K}$	
współczynnik rozszerzalności liniowej	α	
współczynnik rozszerzalności objętościowej	γ	
współczynnik rozprężliwości	β	
ilość ciepła	Q	

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
kaloria*)	cal	
ciepło właściwe	c	
ciepło właściwe przy stałym ciśnieniu	c_p	
ciepło właściwe przy stałej objętości	c_v	
stosunek ciepła właściwego przy stałym ciśnieniu do ciepła właściwego przy stałej objętości	κ	
ciepło atomowe		
ciepło drobinowe lub molowe	C_p, C_v	
ciepło przemiany (parowania, topnienia i t. p.)	l, r	
ciepło przemiany molowe		
stała gazów (gazowa)	R	
równanie stanu		
przewodnictwo cieplne (przewodność cieplna)	λ	Λ
przewodnictwo temperaturowe	χ	
mechaniczny równoważnik ciepła	J	
energia wewnętrzna	U	
energia wewnętrzna właściwa	u	
temperatura krytyczna	t_c, T_c	
objętość właściwa krytyczna.	V_c	
ciśnienie krytyczne.	p_c	
liczba gramodrobin (moli)	n	
stała dyfuzji	D	
obieg kołowy, proces kołowy, cykl		
obieg Carnota, proces Carnota, cykl Carnota		
perpetuum mobile drugiego rodzaju		
silnik termodynamiczny, maszyna termodynamiczna		
grzejnica, źródło ciepła		
chłodnica		
sprawnosć silnika	η	
maszyna chłodząca.		
ciepło zredukowane		
entropia	S	
entropia właściwa	s	
energia swobodna $U - TS$	F	
energia swobodna właściwa	f	
entalpia $U + pV$	H	

*) Nie należy używać nazw: kaloria mała i wielka, ani kaloria gramowa i kilogramowa. Nazwy obecnie przyjęte są: kaloria (cal) i kilokaloria (kcal).

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
entalpia właściwa	h	
entalpia swobodna $H - TS$	G	
entalpia swobodna właściwa	g	
przebieg lub proces izochoryczny $V = \text{const}$		
przebieg lub proces izobaryczny $p = \text{const}$		
„ „ „ izotermiczny $T = \text{const}$		
„ „ „ adiabatyczny $Q = \text{const}$		
„ „ „ politropowy $c = \text{const}$		

7. Optyka

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
Ilość światła	Q	
prędkość światła (w próżni)	c	
współczynnik załamania	n	
jasność, blask	B	
stilb = 1 kandela na cm^2 (dawniej: nowa świeca/ cm^2)	sb	
natężenie źródła światła w określonym kierunku albo światłość $\frac{\Phi}{\omega}$	I	
kandela (dawniej: nowa świeca)	cd	
strumień świetlny	Φ	
lumen	lm	
oświetlenie $\frac{\Phi}{A}$ (natężenie oświetlenia)	E	
luks	lx	
zdolność odbijania Φ_{odb}/Φ_0	ρ	R, r
zdolność przepuszczania (przezroczystość) Φ_p/Φ_0	τ	T, t
zdolność absorpcji lub pochłaniania *)	α	A, a
współczynnik osłabienia, ekstynkcji	κ	
linie widmowe		
widmo ciągłe, widmo liniowe, widmo pasmowe, widmo emisyjne, widmo absorpcyjne, widmo oscylacyjne, widmo rotacyjne.		

*) $\rho + \tau + \alpha = 1$.

8. Elektryczność i magnetyzm

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
ładunek elektryczny, nabój elektryczny (ilość elektryczności)	Q	q
jednostki elektrostatyczne	j. ES	
jednostki elektromagnetyczne	j. EM	
coulomb	C	
ładunek elementarny	e	
gęstość powierzchniowa ładunku	σ	
gęstość (przestrzenna) ładunku	ρ	
wektor elektryczny albo natężenie pola elektrycznego	$\vec{E}$	$\vec{K}$
linie pola elektrycznego	$\vec{D}$	
indukcja elektryczna	i	I
natężenie prądu elektrycznego	A	
amper	J	j
gęstość prądu	V	U, φ
potencjał elektryczny	V, U	
napięcie (różnica potencjałów)	V	
wolt	E	
siła elektromotoryczna (skrót SEM)	R	r
opór elektryczny	Ω	
ohm	ρ	
opór właściwy	γ, σ	
przewodnictwo el., przewodność elektryczna $\frac{1}{\rho}$	C	
pojemność elektryczna	F	
farad	ϵ	
stała dielektryczna		
dipol		
moment dipolowy		
straty dielektryczne		
kąt strat dielektrycznych	δ	
polaryzacja dielektrycz. (moment jednostki objętości)	$\vec{P}$	
wektor magnetyczny albo natężenie pola magnet.	$\vec{H}$	
oersted	Oe	
amperozwój na cm = 1.25 Oe	A/cm	
indukcja magnetyczna	$\vec{B}$	
gauss	Gs	
przenikalność magnetyczna $\frac{B}{H}$	μ	
podatność magnetyczna $\frac{M}{\mu_0 H}$	χ	

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
podatność magnetyczna właściwa $\frac{\chi}{Q}$	χ	
namagnesowanie (moment magnetyczny jedn. objęt.)	$M, J,$	
moment magnetyczny	m, μ	
siła magnetomotoryczna (SMM) $\int Hdl$	F, F_m	
gilbert	Gb	
potencjał magnetyczny	V_m	
napięcie magnetyczne	U_m	
opór magnetyczny	R_m	
linie pola magnetycznego		
pozostałość magnetyczna		
koercja		
wektor Poyntinga $\vec{S}$		
W układzie Giorgiego:		
przenikalność elektryczna próżni	ϵ_0	
przenikalność elektryczna ośrodka materialnego stała	$\epsilon\epsilon_0$	
dielektryczna	ϵ	
przenikalność magnetyczna próżni	μ_0	
przenikalność magnetyczna ośrodka materialnego	$\mu\mu_0$	
względna przenikalność magnetyczna czyli stała	μ	
magnetyczna		
współczynnik samoindukcji, indukcji własnej lub		
indukcyjność własna	L	
współczynnik indukcji wzajemnej lub indukcyjność		
wzajemna	M	L_{12}
henr	H	
strumień indukcji magnetycznej	Φ	
maxwell	Mx	
weber = 1 Vs	Wb	
prąd stały		
prąd zmienny (przemienenny, zmieniający okresowo		
kierunek)		
prąd czynny		
prąd bierny		
prąd quasistacjonarny (niemal stateczny)		
opór omowy		
opór bierny $\omega L - \frac{1}{\omega C}$	X	
impedancja, opór pozorny lub zawada $\sqrt{R^2 + X^2}$	Z	
opór indukcyjny ωL		
opór pojemnościowy $\frac{1}{\omega C}$		
współczynnik dobroci $\frac{\omega L}{R}$	Q	

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
zjawisko naskórkowości zwarcie (nazywane dawniej krótkim spięciem) bocznik (dawniej : upust) ogniwo termoelektryczne czyli termoogniwo siła termoelektryczna siła termoelektryczna właściwa (na 1^o różnicy temp). pole elektryczne lub magnetyczne jednorodne: $\vec{E} = \text{const}, \vec{H} = \text{const}.$ stos termoelektryczny czyli termostos galwanometr amperomierz woltomierz potencjometr omomierz opornik (dawniej opornica) watomierz częstościomierz łącznik (spinka) przełącznik wyłącznik komutator (dla zmiany kierunku prądu) przekąźnik (relais) zacisk emisja fotoelektryczna fotoogniwo (fotokomórka) prostownik solenoid prądy wirowe, Foucaulta rurka do wyładowań zorza dodatnia ciemnia Faradaya poświata ujemna ciemnia Crookesa warstwa katodowa promienie katodowe promienie kanalikowe cewka (zwojnica) jarzmo elektromagnesu rdzeń elektromagnesu promienie anodowe zjawisko fotoelektryczne zjawisko fotowoltaiczne fotoelektron oscyloskop katodowy		

9. Drobiną, atom, cząstki elementarne oraz różne terminy

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
liczba A v o g a d r a	N	
drobina		
masa drobinowa, cząsteczkowa lub molowa . .	μ	M
średnica drobiny	σ	
liczba atomowa	Z	
masa atomowa	M	
liczba masowa	A	
proton, jądro wodoru ${}^1_1\text{H}$	p	
masa protonu	m_p	
deuteron, jądro wodoru ${}^2_1\text{H}$	D	
tryton, jądro wodoru ${}^3_1\text{H}$		
neutron	n	
masa neutronu	m_n	
niedobór masy $M-A$		
względne odchylenie masy (packing fraction) $\frac{M-A}{A}$		
prot, wodór ${}^1_1\text{H}$		
deuter, wodór ${}^2_1\text{H}$		
tryt, wodór ${}^3_1\text{H}$		
nukleon		
pozyton (elektron dodatni)	$+1e$	
negaton (elektron dodatni)	$-1e$	
neutrino		
mezon		
promienie kosmiczne		
koincydencje		
snopy (showers)		
kaskady		
wybuchy jonizacyjne		
miękką składową promieni kosmicznych		
twardą składową promieni kosmicznych		
przenikliwość promieni kosmicznych		
średni czas życia (mean life)		
czas połowicznego zaniku, skrót: półokres		
wskaźnik izotopowy		
stos		
reaktor		

	Symbole ustalone	Symbole dopuszczone
rozszczerpienie jądra stany wzbudzone spektrograf masowy wychwyt elektronu K albo „wychwyt K” (K—capture) tarcza (target)		

Kraków, styczeń 1951

*Zakład Fizyki
Akademii Górniczo-Hutniczej
w Krakowie*

PRYZNANIE PROF. DR STEFANOWI PIEŃKOWSKIEMU GODNOŚCI CZŁONKA HONOROWEGO POLSKIEGO TOWARZYSTWA FIZYCZNEGO

Nadzwyczajne Walne Zgromadzenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego zwołane w dn. 8. XII 1950 podczas Zjazdu Fizyków Polskich w Krakowie powzięło jednomyślną uchwałę o przyznaniu profesorowi fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego, Stefanowi Pieńkowskiemu, najwyższego odznaczenia, jakim Towarzystwo rozporządza: godności członka honorowego Towarzystwa. Aktem tym uczczono ogromne zasługi, jakie dla rozwoju fizyki polskiej i Polskiego Tow. Fizycznego położył prof. Pieńkowski w ciągu swej wieloletniej wytrwałej, a tak owocnej pracy. Chwilę obrano szczególnie odpowiednią, gdyż wiąże się ona z dwiema ważnymi rocznicami w historii fizyki w Polsce. Przed trzydziestu laty, w styczniu 1921 r. został otwarty Zakład Fizyki Doświadczalnej Uniw. Warszawskiego przy ul. Hożej, największa i najbujniej się rozwijająca placówka fizyki doświadczalnej w naszym kraju, placówka, której twórcą i kierownikiem w ciągu całego tego okresu był prof. Pieńkowski. Drugą rocznicą jest trzydziestoletni również jubileusz Polskiego Towarzystwa Fizycznego, które rozpoczęło swą działalność w kwietniu 1921, przy czym jednym z założycieli był prof. Pieńkowski.

Uroczystość wręczenia nowo mianowanemu członkowi honorowemu dyplomu odbyła się w dn. 24 lutego 1951 w niedawno odbudowanej wielkiej sali wykładowej Zakładu Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego. W szczelnie wypełnionej sali zasiedli przedstawiciele władz, rektorzy i profesorowie wyższych uczelni, liczne grono dawnych i obecnych pracowników naukowych Zakładu, personel pomocniczo-administracyjny oraz młodzież akademicka.

Po otwarciu posiedzenia przez prezesa Zarządu Głównego P. T. F. prof. W. Rubinowicza przedstawiciel Ministerstwa Szkół Wyższych i Nauki, dyrektor H. Żeligowski odczytał list Ministra Szkół Wyższych i Nauki Rapackiego z gratulacjami dla jubilata oraz z życzeniami dalszej, równie owocnej pracy dla dobra nauki polskiej. Po nim zabrał głos prof. Rubinowicz, by uwypuklić wielkie zasługi położone przez prof. Pieńkowskiego dla Towarzystwa, którego przez wiele lat był prezesem lub wiceprezesem. Energii i zdolnościom organizacyjnym profesora Pieńkowskiego zawdzięcza Polskie Towarzystwo Fizyczne większość swych osiągnięć. Tak np. prof. Pieńkowski był przed wojną przez kilkanaście lat redaktorem wydawnictw Towarzystwa (*Sprawozdania i Prace P. T. F.*, później *Acta Physica Polonica*), po wojnie zaś zajął się między innymi organizacją komisji koordynacyjnej badań fizycznych przy P. T. F., zanim jeszcze znaczenie takiej placówki zostało postawione na gruncie prac I Kongresu Nauki Polskiej.

Rektor Uniwersytetu Warszawskiego, prof. dr J. Wasilkowski, podkreślił w swym przemówieniu zasługi prof. Pieńkowskiego dla Uniwer-

sytetu, w szczególności na stanowisku rektora, które piastował trzykrotnie w ciągu sześciu lat ogółem, m. in. w najtrudniejszych latach powojennych 1945—47. Głównie energii i staraniom prof. Pieńkowskiego zawdzięczamy reaktywowanie Uniwersytetu Warszawskiego w lipcu 1945 r.; z ogromnym nakładem pracy i wysiłków kierował on odbudową placówek uniwersyteckich w tym okresie, tak szybko postępującą naprzód. Za zasługi swe dla rozwoju nauki polskiej oraz za działalność przy odbudowie Uniwersytetu prof. Pieńkowski został odznaczony orderem Sztandaru Pracy I kl. Wiele trudu poświęcił prof. Pieńkowski także sprawie dziś może najważniejszej — walce o pokój, jako członek Polskiego Komitetu Obróńców Pokoju.

Z kolei prof. S. Szczeniowski scharakteryzował ogólnie linie badań prowadzonych w Zakładzie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego pod kierunkiem prof. Pieńkowskiego. — „Przed pierwszą wojną światową istnieli fizycy polscy, nie było jednak polskiej fizyki” — powiedział mówca. Badacze pracowali wówczas na ogół samotnie, w rozmaitych nie powiązanych ze sobą dziedzinach fizyki, w bardzo znacznej części poza granicami kraju. Profesor Pieńkowski pierwszy stworzył w Polsce „szkołę fizyczną”. Prace nad organizacją placówki naukowej i dydaktycznej rozpoczął już w r. 1919, po powrocie do kraju z Belgii i po objęciu katedry fizyki doświadczalnej na odradzającym się wówczas Uniwersytecie Warszawskim. W r. 1921, po otwarciu nowego Zakładu, prace te rozwijały się na pewnej już podstawie w coraz szybszym tempie.

Jaką główną linię badań obrał prof. Pieńkowski luminescencję atomów i cząsteczek, temat podówczas bardzo intensywnie opracowywany w nauce światowej i rokujący piękne możliwości badawcze. Dzięki niezmordowanej pracy i darowi organizacyjnemu kierownika Zakładu jego wyposażenie w przyrządy naukowe szybko wzrasta, jednocześnie zaś szkołą się kadry młodych badaczy. W latach 1924/25 zjawiają się pierwsze wyniki tych prac, a w latach następnych wzrasta coraz szybciej liczba i wartość ogłoszonych rezultatów. Zakład specjalizuje się szczególnie w badaniach nad luminescencją par metali oraz roztworów związków organicznych zyskując w tej dziedzinie uznanie w całym świecie. Dowodem tego może służyć m. in. fakt przybywania na samodzielne studia stypendystów zagranicznych, odwiedziny specjalistów w dziedzinie fotoluminescencji, jak S. I. Wawilow i P. Pringsheim, urządzenie w Warszawie w r. 1935 pierwszego międzynarodowego zjazdu poświęconego fotoluminescencji — wreszcie i fakt uzyskania od fundacji Rockefellera dużej na owe czasy subwencji na zakup najbardziej precyzyjnych przyrządów badawczych.

Fotoluminescencja nie była jednakże jedynym kierunkiem badań uprawianym w Zakładzie Fizyki. Zaraz po odkryciu zjawiska Ramana część personelu naukowego poświęca się badaniu widm ramanowskich cząsteczek organicznych w stanie ciekłym oraz widm kryształów. Rozwija się też kierunek badań strukturalnych przy pomocy promieni Roentgena, zwłaszcza w zastosowaniu do struktury drewna i zagadnień pokrewnych. W ostatnich latach przed wojną został w Zakładzie zapoczątkowany rokujący najpiękniejsze nadzieje co do dalszego rozwoju dział fizyki jądrowej. Rozwój Zakładu przerwała wojna. Wprawdzie sam gmach i wyposażenie Zakładu ucierpiało stosunkowo niewiele — profesor Pieńkowski był cały czas na posterunku — ale już w listopadzie 1939 cała aparatura oraz biblioteka unieruchomione zostały przez hitlerowców, potem zaś gmach

Zakładu przejęła dyrekcja kolei. Gmach uległ całkowitej przebudowie wewnętrznej, instalacje zaś zostały bądź zabrane, bądź po prostu poniszczone.

Po wyzwoleniu Warszawy, już w marcu 1945 r. prof. Pieńkowski przystępuje z całą energią do odbudowy i organizacji Zakładu. W ciągu paru lat udaje się pozyskać dobre wyposażenie naukowo-badawcze oraz dydaktyczno-pokazowe. Wznowione zostają dawne kierunki badań i powstają nowe. W myśl ogólnych wytycznych rozwoju nauki w krajach socjalizmu dąży się do ściślejszej współpracy nauki z praktyką, techniką i życiem, co wyraża się m. in. w kontakcie z przemysłem i w fakcie, że w Zakładzie pracują inżynierowie różnych specjalności, zyskując czy pogłębiając swe wykształcenie w zakresie specjalnych dziedzin fizyki. W ramach ogólnej przebudowy ustroju nauki polskiej Zakład przekształca się obecnie w Instytut Fizyczny, który ma objąć również Zakład Fizyki Teoretycznej i Zakład Mechaniki Teoretycznej. Obecnie okres odbudowy i organizacji ma się ku końcowi i podobnie jak w latach 1924/25 spodziewać się należy w najbliższych latach wyników włożonego wielkiego wysiłku.

Profesor L. Sosnowski omówił z kolei nieco dokładniej pewne szczegóły z historii Zakładu. Mówca zobrazował stan katedry fizyki doświadczalnej w latach 1919—20, w pierwszych latach pracy prof. Pieńkowskiego na nowym terenie. Zakład Fizyczny istniał wówczas jedynie na papierze, nie miał bowiem nawet własnego lokalu: wykłady odbywały się (tylko w godzinach wieczornych) w Politechnice, pracownia studencka mieściła się w paru pokojach na Krakowskim Przedmieściu. Pracownie naukowe mogły być tylko marzeniem. O powstaniu ich zadecydowało dopiero przeniesienie się do własnego gmachu przy ul. Hożej 69. Wysiłki organizacyjne szły w dużej mierze na zdobycie potrzebnych środków pieniężnych, spotykały się jednak z reguły z niezrozumieniem przez władze ówczesne oraz przez społeczeństwo znaczenia i roli placówek naukowych. Toteż w pierwszym okresie istnienia nowego Zakładu jego podstawę finansową stanowiły w dużej mierze prywatne oszczędności jego kierownika. Dzięki niespożytej energii prof. Pieńkowskiego trudności te zostały później w znacznym stopniu przełamane. Pracą swą i swym przykładem prof. Pieńkowski stworzył szkołę, w której panowała stale swoista atmosfera prawdziwie naukowa, gdzie wartości naukowe były uznawane za coś najbardziej ważkiego i istotnego w życiu. Rezultatem było ukazanie się do r. 1939 przeszło 250 prac. Znamiennym faktem jest, że 20 wychowanków Zakładu zajmuje obecnie katedry akademickie w kraju czy zagranicą. W Zakładzie na Hożej zawsze były reprezentowane postępowe tradycje nauki polskiej. Rozwijala się żywo współpraca z nauką radziecką, nie było dyskryminacji rasowych czy politycznych w okresie coraz bardziej postępującej faszystyzacji Państwa w latach trzydziestych.

Podczas okupacji prof. Pieńkowski dokłada wszelkich starań, aby podtrzymać istnienie Zakładu. Tak np. udało się ukryć przed Niemcami część przyrządów, które jednak przeważnie padły ofiarą zniszczenia w czasie zburzenia miasta po powstaniu. Co tydzień odbywały się — jak przed wojną — zebrania naukowe, na których wygłaszano referaty z bieżącej literatury naukowej, którą zdobywał z trudem prof. Pieńkowski. Zakład był jednocześnie ośrodkiem tajnego nauczania, w którym brali udział wszyscy jego współpracownicy przebywający podczas okupacji w Warszawie.

Powojenna odbudowa Zakładu nosi na sobie ślady tego rozmachu twórczego, który jest tak charakterystyczny dla całej działalności jego kierownika. Pomimo

ogromnych trudności wynikających z warunków powojennych niektóre działy Zakładu, jak Pracownia I i II są postawione obecnie na wyższym poziomie niż przed wojną. Na terenie Zakładu (obecnie Instytutu Fizyki) pracuje dzisiaj właściwie zespół trzech zakładów: fizyki doświadczalnej elektroniki i atomistyki, którego kierownikiem jest prof. Pieńkowski. Instytut Fizyki w pracy swej ma jako jedną z głównych wytycznych wypełnienie tych zadań, które stoją przed nim o ramach Planu Sześcioletniego.

Jako następny mówca zabrał głos prof. B. Hryniewiecki, który w swym nacechowanym humorem przemówieniu wspominał ubiegłe lata wspólnej z dzisiejszym jubilatą pracy na terenie Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego Uniwersytetu.

Po wyczerpaniu listy mówców sekretarz Zarządu Głównego P. T. F. dr Wł. Ścisłowski odczytał tekst dyplomu, wypisanego na pięknej karcie pergaminu, a prof. Rubinowicz wręczył profesorowi Pieńkowskiemu dyplom członka honorowego, stwierdzając, że jest to tylko skromny wyraz wdzięczności i uznania.

Dziękując za otrzymaną godność, prof. Pieńkowski ze wzruszeniem podkreślił radość, jaką mu sprawiają te dowody uznania i te słowa życzliwe, które zostały wypowiedziane. Podkreślił, że wszelkimi jego poczynaniami kierował wzgląd na dobro nauki polskiej i na dobro umiłowanej placówki. Mówca przypomniał po krótku trudności, jakie trzeba było zwalczyć, zanim udało się osiągnąć, to czym dzisiaj Zakład może się pochlubić. W chwili obecnej stoi przed nami zadanie szkolenia nowych kadr pracowników naukowych i dydaktyków oraz spełnianie tych wymagań, jakie postawi wykonanie Planu Sześcioletniego. Jednakże nauka polska, a Instytut Fizyki w szczególności, znajdują się dziś w tym szczęśliwym położeniu, że najwyższe władze Państwa rozumieją i wydatnie popierają rozwój nauki. Powinniśmy więc, jak podkreślił na zakończenie prof. Pieńkowski zespolić się w jeszcze bardziej wyteżonej pracy dla jak najpiękniejszego jutra Polski i dla sprawy pokoju.