

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM X

ZESZYT 5

1959

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Ludwik Natanson (Warszawa)
Zastępca Redaktora Naczelnego — Karol Majewski (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Teoretycznej — Przemysław Zieliński (Warszawa)
Red. Działu Fizyki Doświadczalnej — Kazimierz Rosiński (Warszawa)
Sekretarz Redakcji — Barbara Tulczyjew (Warszawa)

Adres Redakcji: Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie.

1959
P A N S T W O W E W Y D A W N I C T W O N A U K O W E

TOM X, ZESZYT 5

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOMIENIENIOM
WIEDZY FIZYCZNEJ

POSTĘPY FIZYKI

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM X, ZESZYT 5

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1959

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

Warszawa 1, ul. Miodowa 10

Nakład 1660	Oddano do składania 8.VIII.59
Ark. wyd. 7 Ark. druk. 6,25	Podpisano do druku 27.XI.59
Rotogr. III kl. 80 g. 70 x 100	Druk ukończono w grudniu 1959
Cena zł 15,—	Zamówienie nr 1409/59 W-12

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa

Władysław Dziewulski

Wspomnienie o prof. dr Józefie Patkowskim*

W nocy z dnia 20 na 21 VIII 1942 r. zginął w Warszawie od bomby kolega nasz najserdeczniejszy Józef Patkowski. Imię jego jest ściśle związane z historią odrodzonej Wszechnicy Batorowej. Należał on do grona tych, którzy od pierwszych chwil wznowienia Uniwersytetu poświęcili mu wszystkie swe siły.

12 września 1919 r. grono przyszłych profesorów z nowo mianowanym Rektorem Uniwersytetu St. Batoro Michałem Siedleckim wyjechało z Warszawy do Wilna. Do najmłodszych w tym gronie należał Józef Patkowski. Przeżyliśmy wówczas niezapomniany okres w naszym życiu. Zdawaliśmy sobie sprawę, że powołano nas do wykonania zadania szczytnego. Dostąpiliśmy tego wielkiego zaszczytu i szczęścia, iż mieliśmy uczestniczyć w wskrzeszeniu Uniwersytetu, który przed setką lat odegrał tak wybitną i doniosłą rolę w historii naszej kultury. Na razie danym nam było współpracować w układaniu projektów i planów, dotyczących przyszłego Uniwersytetu. Ze szczerym wzruszeniem zwiedzaliśmy stare mury świętojańskie, owiane czarem imion drogich i głośnych. Wszak tu pracowali M. Poczobut, Jan Śniadecki, Jędrzej Śniadecki, B. Jundziłł, Daniłowicz, Lelewel, Smuglewicz i cała plejada innych zasłużonych. W tych murach krzewiły się myśli filaretów i filomatów. Tu działał Tomasz Zan, tu rozwinął swe skrzydła Adam Mickiewicz, a później tu studiował Juliusz Słowacki.

* J. Patkowski urodził się w Warszawie w r. 1887. Do szkół średnich uczęszczał w Kielcach, Radomiu i IV gimnazjum w Warszawie, skąd wydalono go w r. 1905 za strajk szkolny. W r. 1906 ukończył prywatną szkołę handlową Jeżewskiego w Warszawie, a w r. 1907 uzyskał, jako eksternista, świadectwo dojrzałości w gimnazjum św. Jacka w Krakowie. Studia wyższe odbywał w Krakowie, Monachium i ponownie w Krakowie, gdzie w r. 1911 rozpoczął z doc. Loria pracę nad dyspersją optyczną w gazach. W styczniu 1913 r. został młodszym asystentem przy katedrze fizyki (przy prof. Witkowskim). Od jesieni 1914 r., znalazłszy się w Wiedniu, pracował w Instytucie Radiologicznym Ak. Um. Tam wykonał pracę nad osadami aktywnymi radu na różnych metalach. W listopadzie 1916 r. mianowano go asystentem przy katedrze fizyki (przy prof. Smoluchowskim). W lipcu 1917 r. uzyskał stopień doktora filozofii.

W ciągu dnia zwiedzaliśmy gmachy, które miały przejść na rzecz Uniwersytetu, odbywaliśmy konferencje czy posiedzenia pod przewodnictwem rektora Siedleckiego. Wieczorami zbieraliśmy się przeważnie w gronie młodszych kolegów. Dzieliliśmy się przeżyтыми wrażeniami i snuliśmy projekty na przyszłość. Ówczesny pobyt w Wilnie wydawał się nam raczej jakąś uroczą wycieczką, na której pogodny Józef Patkowski wnosił tyle wesela i radości.

W dniu 11 października 1919 r. nastąpiło uroczyste otwarcie wskrzeszonego Uniwersytetu, a w dniu 28 października rozpoczęliśmy systematyczne wykłady, na razie wszyscy w gmachu głównym, a więc świętojańskim. Brakowało nam wówczas wszystkiego: książek, przyrządów do pracy, do ćwiczeń i demonstracji. A że w roku 1919 stosunki były jeszcze dalekie od normalnych, wynikła potrzeba wysłania delegacji — na razie do Niemiec — w celu szybkiego zakupienia i sprowadzenia książek i przyrządów. Do tej delegacji wszedł również Patkowski. Jak się później okazało, na nim spoczął główny ciężar pracy i zabiegów, toteż już wówczas przysłużył się bardzo sprawie organizacji naszych zakładów. Pierwszy rok istnienia Uniwersytetu wymagał wyteźonej pracy wszystkich. Pamiętamy dobrze, jak Józef Patkowski wraz z Wacławem Dzięwulskim pracowali ciężko nad organizacją Zakładu Fizycznego, by możliwie szybko uruchomić demonstracje i ćwiczenia, a należy zwrócić uwagę, że obydwaj byli to ludzie młodzi, którzy mieli wiele zapału, ale mało doświadczenia.

Wśród nielicznego wówczas personelu nauczycielskiego Uniwersytetu zapanowały serdeczne stosunki koleżeńskie. Starał się o to rektor Siedlecki, organizując szereg zebrań towarzyskich. Pomagali mu w tym koledzy, między innymi Patkowski, który miał ogromne zalety towarzyskie. Młodzieńczy i żywy, pogodny i wesoły był mile widziany w różnych kołach uniwersyteckich, a zebrania urozmaicał czasami piosenkami, czasami organizowaniem gier towarzyskich.

Rok pierwszy istnienia wskrzeszonej Wszechnicy zakończył się w czerwcu. Ale już w lipcu wobec wojny nakazano ewakuację Uniwersytetu, co nastąpiło w pierwszej połowie lipca 1920 r., a gorliwa praca Patkowskiego, dotycząca wywożenia i ratowania mienia uniwersyteckiego, znalazła wyraz uznania w artykule redaktora Siedleckiego w Księdze Pamiątkowej dla uczczenia 350 rocznicy założenia, a 10 rocznicy wskrzeszenia Uniwersytetu Wileńskiego.

Po wojnie rok drugi istnienia naszej Wszechnicy rozpoczął się ze znacznym opóźnieniem. I znowu gromadką, w której znalazł się i Patkowski, wyruszyliśmy z Warszawy do Wilna, jadąc trzydzieści kilka godzin, tory kolejowe bowiem były uszkodzone. Jeszcze silniej niż w ro-

ku ubiegłym wystąpiły w mieście ślady wojny. Życie normalne było utrudnione, a cóż dopiero mówić o życiu naukowym. Porozumienie z zagranicą było niemożliwe, należało więc wysłać delegację. I znowu Józef Patkowski wyjechał za granicę. Pracował tam ciężko w ciągu kilku tygodni, załatwiając szereg zamówień dla różnych zakładów uniwersyteckich, a po powrocie do Warszawy porozumiewał się przez okazje z kolegami w Wilnie, by jak najlepiej załatwić zamówienia, z Wilna bowiem w dalszym ciągu nie można było wysyłać listów za granicę. Toteż wielu kolegów zawdzięczało sprawę szybszej organizacji zakładu sprężystości i ofiarności bez granic Patkowskiego. Między innymi i Obserwatorium Astronomiczne zawdzięczało wiele jego przyjacielskiej uczynności. Oto urywki z listu, pisanego w dniu 5 II 1921 r.: „...jeden chronometr wysłałem przez poselstwo berlińskie, które ma go dostarczyć do Ministerstwa Oświaty... przez specjalnego kuriera”, dalej „Zeiss ma już gotowy refraktor, okular i kopułę... Jest to tak ważny transport, że trudno brać na swoją odpowiedzialność... Odpowiedz jak najszybciej, czy... decydujesz się przesłać... transportem wojskowym przez Węgry i Galicję Wschodnią”, znowu dalej „Toepfer sam montował Twój mikrofotometr, zna Cię od Schwarzschilda”, wreszcie „Oczekuję od Ciebie wieści bardzo niecierpliwie”. Zacytowałem kilka zdań, by scharakteryzować ogrom obowiązków, jakie spoczywały na barkach Patkowskiego. Wszak każdy zakład obarczył go szeregiem interesów. Toteż Uniwersytet winien był być niezwykle wdzięczny za te wielkie przysługi, jakie Patkowski oddał organizacji naszego życia naukowego.

W tym omawianym drugim roku Patkowski uzyskał nominację na profesora nadzwyczajnego fizyki doświadczalnej, dotychczas bowiem był zastępcą profesora.

Zaczęły się potem lata spokojniejszej pracy, choć ciągle wyteżonej i wymagającej poświęcania wielu sił pracom organizacyjnym, zwłaszcza w tak wielkich zakładach, jak fizyki doświadczalnej, przez który to zakład przechodzili studenci kilku wydziałów. W życiu Wydziału Matematyczno-Przyrodniczego prof. Patkowski zaczął odgrywać coraz większą rolę, liczone się coraz bardziej z jego zdaniem. Następstwem tego było, iż powołano go wkrótce na dziekana i prodziekana Wydziału. Stosunki jego z młodzieżą były od początku serdeczne. Interesował się życiem młodzieży, opiekował się nią, zajął się gorliwie ruchem harcerskim; zdobył sobie w krótkim czasie szacunek i miłość młodzieży akademickiej. Ale wszystkie te zajęcia odrywały go coraz bardziej od pracy naukowej. Toteż najbliżsi koledzy byli radzi, gdy prof. Patkowski uzyskał urlop i mógł wyjechać za granicę, gdzie oderwany wreszcie od absorbujących go zajęć mógł poświęcić się wyłącznie pracy nauko-

wej. Udał się na jesieni 1927 r. do Newcastle w Anglii, gdzie w laboratorium prof. Curtisa poświęcił się wyspecjalizowaniu w dziedzinie spektroskopii. Spędził tam przeszło rok czasu na wyteżonej pracy i wspominał ten okres zawsze z wielką radością i zadowoleniem. Oto pisał w liście z dnia 12. II. 1928 r.: „Przeraza mnie tylko ten pędzący bez umiaru czas — coś okropnego. Przecież to już 4 miesiące przeszło od mego wyjazdu, a ja prócz doświadczenia, jak nie należy robić, nic w ręku nie mam. ...Ten list piszę o 12 1/2 w nocy w laboratorium podczas roboty. Cały tydzień tak z wyjątkiem soboty, kiedy zwykle robię z Curtisem piesze wycieczki.” Ta wyteżona praca naukowa odrywała go coraz bardziej od biegu życia praktycznego. Kiedy zwróciliśmy się z prośbą o ułatwienie nam sprawy związanej z weryfikacją jego lat służby, odpisał, że nie pozalałwał różnych formalności, przyznawał się potulnie do winy i prosił, byśmy sami wynaleźli radę, i dodawał figlarnie: „Już słyszę, jak mówicie z Wackiem: a to ananas ten Józek!” A jednak wielki wysiłek i pracowitość, pomimo uskarżań, że praca idzie wolno, zrobiły swoje. W Newcastle wykonał ładną pracę, którą opublikował wspólnie z Curtisem: *The isotope effect in the absorption Spectrum of the iodine monochloride*. (Transactions of the Faraday Society. XXV. 1929). Poza tym przywiózł szereg materiałów do wykończenia w Wilnie. Stąd wysłał pracę: *Rotational Analysis of the Absorption Bands of JCl*, wydaną wspólnie z Curtisem w Philosophical Transactions of the R. Society of London w roku 1933. Wspomnieć również można o pracy: *Rotational Constants of the Iodine Monochloride Molecule* (Nature, 1931).

Pamiętamy dobrze, jak powrócił pełen zapału do pracy, odświeżony i niejako odrodzony. Uzyskał nadzwyczajną dotację na zakup nowoczesnego spektrografu, z radością ustawiał go w zakładzie i rozpoczął szereg doświadczeń ze swymi uczniami. Już tu w Wilnie wykonał pracę: *Rozkład nateżeń w absorpcyjnym widmie ciągłym Browna w zależności od temperatury* (Acta Phys. Pol.), a B. Cynk, E. Skorko, L. Dąbrowski, H. Horodniczy, E. Januszkiewiczówna wykonali pod jego kierunkiem szereg prac. Skoro mowa o pracach, to należy jeszcze wspomnieć o pracy zbiorowej, jaką podjęli fizycy wileńscy, a więc Józef Patkowski, Waclaw Dziewulski, Waclaw Staszewski i Jan Weyssehoff, a mianowicie ponownego wydania klasycznego podręcznika A. Witkowskiego: *Zasady fizyki*. W roku 1929 wyszedł z druku tom I, obejmujący fizykę ogólną, dynamiczne własności materii i akustykę. Było to już piąte wydanie tego tomu. Kto miał sposobność przyjrzeć się bliżej pracy wydawniczej, ten wie, że praca ta polegała nie tylko na przejrzeniu i poprawieniu wydań poprzednich, lecz na gruntownym przerobieniu i uzupełnieniu bogatej treści, jak rów-

nież na sprawdzeniu wszystkich tablic liczbowych i wszystkich zadań. Liczne zajęcia wydawców nie pozwoliły na zrealizowanie szybkiego wydania następnych tomów, ale fizycy wileńscy myśleli o tym wydawnictwie i stopniowo opracowywali materiały do tomu II. Do redakcji na miejsce *Weyssenhoffa* wszedł *Sz. Szczeniowski*, w roku 1938 zmarł członek redakcji *Wacław Dzewulski*, jednak na początku roku 1939 rozpoczęto druk tomu II. Cały ten nakład zginął wskutek wybuchu wojny.

W roku 1934 Wydział Matematyczno-Przyrodniczy wystąpił z wnioskiem do Ministerstwa W.R. i O.P. o mianowanie *Patkowskiego* profesorem zwyczajnym.

Tymczasem jednak życie uniwersyteckie i społeczne zaczynały stopniowo absorbować czas i wyczerpywać zdolności *Patkowskiego*. Zbyt był już popularny na gruncie uniwersyteckim, zbyt lubiany i ceniony przez kolegów, by mógł zamknąć się w zaciszu pracowni. Dawny beniaminek Uniwersytetu w jego początkach, z biegiem lat stał się ulubieńcem szerokich kół uniwersyteckich. Zdarzyło się, że koledzy — przy wyborach rektorskich — wybrali go na rektora. Wyboru tego nie chciał przyjąć. Wiem dobrze, jak wysoko cenił godność rektora, jak czuł się wewnętrznie zadowolony, że koledzy dokonali tego wyboru, a więc uznali go godnym tego najwyższego dostojeństwa akademickiego, jednak zbyt skromność przeważała; uważał, że nie podoła trudnym obowiązkom rektora. I tu mylił się. Natomiast przyjął w roku 1935 godność prorektora i pełnił ją — ku zadowoleniu kolegów i społeczeństwa — w latach akademickich 1935/36 i 1936/37, zaczął też rok następny, lecz zrzekł się jej w dniu 1. XII. 1937.

Poza pracą w ramach Uniwersytetu bogato wyposażona natura *Patkowskiego* promieniowała i w innych dziedzinach życia, że wspomnę tylko mimochodem o jego pracy w Polskim Towarzystwie Fizycznym, gdzie w oddziale wileńskim piastował nieraz godność przewodniczącego.

Tymczasem dyrektor *Stanisław Michalski* przemyślał już nad tym, by sprowadzić *Patkowskiego* do Ministerstwa, aby tam na szerszym terenie zajął się sprawami organizacyjnymi szkół wyższych w Polsce. Raz odmówił i wysunął jako kandydata na dyrektora Departamentu Szkół Wyższych prof. *Aleksandrowicza*, którego cenił niezwykle wysoko. Ale gdy po pewnym czasie *Aleksandrowicz* awansował na urząd wiceministra i teraz wraz z dyrektorem *Michalskim* przypuścili szturm do *Patkowskiego*, już nie oparł się namowom i w grudniu 1937 r. uzyskał urlop z uniwersytetu, by objąć stanowisko dyrektora departamentu. Nie zerwał jednak w zupełności łączności z Uniwersytetem; pozostawił sobie kilka godzin wykładów, na wy-

głaszanie których przyjeżdżał co dwa tygodnie i, pomimo że wraz z drogą musiało go to męczyć, mówił nieraz, że sprawia mu to wielką przyjemność, iż może w dalszym ciągu przemawiać z katedry uniwersyteckiej, że nie zerwał łączności z młodzieżą akademicką. A wiadomo, że był dobrym wykładowcą, toteż i Wydziałowi Matematyczno-Przyrodniczemu zależało bardzo na utrzymaniu jego wykładów.

Na stanowisku dyrektora departamentu prawa i uczciwa natura Patkowskiego umiała zawsze znaleźć wyjście nawet w trudnych sytuacjach życiowych. W szerokich kołach uniwersyteckich zyskiwał popularność jako dobry i sprawiedliwy kierownik. Dobro uniwersytetów leżało mu zawsze na sercu. Bolał nad tym, że oderwano go od nauki, ale cieszył się, gdy widział, że inni mogą pracować. Dokładał wówczas wszelkich starań, by pomóc im w ich badaniach. Miłość nauki nie tylko żarzyła się stale w jego sercu, wpływając dodatnio na decyzje, ale od czasu do czasu wybuchała jasnym płomieniem czystego uczucia.

Wojna oderwała Józefa Patkowskiego od Wilna. Ale najlepsze lata swej twórczej pracy spędził w Wilnie; tu uzyskała ona najpełniejsze uznanie i wywołała to, co staje się najcenniejszym w życiu ludzkim: wszak tu zdobył sobie serca kolegów i uczniów, tu znalazł szczerych i oddanych mu przyjaciół. Nie tylko Józef Patkowski zdobywał sobie ogólną przyjaźń. Przyczyniła się do tego w wysokim stopniu również czcigodna małżonka, pani Maria z Meyrów, która z Józkiem stanowiła niezwykle zharmonizowaną parę. Dom Państwa Patkowskich był znany, szanowany i lubiany w szerokich kołach uniwersyteckich i w ogóle wileńskich. Otoczeni pięciorgiem miłych dzieci tworzyli Państwo Patkowscy rodzinę, w której panował nastrój pogodny i radosny.

W chwili bombardowania Żoliborza, gdzie mieszkali Pp. Patkowscy, był Józek w domu ze swą najstarszą córką, Marią. Zginął na miejscu, córka odniosła kontuzję.

Gdy złowroga wiadomość nadleciała do Wilna, ukazywały się łyzy wzruszenia nie tylko w oczach przyjaciół, ale i w szerokich kołach naszej rodziny akademickiej. Świadczyły one co najmniej o wielkiej życzliwości ludzkiej, częściej o gorących uczuciach, a może jeszcze o uczuciu miłości, którą Zmarły zaszczepił w sercach ludzkich.

J. Smorodinski
Moskwa

Współczesny stan teorii rozpadu β . I*

§ 1. Wstęp

Stwierdzenie w 1956 r. niezachowania parzystości przejdzie do historii fizyki jako jedno ze zdumiewających odkryć. Doświadczenie Wu, Ambler a et al. [130] ze spolaryzowanym kobaltem, obecnie już klasyczne, mogło być bez wątplenia przeprowadzone znacznie wcześniej i jedynym powodem opóźnienia było głębokie przeświadczenie fizyków o niedorzeczności nawet samej myśli o tym, że parzystość może nie być zachowana. Dopiero zagadka rozpadu mezonu K , który jako cząstka parzysta rozpada się na dwa mezony π , a jako cząstka nieparzysta na 3 mezony π , zmusiła do postawienia pytania: jakie są doświadczalne podstawy dla tak głębokiego przeświadczenia o istnieniu tego prawa w ogóle? Niespodzianie zostało wyjaśnione, że takie podstawy istnieją tylko dla silnie oddziaływających cząstek — nukleonów, dla których procesy nie zachowujące parzystości nie zostały wykryte z dokładnością do $\sim 10^{-6}$ — 10^{-7} . W wypadku zaś słabych oddziaływań żadnych danych na ten temat nie otrzymano i Lee oraz Yang [11] wysunęli śmiałą hipotezę, że przy takich procesach parzystość w ogóle się nie zachowuje. Jedno z doświadczeń, przez nich zaproponowane, zostało wykonane przez Wu w końcu 1956 r. i zachowanie parzystości zostało wykreślone z wykazu podstawowych praw naszego świata.

Dalsze wydarzenia rozwijały się bardzo szybko. W tym samym czasie Landau [14] i Salam [15], a w parę tygodni później Lee i Yang [16] opracowali nową teorię neutrina. Równocześnie Landau wygłosił śmiałą hipotezę o zachowaniu kombinowanej parzystości, hipotezę, która pozwala zachować nasze wyobrażenia o symetrii przestrzeni i czasu.

Po doświadczeniach Wu ukazały się rezultaty, dotyczące pomiarów podłużnej polaryzacji elektronów [107—112], której wielkość okazała się zgodna z przewidywaniami teorii.

* Jest to pierwsza część tłumaczenia artykułu, który ukazał się w *Uspiechach Fizycznych Nauk* 67, 43 (1959). Tłumaczenie zostało dokonane za zgodą Autora. Część druga ukaze się w następnym zeszycie *Postępów Fizyki*.

Dalszy rozwój doświadczeń w r. 1957 przechodzi przez stadium pełne przeciwieństw. Zamieszanie, jakie wynikło po opublikowaniu doświadczenia Allena i innych [83] o korelacji przy pozytonowym rozpadzie ^{34}Cl było na tyle duże, że wywołało wątpliwości co do podporządkowania się rozpadów negatonowych i pozytonowych tym samym prawom. Później zostało wyjaśnione, że źródło sprzeczności leżało w niedostatecznie dokładnym opracowaniu wyników doświadczeń dotyczących korelacji w rozpadzie ^6He .

Koniec 1957 oraz rok 1958 przeszły pod znakiem stopniowego łagodzenia przeciwieństw i pojawiania się harmonijnego obrazu tych zjawisk.

Nowy kierunek badaniom dały prace Sudarshana i Marshaka [48, 49] oraz Gell-Manna i Feynmana [47], wypowiadających bardzo ciekawe myśli o uniwersalnym charakterze słabych oddziaływań.

W pracach tych sformułowano hipotezę o wariancie oddziaływania $V-A$, która obecnie została potwierdzona wieloma doświadczeniami. Wyniki badań ^6He , sprzeczne z przedstawioną teorią, zostały przez teoretyków zakwestionowane jako niepewne, z czym się później zgodzili i eksperymentatorzy¹ [89].

Od tej chwili do fizyki weszła nowa liczba kwantowa — *skrętność* (*chirality*), której zachowanie okazało się podstawową cechą rozpadu β .

Schemat rozpadu β w wyniku tych prac świetnie ułożył się w ogólny schemat uniwersalnego oddziaływania, którego innym przykładem jest rozpad mezonu π .

W tym czasie Goldhaber, Grodzins i Sunyar [98] przeprowadzili bezpośredni pomiar skrętności neutрино, który potwierdził wszystkie przewidywania teorii.

W końcu na konferencji w Genewie latem 1958 r. Telegdi i jego współpracownicy ogłosili wyniki doświadczeń ze spolaryzowanymi neutronami, które też potwierdziły słuszność teorii w najprostszym przypadku i pozwoliły określić względny znak przy przejściach Fermiego i Gamowa-Tellera. Do tego czasu zostały zakończone pomiary podstawowych stałych. Doświadczenia grupy Spiwaka [75] doprowadziły w końcu do ustalenia czasu życia neutronu z wystarczającą dokładnością.

¹ Jedynym doświadczalnym wynikiem, którego w tym czasie nie udało się ułożyć w schemat, był brak rozpadu mezonu π na elektron i neutрино. Nawet Gell-Mann i Feynman nie odważyli się podważyć słuszności tego wyniku. Ale i ta ostatnia przeszkoda prawdopodobnie okazała się iluzoryczną. Na konferencji w Genewie we wrześniu 1958 r. doniesiono o wykryciu takiego rozpadu (T. Fazzini, A. W. Mevvirion, H. Psul i A. V. Tollestrup, Phys. Rev. Lett. 1, 247 (1958)). Stosunek liczby rozpadów $\pi \rightarrow e + \nu$ do liczby rozpadów $\pi \rightarrow \mu + \nu$ okazał się większy niż $4 \cdot 10^{-5}$. Analogiczną wartość ($\sim 10^{-4}$) otrzymała i amerykańska grupa (G. Impeduglia, R. Plano, A. Prodell, N. Samios, M. Schwarz i J. Steinberger, Phys. Rev. Lett. 1, 249 (1958)).

ścią. Na początku lata 1958 r. po raz pierwszy pojawiła się możliwość napisania hamiltonianu rozpadu β z liczbowymi wartościami wszystkich wchodzących do niego stałych.

Nie zostało jedynie całkowicie wyjaśnione zachowanie kombinowanej parzystości — doświadczenia w tym kierunku nie zostały jeszcze zakończone.

Wstępne wyniki doświadczeń Clarka i innych [137], którzy mierzyli korelację $e-\nu$ w rozpadzie spolaryzowanych neutronów, dały potwierdzenie hipotezy Landaua (choć z bardzo małą dokładnością).

Na korzyść zachowania kombinowanej parzystości przemawia negatywny wynik doświadczeń, mających na celu wykrycie momentu dipolowego mezonu μ [148].

W ten sposób powstał nowy obraz oddziaływań β . Dokładność doświadczeń wykonanych w ostatnim czasie nie jest jednak jeszcze wystarczająca. Ścisłe biorąc, pozostają jeszcze zagadnienia: czy nie istnieją nowe efekty (mogą one być ukryte w 10 — 15 % przedziale doświadczalnych błędów), które wykażą, że nowy obraz opisuje zjawiska w przybliżeniu? czy neutrino jest dokładnie podłużne? czy elektron jest dokładnie dwuskładnikowy? To powinny wykazać następne doświadczenia.

Dokonując tego przeglądu, wydaje się obecnie korzystne zebranie istniejących teoretycznych rozważań i wyników doświadczeń oraz omówienie ich z jednego (choć jeszcze ostatecznie nie udowodnionego) punktu widzenia.

Dokonano próby systematycznego przedstawienia teorii dozwolonych rozpadów β na bazie modelu dwuskładnikowego neutrino. Ponieważ podstawowym zadaniem przeglądu nie jest podawanie wzorów dla konkretnego opracowania danych doświadczalnych, lecz podanie fizycznego obrazu, dlatego też zostaną rozpatrzone najbardziej jasne wypadki. Wszelkiego rodzaju komplikacjom (wzbronienie, pole kulombowskie) poświęcimy uwagę, o ile zmieniają one jakościową stronę zjawiska.

Do przeglądu nie włączono kwestii związanych z niezachowaniem parzystości przy rozpadach mezonu μ i mezonu K , jak również i zagadnienia uniwersalnego słabego oddziaływania. Przegląd ogranicza się wyłącznie do kwestii związanych z rozpadami β jąder.

§ 2. Równanie Diraca

Zacniemy od krótkiego przeglądu własności równania Diraca. Równanie relatywistycznej cząstki ze spinem $1/2$ i nie znikającą masą spoczynkową oraz bez zewnętrznych pól ma, jak wiadomo, postać²

² Układ jednostek $\hbar = c = 1$.

$$(-W + \vec{\sigma}\vec{p} + \beta m)\psi = 0, \quad (2.1)$$

gdzie W — energia cząstki (włączająca masę spoczynkową) $\vec{p} = -i\vec{\nabla}$ — operator pędu, zaś $\vec{\alpha}$ i β — macierze, które można wyrazić przez cztery dwurzędowe macierze Pauliego $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$, i 1:

$$\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Przy takim zapisie uważamy, że każdy element tablicy jest dwurzędową macierzą.

Rozwiązanie (2.1) zapisuje się w postaci fali płaskiej pomnożonej przez czteroskładnikową wielkość (bispinor):

$$\psi = u \exp(i\vec{p}\vec{r}). \quad (2.3)$$

Oprócz tego wygodnie jest przedstawić u w postaci dwu dwuskładnikowych wielkości φ i χ :

$$u = \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Wówczas dla φ i χ otrzymamy z (2.1) algebraiczne równania

$$W\varphi = \vec{\sigma}\vec{p}\chi + m\varphi, \quad (2.5)$$

$$W\chi = \vec{\sigma}\vec{p}\varphi - m\chi,$$

gdzie \vec{p} jest już zwyczajnym wektorem, nie zaś operatorem. Z drugiego równania (2.5) można wyrazić χ przez φ

$$\chi = \frac{\vec{\sigma}\vec{p}}{W + m} \varphi. \quad (2.6)$$

Aby otrzymać unormowaną funkcję, będziemy uważać, że dwuskładnikowa wielkość φ jest unormowana:

$$|\varphi|^2 = \varphi_1^* \varphi_1 + \varphi_2^* \varphi_2 = 1.$$

Dla unormowania u zażądamy

$$|u|^2 = |\varphi|^2 + |\chi|^2 = 1.$$

Stąd, zauważając, że $(\vec{\sigma}\vec{p})^2 = p^2$ otrzymujemy

$$u = \left(\frac{W + m}{2W} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} \varphi \\ \frac{\vec{\sigma}\vec{p}}{W + m} \varphi \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

Równanie Diraca zapisuje się często w bardziej symetrycznej postaci. Gdy zmienimy znak w drugim równaniu (2.5) i pomnożymy oba te równania przez i , wówczas łatwo zobaczymy, że można je przepisać w postaci

$$(iW\gamma_4 + \vec{\gamma}\vec{p} - im)u = 0, \quad (2.8)$$

lub w czterowymiarowej postaci

$$\gamma_k \nabla_k \psi_k + m\psi = 0 \quad (\nabla_k = +ip_k). \quad (2.9)$$

Czterorzędowe macierze γ_k mają postać

$$\vec{\gamma} = i\gamma_4 \vec{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & -\vec{i}\sigma \\ \vec{i}\sigma & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_4 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Pomnożenie przez i czyni wszystkie cztery macierze hermitowskimi.

Macierze γ_k ($k = 1, 2, 3, 4$) mają własności oczywiste; antykomutują ze sobą, a ich kwadraty równe są jedności:

$$\gamma_i \gamma_k + \gamma_k \gamma_i = 2\sigma_{ik}. \quad (2.11)$$

Iloczyn wszystkich czterech γ oznacza się³ przez γ_5

$$\gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4 = - \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad (2.12)$$

γ_5 antykomutuje ze wszystkimi pozostałymi γ_k :

$$\gamma_5 \gamma_k + \gamma_k \gamma_5 = 0. \quad (2.13)$$

Nietrudno widzieć, że $\gamma_5^2 = 1$ i

$$\vec{\alpha} = -\vec{\sigma}\gamma_5. \quad (2.14)$$

Dla zbudowania hamiltonianu oddziaływania należy budować dwulinowe wyrażenia z wielkości ψ_α^* i ψ_β ($\alpha, \beta = 1, 2, 3, 4$). W nierelatywistycznej mechanice istnieje tylko jedna taka wielkość (trójwymiarowy skalar) — gęstość prawdopodobieństwa $\psi^*\psi$. Ponieważ dla cząstki ze spinem $1/2$ w relatywistycznej mechanice mamy cztery wielkości ψ_α^* i cztery wielkości ψ_β , to można zbudować tylko 16 iloczynów $\psi_\alpha^* \psi_\beta$. Dogodniej zamiast 16 wielkości wprowadzić 16 ich liniowych kombinacji, które by posiadały jawne własności tensorowe.

Oczywiście gęstość prawdopodobieństwa w relatywistycznej mechanice staje się czwartą składową czterowektora gęstości prądu. Funkcja ψ

³ W niektórych pracach ten iloczyn jest oznaczany przez $i\gamma_5$.

została unormowana tak, że $|\psi|^2 = 1$. Wówczas $W|\psi|^2$ można rozpatrywać jako czwartą składową czterowektora. W tym przypadku trzy inne (przestrzenne) składowe powinny być równe pędowi cząstki \vec{p} . Nietrudno spostrzec, że to będzie wektor:

$$W(\psi^* \vec{\alpha} \psi).$$

Jeśli wyrazimy funkcję ψ przez funkcje dwuskładnikowe, wówczas wykorzystując (2.14) otrzymamy

$$W(\psi^* \vec{\alpha} \psi) = \frac{1}{2}(W + m)[\chi^* \vec{\sigma} \varphi - \varphi^* \vec{\sigma} \chi] = \frac{1}{2} \varphi^* [(\vec{\sigma} \vec{p}) \vec{\sigma} + \vec{\sigma} + \vec{\sigma} (\vec{\sigma} \vec{p})] \varphi. \quad (2.15)$$

Z (2.15) wykorzystując własności macierzy Paulego otrzymamy

$$W(\psi^* \vec{\alpha} \psi) = \vec{p}. \quad (2.16)$$

W takim przypadku cztery wielkości

$$\psi^* \psi, \psi^* \vec{\alpha} \psi \quad (2.17)$$

są proporcjonalne do składowych czterowektora.

Sens mnożnika W można zrozumieć, gdy się uwzględni, że $\psi^* \psi$ jest prawdopodobieństwem odniesionym do przedziałów pędu $dp_x dp_y dp_z$. Ale iloczyn $dp_x dp_y dp_z$ nie jest niezmienniczy względem transformacji Lorentza — niezmiennikiem jest wyraz $W dp_x dp_y dp_z$. Dlatego też wyrażenia (2.17) tworzą czterowektor dopiero po pomnożeniu przez W . Taki sens również mają i pozostałe wielkości wprowadzone do teorii.

Wielkość (2.17) można bardziej symetrycznie napisać następująco:

$$V = \left\{ \begin{array}{l} \bar{\psi} \gamma_4 \psi \\ \psi \gamma \psi \end{array} \right\} \longrightarrow \bar{\psi} \gamma_i \psi, \quad (2.18)$$

gdzie

$$\bar{\psi} = \psi^* \gamma_4. \quad (2.19)$$

Wyrażenia (2.18) tworzą wektor w przestrzeni Minkowskiego (z urojoną czwartą składową).

Znaleźliśmy więc cztery dwuliniowe kombinacje z 16. Korzystając teraz z równania Diraca (2.9), które możemy napisać w sposób następujący

$$(\gamma_k p_k - im)\psi = 0, \quad (2.20)$$

(po k sumowanie od 1 do 4) możemy otrzymać i pozostałe 12 wielkości. W tym celu mnożymy (2.20) z lewej strony przez $\bar{\psi}$. Ponieważ

$$\bar{\psi}\gamma_k p_k \psi = (\bar{\psi}\gamma_k \psi) p_k$$

jest skalarem (czterowymiarowy iloczyn dwu wektorów), skalarem będzie też wyrażenie $i m \bar{\psi} \psi$, a więc i wyrażenie

$$[S = \bar{\psi} \psi] \quad (2.21)$$

przez które mnożymy skalar. Mnożymy następnie (2.20) z lewej strony przez $\bar{\psi} \gamma_i$. Rozumując analogicznie znajdziemy, że $(\bar{\psi} \gamma_i \gamma'_{i'k} \psi) p_k$ jest wektorem, a zatem wielkość

$$T = i \bar{\psi} \gamma_i \gamma'_{i'k} \psi, \quad i \neq k, \quad (2.22)$$

albo

$$T = \frac{-i}{2} \bar{\psi} (\gamma_i \gamma'_{i'k} - \gamma'_{i'k} \gamma_i) \psi = \bar{\psi} \sigma_{ik} \psi$$

jest tensorem antysymetrycznym⁴.

Mnożąc (2.20) z lewej strony przez $\bar{\psi} \gamma_m \gamma'_{i'k}$, znajdujemy dalej, że

$$A = i \bar{\psi} \gamma_m \gamma'_{i'k} \psi, \quad m \neq l \neq k,$$

albo

$$A = i \bar{\psi} \gamma_i \gamma_5 \psi \quad (2.23)$$

jest antysymetrycznym tensorem trzeciego rzędu (pseudowektor).

W końcu mnożąc (2.20) z lewej strony przez $\bar{\psi} \gamma_m \gamma'_{i'k}$, znajdujemy (przy różnych indeksach), że

$$P = \bar{\psi} \gamma_5 \psi \quad (2.24)$$

jest pseudoskalarem.

Mnożenie (2.20) przez $\bar{\psi} \gamma_5$ nie da już nic nowego, ponieważ $\bar{\psi} \gamma_5 \gamma_4 \psi$ sprowadza się do składowych pseudowektora (w iloczynie nie może się znajdować więcej niż cztery macierze γ). W ten sposób wyczerpaliśmy wszystkie możliwości. Istotnie,

- S ma 1 składnik
- V ma 4 składniki,
- T ma 6 składników,
- A ma 4 składniki,
- P ma 1 składnik,

razem 16 składników.

⁴ Współczynnik i wprowadzono po to, by uczynić macierz $i \gamma_i \gamma_k$ hermitowską ($(i \gamma_i \gamma_k)^\dagger = -i \gamma_k^\dagger \gamma_i^\dagger = i \gamma_i \gamma_k$).

Gdy wyrazimy składniki otrzymanych wielkości przez macierze $\sigma\gamma_4$ i γ_5 , to otrzymamy następującą tabelę:

$$\begin{aligned}
 &\text{skalar } S: \psi^* \gamma_4 \psi; \\
 &\text{wektor } V: \psi^* \psi; \quad i \psi^* \vec{\sigma} \gamma_5 \psi; \\
 &\text{tensor } T: \psi^* \gamma_4 \vec{\sigma} \psi; \quad \psi^* \gamma_4 \vec{\sigma} \gamma_5 \psi; \\
 &\text{pseudowektor } A: i \psi^* \gamma_5 \psi; \quad \psi^* \vec{\sigma} \psi; \\
 &\text{pseudoskalar } P: \psi^* \gamma_4 \gamma_5 \psi.
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

Tensor składa się z dwóch wektorów, jeden złożony ze składowych i, k ($i, k = 1, 2, 3$), drugi zaś ze składowych $i, 4$.

Ze wzoru (2.25) widzimy, że skalar różni się od pseudoskalara zamianą ψ na $\gamma_5 \psi$. Taka sama zamiana różni składowe wektora od pseudowektora. W końcu dwa wektory, tworzące tensor, przechodzą jeden w drugi przy tej zamianie.

Takie własności macierzy γ_5 oznaczają, że ma ona pseudoskalarny charakter, tj. że mnożąc funkcję falową przez γ_5 zmienia się jej parzystość.

Zwróćmy uwagę na to, że $(-\gamma_5)$ działając na funkcję falową przedstawia miejscami dwa jej składniki

$$-\gamma_5 \begin{pmatrix} \varphi \\ \chi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi \\ \varphi \end{pmatrix}. \tag{2.26}$$

Oznacza to, że φ i χ posiadają przeciwną parzystość, co wynika też z pseudoskalarnego charakteru iloczynu skalarnego $\vec{\sigma} \vec{p}$ we wzorze (2.7).

Dla cząstki z masą zero (neutrino) działanie macierzy (γ_5) jest równoznaczne działaniu operatora $\vec{\sigma} \vec{v}$, gdzie \vec{v} — jest wektorem jednostkowym, skierowanym wzdłuż pędu neutrino.

$$\vec{v} = \frac{\vec{p}_\nu}{|\vec{p}_\nu|}. \tag{2.26}$$

Wynika to z tego, że $(\vec{\sigma} \vec{v})^2 = 1$ oraz

$$-\gamma_5 \begin{pmatrix} 1 \\ \vec{\sigma} \vec{v} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \vec{\sigma} \vec{v} \\ 1 \end{pmatrix}. \tag{2.28}$$

Pozostaje nam jeszcze powiedzieć kilka słów o uwzględnieniu pola kulombowskiego. Ogólnie rzecz biorąc, prowadzi to do żmudnych obliczeń (porównaj [32]).

Jeżeli można uważać, że $Ze^2/p \ll 1$ (lekkie jądra i szybkie elektrony), to wpływ pola kulombowskiego sprowadza się tylko do zmiany stosunku faz między oboma składnikami funkcji falowych φ i χ . Funkcję falową elektronu można mianowicie napisać w postaci

$$\left(\frac{W+m}{2W}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\left(1 + i \frac{Ze^2}{p}\right)^\varphi \frac{\vec{\sigma p}}{W+m} \varphi \right) \quad (2.29)$$

(dla pozytonu odwrotny znak przed e^2). Ta funkcja jest unormowana do jedności z dokładnością do $(Ze^2/p)^2$. W przyszłości nie będziemy z zasady wprowadzać poprawek ze względu na pole kulombowskie. Wpływ pola kulombowskiego szczegółowo zbadano w pracach [32, 34, 44, 45], do których kierujemy czytelnika.

§ 3. Dwuskładnikowe neutrino

W ciągu wielu lat nie wyjaśniona pozostawała sprawa, czy masa neutrino jest ściśle równa zero, czy też jest ona tylko znikomo mała⁵. Nie było wiadome, czy istnieje zasadnicza różnica między tymi dwiema możliwościami. Dopiero w końcu 1956 r. Salam [15] Landau [14] Yang i Lee [16] dowiedli, że ścisła równość zero masy neutrino łącznie z rezygnacją z przypisywania neutrino określonej wartości wewnętrznej parzystości prowadzi do nowego modelu neutrino — do dwuskładnikowego lub podłużnego neutrino⁶.

Wróćmy do równania Diraca, w którym założymy, że masa $m = 0$

$$W\varphi = \vec{\sigma p} \chi \quad (3.1)$$

$$W\chi = \vec{\sigma p} \varphi. \quad (3.2)$$

Zamiast funkcji φ i χ wprowadzamy dwie nowe funkcje

$$\psi_+ = 2^{-1/2}(\varphi + \chi) \quad (3.3)$$

$$\psi_- = 2^{-1/2}(\varphi - \chi)$$

Zauważając, że przejście od φ do χ i odwrotnie (patrz 2.26) jest równoznaczne (przy wybranym przez nas przedstawieniu macierzy) z mnożeniem przez macierz $(-\gamma_5)$, możemy napisać

⁵ Zaznaczamy, że w elektrodynamice znikanie masy spoczynkowej fotonu wynika z niezmienniczości względem cechowania.

⁶ Należy zaznaczyć, że nazwanie dwuskładnikowego neutrino podłużnym nie jest całkowicie konsekwentne. Fotony, u których rzut momentu pędu na kierunek ruchu równa się ± 1 (lewo i prawo spolaryzowane fotony), nazywamy zwykle poprzecznymi (zgodnie z kierunkiem potencjału wektorowego).

$$\begin{aligned}\psi_+ &= 2^{-1/2}(1 - \gamma_5)\psi, \\ \psi_- &= 2^{-1/2}(1 + \gamma_5)\psi.\end{aligned}\tag{3.4}$$

Funkcje (3.4) są funkcjami własnymi macierzy $(-\gamma_5)$:

$$\begin{aligned}(-\gamma_5)\psi_+ &= \psi_+, \\ (-\gamma_5)\psi_- &= \psi_-.\end{aligned}\tag{3.5}$$

Wartość własną tej macierzy nazywamy *skrętnością* (*helicity* lub *chirality*). Zamiana $\psi \rightarrow \pm \gamma_5 \psi$ w równaniu Diraca zmienia znak przy masie — wynika to z antykomutacji γ_5 z pozostałymi γ w równaniu (2.20). Dlatego też wzajemne oddziaływanie jest niezmiennicze względem takiej zamiany tylko wówczas, gdy masa cząstki równa jest zero. Odwrotnie, żądanie niezmienniczości względem przekształcenia $\psi \rightarrow \pm \gamma_5 \psi$ (określona skrętność cząstki) prowadzi do znikania masy cząstki (porównaj [48, 49]). Funkcje ψ_+ i ψ_- mają tylko po dwie niezależne składowe; można je wypisać w postaci kolumn:

$$\begin{aligned}\psi_+ &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + \vec{\sigma} \vec{\nu}) \varphi \\ (1 + \vec{\sigma} \vec{\nu}) \varphi \end{pmatrix}, \\ \psi_- &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 - \vec{\sigma} \vec{\nu}) \varphi \\ -(1 - \vec{\sigma} \vec{\nu}) \varphi \end{pmatrix},\end{aligned}\tag{3.6}$$

gdzie $\vec{\nu}$ — jednostkowy wektor w kierunku pędu cząstki, φ — dwuskładnikowe spinowe funkcje Pauliego. Funkcje ψ_+ i ψ_- w postaci (3.6) są unormowane do jedności.

Rzeczywiście,

$$|\psi_+|^2 = \frac{1}{2} |(1 + \vec{\sigma} \vec{\nu}) \varphi|^2 = 1.\tag{3.7}$$

Wykorzystaliśmy tu równość $(\vec{\sigma} \vec{\nu})^2 = 1$ oraz założyliśmy, że

$$\varphi^* \vec{\sigma} \vec{\nu} \varphi = 0.$$

Oznacza to, że uważamy średni rzut spinu w stanie φ (lecz nie ψ_+) za równy zero.

Wobec tego mnożenie ψ przez macierz $(1 \pm \gamma_5)$ zamienia ψ w funkcję falową dwuskładnikowego neutrino.

W oryginalnych pracach Lee i Yanga [16] dokonano nieco innego przedstawienia funkcji falowej neutrino. Mianowicie zamiast (3.6) piszą oni

$$\psi_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 + \vec{\sigma} \vec{\nu} \\ 0 \end{pmatrix} \varphi, \quad (3.8)$$

$$\psi_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 - \vec{\sigma} \vec{\nu} \\ 0 \end{pmatrix} \varphi.$$

Nie zmienia to naturalnie wyników. My będziemy używali przedstawienia (3.6).

Funkcje falowe ψ_+ i ψ_- czynią zadość równaniom

$$\psi_+ = \vec{\sigma} \vec{\nu} \psi_+, \quad (3.9)$$

$$\psi_- = \vec{\sigma} \vec{\nu} \psi_-,$$

które wynikają wprost z (3.1).

Równanie (3.9) wykazuje, że ψ_+ opisuje stan z rzutem spinu w kierunku pędu równym $+1$. W języku modelu wektorowego taka sytuacja odpowiada silnemu sprzężeniu między spinem i pędem. W tym stanie spin wykonuje precesję wokół pędu cząstki.

Należy zanotować oczywisty fakt: przy zamianie znaków wszystkich przestrzennych współrzędnych funkcje ψ_+ i ψ_- zamieniają się rolami.

Rzeczywiście, przy takim przekształceniu składowe wektora $\vec{\nu}$ zmieniają znaki, zaś składowe $\vec{\sigma}$ (pseudowektor) pozostają niezmienione. Zatem i iloczyn $\vec{\sigma} \vec{\nu}$ zmienia znak. Zmiana znaku czasu natomiast nie zmienia znaku iloczynu $\vec{\sigma} \vec{\nu}$, ponieważ przy takim przekształceniu zmieniają znak i składowe pędu i składowe spinu (spin przekształca się jak prędkość kąтова).

Funkcje ψ_+ i ψ_- opisują cząstki w pełni spolaryzowane zgodnie z kierunkiem ruchu, bądź też przeciwnie do ruchu. Ta własność nie jest zależna od układu odniesienia i dlatego jest własnością relatywistycznie niezmienniczą. Nietrudno zaobserwować, że takie stany mogą urzeczywistniać się tylko dla skrajnie relatywistycznych cząstek ($m = 0$).

Gdy masa spoczynkowa cząstki nie jest równa zero, to zawsze można wybrać taki układ współrzędnych, w którym cząstka spoczywa; w tym układzie pęd cząstki jest równy zero, zaś spin ma dowolny kierunek. Przechodząc teraz znów do układu poruszającego się, można otrzymać dowolne wzajemne kierunki spinu i pędu. Dlatego też istnienie podłużnej polaryzacji cząstek jest wynikiem nieistnienia dla takich cząstek układu spoczynkowego.

Analogiczna sytuacja, jak wiadomo, istnieje i dla fotonów. Brak masy spoczynkowej fotonu jest bezpośrednio związany z tym, że foton posiada

jedynie dwie możliwe polaryzacje: moment pędu fotonu może być skierowany w kierunku wektora falowego (lewo spolaryzowany foton), bądź też w kierunku przeciwnym (prawo spolaryzowany foton).

Przedstawienie funkcji falowej neutrino przy pomocy operatorów $1 \pm \gamma_5$ nie jest jedynym sposobem wyboru dwuskładnikowego przedstawienia, gdy nie będziemy żądali znikania masy neutrino. Nie będziemy rozpatrywać szczegółowo innych przedstawień i odsyłamy czytelnika do oryginalnych prac (patrz praca Paulego [27]).

Równanie falowe swobodnego neutrino (z masą i ładunkiem równymi zeru) jest jawnie niezmiennicze względem dwóch przekształceń

$$\psi \longrightarrow \psi^c, \quad (3.10)$$

$$\psi \longrightarrow \gamma_5 \psi,$$

gdzie ψ^c jest funkcją falową ładunkowo sprzężonej cząstki (antyneutrino).

Dlatego też stan swobodnego neutrino staje się stanem zwyrodniałym. To oznacza, że dowolna kombinacja liniowa:

$$a\psi + b\psi^c + c\gamma_5\psi + d\gamma_5\psi^c \quad (3.11)$$

może opisywać stan swobodnego neutrino⁷. Wymagania, aby funkcje falowe neutrino i antyneutrino były funkcjami własnymi operatora γ_5 , znosi to zwyrodnienie.

Druga metoda zniesienia zwyrodnienia została przedstawiona przez Majoranę; oparł on swoją teorię na założeniu, że neutrino i antyneutrino są identyczne.

Taka teoria odpowiada wyborowi funkcji falowej neutrino w postaci

$$\psi \longrightarrow \frac{1}{2}(\psi + \psi^c). \quad (3.12)$$

W tym schemacie ψ jest funkcją własną operatora sprzężenia ładunkowego i neutrino nie ma średniej polaryzacji podłużnej.

Teoria Majorany oczywiście nie jest zgodna z zasadą zachowania ładunku leptonowego (niemożliwość zamiany neutrino — antyneutrino) i opisuje w istocie neutralną cząstkę. Teoria podłużnego neutrino przedstawia drugi skrajny przypadek teorii całkowicie spolaryzowanego neutrino i antyneutrino nie zamieniających się jedno w drugie.

⁷ Przyjęto mówić, że równanie neutrino jest niezmiennicze względem przekształceń Paulego

$$\psi \rightarrow \alpha\psi_c + \beta\gamma_5\psi,$$

$$\psi \rightarrow \alpha\psi^c + \beta\gamma_5\psi^c,$$

gdzie $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = |a|^2 + |b|^2 = 1$ (porównaj Lüders [26]).

Przy tym w teorii Majorany masa neutrino może powstać na skutek wirtualnych przejść neutrino — antyneutrino, zaś podłużne neutrino ma masę identycznie równą zeru z powodu ścisłego zakazu takich przejść.

Można oczywiście zbudować dowolny pośredni schemat, w którym neutrino będzie częściowo spolaryzowane [27].

Chociaż obecnie podłużność neutrino nie jest dokładnie udowodniona (doświadczalne błędy wynoszą 15—20%), jednak ten schemat jest na tyle pociągający z teoretycznego punktu widzenia, że nie będziemy tu rozpatrywać innych możliwości.

Dlatego też najbardziej wiarygodną staje się obecnie hipoteza zakładająca, że neutrino i antyneutrino są całkowicie spolaryzowane podłużnie. Doświadczenie Goldhabera, Grodzinsa i Sunyara, którzy mierzyli kołową polaryzację kwantów γ wysyłanych po wychwycie elektronów w Eu (patrz § 10), wykazały, że neutrino jest spolaryzowane antyrównoległe do kierunku ruchu. Antyneutrino, wobec tego, powinno być spolaryzowane w kierunku ruchu. A więc neutrino posiada skrętność śruby lewej, antyneutrino zaś skrętność śruby prawej⁸. Dalej będziemy mówili po prostu o lewych i prawych cząstkach.

Rozpatrzmy teraz jeszcze pewne wzory.

Przed wszystkim zwróćmy uwagę na własności macierzy $(1 - \gamma_5)$ i $(1 + \gamma_5)$. Oczywiście mamy:

$$(1 \pm \gamma_5)^2 = 2(1 \pm \gamma_5),$$

$$(1 + \gamma_5)(1 - \gamma_5) = (1 - \gamma_5)(1 + \gamma_5) = 0.$$

Przy pomocy tych macierzy można rozdzielić dowolną funkcję falową na dwie składowe

$$\psi = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\psi + \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)\psi.$$

W przypadku cząstek z masą równą zeru odpowiada to rozbiciu stanu na dwa podłużne stany ψ_+ i ψ_- .

Dalej, ponieważ γ_5 antykomutuje z każdą z czterech macierzy γ_i , to oznaczając przez γ_B ($B = S, V, T, A, P$) szesnaście macierzy, które można ułożyć z γ_i , możemy napisać zasadę komutacji $(1 \pm \gamma_5)$ z γ_B :

$$(1 \mp \gamma_5)\gamma_B = \begin{cases} \gamma_B(1 \mp \gamma_5) & B = S, T, P, \\ \gamma_B(1 \pm \gamma_5) & B = A, V. \end{cases}$$

⁸ Zauważmy, że w optyce światłem lewospolaryzowanym nazywamy światło mające symetrię prawej śruby. Jest to związane z innym wyborem układu współrzędnych (obserwator patrzy naprzeciw lecącego fotonu).

Wprowadzimy funkcje sprzężone dla podłużnych cząstek. Ponieważ $\bar{\psi} = \psi^* \gamma_4$, to $\psi_{\pm} = \psi_{\pm}^* (1 \mp \gamma_5) \gamma_4$, a stąd

$$\bar{\psi}_+ = \bar{\psi} (1 + \gamma_5), \quad (3.15)$$

$$\bar{\psi}_- = \bar{\psi} (1 - \gamma_5). \quad (3.16)$$

Ze wzorów (3.15) i (3.16) widzimy, że dla podłużnych cząstek możemy utworzyć tylko wektor i pseudowektor, zaś

$$\bar{\psi}_+ \gamma_B \psi_+ = \bar{\psi}_- \gamma_B \psi_- = 0 \quad (B = S, T, P). \quad (3.17)$$

Z tych równań wynika w szczególności, że dwuskładnikowe neutrino nie może mieć momentu magnetycznego⁹.

Niemożliwość utworzenia dla podłużnego neutrino skalara odpowiada równości zera jego masy. Z tym również związana jest niemożliwość utworzenia pseudoskalara, ponieważ dla cząstki z określoną skrętnością $\bar{\psi} \gamma_5 \psi = \pm \bar{\psi} \psi$.

Zauważmy jeszcze jeden ciekawy fakt. Neutrino może posiadać w zasadzie ładunek, bowiem wektor prądu $\bar{\psi}_+ \gamma_4 \psi_+$ jest różny od zera.

Dla cząstek z masą różną od zera, jak już mówiliśmy, nie można wprowadzić niezmienniczego stanu z podłużną polaryzacją. Tym niemniej wygodnie jest rozpatrywać wyniki działania macierzy $(1 - \gamma_5)$ i $(1 + \gamma_5)$ na funkcje falowe takich cząstek.

Wykorzystując funkcję falową (2.8) możemy napisać przez analogię do (3.5)

$$(1 - \gamma_5) \psi = \begin{pmatrix} \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right) \varphi \\ \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W + m}\right) \varphi \end{pmatrix}. \quad (3.18)$$

Wprowadzimy wektor $\vec{e} = \frac{\vec{p}}{p}$ (wektor jednostkowy wzdłuż pędu elektronu).

Oczywiście podłużnie spolaryzowany elektron powinien być opisany funkcjami

$$(1 + \vec{\sigma} \vec{e}) \varphi \quad (3.19)$$

(polaryzacja równoległa do pędu), albo

⁹ Doświadczalnie ustalono, że moment magnetyczny neutrino w każdym razie jest mniejszy od 10^{-9} magnetonu Bohra (patrz § 10).

$$(1 + \vec{\sigma}e)\varphi \quad (3.20)$$

(polaryzacja antyrównoległa do pędu).

Rozłożymy operator, który występuje w (3.18), na dwa operatory

$$1 + \frac{\vec{\sigma}p}{W + m} = a(1 + \vec{\sigma}e) + b(1 - \vec{\sigma}e). \quad (3.21)$$

Kwadraty wielkości

$$a = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{p}{W + m} \right), b = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{p}{W + m} \right) \quad (3.22)$$

określają część elektronów z polaryzacją odpowiednio w kierunku pędu i przeciwnie do kierunku pędu, zaś

$$P = \frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} \quad (3.23)$$

jest z definicji średnią polaryzacją elektronów w stanie (3.18).

Z (3.22) otrzymujemy

$$a^2 + b^2 = \frac{W}{W + m}, \quad (3.24)$$

$$a^2 - b^2 = \frac{p}{W + m},$$

skąd

$$P = \frac{p}{W} = \beta \quad (3.25)$$

(prędkość elektronu mierzymy w jednostkach prędkości światła). Wobec tego elektron w stanie (3.18) posiada średnią polaryzację β w kierunku swego pędu. Analogicznie elektron w stanie

$$\psi_- = (1 + \gamma_5)\psi = \begin{pmatrix} \left(1 - \frac{\vec{\sigma}p}{W + m} \right) \varphi \\ - \left(1 - \frac{\vec{\sigma}p}{W + m} \right) \varphi \end{pmatrix} \quad (3.26)$$

będzie posiadał polaryzację β . Przy $\beta \rightarrow 1$ elektron staje się podłużnie spolaryzowany¹⁰.

¹⁰ Należy odnotować, że takie przedstawienie elektronu relatywistycznego było wykorzystane przez Yenniego, Ravenhalla i Wilsona dla obliczenia rozproszenia elektronów w polu kolumbowskiem (D. R. Yennie, D. G. Ravenhalla a. R. N. Wilson, Phys. Rev. **95**, 500 (1954)).

Zaznaczmy dla zupełności, że równanie Diraca można wypisać dla elektronu w dwuskładnikowej postaci po przejściu do równania drugiego rzędu (Gell-Mann i Feynman [47]). Jeśli napisać mianowicie równanie Diraca (2.9) dla ψ^+ i ψ^- w obecności pola elektromagnetycznego

$$\begin{aligned}\gamma_k(\nabla_k - ieA_k)\psi^+ + m\psi^- &= 0, \\ \gamma_k(\nabla_k - ieA_k)\psi^- + m\psi^+ &= 0\end{aligned}\tag{3.27}$$

i wyeliminować jedną z tych funkcji, to dla drugiej otrzymamy równanie

$$(\nabla_k - ieA_k)^2\psi^\pm + \frac{1}{2}\sigma_{kl}F_{kl}\psi^\pm = m^2\psi^\pm,\tag{3.28}$$

gdzie $\sigma_{kl} = \frac{-i}{2}(\gamma_k\gamma_l - \gamma_l\gamma_k)$, zaś F_{kl} jest tensorem pola elektromagnetycznego. Dalsze rozważania por. Gell-Mann i Feynman [47].

§ 4. Parzystość

W celu opisanja kreacji i anihilacji cząstek należy dokonać drugiej kwantyzacji. Sens jej polega na tym, że stan układu opisuje się liczbami obsadzeń (liczbami cząstek w danym stanie). Powstawanie cząstek w stanie a opisuje się przy pomocy operatora $\bar{\psi}_a$. Operator ψ_a natomiast opisuje powstawanie antycząstki w pewnym stanie a' , zaś operator $\bar{\psi}_a$ znikanie antycząstki w tymże stanie a' . Przy tym stan a' różni się od stanu a znakiem rzutu spinu (patrz niżej).

Operatory ψ antykomutują ze sobą, tj. przestawienie miejscami dwu operatorów zmienia znak odpowiedniego wyrazu.

Powstawanie i znikanie cząstek jest podporządkowane kwantowym prawom zachowania. Prawa zachowania, jak wiadomo, są związane z określonymi własnościami symetrii przestrzeni; one też nakładają określone ograniczenia na formę hamiltonianu oddziaływania.

Rozpatrzmy własności hamiltonianu przy odbiciach. Zwykle rozpatruje się trzy rodzaje odbić:

1) odbicie zwierciadlane (P) — zmiana znaków wszystkich przestrzennych współrzędnych i pędów,

2) odbicie czasowe (T) — zmiana znaku czasu — przejście od pochłaniania do wypromieniowania,

3) odbicie ładunkowe (C) — zmiana znaków wszystkich ładunków — przejście od cząstek do antycząstek.

Niezmienniczość hamiltonianu względem tych operacji prowadzi do znanych praw zachowania parzystości odpowiednio przestrzennej, czasowej i ładunkowej.

Zbadajmy, jak przekształcają się funkcje falowe cząstek ze spinem $1/2$ i odpowiednie operatory przy inwersjach.

Przekształcenia te mogą być określone w sposób następujący

$$\begin{aligned} P: \psi &\rightarrow \gamma_4 \psi, \\ T: \psi &\rightarrow T \bar{\psi}, \\ C: \psi &\rightarrow C \bar{\psi}. \end{aligned} \quad (4.1)$$

Z tych trzech operacji tylko odbicie zwierciadlane wyraża się przez zwykłe mnożenie przez macierz γ_4 . Dla pozostałych dwóch odbić mamy przejście od ψ do $\bar{\psi}$.

Jest to operacja nieliniowa, która nie może być wyrażona przez macierze γ_i niezmienniczo względem wyboru przedstawienia macierzy γ . Macierze C i T są określone przy pomocy związków między nimi a macierzami γ :

$$T \gamma_i T^{-1} = -\gamma_i^T \quad (i = 1, 2, 3), \quad (4.2)$$

$$T \gamma_4 T^{-1} = \gamma_4^T, \quad (4.3)$$

$$C \gamma_i C^{-1} = -\gamma_i^T \quad (i = 1, 2, 3, 4), \quad (4.3)$$

gdzie γ^T jest transponowaną macierzą γ .

Aby zrozumieć sens przekształceń (4.1), napiszmy równanie Diraca dla cząstki w polu elektromagnetycznym

$$[\gamma_k (\nabla_k - ieA_k) + m] \psi = 0 \quad (4.4)$$

$$[\gamma_k^T (\nabla_k + ieA_k) - m] \bar{\psi} = 0; \quad (4.5)$$

równanie (4.5) otrzymuje się z (4.4), jeżeli zauważymy, że $\gamma_i^* = \gamma_i^T$ na mocy hermitowskości macierzy γ_4 .

Posługując się regułami komutacji γ_4 z pozostałymi γ widzimy, że $\gamma_4 \psi$ spełnia równanie

$$[\gamma_4 (\nabla_4 - ieA) - \vec{\gamma} (\nabla - ie\vec{A}) + m] (\gamma_4 \psi) = 0. \quad (4.6)$$

To równanie, z drugiej strony, można otrzymać z (4.4) po dokonaniu zamiany $x_i \rightarrow -x_i$; $A_i \rightarrow -A_i$ ($i = 1, 2, 3$), tj. po zmianie znaków wszystkich współrzędnych przestrzennych.

Korzystając z własności macierzy T (4.2) znajdziemy również, że $T \bar{\psi}$ spełnia równania (otrzymane z (4.5) przez mnożenie przez T)

$$[-\gamma_4 (\nabla_4 + ieA_4) + \vec{\gamma} (\nabla + ie\vec{A}) + m] T \bar{\psi} = 0. \quad (4.7)$$

To równanie różni się od (4.4) zamianą $x_4 \rightarrow -x_4$ i $A_i \rightarrow -A_i$, czyli odbiciem czasu.

W końcu przy pomocy (4.3) znajdujemy, że $C\bar{\psi}$ spełnia równanie

$$[\gamma_k(\nabla_k + ieA_k) + m](C\bar{\psi}) = 0. \quad (4.8)$$

To równanie różni się od (4.4) zamianą znaków ładunków wszystkich cząstek.

Należy zrobić w tym miejscu pewną uwagę na temat odbicia czasu. W samym określeniu takiego odbicia tkwi dowolność, polegająca na tym, czy włączyć w tę operację przejście od wypromieniowania do pochłaniania (przejście do $\bar{\psi}$), czy też nie. W niekwantowej teorii można określić odbicie czasu wzorem $\psi \rightarrow \gamma_1\gamma_2\gamma_3\psi^{11}$. Przy takim odbiciu w szczególności nie zmienia się znak pędu cząstki. To określenie jest mniej wygodne i korzystać z niego nie będziemy.

Ze wzoru (4.1) należy wyciągnąć ważny wniosek. Gdy rozpatrzemy teraz łącznie odbicie wszystkich czterech współrzędnych — operację PT , to odbicie to oczywiście można przedstawić w postaci

$$PT: \psi \longrightarrow \gamma_4 T \bar{\psi}. \quad (4.9)$$

Przy pomocy (4.2) łatwo otrzymamy własności komutacji PT z γ . Mianowicie

$$(PT)\gamma_i(PT)^{-1} = PT\gamma_i T^{-1} P^{-1} = \gamma_i^T \quad (i = 1, 2, 3, 4). \quad (4.10)$$

Prawa strona (4.10) różni się od prawej strony (4.3) znakiem. Dlatego reguły komutacji dla PT będą takie same jak dla operatora $\gamma_5 C$. Oznacza to, że z dokładnością do nieistotnego czynnika fazowego można napisać

$$PT = \gamma_5 C \quad (4.11)$$

lub

$$PTC = \gamma_5. \quad (4.12)$$

Ten wzór otrzymał Pauli i stanowi on szczególny przypadek twierdzenia, o którym będziemy mówili niżej.

Zajmiemy się teraz konkretnym przedstawieniem macierzy T i C , gdy macierze γ wybrane są w postaci (2.10).

Ze wzoru (2.10) widzimy, że na cztery macierze γ dwie macierze γ_1 i γ_3 składają się z czysto urojonych elementów, zaś dwie pozostałe γ_2 i γ_4 z rzeczywistych. Wobec powyższego w tym przedstawieniu

$$\gamma_{1,3}^T = -\gamma_{1,3}, \quad \gamma_{2,4}^T = +\gamma_{2,4} \quad (4.13)$$

¹¹ W takiej postaci operacja odbicia czasu była określona przez Racah'a (G. Racah, Nuovo Cim. 14, 322 (1937)). Przytoczona w tekście operacja była wprowadzona przez Wignera (E. P. Wigner, Gött. Nachr. Phys. Math. Klasse, str. 543 (1932)).

Wobec tego z (4.2) wynika, że

$$T\gamma_i T^{-1} = \begin{cases} \gamma_i & (i = 1, 3, 4), \\ -\gamma_i & (i = 2), \end{cases} \quad (4.14)$$

stąd

$$T = \gamma_1 \gamma_3 \gamma_4. \quad (4.15)$$

Analogicznie z (4.3) znajdziemy

$$C = \gamma_2 \gamma_4. \quad (4.16)$$

Podkreślamy jeszcze raz, że przy innym wyborze γ postać TC będzie inna; niezmiennicze są jedynie reguły komutacji (4.13) i (4.14).

Dla pełnego obrazu podamy jeszcze reguły komutacji, które wynikają z przytoczonych wyżej wzorów

$$PT = TP; \quad PC = -CP; \quad TC = -CT, \quad (4.17)$$

stąd w szczególności wynika, że dla cząstek ze spinem $1/2$ przestrzenne i czasowe parzystości cząstki i antycząstki są przeciwne.

Powróćmy teraz do wzoru (4.12). Nietrudno zauważyć, że zamiana w równaniu Diraca ψ na $\gamma_5 \psi$ jest przejściem do cząstek o przeciwnej parzystości. Jeśli jednak dla wszystkich cząstek występujących w przyrodzie dokonamy takiej zamiany, to nie odbije się to na jakichkolwiek zjawiskach, ponieważ względne parzystości przy tym się nie zmieniają. Ten wniosek, widoczny dla swobodnych cząstek, jest słuszny również i dla cząstek w polu elektromagnetycznym i jest bardzo ogólną własnością przyrody.

Pauli [23], Lüders [21], [28] i Zumino [21] (Schwinger [25, 26] i Jost [64]) udowodnili twierdzenie, według którego dokonanie wszystkich operacji PCT komutuje z dowolnym hamiltonianem, wobec czego niezmienniczość względem PCT nie nakłada żadnych nowych ograniczeń na oddziaływania. Można zilustrować sens tego twierdzenia następującym rozumowaniem. Niech ψ_a^+ opisuje znikanie cząstki w stanie a z dodatnią polaryzacją podłużną. Wówczas P przeprowadza ten operator w operator znikania cząstki z ujemną podłużną polaryzacją ψ_a^-

$$P\psi_a^+ \longrightarrow \psi_a^-.$$

Operacja T przeprowadzi ψ_a^+ w operator powstania cząstki: $T\psi_a^+ \rightarrow \bar{\psi}_a^+$ i odpowiednio $P\psi_a^- \rightarrow \bar{\psi}_a^-$. Wobec powyższego z jednego operatora otrzymaliśmy już cztery operatory:

$$\psi_a^+, \psi_a^-, \bar{\psi}_a^+, \bar{\psi}_a^-.$$

W końcu ładunkowe odbicie C doprowadzi do pojawienia się jeszcze czterech operatorów, opisujących znikanie i powstawanie antycząstek

$$\psi_a^{+c}, \psi_a^{-c}, \bar{\psi}_a^{+c}, \bar{\psi}_a^{-c}.$$

Razem pojawi się 8 operatorów i odpowiednio 8 operacji, przy pomocy których te operatory mogą być otrzymane z jednego, na przykład z ψ_a :

$$\begin{aligned} &P, PC \\ &C, PT \\ &T, TC, PCT. \end{aligned} \tag{4.18}$$

Niezmienniczość hamiltonianu względem odbić jest niezmienniczością względem operacji (4.18).

Jednak nie wszystkie te operacje są niezależne. Mechanika kwantowa prowadzi do wniosku, że znikanie cząstki w stanie z ujemną energią i powstawanie antycząstki w stanie z dodatnią energią (z odwrotnym kierunkiem spinu) jest jednym i tym samym procesem. Dlatego operatory powstawania cząstki i znikania antycząstki muszą być ze sobą związane. Ta własność prowadzi do wniosku, że z 8 operatorów (4.18) niezależne są tylko 4, i gdy na przykład będziemy żądali niezmienniczości hamiltonianu względem P i C , to okaże się on automatycznie niezmienniczy względem T .

Dzięki temu pozostaje do rozpatrzenia zagadnienie niezmienniczości oddziaływania jedynie względem dwóch odbić P i C . Lee i Yang¹² pierwsi zauważyli, że podczas gdy w silnych oddziaływaniach parzystość zachowuje się, nie ma żadnych doświadczalnych podstaw dla takiego twierdzenia w stosunku do słabych oddziaływań. W wyniku dużej serii doświadczeń (rozpoczętych klasycznym doświadczeniem Wu i Amblera et al. [130]) udowodniono, że w słabych oddziaływaniach nie zachowuje się ani przestrzenna, ani ładunkowa parzystość.

Niezachowanie parzystości prowadzi do zmiany naszych poglądów na własności przestrzeni. Na pierwszy rzut oka wydaje się, że w nowej sytuacji nie można uważać naszego świata za symetryczny i że odróżnienie prawego i lewego ma charakter absolutny. Jednak Landau [13] oraz Yang i Lee [16]¹³ wykazali, że taki wniosek nie jest koniecznym następstwem niezachowania przestrzennej i ładunkowej parzystości.

Gdy założymy, że prawa przyrody są niezmiennicze względem inwersji kombinowanej PC (albo czasowej T) — to symetria świata zostanie zachowana.

W tym przypadku nie można rozróżnić prawej orientacji w świecie i lewej orientacji w antyświecie i widoczna niesymetria orientacji uwa-

¹² Porównaj także artykuł Wignera, Rev. Mod. Phys. 29, 255 (1957).

¹³ Porównaj dyskusję na 6-tej konferencji w Rochester (uwagi Wignera, Feynmana i Yanga).

runkowana jest niesymetrią ładunków naszego świata, złożonego z dodatnio naładowanych jąder i ujemnie naładowanych elektronów. Prawdziwie neutralny układ w tym wypadku byłby symetryczny także w stosunku do obu zwrotów wirowania.

W takim świecie z niezmienniczością względem PC , operacja P i operacja C prowadzi do jednakowych wyników. Oznacza to, że przejście od cząstek do antycząstek jest zmianą znaku skrętności.

Prawo zachowania parzystości kombinowanej nie zostało jeszcze sprawdzone doświadczalnie z wystarczającą dokładnością, chociaż wykonane doświadczenia wskazują, że jest ono prawdopodobnie prawdziwe (porównaj § 9 i 10). Oczywiście sprawdzenie doświadczalne zachowania kombinowanej parzystości dostarczy nam wiadomości o jednej z najbardziej podstawowych własności przyrody.

Ciekawym przykładem różnicy między światami o różnych parzystościach jest zagadnienie istnienia dipolowego momentu cząstek elementarnych [13] i asymetria przy rozpadzie spolaryzowanej cząstki. Średni dipolowy moment cząstki w stanie stacjonarnym powinien być równoległy do jej spinu,

$$[\vec{d}]_{sr} = a[\vec{\sigma}]_{sr}. \quad (4.19)$$

Asymetrię w rozpadzie cząstki spolaryzowanej można scharakteryzować w ten sposób, że średnia wartość pędu wylatującej cząstki nie będzie równa zeru, lecz będzie opisana równaniem typu

$$[\vec{p}]_{sr} = b[\vec{\sigma}]_{sr}, \quad (4.20)$$

gdzie p — pęd wylatującej cząstki, a i b — skalary. Oba te równania nie będą prawdziwe, jeżeli przestrzenna parzystość zachowuje się, wchodzą do nich bowiem wielkości o różnych własnościach symetrii. Poza tym równanie (4.19) nie będzie niezmiennicze względem inwersji T , bowiem $\vec{\sigma}$ przy takim odwróceniu zmienia znak, zaś \vec{d} nie zmienia. Natomiast równanie (4.20) nie będzie niezmiennicze względem $PT = C$: przy inwersji P \vec{p} zmienia znak, zaś $\vec{\sigma}$ nie zmienia. Z tego względu moment dipolowy może istnieć w świecie, który nie jest niezmienniczy względem P i T , zaś asymetria może istnieć w świecie, który nie jest niezmienniczy względem P i C . W szczególności jeśli hipoteza kombinowanej parzystości jest prawdziwa, to cząstki elementarne nie mogą posiadać momentu dipolowego. W świecie z zachowaniem C może wystąpić moment dipolowy, lecz nie może wystąpić asymetria. Tak więc tylko w całkowicie niesymetrycznym świecie mogłyby istnieć oba te efekty.

Własności oddziaływania względem inwersji czasu pozwalają wyciągnąć jakościowe wnioski nie tylko w stosunku do stacjonarnego stanu układu, lecz także w stosunku do zachodzących reakcji.

Przy odwróceniu czasu stany początkowy i końcowy układu zamieniają się rolami. Dlatego też takie odwrócenie narzuca ograniczenia na własności układu w obu wypadkach: dla stanów stacjonarnych i dla sprężystego rozproszenia cząstek. Jeżeli rozpatrujemy jakąkolwiek reakcję jądrową lub proces rozpadu, w którym w stanie końcowym występują inne cząstki niż w stanie początkowym, to odwrócenie czasu w ścisłym sensie nie prowadzi do żadnych ograniczeń własności każdego z tych stanów. Niezmienniczość względem odwrócenia czasu narzuca tylko pewne związki między reakcją i reakcją odwrotną, np. związki między polaryzacjami w tych reakcjach¹⁴.

Stosunkowo dużo informacji otrzymaną, gdy rozpatrywany efekt jest opisany w pierwszym rzędzie rachunku zaburzeń, bowiem cząstki będą opisywane w stanie końcowym i początkowym przez fale płaskie (przybliżenie Borna). W tym przypadku amplituda przejścia jest proporcjonalna do elementu macierzowego hermitowskiego hamiltonianu oddziaływań, co prowadzi do nowych wygodnych związków.

Z ogólnej teorii wiadomo, że odwrócenie czasu sprowadza się do tego, że w amplitudzie macierzy rozproszenia zamieniają się miejscami stany końcowe i początkowe oraz zamieniają się znaki spinów i pędów wszystkich cząstek układu

$$T: (\vec{k}, \vec{\sigma} | S | \vec{k}', \vec{\sigma}') \rightarrow (-\vec{k}', -\vec{\sigma}' | S | -\vec{k}, -\vec{\sigma}). \quad (4.21)$$

Symbolicznie przekształcenie to można zapisać w postaci

$$T: \vec{k} \rightarrow -\vec{k}', \vec{\sigma} \rightarrow -\vec{\sigma}'. \quad (4.22)$$

W pierwszym przybliżeniu rachunku zaburzeń macierz S jest proporcjonalna do hamiltonianu oddziaływania i zamiana miejscami stanów początkowego i końcowego w elemencie macierzowym (transponowanie) jest równoważna sprzężeniu zespolonemu i nie zmienia prawdopodobieństwa przejścia¹⁵. Dzięki temu w tym przypadku własności układu nie zmieniają się przy takiej zamianie. To zaś z kolei prowadzi łącznie z (4.21) do stwierdzenia, że odwrócenie czasu jest równoważne w pierwszym przybliżeniu rachunku zaburzeń zamianie

$$T_{\text{przybl.}}: \vec{k} \rightarrow -\vec{k}', \vec{\sigma} \rightarrow -\vec{\sigma}'. \quad (4.23)$$

¹⁴ Należy zanotować, że odwracalność wszystkich reakcji jest zapewniona dzięki hermitowskości hamiltonianu — dzięki rzeczywistości wartości własnych energii układu.

¹⁵ Gdy jeszcze przy tym oddziaływanie nie zależy od prędkości, to element macierzowy jest po prostu rzeczywisty.

Przekształcenie (4.23) dotyczy własności określonego stanu i zgodnie z tym, co zostało powiedziane, jest poprawne jedynie wówczas, gdy zaniedbamy oddziaływanie w stanie końcowym. W wypadku rozpadu β oznacza to, że przekształcenie (4.23) jest równoważne odwróceniu czasu, gdy możemy zaniedbać oddziaływanie kulombowskie lekkich cząstek, tj. gdy ich energia jest dostatecznie wielka, bądź też, gdy ładunek jądra jest mały.

Przekształcenie (4.23) będzie wykorzystane dalej. Tu rozpatrzymy dla przykładu zagadnienie polaryzacji produktów reakcji.

Rozpatrzmy reakcję, w której uczestniczą po dwie cząstki w stanie początkowym i końcowym:

$$a + b \rightarrow c + d.$$

Cząstki z lewej i prawej strony mogą być te same (rozproszenie), bądź różne (reakcja). Płaszczyzna rozproszenia jest określona przy pomocy dwóch wektorów \vec{k} i \vec{k}' (w układzie środka masy).

Zbadamy, czy może istnieć w stanie końcowym polaryzacja normalna do płaszczyzny reakcji, gdy cząstki początkowe nie były spolaryzowane i gdy oddziaływanie jest niezmiennicze względem odwrócenia czasu. Odpowiedź na to pytanie jest związana z równaniem

$$[\vec{\sigma}]_{sr} = c \vec{k} \times \vec{k}', \quad (4.24)$$

gdzie a jest skalarem.

Przy ścisłym odwróceniu czasu (4.22) obie strony równania przekształcają się jednakowo.

Wzór (4.24) wyraża, na przykład, znane własności polaryzacji przy rozproszeniu nukleonów na nukleonach, których oddziaływanie zachowuje czasową parzystość. Łatwo można sprawdzić, że (4.24) nie jest niezmiennicze względem przekształceń (4.23). Oznacza to, że normalna polaryzacja w przybliżeniu Borna nie istnieje, jeżeli tylko zachowuje się parzystość czasowa.

Zobaczymy, że normalna polaryzacja elektronu pojawia się bądź kosztem niezachowania czasowej parzystości, bądź kosztem kulombowskiego oddziaływania.

Dla lekkich jąder i relatywistycznych elektronów jest ona mała.

§ 5. Warianty oddziaływań β

Aby napisać hamiltonian oddziaływania, żądamy zwykle, by: 1) gęstość energii oddziaływania (hamiltonian) była skalarem dla przejść z zachowaniem parzystości, albo pseudoskalarem dla przejść ze zmianą pa-

rzystości i 2) w hamiltonianie oddziaływania nie występowały pochodne funkcji falowych cząstek. Wprowadzenie pochodnych jest równoważne zależności oddziaływania od energii i pędów. Ponieważ lekkie cząstki są relatywistyczne, nie ma podstaw do ograniczania się tylko do zależności liniowej (pierwsze pochodne). Wprowadzenie natomiast dowolnej zależności od pędów czyni teorię nieoznaczoną. Jak wiadomo, doświadczenie potwierdza niezależność oddziaływania od energii przy zwykłych rozpadach β .

Dla ustalenia uwagi rozważać będziemy rozpad β neutronu. Zwykle pisze się rozpad β neutronu (albo jądra) nie w postaci

$$N \rightarrow P + \bar{\nu} + e^-, \quad (5.1)$$

lecz w formalnie równoważnej, za to bardziej symetrycznej postaci

$$N + \nu \rightarrow P + e^-. \quad (5.2)$$

Oznacza to, że zamiast mówić o emisji antyneutrino będziemy mówili o pochłanianiu neutrino¹⁶. Wprowadzamy przy tym podstawowe założenie, że rozpad β nie może się odbywać z emisją neutrino, tj. neutrino i antyneutrino są różnymi cząstkami i nie mogą nigdy przechodzić w siebie. Oznacza to, że na przykład proces $N + \nu \rightarrow P + e$ jest niemożliwy. Powyższe założenie nazywa się prawem zachowania lekkich cząstek (leptonów) albo zachowaniem ładunku neutrinowego [4].

Wprowadzimy oznaczenia:

P	—	operator	anihilacji	protonu
N	„	„	„	neutronu
e	„	„	„	negatonu
ν	„	„	„	neutrino

Przy zwykłym zapisie cząstki w stanie końcowym są reprezentowane w hamiltonianie przez sprzężoną funkcję falową (reprezentuje ona tworzenie cząstki). Człony wchodzące do hamiltonianu i opisujące rozpady powinny mieć postać

$$H = C(\bar{P}N)(\bar{e}\nu), \quad (5.3)$$

gdzie C jest macierzą o czterech wskaźnikach, która czyni H skalarem, albo pseudoskalarem.

Po to, by znaleźć jawną postać H , zwykle postępuje się następująco: zestawia się wszystkie możliwe wyrażenia tensorowe z dwóch par funkcji falowych, a potem mnoży się skalar przez skalar, wektor przez wektor itd. W wyniku tych operacji otrzymuje się skalarną część hamil-

¹⁶ Wzory (5.1) i (5.2) należy rozpatrywać jako definicje neutrino i antyneutrino.

tonianu. Mnożąc skalar przez pseudoskalar, wektor przez pseudowektor itd. znajdziemy pseudoskalarą część hamiltonianu.

Pozostaje jeszcze dowolność w wyborze par funkcji. Jasne jest, że tego wyboru można dokonać na trzy sposoby, które schematycznie można przedstawić w postaci

$$(NP) (e\nu); (Ne) (P\nu); (N\nu) (Pe).$$

Postępując w ogólnie przyjęty sposób zgrupujemy ciężkie cząstki w jednej parze, zaś lekkie w drugiej i przemnożymy oba wyrazy jedne przez drugie (porównaj zakończenie § 10). Ponieważ hamiltonian powinien być hermitowski, to do zbudowanych uprzednio wyrażeń należy jeszcze dodać odpowiednie hermitowsko sprzężone człony. Wówczas przy pomocy wzorów (2.25) otrzymamy (wprowadzając jeszcze dogodne liczbowe mnożniki) pięć skalarnych wyrażeń

$$H_S = (P^* \gamma N) (e^* \gamma \nu) + \text{herm. sprz.}, \quad (5.4)$$

$$\begin{aligned} H_V &= (P^* \gamma_4 \gamma_i N) (e^* \gamma_4 \gamma_i \nu) + \text{h. s.} = \\ &= (P^* N) (e^* \nu) - (P^* \sigma \gamma_5 N) (e^* \sigma \gamma_5 \nu) + \text{h. s.}, \end{aligned} \quad (5.5)$$

$$\begin{aligned} H_T &= \frac{1}{2} (P^* \gamma_4 \sigma_{ik} N) (e^* \gamma_4 \sigma_{ik} \nu) + \text{h. s.} = \\ &= (P^* \gamma_4 \sigma N) (e^* \gamma_4 \sigma \nu) + (P^* \gamma_4 \sigma \gamma_5 N) (e^* \gamma_4 \sigma \gamma_5 \nu) + \text{h. s.} \end{aligned} \quad (5.6)$$

$$\begin{aligned} H_A &= (P^* i \gamma_4 \gamma_i \gamma_5 N) (e^* i \gamma_4 \gamma_i \gamma_5 \nu) + \text{h. s.} = \\ &= (P^* \sigma N) (e^* \sigma \nu) - (P^* \gamma_5 N) (e^* \gamma_5 \nu) + \text{h. s.} \end{aligned} \quad (5.7)$$

$$H_P = (P^* \gamma_4 \gamma_5 N) (e^* \gamma_4 \gamma_5 \nu) + \text{h. s.} \quad (5.8)$$

Zgodnie z ogólnymi prawami operator kreacji cząstki wchodzi do hamiltonianu razem z operatorem anihilacji antycząstki. Dlatego też każde z wypisanych wyrażeń opisuje nie tylko rozpad β , lecz również cały szereg rozpadów, w których albo neutron przekształca się w proton, albo antyproton zamienia się w antyneutron¹⁷ (kreska nad literą oznacza tu antycząstkę):

$$N \rightarrow P + e^- + \bar{\nu},$$

$$\bar{P} \rightarrow \bar{N} + e^- + \bar{\nu},$$

$$N + e^+ \rightarrow P + \bar{\nu},$$

$$N + \nu \rightarrow P + e^- \text{ itd.}$$

¹⁷ Ten sam element macierzowy opisuje również anihilację

$$N + \bar{p} \rightarrow e^- + \bar{\nu}$$

Nie wypisane w (5.4) hermitowsko sprzęgnięte człony opisują procesy odwrotne, w których proton przekształca się w neutron albo antyneutron zamienia się w antyproton, albo w końcu anihilację $N + P$.

$$P \rightarrow N + e^+ + \nu,$$

$$\bar{N} \rightarrow \bar{P} + e^+ + \nu,$$

$$P + e^- \rightarrow N + \nu,$$

$$P + \bar{\nu} \rightarrow N + e^+ \text{ itd.}$$

O hamiltonianach (5.4) — (5.8) mówimy zwykle jako o wariantach (skalarnym, wektorowym itd) oddziaływania. Jeśli we wszystkich tych wyrażeniach zastąpimy funkcję falową neutrino φ przez $\gamma_5\varphi$, to otrzymamy pięć nowych wyrażen H'_S, H'_V, H'_T, H'_A i H'_P , które będą pseudoskalarami. Ogólny hamiltonian oddziaływania prowadzący do rozpadu β będzie kombinacją liniową wszystkich 10 wariantów. Hamiltonian ten zapiszemy w następujący sposób:

$$H = \sum_{k=1}^5 (C_k H_k + C'_k H'_k). \quad (5.9)$$

Oddziaływanie β w ogólnym przypadku jest więc scharakteryzowane przez 10 zespolonych (lub przez 20 rzeczywistych) stałych C i C' ¹⁸.

Oczywiście dla podłużnego neutrino stałe C i C' nie są niezależne. Jeśli neutrino jest spolaryzowane równoległe do pędu, jego funkcja falowa będzie miała postać $(1 - \gamma_5)\nu$. Stąd otrzymamy $C_i = -C'_i$ ($i = 1, \dots, 5$), gdy zaś neutrino jest spolaryzowane antyrównoległe do pędu, to wówczas $C_k = C'_k$. Na podstawie bezpośrednich doświadczeń Goldhabera, Grodzinska i Sunyara [98] łącznie z innymi danymi można uważać za ustalone, że neutrino ma rzut spinu w kierunku pędu równy $-1/2$. Możemy więc przyjąć

$$C_k = C'_k,$$

W dalszym ciągu będziemy przyjmować te równości i będziemy uważali neutrino za cząstkę lewą.

Korzystnie jest wprowadzać stałe oddziaływania g_i tak, aby dla dwuskładowego neutrino otrzymać

$$C_i = C'_i = g_i/\sqrt{2}. \quad (5.10)$$

Przy takim wyborze stara wartość wielkości g nie zmienia się. Pozostaje jeszcze do wyjaśnienia zagadnienie: jakie wartości stałych g_i

¹⁸ Jeśli ładunek neutrinowy nie zachowuje się, to ilość stałych jest dwa razy większa.

odpowiadają rozpadowi pozytonowemu. Najprościej można to wyjaśnić budując hamiltonian z funkcji falowych pozytonu i neutrina. Otrzymamy wówczas te same pięć wielkości g_i z tą tylko różnicą, że znak V i T względem S , A , P będzie przeciwny w porównaniu z rozpadem β^{-19} .

Można to też pokazać w następujący sposób, startując z wyżej podanego hamiltonianu.

Rozpad pozytonowy jest opisywany nie wypisanymi jawnie hermitowsko sprzęgniętymi członami. Każdy taki człon możemy napisać w postaci

$$(\bar{N}\gamma_B P)(\bar{\nu}\gamma_B e). \quad (5.11)$$

Aby opisywał on powstanie pozytonu i anihilację neutrina (porównaj (5.2)), należy zamienić $\bar{\nu} \rightarrow \nu' C^{-1}$ i $e \rightarrow C e'$, gdzie ν' i e' — operatory antycząstek, zaś C — operator sprzężenia ładunkowego. Mnożnika nukleonowego nie należy przekształcać, ponieważ opisuje on, tak jak nam potrzeba, kreację neutronu i anihilację protonu. Ponieważ z (4.3) wynika, że

$$C^{-1}\gamma_B C = \begin{cases} +\gamma_B^T & (\text{dla } S, A, P) \\ -\gamma_B^T & (\text{dla } V, T) \end{cases}, \quad (5.12)$$

to stąd otrzymamy zamianę znaku dla wariantu wektorowego i tensorowego (znak transponowania T zniknie, gdy przeniesiemy \bar{e}' na pierwsze miejsce, zaś ν' na ostatnie).

Dlatego też wszystkie obliczenia dla rozpadu pozytonowego mogą być wykonane z takim samym hamiltonianem, lecz po zmianie znaku przy g_V i g_T oraz po zamianie funkcji falowej neutrina na funkcję falową antyneutrina zgodnie ze schematem:

Rozpad negatonowy

$$C_S, C_V, C_T, C_A, C_P \\ C'_k = C_k$$

Rozpad pozytonowy

$$C_S - C_V, -C_T, C_A, C_P \\ C'_k = -C_k$$

Dotąd uważaliśmy, że stałe g_i są zespolone. Jeżeli zachowuje się kombinowana (czasowa) parzystość, to stałe te powinny być rzeczywiste. W wypadku zaś zachowania ładunkowej parzystości wszystkie C powinny być rzeczywiste, zaś wszystkie C' urojone. W tym wypadku nie może być oczywiście dwuskładnikowego neutrina, ponieważ nie można uzyskać równości $C_k = \pm C'_k$.

Sprawdzimy to twierdzenie. Wypiszmy człon ogólny skalarnego i pseudoskalarnego członu w hamiltonianie łącznie z hermitowsko sprzężonymi do nich

¹⁹ Oznacza to, że przy tej samej masie i tym samym spinie znak prądu i momentu magnetycznego zmienia się na przeciwny.

$$C_B(\bar{P}\gamma_B N)(\bar{e}\gamma_B^2) + C_B^*(\bar{N}\gamma_B P)(\bar{\nu}\gamma_B e) \quad (5.13)$$

$$C'_B(\bar{P}\gamma_B N)(\bar{e}\gamma_B\gamma_5\nu) + C_B^*(\bar{N}\gamma_B P)(\bar{\nu}\gamma_5\gamma_B e). \quad (5.14)$$

Podstawiając $\psi \rightarrow T\bar{\psi}$ i $\psi \rightarrow C\bar{\psi}$, oba składniki zamieniają się miejscami. Ponieważ w (5.13) każdy składnik składa się z dwóch jednakowo zbudowanych mnożników, wobec tego zmiana porządku operatorów nic nie zmienia i warunek niezmienniczości dla obu odbić sprowadza się do $C_B = C_B^*$, czyli do rzeczywistych stałych (zakładamy, że ogólny mnożnik fazowy równa się jedności)²⁰.

W wypadku (5.14) w nawiasach, gdzie występują lekkie cząstki, pozostaje zbędny mnożnik γ_5 . Wobec powyższego warunki niezmienniczości są określane własnościami komutacji tego mnożnika z T i C .

Z (4.2) i 4.3) można otrzymać

$$T\gamma_5 T^{-1} = \gamma_5^T, \quad (5.15)$$

$$C\gamma_5 C^{-1} = -\gamma_5^T \quad (5.16)$$

(należy zauważyć, że w naszym przedstawieniu $\gamma_5^T = \gamma_5$).

Z (5.15) wynika, że przy odbiciu czasu nie zmienia się znak i warunek niezmienniczości będzie miał postać $C'_B = C_B^{**}$, tzn. otrzymujemy rzeczywistość stałych. Przy sprzężeniu ładunkowym znak się zmienia na przeciwny i warunek niezmienniczości będzie miał postać $C'_B = -C_B^{**}$ tzn. otrzymujemy urojoność stałych.

Ułożymy wszystkie warianty w tabelę (s. 531)

Wróćmy teraz do hamiltonianu. Wprowadzając we wzorze (5.4) — (5.8) funkcje neutrino w postaci $(1 + \gamma_5)\nu$, możemy przepisać 5 wariantów hamiltonianu rozpadu β neutronu w postaci:

$$H_S = 2^{-1/2} g_S (P^* \gamma_4 N) (e \gamma_4 (1 + \gamma_5) \nu) + h. s. \quad (5.13')$$

$$H_V = 2^{-1/2} g_V [(P^* N) (e^* (1 + \gamma_5) \nu) + (P^* \sigma \gamma_5 N) (e^* \sigma (1 + \gamma_5) \nu)] + h. s. \quad (5.14')$$

$$H_T = 2^{-1/2} g_T [(P^* \gamma_4 \sigma) (1 + \gamma_5) N] (e^* \gamma_4 \sigma (1 + \gamma_5) \nu) + h. s. \quad (5.15')$$

$$H_A = 2^{-1/2} g_A [-(P^* \gamma_5 N) (e^* (1 + \gamma_5) \nu) + (P^* \sigma N) (e^* \sigma (1 + \gamma_5) \nu)] + h. s. \quad (5.16')$$

$$H_P = 2^{-1/2} g_P [(P^* \gamma_4 \gamma_5 N) (e^* \gamma_4 (1 + \gamma_5) \nu)] + h. s. \quad (5.17')$$

Sumując po wszystkich neutronach w jądrze, można stąd otrzymać hamiltonian H rozpadu jądra.

Zwróćmy uwagę na to, że przy podłużnym neutrino wszystkie warianty grupują się w naturalny sposób po dwa. Wersje S i P różnią się

²⁰ Łatwo zauważyć, że w procesach pierwszego rzędu ze słabym oddziaływaniem nie można określić ogólnego mnożnika fazowego.

Tabela różnych możliwych wersji (ze względu na parzystość) teorii oddziaływania β (przy zachowaniu ładunku neutrinowego)

Hamiltonian niezmienniczy względem	Warunki dla stałych	Liczba niezależnych rzeczy- wistych stałych	Czy jest mo- żliwe pod- łużne neu- trino
P, C, T	$C'_k = 0, C_k$ rzeczywiste	5	nie
C, PT	C_k rzeczywiste C'_k urojone	10	nie
T, PC	C_k, C'_k rzeczywiste	10	tak
to samo z pod- łużnym neu- trino	$C_k = C'_k$	5	—
P, TC	$C'_k = 0$	10	nie
PCT	nie ma	20	tak
to samo z pod- łużnym neu- trino	$C_k = C'_k$	10	—

tylko elementami macierzowymi ciężkich cząstek i przechodzą jedne w drugie przy zamianie $N \rightarrow \gamma_5 N$. To samo dotyczy i wersji V oraz A . Tensorowy wariant przy takiej zamianie nie zmienia się.

Rozpatrzmy mnożniki opisujące nukleony. Ponieważ nukleony w rozpadzie β możemy uważać w pierwszym przybliżeniu za nierelatywistyczne, to można zaniedbać drugie dwie składowe funkcje falowych i uważać je za dwuskładnikowe funkcje Paulego.

W tym przybliżeniu wprowadzamy dla rozpadu neutronu oznaczenia:

$$(P^* \gamma_4 N) = (P^* N) = \langle 1 \rangle, \quad (5.18)$$

$$(P^* \vec{\sigma} N) = (P^* \sigma N) = \langle \vec{\sigma} \rangle \quad (5.19)$$

Powstałe elementy macierzowe w tym przybliżeniu są równe zeru. Wprowadzone oznaczenia $\langle 1 \rangle$ i $\langle \sigma \rangle$ łatwo można uogólnić na przy-

padek rozpadu β jąder²¹. Wprowadzając operator τ_+^i , zamieniający i -ty nukleon jądra w proton, jeśli był on neutronem, możemy napisać:

$$\langle 1 \rangle = \Psi^* \sum \tau_+^i \Phi, \quad (5.20)$$

$$\langle \vec{\sigma} \rangle = \Psi \sum \tau_+^i \vec{\sigma}^{(i)} \Phi, \quad (5.21)$$

gdzie sumowanie rozciąga się na wszystkie nukleony jądra, zaś Φ i Ψ są to funkcje falowe jądra przed i po rozpadzie. Elementy macierzowe $\langle 1 \rangle$ i $\langle \vec{\sigma} \rangle$ są rzeczywiste. Wynika to z faktu, że stany jądra mają określoną parzystość i są niezmiennicze względem odbicia czasu. Elementy te są obliczane bowiem między dwoma stacjonarnymi stanami jądra. Funkcje falowe tych stanów można uczynić rzeczywistymi drogą wyboru czynnika fazowego. Wynika to stąd, że ψ i ψ^* opisują w tym wypadku jeden i ten sam stan (nie ma zwyrodnienia). Funkcje te nie zmieniają się przy zmianie $\vec{k} \rightarrow -\vec{k}$, $\vec{\sigma} \rightarrow -\vec{\sigma}$ (nie ma wyróżnionego kierunku). Zgodnie z ogólną hipotezą o odwróceniu czasu wynika stąd, że elementy macierzowe, wzięte pomiędzy dwoma stacjonarnymi stanami, nie zmieniają się przy zamianie miejscami początkowego i końcowego stanu; przy takiej bowiem zamianie elementy macierzowe hermitowskich operatorów w ogólności przechodzą w zespolono sprzężone, stąd też wynika, że powinny one być rzeczywiste.

Obliczenie tych elementów macierzowych i porównanie z doświadczeniem można znaleźć na przykład w artykule o rozpadzie β lekkich jąder [3].

Gdy obecnie zastąpimy czynniki $\exp(ipr)$ w funkcjach falowych cząstek lekkich przez 1 (wartość przy $r=0$), to możemy napisać wyrażenia dla wszystkich wariantów rozpadu β , słuszne dla przejść dozwolonych

$$H_S = 2^{-1/2} g_S \langle 1 \rangle (e^* \gamma_4 (1 + \gamma_5) \nu) + h. s. \quad (5.22)$$

$$H_P = 0, \quad (5.23)$$

$$H_V = 2^{-1/2} g_V \langle 1 \rangle (e^* (1 + \gamma_5) \nu) + h. s., \quad (5.24)$$

$$H_A = 2^{-1/2} g_A \langle \vec{\sigma} \rangle (e^* \vec{\sigma} (1 + \gamma_5) \nu) + h. s., \quad (5.25)$$

$$H_T = 2^{-1/2} g_T \langle \vec{\sigma} \rangle (e^* \gamma_4 \vec{\sigma} (1 + \gamma_5) \nu) + h. s., \quad (5.26)$$

gdzie e^* i ν nie są zależne od współrzędnych.

²¹ W literaturze często korzysta się z innego oznaczenia:

$$\langle 1 \rangle \equiv M_F \equiv \int 1; \quad |\langle \sigma \rangle| \equiv M_{GT} \equiv \left| \int \sigma \right|.$$

Korzystając z powyższych rozważań, ogólny wariant hamiltonianu rozpadu β można napisać w postaci:

$$H = 2^{-1/2} \langle 1 \rangle [e^*(g_S \gamma_4 + g_V)(1 + \gamma_5)v] + \langle \vec{\sigma} \rangle [e^*(g_T \gamma_4 + g_A)\vec{\sigma}(1 + \gamma_5)\vec{v}]. \quad (5.27)$$

Z powyższego wyrażenia widzimy fizyczne zróżnicowanie różnych wariantów rozpadu γ . Jeżeli rozdzielimy funkcje falowe elektronu na dwie części $e^* = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5)e^* + \frac{1}{2}(1 - \gamma_5)e^*$, to korzystając z reguł komutacji $\gamma_4 \gamma_5 = -\gamma_5 \gamma_4$ znajdziemy, że w wariantach S i T z e zostanie tylko część $(1 - \gamma_5)e^*$, zaś w wariantach V i A tylko część $(1 + \gamma_5)e^*$. Oznacza to, że warianty S i T opisują procesy, w których polaryzacje wylatujących elektronów i antyneutrino są jednakowe²², zaś warianty V i A — procesy, w których polaryzacje wylatujących elektronu i antyneutrino są różne.

Wyrazimy teraz funkcję falową elektronu przez funkcję dwuskładnikową:

$$e = \left(\frac{W+m}{2W}\right)^{1/2} \begin{pmatrix} \varphi \\ \vec{\sigma} \vec{p} \varphi \\ W+m \end{pmatrix}; \quad e^* \gamma_4 = \left(\frac{W+m}{2W}\right)^{1/2} \begin{pmatrix} \varphi^* \\ -\varphi^* \vec{\sigma} \vec{p} \\ W+m \end{pmatrix}, \quad (5.28)$$

gdzie $\varphi^* \vec{\sigma} \vec{p} \equiv \vec{\sigma}^T \vec{p} \varphi$. Analogicznie postąpimy z funkcją falową neutrino. Podstawiając do (5.22) otrzymamy:

$$\begin{aligned} H = \left(\frac{W+m}{8W}\right)^{1/2} \{ & \langle 1 \rangle g_S e^* \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m}\right) (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) + \\ & + \langle 1 \rangle g_V e^* \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m}\right) (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) v + \\ & + \langle \vec{\sigma} \rangle g_T e^* \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m}\right) \vec{\sigma} (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) v + \\ & + \langle \vec{\sigma} \rangle g_A e^* \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m}\right) \vec{\sigma} (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) v + h. s. \}. \quad (5.29) \end{aligned}$$

Dla uzupełnienia zauważymy, że gdyby neutrino nie było podłużne, to wówczas do tego wyrażenia należałoby dodać analogiczne, w którym zostałyby zmieniony znak przed $\vec{\sigma} \vec{v}$ i występowałyby inne stałe g .

²² Dokładniej wynika stąd, że polaryzacje wylatującego elektronu i znikającego neutrino są różne, co oznacza to samo.

Wzory (5.24) możemy napisać w bardziej zwartej i symetrycznej postaci

$$\begin{aligned} \left(\frac{8W}{W+m}\right)^{1/2} H = e^* \left(1 + \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m}\right) (g_S \langle 1 \rangle + g_T \langle \vec{\sigma} \rangle \vec{\sigma}) (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) v + \\ + e^* \left(1 - \frac{\vec{\sigma} \vec{p}}{W+m}\right) (g_V \langle 1 \rangle + g_A \langle \vec{\sigma} \rangle \vec{\sigma}) (1 - \vec{\sigma} \vec{v}) v. \end{aligned} \quad (5.30)$$

Przypomnijmy jeszcze raz, że $\langle \vec{\sigma} \rangle$ jest elementem macierzowym odnoszącym się do jądra, zaś $\vec{\sigma}$ jest macierzą działającą na lekkie cząstki.

Własności tego hamiltonianu będziemy badać w następnym rozdziale. Dla rozpadu pozytonowego, zgodnie z poprzednimi rozważaniami, otrzymamy zamiast (5.27) wzór:

$$\begin{aligned} H = 2^{-1/2} [\langle 1 \rangle e^* (g_S \gamma_4 + g_V) (1 - \gamma_5) v + \\ + \langle \vec{\sigma} \rangle e^* (g_T \gamma_4 + g_A) \vec{\sigma} (1 - \gamma_5) v + h. s., \end{aligned} \quad (5.31)$$

oraz analogiczny wzór zamiast (5.29)

Chociaż nadal nie będziemy rozpatrywać przejść wzbronionych, wskażemy jednak na ich podstawowe własności.

Ze wzorów (5.27) i (5.28) widzimy, że w dozwolonych przejściach nukleon w wariantach S i V nie zmienia swego spinu i parzystości (element macierzowy $\langle 1 \rangle$ ²³). Oznacza to, że obie cząstki nie unoszą momentu pędu. W wariantach T i A spin nukleonu może obracać się (element macierzowy $\langle \vec{\sigma} \rangle$). Oznacza to dla rozpadu jądra, że spin może się zamieniać bądź o ± 1 , bądź o 0 (ale przejście $0 \rightarrow 0$ jest wzbronione). Parzystość stanu jądra nie zmienia się.

Przy omawianiu dozwolonych przejść uczyniono trzy przybliżenia:

1) Wymiary jądra uważano za równe zero i funkcje falowe cząstek lekkich zastępowano przez ich wartości w początku układu współrzędnych.

2) Elementy macierzowe dla nukleonów były obliczane w przybliżeniu nierelatywistycznym. Zakładaliśmy mianowicie, że $\gamma_4 N = N$ i $\gamma_5 N = 0$.

3) Nie brano pod uwagę pola kulombowskiego.

Omawiane pierwsze przybliżenie związane jest z rozłożeniem na szereg względem stosunku długości fali nukleonu do wymiaru jądra. Dla rozpadu nukleonu (wymiary którego w każdym razie są $< 10^{-13}$) daje to dużą dokładność.

²³ Ponieważ parzystość poziomu jądrowego określona jest przez siły jądrowe (silne oddziaływanie), to posiada ona określony sens.

Jednak w wypadku jąder i przejść ze zmianą spinu większą niż 1 prawdopodobieństwo rozpadu określa się następnymi członami rozłożenia na szereg. Oczywiście ich uwzględnienie prowadzi do zjawienia się w jądrowych elementach macierzowych potęg współrzędnych i zmienia reguły wyboru.

Odrzucanie relatywistycznych członów dla nukleonów może okazać się niesłuszne dla ciężkich jąder. Jak wiemy, branie pod uwagę drugich dwóch składowych prowadzi do zjawienia się w elementach macierzowych operatora $\vec{\sigma} \vec{p}$ (σ i p — spin i pęd nukleonu). Ten operator opisuje związek spinu nukleonu w jądrze z jego orbitą. Ponieważ zmienia on swój znak przy lustrzanym odbiciu, to zmienia on również reguły wyboru dla parzystości.

Uwzględnienie pola kulombowskiego prowadzi też do pojawienia się nowych elementów macierzowych, które odgrywają istotną rolę w rozpadzie ciężkich jąder. Szczegółowe omówienie wzbronionych przejść można znaleźć w pracach [32], [33], [34], [35].

Tłumaczył Stanisław Białynicki-Birula

Literatura*

Przeglądy (stara teoria)

1. E. J. Konopinski a. L. M. Langer — Ann. Rev. Nucl. Sci. 2, 261 (1953).
2. *Beta and Gamma Spectroscopy*, ed. K. Siegbahn 1955.
3. Я. Б. Зельдович, У.Ф.Н., 54, 165 (1955) (ogólny przegląd, zachowanie ładunku neutrinowego).
4. Я. Б. Зельдович, С. Ю. Лукьянов и Я. А. Смородинский, У.Ф.Н., 54, 362 (1954) (podwójny rozpad β).
5. Я. А. Смородинский, У.Ф.Н., 56, 201 (1955) (lekkie jądra).
6. F. Reines a. C. L. Cowan, Nature 178, 446 (1956).
7. A. M. Feingold, Rev. Mod. Phys. 23, 10 (1951) (tablice ft)
8. R. W. King, Rev. Mod. Phys. 26, 327 (1954) (tablice jąder β — radioaktywnych).

NIEZACHOWANIE PARZYSTOŚCI W ROZPADZIE β (TEORIA)

9. *Reports of the Sixth Rochester Conference of High Energy Physics*, N. Y. 1956.
10. *Reports of the Seventh Rochester Conference of High Energy Physics*, N. Y. 1957.
11. T. D. Lee a. C. N. Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956) (pierwsza praca tłum. patrz 17).
12. Л. И. Иоффе, А. П. Рудник и Л. Б. Окунь, Ж.Э.Т.Ф., 32, 405 (1957) (wariant z zachowaniem C).
13. Л. Д. Ландау, Ж.Э.Т.Ф., 32, 405 (1957) (kombinowana parzystość).

* Podajemy literaturę odnoszącą się do obu części artykułu (przyp. red.).

Jednak w wypadku jąder i przejść ze zmianą spinu większą niż 1 prawdopodobieństwo rozpadu określa się następnymi członami rozłożenia na szereg. Oczywiście ich uwzględnienie prowadzi do zjawienia się w jądrowych elementach macierzowych potęg współrzędnych i zmienia reguły wyboru.

Odrzucanie relatywistycznych członów dla nukleonów może okazać się niesłuszne dla ciężkich jąder. Jak wiemy, branie pod uwagę drugich dwóch składowych prowadzi do zjawienia się w elementach macierzowych operatora $\vec{\sigma} \vec{p}$ ($\vec{\sigma}$ i \vec{p} — spin i pęd nukleonu). Ten operator opisuje związek spinu nukleonu w jądrze z jego orbitą. Ponieważ zmienia on swój znak przy lustrzanym odbiciu, to zmienia on również reguły wyboru dla parzystości.

Uwzględnienie pola kulombowskiego prowadzi też do pojawienia się nowych elementów macierzowych, które odgrywają istotną rolę w rozpadzie ciężkich jąder. Szczegółowe omówienie wzbronionych przejść można znaleźć w pracach [32], [33], [34], [35].

Tłumaczył Stanisław Białynicki-Birula

Literatura*

Przeglądy (stara teoria)

1. E. J. Konopinski a. L. M. Langer — Ann. Rev. Nucl. Sci. 2, 261 (1953).
2. *Beta and Gamma Spectroscopy*, ed. K. Siegbahn 1955.
3. Я. Б. Зельдович, У.Ф.Н., 54, 165 (1955) (ogólny przegląd, zachowanie ładunku neutrinowego).
4. Я. Б. Зельдович, С. Ю. Лукьянов и Я. А. Смородинский, У.Ф.Н., 54, 362 (1954) (podwójny rozpad β).
5. Я. А. Смородинский, У.Ф.Н., 56, 201 (1955) (lekkie jądra).
6. F. Reines a. C. L. Cowan, Nature 178, 446 (1956).
7. A. M. Feingold, Rev. Mod. Phys. 23, 10 (1951) (tablice ft)
8. R. W. King, Rev. Mod. Phys. 26, 327 (1954) (tablice jąder β — radioaktywnych).

NIEZACHOWANIE PARZYŚTOŚCI W ROZPADZIE β (TEORIA)

9. *Reports of the Sixth Rochester Conference of High Energy Physics*, N. Y. 1956.
10. *Reports of the Seventh Rochester Conference of High Energy Physics*, N. Y. 1957.
11. T. D. Lee a. C. N. Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956) (pierwsza praca tłum. patrz 17).
12. Л. И. Иоффе, А. П. Рудник и Л. Б. Окунь, Ж.Э.Т.Ф., 32, 405 (1957) (wariant z zachowaniem C).
13. Л. Д. Ландау, Ж.Э.Т.Ф., 32, 405 (1957) (kombinowana parzystość).

* Podajemy literaturę odnoszącą się do obu części artykułu (przyp. red.).

14. Л. Д. Ландау, Ж.Э.Т.Ф., **32**, 407 (1957) (dwuskładnikowe neutrino) (ostatnie dwie prace patrz też Nucl. Phys. **3**, 127 (1957)).
15. A. Salam — Nouvo Cimento **5**, 299 (1957) (tłum. patrz 17) (dwuskładnikowe neutrino).
16. T. D. Lee a. C. N. Yang — Phys. Rev. **105**, 1671 (1957) (tłum. patrz 17) (dwuskładnikowe neutrino).
17. *Nowe własności symetrii elementarnych cząstek* — Moskwa 1957 (prace podstawowe).
18. Янг Чжень-Нин, *Проблемы современной физики* — N. 1 (1958) (wykłady).
19. И. С. Шапиро, У.Ф.Н., **61**, 313 (1957) (przegląd).
20. T. D. Lee, R. Oehme a. C. N. Yang, Phys. Rev. **106**, 340 (1957) (tłum. patrz 17) (odbicie czasu i ładunku).
21. G. Lüders, Kgl. Videnskab. Selskab. Math. fys. medd. **28**, N. 5 (1954) (twierdzenie P.C.T.).
22. G. Lüders, Annals of Phys. **2**, 1 (1957).
23. W. Pauli, artykuł w zbiorze *Niels Bohr i rozwój fizyki 1958* (twierdzenie P.C.T.).
24. B. Zumino — patrz 21.
25. J. Schwinger — Proc. Nat. Acad. Sci. **44**, 223 (1958) (twierdzenie P.C.T.).
26. J. Schwinger Phys. Rev. **91**, 713 (1953) (twierdzenie P.C.T.).
27. W. Pauli Nuovo Cim. **6**, 204 (1957) (ogólne problemy teorii dwuskładnikowego neutrina).
28. G. Lüders, Nuovo Cim **7**, 171 (1958) (przekształcenie Gurseya — Pauliego).
29. K. M. Case, Phys. Rev. **107**, 307 (1957) (warianty teorii dwuskładnikowego neutrina).
30. A. Sokołow, Nuovo Cim. **7**, 240 (1958) (funkcja falowa neutrina).
31. K. Nishijima, Phys. Rev. **108**, 907 (1958) (warunek — masa neutrina równa zero).
32. V. B. Berestetsky, B. L. Ioffe, A. P. Rudnik, K. A. Ter-Martirosyan, Nucl. Phys. **5**, 464 (1958) (obliczenie efektów).
33. B. T. Feld, Phys **107**, 797 (1957) (obliczenie efektów).
34. K. Adler, B. Stech a. A. Winther, Phys. Rev. **107**, 728 (1957).
35. J. D. Jackson, S. B. Treiman a. H. W. Wyld, Phys. Rev. **106**, 517 (1957) (parzystość czasowa w rozpadzie).
36. Ю. В. Гапанов и В. С. Попов, Ж.Э.Т.Ф., **33**, 256 (1957); Nucl. Phys. **4**, 453 (1957) (korelacja $e-\gamma$).
37. A. Z. Dolginow, Nucl. Phys. **5**, 512 (1957) (korelacja $e-\gamma$).
38. R. B. Curtis a. R. R. Lewis, Phys. Rev. **107**, 1381 (1957) (korelacja $e-\gamma$).
39. M. Morita a. R. S. Morita, Phys. Rev. **107**, 1316 (1957) (korelacja $\beta-\gamma$).
40. M. Morita, Phys. Rev. **107**, 1729 (1957) (korelacja $e-\gamma$).
41. M. Morita a. R. S. Morita, Phys. Rev. **109**, 2048 (1958) (pierwsze wzbrońnienie korelacji $e-\nu$).
42. M. Morita, Nucl. Phys. **6**, 132 (1958) (korelacja $e-\nu$).
43. R. Nataf, C. R. **246**, 1847, 1987 (1957) (korelacja $e-\nu$ dla spolaryzowanych jąder).
44. J. D. Jackson, S. B. Treiman a. W. W. Wyld, Nucl. Phys. **4**, 206 (1957)
45. M. E. Ebel a. G. Feldman, Nucl. Phys. **4**, 213 (1957) (wpływ pola kulombowskiego).

46. G. Györgyi, H. Überall, Nucl. Phys. 5, 405 (1957); 6, 539 (1958) (po-przeczna polaryzacja elektronów).
47. R. P. Feynman a. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109, 193 (1958) (sprzężenie $V-A$).
48. E. C. Sudarshan a. R. E. Marshak, Phys. Rev. 109, 1860 (1958) i referat na konferencji w Wenecji (wrzesień 1957) (sprzężenie $V-A$).
49. E. C. Sudarshan a. R. E. Marshak, Proc. of The 1957 Padua-Venice Conf., Nuovo Cim. Suppl. (w druku).
50. M. Gell-Mann, Phys. Rev. 111, 362 (1958).
51. T. D. Lee, Science 46, 49 (1958); 64, 89 (1958) (referat noblowski).
52. C. N. Yang, Science 46, 89 (1958); 64, 78 (1958) (referat noblowski).
53. А. З. Долгинов, Ж.Э.Т.Ф., 34, 931 (1958) (polaryzacja promieniowania atomowego po wychwycie K).
54. В. В. Анисович, А. А. Ансельм, Ж.Э.Т.Ф., 34, 995 (1958) (pochwycenie γ w deuterze).
55. S. W. Treiman, Phys. Rev. 110, 448 (1958) (wychwyt K).
56. H. Frauenfelder, J. D. Jackson a. H. W. Wyld, Phys. Rev. 110, 451 (1958) (efekty polaryzacyjne w rozpadzie β).
57. M. Morita a. R. S. Morita, Phys. Rev. 110, 461 (1958) (korelacje z kwantami γ i sprawdzenie czasowej parzystości).
58. M. Morita, Phys. Rev. Lett. 1, 112 (1958) (korelacje $e\nu$ — cząstka α).
59. В. В. Берестецкий, Ж.Э.Т.Ф., 35, 537 (1958) (polaryzacja przy wychwycie K).
60. M. E. Rose a. R. L. Becker, Phys. Rev. Lett. 1, 116 (1958) (polaryzacja elektronów konwersji).
61. M. L. Goldberger a. S. B. Treiman, Phys. Rev. 110, 1478 (1958) zachowanie prądu pseudowektorowego).
62. J. Bernstein a. R. Lewis, (preprint) (oddziaływanie wektorowe).
63. G. Lüders a. B. Zumino, Phys. Rev. 110, 1450 (1958) (twierdzenie P.C.T.).
64. R. Jost, Helv. Phys. Acta 30, 409 (1957) (twierdzenie P.C.T.).
65. C. S. Wu a. L. Ledermann, Referat na 2-giej konferencji w Genewie (przegląd) (patrz 66).
66. 1958 — C.E.R.N. Conference on the High Energy Physics — Genewa 1958.
67. M. Morita, R. S. Morita a. M. Yamato, Phys. Rev. 111, 237 (1958) (efekty oddziaływania S, T).
68. M. Morita, R. S. Morita a. M. Yamato, Phys. Rev. 111, 1130 (1958) (dalszy ciąg 67).
69. M. L. Goldberger a. S. B. Treiman, Phys. Rev. 111, 354 (1958) (ogólna teoria jądrowych elementów macierzowych w rozpadzie β i w wychwycie μ).
70. Б. Л. Иоффе, Ж.Э.Т.Ф., 35 (1958); Nuovo Cim. 10, 352 (1958) (renormalizacja stałej wektorowej).
71. В. В. Ишкин, А. П. Рудник, С. Э. Немировская, Ж.Э.Т.Ф., (w druku) (rozpad $Ra E$).
72. G. A. Jones a. F. Mandl, Nucl. Phys. 4, 690 (1957) (polaryzacja opóźnionych neutronów w ^{17}O).

PODSTAWOWE EKSPERYMENTY NIE ZWIĄZANE Z NIEZACHOWANIEM PARZYSTOŚCI

73. J. M. Robson, Phys. Rev. 83, 349 (1951) (czas życia neutronów).
74. П. Е. Спивак, А. Н. Сосновский, А. Ю. Прокофьев и В. С. Соколов, Referaty radzieckiej delegacji na międzynarodowej konferencji

- w sprawie pokojowego wykorzystania energii atomowej — Genewa 1955, wyd. A.N. Z.S.S.R. — Moskwa 1955, str. 235 (czas życia neutronów).
75. A. H. Сосновский, П. Е. Спивак, Ю. А. Прокофьев, И. Е. Кутиков и Ю. П. Добрынин, Referat na konferencji w Genewie 1958 (czas życia neutronów) — patrz 66 — w druku.
 76. J. B. Gerhart, Phys. Rev. **109**, 897 (1958) (człony interferencyjne b_F , wielkość liczbowa stałej Fermiego).
 77. R. Sherra a. R. H. Miller, Phys. Rev. **93**, 1076 (1954) (ocena b_{GT}).
 78. J. P. Dawidson a. D. C. Peaslee, Phys. Rev. **91**, 1233 (1953) (ocena b_{GT}).
 79. A. V. Pohm, R. C. Waddela a. E. N. Jensen, Phys. Rev. **101**, 1315 (1956) (ocena b_{GT}).
 80. A. Schwarzschild, B. M. Rustad a. C. S. Wu, Bull Amer. Phys. Soc. **1**, 336 (1596) (ocena b_{GT}).
 81. F. T. Porter, F. Wagner a. M. S. Freedman, Phys. Rev. **107**, 135 (1957) (ocena b_{GT}).
 82. B. M. Rustad a. S. Z. Ruby, Phys. Rev. **97**, 991 (1955) (korelacja $e-\nu$ w ${}^6\text{He}$).
 83. W. B. Hermannsfeldt, D. R. Makson, P. Stählin a. J. S. Allen, Phys. Rev. **107**, 641 (1957).
 84. W. P. Alford a. D. R. Hamilton, Phys. Rev. **105**, 673 (1957) (korelacja $e-\nu$ w ${}^{10}\text{Ne}$).
 85. M. L. Goold a. E. J. Lauer, Phys. Rev. **105**, 213 (1957) (korelacja $e-\nu$ w ${}^{10}\text{Ne}$).
 86. H. A. Бургов и Терехов, Referat na konf. w Genewie (1958) (korelacja $e-\nu$ w Na).
 87. B. W. Ridley, Nucl. Phys. **6**, 34 (1958) (korelacja w ${}^{28}\text{Ne}$).
 88. J. B. Gerhart, Phys. Rev. **95**, 288 (1954) (rozpad ${}^{14}\text{O}$).
 89. J. S. Allen, W. B. Hermannsfeld, R. L. Burman, P. Stahelin a. T. H. Braud, Phys. Rev. Lett. **1**, 61 (1958).
 90. K. H. Lauterjung, B. Schimmer a. H. Meier-Leibniz, Zsf. Phys. **150**, 657 (1958) (korelacja $e-\nu$ w ${}^8\text{Li}$).
 91. V. d. Leun, Referat na konfr. w Genewie (p. 66) (wartość liczbowa g).
 92. H. Daniela a. Schmidt-Rohr, Nucl. Phys. **7**, 516 (1958) (ocena b_F rozpadu ${}^{13}\text{N}$).
 93. T. Lauritsen, C. A. Barnev, W. A. Folwer, C. C. Lauritsen, Phys. Rev. Lett. **1**, 324 (1958) (korelacja cząstek w rozpadzie ${}^8\text{Li}$).

WŁASNOSCI NEUTRINA

94. R. Davis, Bull. Amer. Phys. Soc. **1**, 219 (1956) (reakcja $\bar{\nu} + \text{Cl} \rightarrow \text{A} + e^-$).
95. F. Reines a. C. L. Cowan, Phys. Rev. **90**, 492 (1953); **92**, 830 (1953) (reakcja $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$).
96. M. Awshalom, Phys. Rev. **101**, 1041 (1956) (nieistnienie rozpadu 2β ${}^{48}\text{Ca}$).
97. E. И. Доброхотов, В. Р. Лазаренко и С. Ю. Лукьянов, Д.А.Н., **110**, 996 (1956) (nieistnienie rozpadu 2β ${}^{48}\text{Ca}$).
98. M. Goldhaber, L. Grodzins a. A. W. Sunyar, Phys. Rev. **109**, 1015 (1958) (skretność neutrina).
99. R. W. King, Phys. Rev. Lett. **1**, 352 (1958) (widmo neutrina ze stosu, ocena przekroju na pochłanianie ν).
100. C. L. Cowan a. F. Reines, Phys. Rev. **107**, 588 (1957) (górna granica dla momentu magnetycznego).

101. C. L. Cowan a. F. Reines, Phys. Rev. **107**, 1609 (1957) (reakcja $\nu + d$).
102. L. Friedmann a. L. G. Smith, Phys. Rev. **109**, 2214 (1958) (dolna granica masy ν).
103. L. Friedmann, Phys. Rev. Lett **1**, 101 (1958) (dolna granica masy ν).
104. F. Reines a. C. L. Cowan (Referat na 2-jej konferencji w Genewie) (reakcja $n + \bar{\nu}$).
105. R. E. Carte, F. Reines, J. J. Wagner a. M. E. Wyman, Referat na 2-jej konferencji w Genewie (p. 66, teoret. analiza 103).
106. J. Marcund a. L. A. Page, Physica **9**, 88 (1958) (skrętność ν). Polaryzacja elektronów (patrz także 139 i 143).
107. H. Fraudenfelder, R. Bobone, E. von Goeler, N. Levine, H. R. Lewis, R. N. Peacock, A. Rossi a. G. de Pasquali, Phys. Rev. **106**, 386 (1957) (^{60}Co) (druk, patrz 17).
108. А. И. Алиханов, Г. П. Елисеев, В. А. Любимов, Ж.Э.Т.Ф., **34**, 785 (1958) (^{90}Y , $^{88,90}\text{Sr}$).
109. А. И. Алиханов, Г. П. Елисеев, В. А. Любимов, Ж.Э.Т.Ф., **34**, 1045 (1958); Nucl. Phys. **7**, 655 (1958) (^{170}Tm , ^{186}Re , ^{153}Sm , ^{198}Au i ^{177}Lu).
110. M. E. Wishnevsky, V. K. Grigoriev, V. A. Ermakov, S. J. Nikitin, E. V. Pushkin a. Yu. V. Trebukhovsky Nucl. Phys. **4**, 271 (1957) (^{64}Cu).
111. M. Goldhaber, L. Grodzins a. A. W. Sunyar, Phys. Rev. **106**, 826 (1957) (^{90}Y).
112. S. S. Hanna a. R. S. Preston, Phys. Rev. **108**, 160 (1957) (^{13}N ^{64}Cu).
113. N. Benczer-Koller, A. Schwarzschild, I. B. Vise a. C. S. Wu, Phys. Rev. **109**, 223 (1958) (^{90}Y , ^{198}Au).
114. H. J. Lipkin, S. Cuperman, T. Rodhema, A. de Shalit, Phys. Rev. **109**, 223 (1958) (^{198}Au).
115. M-me Langewijn-Joliot et N. Marty, Journ. de Phys. et le Rad. **19**, 28, (1958) (^{90}Sr , ^{35}S).
116. L. A. Page a. M. Heinberg, Phys. Rev. **106**, 1220 (1957) (^{22}Na).
117. M. Deutsch, B. Gittelman, R. W. Bauer, L. Grodzins a. A. W. Sunyar, Phys. Rev. **107**, 1733 (1957) (^{66}Sa , ^{34}Cl).
118. H. Frauenfelder, A. O. Hansen, N. Levine, A. Rossi a. G. de Pasquali, Phys. Rev. **107**, 643 (1957) (^{32}P , ^{144}Pr).
119. S. Frankel, P. S. Hansen, O. Nathan a. G. M. Temmer, Phys. Rev. **108**, 1099 (1957) (^{66}Ga).
120. H. de Waard a. O. J. Poppema, Physica **23**, 597 (1957) (^{170}Tm — dane zmniejszone o $\sim 40\%$ porównaj 143).
121. R. S. Preston a. S. S. Hanna, Phys. Rev. **110**, 1406 (1958) (polaryzacja pozytonów ^{66}Ga , ^{68}Ga , ^{29}P , ^{25}Al).
122. A. Bincer, E. Church a. J. Weneser, Phys. Rev. Lett. **1**, 95 (1958) (analiza rozpadu Ra E).
123. W. Bühring a. J. Heintze, Phys. Rev. Lett. **1**, 176 (1958) (RaE — pomiar).
124. W. Bühring a. J. Heintze, Zs. f. Phys. **153**, 237 (1958) (szczegółowe rozwinięcie p. 123).
125. G. Hartwig a. H. Schopper, Zs. f. Phys. **152**, 314 (1958) (polaryzacja promieniowania wewnętrznego hamowania przy wychwycie K — ^{37}A).
126. L. G. Mann, J. A. Miskel a. J. D. Bloom, Phys. Rev. Lett **1**, 34 (1958) (to samo co 125).

127. A. И. Алиханов, Г. П. Елисеев, В. А. Любимов, Ж.Э.Т.Ф., **35**, 1061 (1958) (Ra E).
128. P. C. Simms a. R. M. Stefen, Bull. Amer. Phys. Soc. **3**, 51 (1958) (poprzeczna polaryzacja elektronów ^{198}Au).
129. J. S. Geiger, G. T. Ewan, R. L. Graham a. D. R. Mackenzie, Bull. Amer. Phys. Soc. **3**, 51 (1958) (^{32}P , ^{90}Y , ^{98}Au , RaE).

ROZPAD SPOLARYZOWANYCH JADER

130. C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes a. R. P. Hudson, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957) (^{60}Co) (tłumacz. patrz 17).
131. E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson a. C. S. Wu, Phys. Rev. **106**, 1361 (1957) (^{58}Co).
132. H. Postma, W. J. Huiskamp, A. R. Miedema, M. J. Steenland, H. A. Tolhoek, a. C. J. Gorter, Physica **23**, 259 (1957) (^{58}Co) (tłumacz. patrz 17).
133. E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes a. R. P. Hudson, Phys. Rev. **108**, 503 (1957) (^{58}Co).
134. P. Dagley, M. A. Grace, J. S. Hill a. C. V. Sowter, Phil. Mag. **3**, 489 (1958) (elementy macierzowe dla ^{58}Co).
135. M. T. Burgy, R. J. Epstein, V. E. Krohn, T. B. Novey, S. Raboy, G. R. Rings a. V. L. Telegdi, Phys. Rev. **107**, 1731 (1957) (neutron).
136. M. T. Burgy, V. E. Krohn, T. B. Novey, G. R. Rings a. V. D. Telegdi, Phys. Rev. **110**, 1214 (1958) (rozpad spolaryzowanego neutronu, rozkład kątowy e i ν).
137. M. A. Clark, J. M. Robson a. R. Nathaus, Phys. Rev. Lett **1**, 100 (1958) (korelacja e - ν przy rozpadzie spolaryzowanego neutronu, zachowanie czasowej parzystości).
138. M. T. Burgy, V. E. Krohn, J. B. Novey, G. R. Rings, V. L. Telegdi, Phys. Rev. Lett. **1**, 324 (1958).

KORELACJA: POLARYZACJA $e - \gamma$

139. F. Boehm a. A. H. Wapstra, Phys. Rev. **106**, 1364 (1957) (^{60}Co , ^{198}Au , ^{203}Hg i polaryzacja e w ^{170}Tm).
140. F. Boehm a. A. H. Wapstra, Phys. Rev. **107**, 1202 (1957) (^{46}Sc).
141. F. Boehm a. A. H. Wapstra, Phys. Rev. **107**, 1462 (1957) (^{198}Au , ^{58}Co).
142. H. Schopper, Phil. Mag. **2**, 710 (1957) (^{60}Co) (tłumacz. patrz 17).
143. F. Boehm a. A. H. Wapstra, Phys. Rev. **109**, 456 (1958) (^{24}Na , ^{44}Sc , ^{46}Sc , ^{48}V , ^{48}Co , ^{60}Co , ^{198}Au i polaryzacja e w ^{32}P i ^{170}Tm).
144. F. Boehm, Phys. Rev. **109**, 1018 (1958) (^{52}Mn).
145. E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes a. R. P. Hudson, Phys. Rev. **110**, 787 (1958) (^{52}Mn).
146. H. Appel a. H. Schopper, Zs. f. Phys. (1958) (^{95}Zv).
147. F. Boehm, Zs. f. Phys. **152**, 384 (1958) (^{176}As , ^{86}Rb , ^{198}Au).

POMIAR ELEKTRYCZNEGO MOMENTU DIPOLOWEGO

148. E. M. Purcell a. N. F. Ramsey, Phys. Rev. **78**, 807 (1950) (neutron).
149. N. F. Ramsey, *Molecular Beams*, London 1956 (neutron).
150. D. Berley, R. L. Garwin, G. Gidal a. L. M. Ledermann, Phys. Rev. Lett **1**, 144 (1958) (mezon μ).

Edmund Igras

Instytut Fizyki PAN
Warszawa

Zwierciadlana mikroskopia elektronowa

Na tle wielu kierunków w mikroskopii elektronowej zwierciadlana mikroskopia elektronowa jest oryginalnym i względnie nowym narzędziem badawczym. Przy jej pomocy można otrzymywać obrazy nie tylko geometrycznych struktur powierzchni badanego obiektu, lecz również obrazy czysto elektrycznych i magnetycznych niejednorodności.

Elektryczne i magnetyczne niejednorodności na powierzchni badanego obiektu oddziałują na powolne elektrony, odbite w obszarze jej bezpośredniego sąsiedztwa jak swojego rodzaju „mikrosoczewki”, i są odpowiedzialne za formowanie się kontrastu obrazu. Praktycznie zdolność rozdzielcza zwierciadeł elektronowych może być około pięć razy lepsza niż zdolność rozdzielcza zwykłych mikroskopów świetlnych. Obserwacja przy pomocy zwierciadeł elektronowych pozwala badać dynamikę procesów elektrycznych czy magnetycznych, mogących zachodzić na powierzchni obiektu.

W chwili obecnej zwierciadlana mikroskopia elektronowa znajduje się w początkowej fazie rozwoju. Przede wszystkim dużo jest jeszcze do zrobienia na drodze do osiągnięcia wysokiej zdolności rozdzielczej.

Niniejszy artykuł jest przeglądem wszystkich ważniejszych prac na ten temat, przy czym główny nacisk położony jest na eksperymentalną stronę zjawisk.

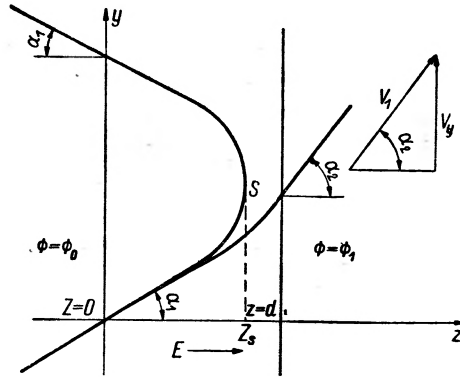
Zasada działania zwierciadlanych mikroskopów elektronowych albo, jak je często nazywa się — zwierciadeł elektronowych, polega na odbiciu rozprężonej wiązki elektronów od hamujących pól elektrycznych, wytworzonych przez układy elektrod, na które podane zostały odpowiednie napięcia. Elektrony wpadając w takie hamujące, odpowiednio dobrane pole tracą swoją prędkość i odbijają się od tych ekwipotencjalnych powierzchni, potencjał których równy jest zeru w odniesieniu do potencjału katody działa elektronowego. Odbiwszy się od takich ekwipotencjalnych powierzchni elektrony z kolei są przyspieszane w przeciwnym kierunku dodatnim napięciem układu elektrod zwierciadła elektronowego. Jeżeli w punktach zawrotu elektronów zadać jakieś do-

wolnej formy zakłócające pole elektryczne czy magnetyczne, to owe zakłócające pola będą silnie wpływać na formy torów zawracających powolnych elektronów. Gęstość odbitych elektronów zostanie zmodyfikowana w odpowiedni sposób zgodnie z formą zakłócającego pola. Jeżeli pierwotny przekrój padającej wiązki elektronów posiada we wszystkich punktach jednakową gęstość, to przekrój odbitej wiązki nie będzie już posiadać wszędzie tej samej gęstości, gdyż zostanie ona zmodyfikowana zakłócającym polem w punktach zawrotu elektronów.

Wyrażając się obrazowo, odbita wiązka elektronów jak gdyby zapamiętuje ów rozkład zakłócających magnetycznych czy elektrycznych pól i niesie w sobie ich obraz. Obraz ten powiększony elektronowo-optycznie można oglądać wizualnie na ekranie zwierciadła elektronowego.

Doświadczalne zastosowanie zwierciadeł elektronowych dla otrzymywania obrazów rozkładu i formy lokalnych pól magnetycznych i elektrycznych (np. domen w ferromagnetykach i ferroelektrykach) ma miejsce dopiero w ostatnich kilku latach i metodyka ta rozwija się dalej w kierunku otrzymywania coraz to lepszych zdolności rozdzielczych. Sama idea zwierciadeł elektronowych i pierwsze kroki w kierunku otrzymania przy ich pomocy obrazów sztucznie wytworzonych niejednorodności elektrycznych sięgają znacznie dalej, bo datują się od roku 1935. W roku tym i w dwa lata później ukazały się pierwsze prace z tej dziedziny: Henneberga, Recknagela i Hottenrotha [1, 2 i 3]. Zagadnieniem otrzymywania obrazów przy pomocy zwierciadeł elektronowych zajmował się również Orthuber [4]. Zastosowaniem zwierciadeł elektronowych do badania lokalnych mikroniejednorodności magnetycznych i elektrycznych (domen ferromagnetycznych i ferroelektrycznych) w odpowiednich monokryształach zajmował się Spiwak ze swoimi współpracownikami [5]. Ci ostatni nadal prowadzą badania przy pomocy zwierciadlanej mikroskopii elektronowej nad ferromagnetycznymi i ferroelektrycznymi domenami oraz pracują nad udoskonaleniem konstrukcji zwierciadeł elektronowych. Wiskott w ramach swojej dysertacji ogłosił szereg teoretycznych prac o zwierciadłach elektronowych [6]. W ostatnich kilku latach pojawiło się kilka prac Mayera [7] ze zwierciadlanej mikroskopii elektronowej.

Zajmiemy się teraz bardziej szczegółowo działaniem zwierciadła elektronowego. W tym celu rozpatrzemy wiązkę elektronów przechodzącą przez jednorodne hamujące pole elektryczne (rys. 1) ograniczone płaszczyznami $z = 0$ i $z = d$ (takie zwierciadło nazywamy płaskim zwierciadłem elektronowym). Niech dla $z < 0$ i $z > d$ potencjał będzie stały, dla $z \leq 0$ wartość potencjału będzie ψ_0 , dla $z \geq d$ — ψ_1 .



Rys. 1. Ruch elektronu w jednorodnym hamującym polu elektrycznym

Niech elektrony wchodzi w pole elektryczne w punkcie P pod różnymi kątami α_1 z jednakową prędkością $v_0 = \sqrt{2e\Phi_0/m}$. Ustalimy warunki ruchu elektronów w takim polu oraz ich tory. Równanie ruchu napiszemy w układzie współrzędnych z, y . Ponieważ $E_y = 0$ i $E_z =$

$$-\frac{\Phi_1 - \Phi_0}{d}, \text{ to:}$$

$$m \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} = 0; \quad m \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} = e \cdot \frac{\Phi_1 - \Phi_0}{d} \quad (1)$$

Dla $t = 0$ mamy:

$$z = 0, \quad \dot{z} = v_0 \cos \alpha_1,$$

$$y = 0, \quad \dot{y} = v_0 \sin \alpha_1.$$

Całkując równania ruchu przy tych warunkach początkowych otrzymamy:

$$y = v_0 \sin \alpha_1 t, \quad (2)$$

$$z = \frac{e}{2m} \cdot \frac{\Delta \Phi}{d} t^2 + v_0 \cos \alpha_1 t, \quad (3)$$

gdzie: $\Delta \Phi = \Phi_1 - \Phi_0$

Z równania (2) $t = \frac{y}{v_0 \sin \alpha_1}$, podstawiając tę wartość t do (3) otrzymamy równanie toru bez czasu:

$$z = y \operatorname{ctg} \alpha_1 + y^3 \frac{\Delta \Phi}{4 \Phi_0 d \sin^2 \alpha_1}. \quad (4)$$

A więc tory elektronów będą parabolami. Jeżeli wierzchołki parabol będą leżeć w obszarze pola, to elektrony będą zawracać. W przeciwnym wypadku z będzie rosnąć i elektrony ociągną obszar na zewnątrz pola, gdzie dalej poruszać się będą po liniach prostych. Współrzędne wierzchołka paraboli wyznacza się z (3) przy warunku $\frac{dz}{dt} = 0$, czyli:

$$\frac{e}{m} \frac{\Delta\Phi}{d} \cdot t_s + v_0 \cos \alpha_1 = 0,$$

$$t_s = - \frac{v_0 \cos \alpha_1 m d}{e \Delta\Phi}.$$

Stąd i z (3) otrzymujemy wartość współrzędnej z_s wierzchołka paraboli:

$$z_s = - \frac{\Phi_0}{\Delta\Phi} \cdot d \cos^2 \alpha_1.$$

Jak więc widać z ostatniej zależności, warunkiem tego, żeby wierzchołek paraboli leżał w obszarze pola: $0 < z_s < d$, musi być po pierwsze:

$\Delta\Phi < 0$ i po drugie: $\frac{\Phi_0}{\Delta\Phi} \cdot \cos^2 \alpha_1 \leq 1$. Pierwszy warunek mówi, że tylko

hamujące pole może zmienić kierunek ruchu elektronów na przeciwny.

Dla $\cos^2 \alpha_1 = \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0}$ wierzchołki parabol będą leżeć w płaszczyźnie $z = d$.

Jeżeli $-\frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} > 1$, to elektrony w ogóle nie osiągną płaszczyzny $z = d$.

W tym wypadku $\Phi_1 < 0$ i elektrony nie mogą pokonać ujemnej względem katody działła różnicy potencjałów. Jeżeli elektrony osiągną płaszczyznę $z = d$, to ich kąt wyjścia α_2 z obszaru pola będzie określony warunkiem:

$$\sin \alpha_2 = \left| \frac{v_y}{v_{og}} \right|_{z=d} = \frac{v_0 \sin \alpha_1}{\sqrt{\frac{2e\Phi_1}{m}}} = \sqrt{\frac{\Phi_0}{\Phi_1}} \sin \alpha_1,$$

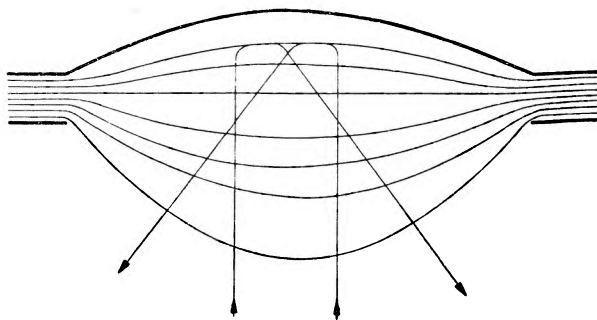
$$\text{dla } \sin \alpha_1 = \sqrt{1 + \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0}}, \quad \alpha_2 = 90^\circ$$

Jeżeli $\Delta\Phi < 0$ i $\left| \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0} \right| < 1$, to z równania

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \alpha_2} = \sqrt{1 + \frac{\Delta\Phi}{\Phi_0}}$$

otrzymujemy rzeczywistą wartość kąta α_1 , przy czym będzie istnieć pewien graniczny kąt, taki że przy kątach padania mniejszych od α_1

elektrony przejdą przez hamujące pole; a przy kątach padania większych od α_1 elektrony zawrócą (analogia z pełnym wewnętrznym odbiciem w optyce). Jeżeli $\Delta\Phi \geq 0$, to wszystkie elektrony przejdą przez pole, odchylając się w kierunku osi. Jeżeli $\Delta\Phi < 0$ i co do modułu większe od $-\Phi_0$ (to znaczy $\Phi_1 < 0$), to wszystkie elektrony zawrócą. W przypadku zmiany kierunku ruchu elektronów na przeciwny elektrony opuszczają hamujące pole pod kątem α_1 , podobnie jak w przypadku odbicia promieni świetlnych od płaskiego zwierciadła. W związku z tym hamujące pole elektryczne można rozpatrywać jako płaskie zwierciadło elektronowe.



Rys. 2. Przykład układu o symetrii obrotowej odbijającego elektrony

Odpowiednio dobrwszy rozkład potencjałów hamującego pola można również zbudować zwierciadła elektronowo-optyczne skupiające i rozpraszające. Takie pola nie będą jednorodnymi, muszą one jednak mieć symetrię obrotową. Taką symetrię muszą mieć elektrody zwierciadlane. Jako przykład tego może służyć urządzenie pokazane na rysunku. 2. Prawa elektroda posiada ujemny względem katody potencjał i dzięki temu elektrony zawracają, nie doszedłszy do niej. Elektrony, wchodzące w pole z lewej strony równoległe do osi optycznej będą odchyłać się w taki sposób, że najpierw przetną oś, po czym będą się rozchodzić (zbierające zwierciadło elektronowe). Można również otrzymać rozpraszające zwierciadło elektronowe, podając dostatecznie ujemny potencjał na środkowe elektrody symetrycznych soczewek elektrostatycznych, o czym będzie mowa niżej.

Przy obliczaniu przebiegu torów elektronów w zwierciadle elektronowym konieczne jest uwzględnienie faktu, że odległości elektronów od osi i ich nachylenie względem niej są duże i w tym wypadku nie można obliczać torów w taki sposób, jak się to robi dla soczewek elektrostatycznych, gdzie zakłada się, że odległość promienia elektronowego od osi oraz jego nachylenie są bardzo małe. Dlatego też celowe jest

obliczać tory dla zwierciadeł elektronowych metodą parametryczną. W tym wypadku otrzymujemy:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = e \cdot \frac{r}{2} \Phi''(z) \quad , \quad \frac{m}{2} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 = e \Phi(z), \quad (5)$$

$$\frac{dz}{dt} = \sqrt{\frac{2e}{m}} \cdot \sqrt{\Phi(z)}, \quad dt = \frac{dz}{\sqrt{\Phi}} \cdot \sqrt{\frac{m}{2e}},$$

$$t = \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot \int_0^z \frac{dz}{\sqrt{\Phi(z)}} \quad (6)$$

Dla małych r punkt zawrotu elektronów z_u leży w punkcie, dla którego $\Phi = \Phi_u = 0$. Dla potencjałów w pobliżu tego punktu można napisać następujące wyrażenie:

$$\Phi(z) = \Phi_u + (z - z_u) \cdot \Phi'_u = (z - z_u) \Phi'_u.$$

W obszarze tym t będzie równe:

$$t = \sqrt{\frac{m}{2e}} \cdot \int_{z_u}^z \frac{dz}{\sqrt{(z - z_u) \Phi'_u}}.$$

Całkując to wyrażenie otrzymamy zależność t od z , stąd można określić Φ'' jako funkcję czasu. Podstawiając tę funkcję do (5) otrzymamy zależność r od t i z . Metoda ta jednak nie nadaje się w tych wypadkach, gdy w punkcie zawrotu nie tylko Φ , lecz i Φ' są równe zero, to znaczy wtedy, gdy punkt zawrotu elektronów jest równocześnie punktem siodłowym. W tym wypadku rozkładamy potencjał w okolicy punktu siodłowego na szereg, przyjmując, że jest symetryczny względem z [8]:

$$V(z, r) = \Phi(z_0) + \Delta z \Phi'(z_0) + \frac{1}{2} (\Delta z)^2 \Phi''(z_0) - \frac{1}{4} r^2 \Phi''(z_0),$$

$$V(z, r) = C_1 + C_2 \left(z^2 - \frac{r^2}{2} \right) = \Phi_0 + \frac{\Phi''(z_u)}{2} \left(z^2 - \frac{r^2}{2} \right).$$

Tutaj $C_2 = \frac{\Phi''(z_u)}{2}$ i $z_u = 0$.

Ponieważ do punktu zawrotu potencjał jest dodatni to $\Phi''(z_u) > 0$, a więc i $C_2 > 0$. W takim razie równanie ruchu będzie mieć formę:

$$m \ddot{z} = 2e C_2 \cdot z = e \Phi''(z_u) \cdot z;$$

$$m \ddot{r} = -e \frac{\Phi''(z_u)}{2} \cdot r.$$

Całkowanie daje:

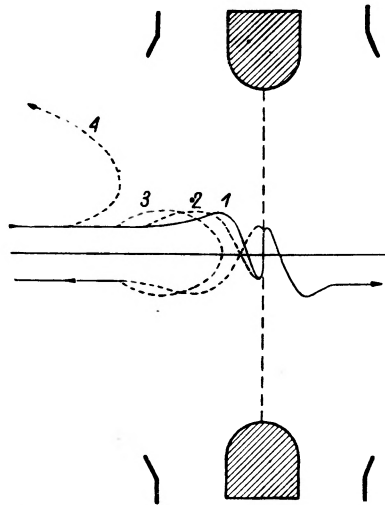
$$z = z_a \cosh kt + \frac{\dot{z}_a}{k} \cdot \sinh kt$$

$$r = r_a \cos \frac{kt}{\sqrt{2}} + \frac{\dot{r}_a}{k} \cdot \sqrt{2} \sin \frac{kt}{\sqrt{2}},$$

$$\text{gdzie } k^2 = \frac{e\Phi''(z_w)}{m}.$$

z_a , r_a , \dot{z}_a , \dot{r}_a są początkowymi wartościami dla $t = 0$; stąd widać, że r jest funkcją harmoniczną czasu. Elektrony będą oscylować w pobliżu osi z , przy czym odległość między punktami przecięcia z osią z każdego toru elektronowego będzie się zmniejszać i w punkcie siodłowym osiągnie najmniejszą wartość. Fizycznie oznacza to, że wewnątrz zwierciadła powstaje szereg przejściowych obrazów.

Warunki odbicia wiązki elektronowej można stworzyć we wszystkich innych układach elektrod, które służą zwykle jako soczewki

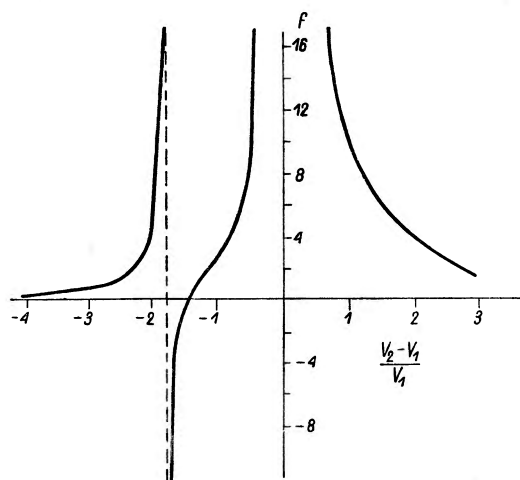


Rys. 3. Tory elektronów w elektrostatycznej soczewce symetrycznej.

Tor 1 — elektron przechodzi na drugą stronę soczewki, tory 2 i 3 — następuje odbicie jak od wklęsłego zwierciadła, tor 4 — odbicie od wypukłej powierzchni ekwipotencjalnej w przypadku dużego ujemnego potencjału na środkowej elektrodzie (zwierciadło wypukłe)

elektrostatyczne, obniżając potencjał jednej z ostatnich elektrod do wartości mniejszej od potencjału katody działa. Tutaj na szczególną uwagę zasługuje soczewka symetryczna (rys. 3), której środkowa elektroda posiada ujemny potencjał. Jeżeli potencjał środkowej elektrody

równy jest potencjałowi elektrody, z której wychodzi wiązka elektronów, to potencjał na osi w punkcie siodłowym będzie nieco większy niż potencjał elektrody, wewnątrz której leży ten punkt, a więc elektrony będą jeszcze mogły przechodzić przez układ, który będzie działać jak soczewka dodatnia. Jeżeli w siodłowym punkcie zadać potencjał nieco bardziej ujemny, to elektrony wogóle nie będą mogły przejść przez ten punkt, wejdą w ogniskujące pole i odchylą się w kierunku do osi. W warunkach krytycznych będą one wahać się w jamie potencjalnej do góry i do dołu prostopadle do osi. Te elektrony, których prędkość przewyższa średnią, mogą przypadkowo przejść na drugą stronę siodła, te zaś elektrony, których prędkość jest mniejsza, odbijają się jak od wklęsłego zwierciadła. Nagromadzenie ładunku przestrzennego w centrum soczewki oraz rozpraszające działanie pola dodatniej elektrody, przez które elektrony znowu muszą przejść, będą pomagać odbijającemu działaniu soczewki. Odległość ogniska układu ma ujemny znak, jak to pokazane jest na rys. 4, i przy zwiększaniu ujemnego potencjału będzie



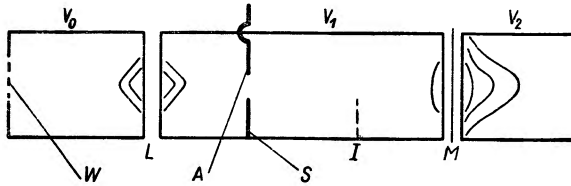
Rys. 4. Wykres zależności ogniskowej elektrostacyjnej soczewki symetrycznej od stosunku $\frac{V_2 - V_1}{V_1}$, gdzie V_2 jest wartością napięcia na skrajnych elektrodach,

V_1 — na środkowej

rosnąć do nieskończoności. Przy dużych ujemnych stosunkach potencjałów środkowej elektrody do potencjału elektrod skrajnych odległość ogniskowa będzie dodatnia i będzie się zmniejszać do bardzo małych wartości, zaczynając od stosunku potencjałów 2:1. Pod działaniem takiego hamującego potencjału elektrony nie będą w stanie podnieść się dostatecznie wysoko po garbie potencjalnym, żeby dojść do siodła, i odbijają się w przeciwnym kierunku w tym obszarze, gdzie radialne

przyspieszenie skierowane jest od osi. Elektrony te wogóle nie przetną osi i odbiją się od układu, dając silnie rozchodzące się wiązki. Układ będzie działał w tym wypadku jak zwierciadło wypukłe. Jak więc stąd widzimy, soczewkę symetryczną można używać w roli dodatniego lub ujemnego zwierciadła.

Można również posługiwać się jako zwierciadłem elektronowym soczewką zbudowaną z dwu cylindrów. Układ taki pracujący jako zwierciadło badał Nicoll. Konstrukcja przyrządu pokazana jest na rys. 5; L jest soczewką, przy pomocy której rzutowano pierwszy obraz do



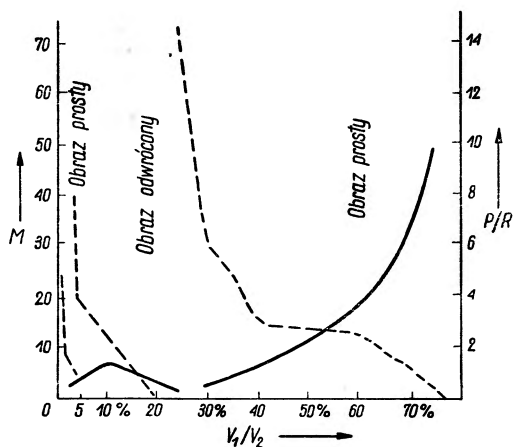
Rys. 5. Schemat zwierciadła elektronowego, złożonego z dwu cylindrów, badanego przez Nicolla (Proc. Phys. Soc. 50, 888 (1938))

wnętrza zwierciadła poprzez otwór w ekranie, na powierzchni którego obserwowano końcowy obraz; M jest zwierciadłem składającym się z dwu cylindrów o jednakowym promieniu R .

Elektrony wychodzące z działa elektronowego przechodzą do układu przez siatkę, która działa jako pierwotny obiekt i ułatwia pomiar powiększenia. Soczewka L daje poprzez otwór A obraz w pewnej płaszczyźnie I , położenie której można wyliczyć znając główne punkty soczewki L dla różnych stosunków przyłożonych potencjałów V_1/V_0 . Do ostatniej elektrody można przyłożyć taki ujemny potencjał V_2 , taki że wiązka elektronów odbije się i wpadnie na ekran. Pierwszy obraz I jest obiektem dla zwierciadła i daje w płaszczyźnie S końcowy ostry obraz, o ile tylko odpowiednio dobrać odległości i potencjały. Odbicie następuje od tej powierzchni ekwipotencjalnej, która ma zerowy potencjał względem padających elektronów. Gdy elektrony dochodzą do tej powierzchni, to ich postępową prędkość spada do zera, po czym są one przyspieszone w przeciwnym kierunku dodatnim polem V_1 . Jeżeli początkowo przyspieszający potencjał jest także równy V_1 , to odbicie nastąpi od powierzchni, potencjał której, wyrażony w jednostkach całkowitej różnicy potencjałów $V = V_1 - (-V_2) = V_1 + V_2$ między dwoma elektrodami tworzącymi zwierciadło, będzie równy:

$$V_r = \frac{V_1 + V_2 - V_1}{V_1 + V_2} = \frac{V_2}{V_1 + V_2}.$$

Badając optyczne własności zwierciadła Nikoll postępował w ten sposób, że brał szereg kolejnych wartości stosunków przyłożonych do zwierciadła potencjałów V_1/V_0 , dla których można było otrzymać ostry obraz siatki na ekranie położonym w odległości $q = 3R$ od zwierciadła. Potem obliczał położenie płaszczyzny I dla każdego wypadku. Rezultaty



Rys. 6. Powiększenie w zwierciadle elektronowym składającym się z dwu cylindrów;

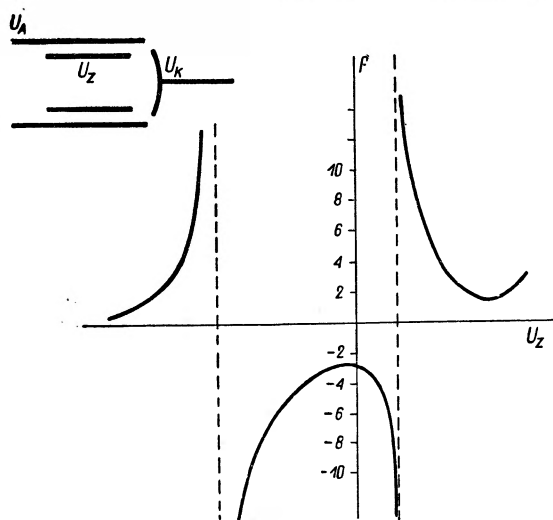
P/R — odległość od obiektu do środkowej płaszczyzny (M na rys. 5) w jednostkach równych promieniowi cylindra R (linia kreskowana), M — powiększenie (linia ciągła). Odległość q od obrazu do środkowej płaszczyzny jest stała i równa $3 \cdot R$.

pokazane są na rys. 6. Gdy stosunek potencjałów równy jest $1/3$, tzn. $V_1 = 75\%$, co odpowiada silnie odbijającemu polu, to zwierciadło działa jak wypukła powierzchnia, zmniejszając schodzenie się padającej wiązki i tworząc prosty obraz. Gdy stosunek potencjałów zwiększa się, to odbijająca ekwipotencjalna powierzchnia przesuwa się na prawo ku środkowej płaszczyźnie odpowiadającej stosunkowi $V_1 : V_2 = 1 : 1$. Odległość do obiektu rośnie wtedy, a powiększenie maleje. Gdy stosunek potencjałów zaczyna przekraczać $2 : 1$, to odległość do obiektu rośnie do nieskończoności, po czym przyjmuje ujemne wartości. Obraz jest odwrócony, a powiększenie jest bardzo małe. Układ działa wtedy jako wypukłe zwierciadło dla rzeczywistego położenia I.

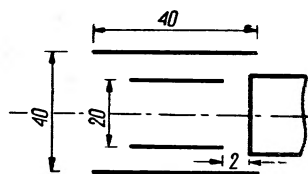
Przy dalszym powiększaniu stosunków potencjałów odległość od obiektu szybko rośnie aż do momentu, gdy dodatnie pole między M i S nie stanie się na tyle silnym, że wiązka zacznie schodzić się powtórnie po pierwszym przecięciu się z osią, dając przejściowy obraz leżący między I i M . Tworzenie się drugiego obrazu ma miejsce dla stosunku potencjałów równemu mniej więcej $20 : 1$, gdy odbicie zachodzi od ekwipotencjalnej powierzchni odpowiadającej 5% ogólnej różnicy po-

tencjałów. Przy jeszcze większych wartościach V_1/V_2 tworzą się nowe przejściowe obrazy, przy czym wiązka przecina oś kilka razy.

Hottenroth badał własności optyczne zwierciadła pokazanego na rys. 7. Na tymże rysunku pokazana jest również krzywa odległości



Rys. 7. Schemat zwierciadła elektronowego badanego przez Hottenrotha oraz wykres zależności odległości ogniskowej od napięcia U_z dla tego zwierciadła



Rys. 8. Schemat elektrod zwierciadła elektronowego Orthubera

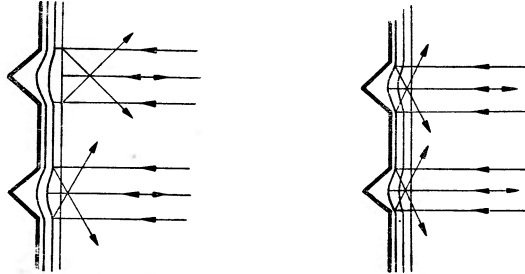
ogniskowych dla tego zwierciadła. Przy małych wartościach potencjału U_z na cylindrze zwierciadło jest rozpraszające, dla $U_z = 260$ V jest ono znowu zbierające. Maksimum zbierającego działania zwierciadła jest dla $U_z = -50$ V. Przy powiększaniu wartości U_z do około 60 V zwierciadło znowu staje się rozpraszające.

Na rys. 8 pokazany jest schemat zwierciadła elektronowego Orthubera.

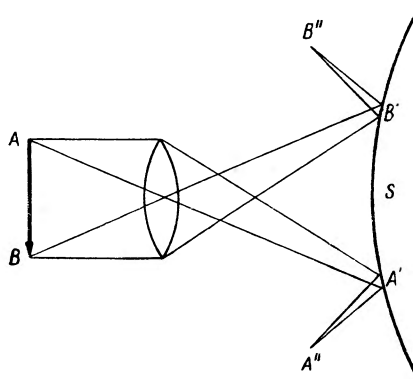
Mechanizm powstawania obrazów w zwierciadle elektronowym

Założmy, że wiązka elektronów padających na elektrodę zwierciadlaną składa się z torów równoległych i gęstość prądu na całej powierzchni przekroju wiązki jest jednakowa. Linie powrotnych torów elektronów będą zmodulowane według kątów geometrycznymi, elektrycznymi lub magnetycznymi niejednorodnościami powierzchni zwierciadlanej (katody). Modulacja ta będzie w silnym stopniu zależeć od odległości zawrotu elektronów od katody.

Rys. 9 pokazuje, że obraz utworzony przez podające na ekran elektryony formuje się przez mikropola odbijającej elektrody. Należy szczególnie podkreślić, że nie mamy tutaj do czynienia z zupełnym odwzorowaniem punktu na punkt, lecz kontrast tej lub innej linii formuje



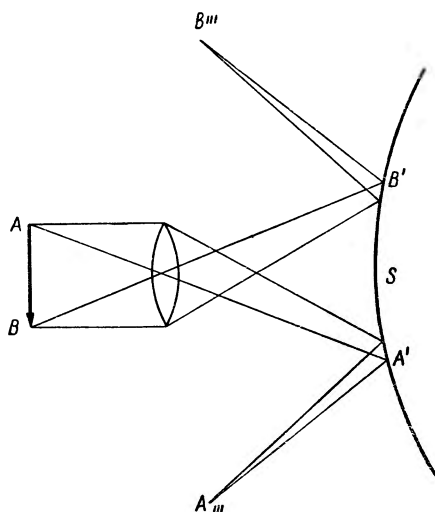
Rys. 9. Ogniskowanie elektronów przez niejednorodności elektrycznego potencjału przy powierzchni katody zwierciadlanej, wywołane geometrycznymi nierównościami; na rysunku pokazana jest zależność stopnia ogniskowania (zmiana kontrastu) od położenia powierzchni ekwipotencjalnej, od której zachodzi odbicie elektronów



Rys. 10. Wpływ makropola na tworzenie się obrazu (Orthuber)

zbiór elektronów, które wpadły na ekran. Liczba ich w danym punkcie silnie zależy od charakteru obiektu, jak również od odległości od katody, na której zachodzi odbicie elektronów. Rola makropola, wytworzonego przez napięcie na elektrodach zwierciadlanych i znajdującego się przed odbijającą elektrodą, może być objaśniona w następujący sposób. Załóżmy, że działo elektronowe daje wiązkę schodzącą się (przypadek ten można w zwykłym optycznym sensie upodobnić działaniu zbierającej soczewki umieszczonej przed odbijającą optyką obiektywu immersyjnego). Niech punkt A katody odwzorowuje się na punkt A'' (rys. 10). Jeżeli intensywność promieniowania powyższej powierzchni będzie jednakowa na całym swoim obszarze, to płaszczyzna $A''B''$ będzie równomiernie

oświetlona. Jeżeli natomiast w punkcie A' znajduje się jakieś mikro-wgłębienie lub wypukłość, to wtedy elektrony dające obraz punktu A nie zogniskują się już w A'' . Oświetlenie tego ostatniego punktu będzie się różnić od oświetlenia otaczającego obszaru. Żeby rozpatrzeć warunki,



Rys. 11. Wpływ makropola na tworzenie się obrazu, gdy ogniskowa soczewki skupiającej jest większa niż w przypadku przedstawionym na rys. 10. (Orthuber)

przy których powinien istnieć obraz mikromiejnorodności, będącej na katodzie zwierciadła, powrócimy do rys. 10. Jeżeli np. w punktach A'' i B'' intensywność jest zakłócona i będziemy wyginać powierzchnię S nie naruszając jej kulistej formy, to punkty A'' i B'' będą się rozchodzić lub schodzić. To wygięcie podobne jest do powiększenia rozsiewającej zdolności zwierciadła w optyce oraz do zmniejszania rozsiewającego działania makropola obiektywu imersyjnego w wypadku zwierciadła elektronowego. Tak więc makropole soczewki nie bierze udziału w formowaniu obrazu. Rola jego sprowadza się do powiększenia już gotowego obrazu. Im większa jest rozpraszająca siła obiektywu imersyjnego znajdującego się przed katodą zwierciadła, tym silniejsze jest powiększenie.

Jeżeli teraz będziemy powiększać ogniskową zbierającej soczewki umieszczonej przed rozpraszającym zwierciadłem, to obraz zakrzywieni w pobliżu A' i B' nie będzie w punktach A'' i B'' , lecz w punktach A''' i B''' (rys. 11) i jeżeli wreszcie tę soczewkę usuniemy, to promienie, które wyszły ze środka zbierającej soczewki oraz z jej końców, będą równoległe. Teraz one już nie przetną się i popadą na powierzchnię S i odbiwszy się od niej rozejdą się. Rzeczywisty obraz katody powinien w ogóle zniknąć. Wypadek ten niczego nowego w nasze jakościowe roz-

ważania nie wnosi w związku z otrzymaniem obrazów mikrozakrzywień. W tym wypadku będzie można również obserwować poprzednią liczbę punktów zakłócenia.

Rozważany wyżej mechanizm nie jest zupełnie słuszny w tym sensie, że powierzchnia, od której zachodzi zawrótce elektronów, nigdy nie bywa płaska. Jeżeli założyć, że wiązka pierwotnych elektronów składa się z torów równoległych, to w czasie jej ruchu poprzez makropole układu odbijającego owa równoległość zostanie naruszona. Elektrony oprócz składowej normalnej prędkości, skierowanej na katodę, będą miały składową radialną.

Zwiększenie bezwzględnej wielkości tej składowej zachodzi kosztem zmniejszenia normalnej. Elektron bardziej oddalony od centralnego promienia zawróci na większej odległości od katody niż elektron przyosiowy. W celu otrzymania dużego powiększenia przyrządu konieczne jest zwiększenie optycznej siły rozpraszającej soczewki odbijającej. Osiągnąć to można drogą powiększenia potencjału na pierwszej anodzie, zmniejszenia odległości między katodą zwierciadlaną i pierwszą anodą oraz zmiany konfiguracji pola odbijającego obiektywu imersyjnego poprzez zmniejszenie średnicy cylindrycznej anody.

Praktyczne zastosowanie zwierciadeł elektronowych

Chociaż podstawowe zasady zwierciadlanej mikroskopii elektronowej znane już były przed przeszło 20 laty, to jednak dopiero w ostatnich latach udało się zastosować ją do badania rozkładu i wielkości elektrycznych i magnetycznych niejednorodności na powierzchni ciał. Chodzi tutaj o badanie kontaktowych potencjałów, ładunków powierzchniowych i przestrzennych, przewodnictwa elektrycznego oraz elektrycznych i magnetycznych domen w ferroelektrykach i ferromagnetykach. Przy pomocy zwierciadeł elektronowych można również badać geometryczne nierówności powierzchni. W ostatnim przypadku lepsze rezultaty można otrzymać posługując się prześwietleniowym mikroskopem elektronowym i replikami. Należy jednak podkreślić, że zwierciadła elektronowe praktycznie mogą dać zdolność rozdzielczą około pięć razy lepszą, niż pozwala na to zwykła świetlna optyka. Elektrony w przypadku zwierciadła nie trafiają w preparat, poza tym nie są potrzebne tutaj repliki.

Przejdziemy obecnie do opisu metody badania domen magnetycznych i elektrycznych przy pomocy zwierciadeł elektronowych. Zaczniemy od domen magnetycznych. Dawniej znaną metodą badania domen w ferromagnetykach jest metoda oparta na odpowiednim układaniu się na domenach ferromagnetycznych proszków z koloidalnej zawiesiny tlenków żelaza [9]. Są metody również oparte na magnetooptycznych efektach Fa-

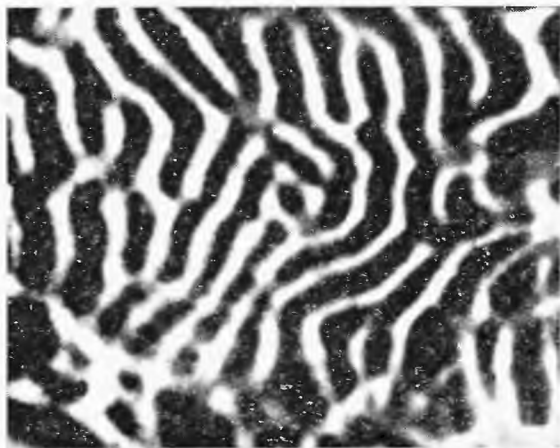
radycznego [10]. Z elektronowo-optycznych metod należy wymienić metody przy pomocy fotoemisyjnego mikroskopu elektronowego [11], wtórno-emisyjnego mikroskopu elektronowego [12] i wreszcie najnowszą metodę — przy pomocy zwierciadła elektronowego. Wszystkie elektronowo-optyczne metody badania domen po raz pierwszy były opracowane i zastosowane przez prof. Spivaka z Uniwersytetu Moskiewskiego i jego współpracowników.

Formowanie się obrazu i powstawanie jego kontrastu w przypadku domen magnetycznych można wytłumaczyć w następujący sposób [7]: Wiązka elektronów odbijając się od odpowiednich ekwipotencjalnych powierzchni zwierciadła elektronowego jest modulowana pod względem swej gęstości polami magnetycznych domen. W przypadku domen magnetycznych modulacja ta zależy będzie od prędkości elektronów, jej kierunku i wielkości, gdyż na elektrony będzie działać tutaj siła Lorentza uwarunkowana polem magnetycznym domen. Ponieważ jednak odchylenia elektronów spowodowane siłą Lorentza działającej na ich składową normalną prędkości będą przeciwne dla elektronów padających i odbitych i wobec tego będą się kompensować nawzajem, a więc składowa normalna prędkości elektronów nie będzie mieć wpływu na formowanie się kontrastu. Za formowanie się kontrastu będzie tutaj odpowiedzialna składowa radialna prędkości elektronów, która ma ten sam znak dla elektronów padających i odbitych, a więc siła Lorentza będzie również działać na elektrony o tej składowej w tym samym kierunku dla elektronów odbitych i padających, powodując odpowiednią modulację ich gęstości zgodną z rozkładem i formą pól magnetycznych domen. Składowa radialna prędkości elektronów jest bardzo mała i zaczyna rosnąć dopiero przy samej powierzchni zwierciadła w punktach zawrotu. W pewnym miejscu badanego obiektu wartość składowej radialnej prędkości elektronów jest równa zero i punkt ten nazywa się środkiem elektrycznym zwierciadlanego obiektu. Oczywiście czułość zwierciadła elektronowego na jednorodności magnetyczne leżące w środku elektrycznym jest równa zero. Ze wzrostem odległości od środka elektrycznego czułość ta wzrasta. Przesuwając przez odpowiednią zmianę potencjałów na elektrodach zwierciadła środek elektryczny można się przekonać, czy rzeczywiście mamy do czynienia z niejednorodnościami typu magnetycznego czy też innymi.

Jeżeli obraz pochodzi od magnetycznych niejednorodności, to zniknie on w środku elektrycznym. Obraz innego pochodzenia stanie się wtedy nawet jeszcze bardziej kontrastowy.

Jak wspomniano wyżej, kontrast magnetyczny tworzy się dzięki działaniu radialnej składowej pola magnetycznego przy powierzchni

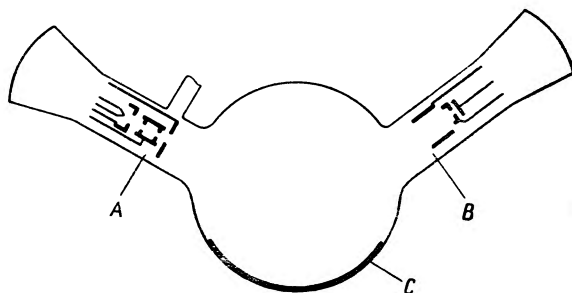
badanego ferromagnetyka na składową radialną prędkości elektronów. Jeżeli określimy kierunek od bieguna północnego do południowego magnesu jako dodatni kierunek pola magnetycznego i posłużymy się cylindrycznym układem współrzędnych (r, φ, z) , w którym środek elektryczny jest biegunem, a kierunek kąta φ przyjmujemy za dodatni w kierunku zgodnym z ruchem wskazówek zegara, to można wykazać, że obszary, w których stosunek $\Delta B_z/\Delta\varphi$ jest dodatni na badanym obiekcie magnetycznym, będą jasnymi na ekranie, a obszary, dla których $\Delta B_z/\Delta\varphi$



Rys. 12. Struktura domenowa żelaza otrzymana w zwierciadle elektronowym ($\times 1550$)

jest ujemny — będą ciemnymi. B_z jest wartością indukcji magnetycznej w kierunku osi z . W ten sposób można określić przy pomocy zwierciadła elektronowego znak normalnej składowej pola magnetycznego na powierzchni preparatu, czego przy pomocy figur proszkowych nie da się zrobić. Obraz domenowej struktury żelaza otrzymany w zwierciadle elektronowym pokazany jest na rys. 12. W przypadku domen ferroelektrycznych dotychczas udało się otrzymać przy pomocy zwierciadła elektronowego tylko obraz domenowych struktur monokryształów tytanianu baru [13]. Otrzymano tutaj obrazy tzw. domen α , tzn. domen, w których kierunek spontanicznej polaryzacji leży w płaszczyźnie kryształu i w dwu sąsiadujących domenach kierunki te są do siebie prostopadłe, przy czym jeżeli z jednej strony granicy między dwoma domenami (domenowej ścianki) wektor spontanicznej polaryzacji dochodzi do niej dodatnim końcem, to z drugiej strony tej granicy dochodzi swym końcem ujemnym [np. 14]. Grubość domenowej ścianki w przypadku domen α wynosi około paru dziesiątych części mikrona. Za formowanie się kontrastu obrazu domen α tytanianu baru prawdopodobnie odpowiedzialne są pola elektryczne, jakie wytwarzają się przy po-

wierzchni kryształu na granicy między dwoma domenami *a*. Taką granicę można rozpatrywać jako swego rodzaju mikrocondensator, którego linie sił wychodzące w powietrze przy powierzchni kryształu odpowiedzialne są za modulację gęstości wiązki elektronowej, dochodzącej odpowiednio blisko powierzchni i zwracającej. Na elektrony będą tutaj działać siły elektryczne i odchylenia padających i odbitych elektronów spowodowane tymi siłami będą miały ten sam kierunek, a więc będą



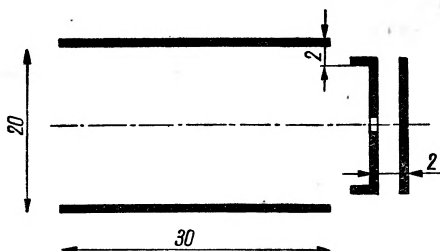
Rys. 13. Konstrukcja zwierciadła elektronowego w szklanej aparaturze próżniowej. Elektrony kierowane są na elektrody zwierciadlane a potem na ekran przy pomocy pola magnetycznego prostopadłego do płaszczyzny rysunku

A — działo elektronowe, B — elektrody zwierciadła, C — ekran

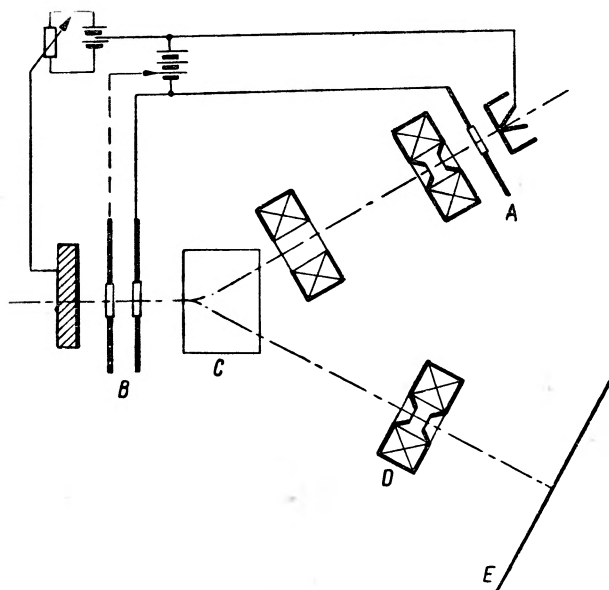
się dodawać. W przypadku domen ferroelektrycznych kryształów tytanianu baru za formowanie się kontrastu ich obrazu w zwierciadle elektronowym może być również odpowiedzialny geometryczny relief, idący wzdłuż domen, który w pewnych kryształach o dużej wartości spontanicznej polaryzacji może być dostatecznie duży na skutek silnych deformacji elektrostrykcyjnych na granicach domen [15]. Powierzchnia kryształów tytanianu baru o badanych domenach w zwierciadle elektronowym była obserwowana uprzednio w świetle odbitym w metalograficznym mikroskopie. Chodziło o to, by wybrać gładką powierzchnię możliwie bez wszelkiej deformacji. Mimo to jednak bardzo słabe deformacje mogące istnieć wzdłuż domen na skutek elektrostrykcji mogły być niewidoczne w metalograficznym mikroskopie. Dlatego one również mogły być przyczyną formowania się kontrastu obrazu domen.

Aparatura próżniowa zwierciadła elektronowego prostej konstrukcji może być wykonana ze szkła. Konstrukcję takiego zwierciadła dającego obrazy domen pokazuje rys. 13. Jest to zwierciadło z polem magnetycznym, które odchyła pierwotną wiązkę z działa elektronowego, kierując ją na badany obiekt, oraz odbitą wiązkę na ekran. Osie optyczne działa

elektronowego i obiektywu imersyjnego, w polu którego zanurzony jest obiekt, tworzą między sobą kąt ok. 120° . Zwierciadlany obiektyw imersyjny (rys. 17) składa się tutaj z cylindra, na który podaje się napięcie równe napięciu przyspieszającemu elektrony z działania diafragmy



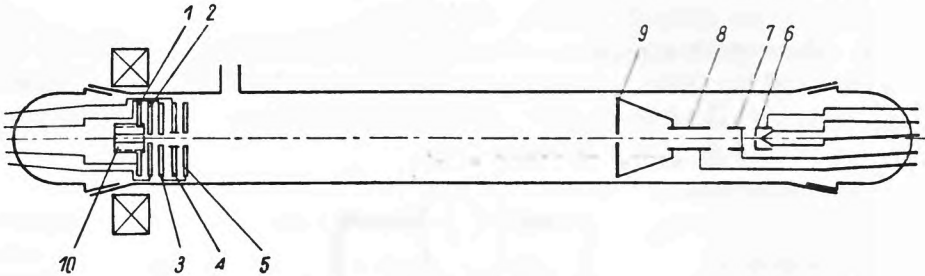
Rys. 14. Elektrody zwierciadlane zwierciadła z rys. 13.



Rys. 15. Konstrukcja zwierciadła elektronowego z dwoma stopniami powiększenia
A — działko elektronowe, *B* — elektrody zwierciadlane, *C* — pole magnetyczne, *D* — soczewka magnetyczna, *E* — ekran. [6]

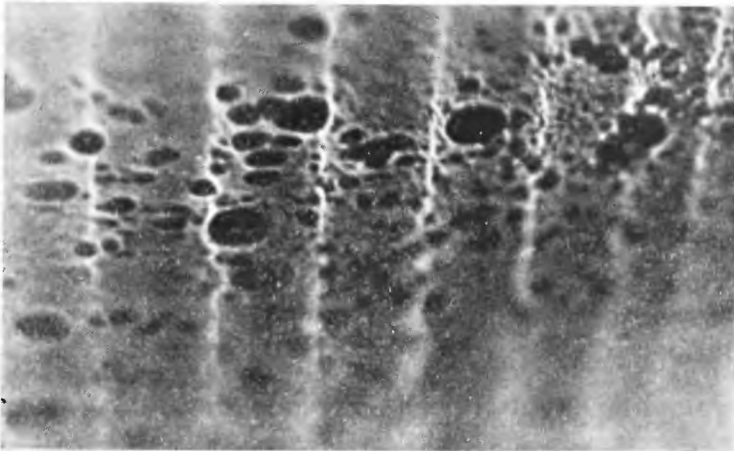
cylindrycznej z otworem o średnicy około 1 mm oraz z katody, którą tworzy badany obiekt. Napięcie na diafragmie powinno wynosić w przybliżeniu około połowy napięcia przyspieszającego elektrony, napięcie na katodzie zwierciadła jest zerowe w odniesieniu do napięcia katody działka. Wewnątrz szkło pokryte jest warstwą koloidalnego grafitu lub metaliczną warstwą, np. napyłonego srebra, w celu zapobieżenia ładowaniu się szkła. Próżnia robocza wynosiła przynajmniej 10^{-5} mm słupka

rtęci. Elektronowe powiększenie otrzymane przy pomocy takiego zwierciadła dochodzi do około $100\times$ przy napięciu przyspieszającym równym 5 kV. Inny układ zwierciadła elektronowego, również z polem magnetycznym, ale z dwoma stopniami powiększenia, przedstawiony jest na rysunku 15. Pierwszy obraz otrzymany od obiektywu imersyj-



Rys. 16. Konstrukcja zwierciadła elektronowego bez pola magnetycznego (proste zwierciadło elektronowe)

1 i 10 — urządzenie do zamocowania badanego obiektu, 2 — diafragma, 3, 4 i 5 — układ diafragm tworzących soczewkę symetryczną, 6, 7 i 8 odpowiednio: cylinder Wehnelta oraz pierwsza i druga anoda działu elektronowego, 9 — ekran. [13]



Rys. 17. Obraz domen *a* tytanianu baru otrzymany w zwierciadle elektronowym ($\times 400$) [13].

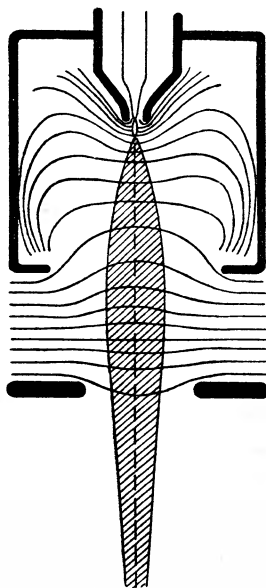
nego powiększa się jeszcze raz przy pomocy np. elektrostatycznej soczewki symetrycznej lub magnetycznej.

Rysunek 16 przedstawia schemat tzw. prostego zwierciadła elektronowego, tzn. zwierciadła bez pola magnetycznego. Elektrony wystrzelone z działu elektronowego przechodzą przez otwór w ekranie umieszczonym na ich drodze i zawracają przy powierzchni badanego obiektu (katody zwierciadła); tutaj niejednorodności elektryczne, magnetyczne

czy też geometryczne zostaną powiększone przez obiektyw imersyjny, składający się w danym przypadku z soczewki symetrycznej i diaphragmy. Ostatni typ obiektywu imersyjnego (elektrod zwierciadlanych) pozwala otrzymać stosunkowo dobre obrazy.

Rys. 17 przedstawia obraz adomen na powierzchni tytanianu baru, otrzymany przy pomocy tego zwierciadła.

Dla celów zwierciadlanej mikroskopii elektronowej najbardziej celowe jest użycie długoogniskowego działła elektronowego typu Steigerwalda (rys. 18). Dokładne dane dotyczące tego typu działła elektronowego podane są w pracy Brucksa [16].



Rys. 18. Działło elektronowe typu Steigerwalda

Jak wspomniane było wyżej, przy pomocy zwierciadlanej mikroskopii elektronowej można badać rozkład przewodnictwa elektrycznego [17] na powierzchni ciał. Obrazy przewodnictwa cienkich błonek otrzymuje się przepuszczając prąd elektryczny przez błonkę napyłoną na powierzchnię izolatora, tworząc w ten sposób w kierunku przepływu prądu na błonce i nad nią obraz potencjalny ściśle związany z przewodnictwem; taka błonka jest oczywiście katodą zwierciadła elektronowego. Duży gradient potencjału w kierunku przepływu prądu będzie świadczył o małym przewodnictwie i odwrotnie, mały gradient odnosić się będzie do dużego przewodnictwa.

W miejscach, gdzie gradient potencjału zmienia się, tzn. gdzie lokalnie zmienia się przewodnictwo, będziemy mieć odpowiednio uformowane

powierzchnie równego potencjału, które z kolei będą odpowiednio modułować gęstości elektronów odbitych od nich i na ekranie otrzymamy szereg jasnych i ciemnych obszarów.

Przy pomocy zwierciadeł elektronowych można również otrzymać nie tylko dwuwymiarowy rozkład przewodnictwa elektrycznego, lecz również trójwymiarowy. Jest to możliwe dzięki kombinacji dwóch zdjęć ze zwierciadła w stereoparę. Stereoparę tworzą dwa zdjęcia tego samego miejsca obiektu, przez które przepłynął prąd elektryczny o różnym natężeniu. Np. wyobraźmy sobie dla uproszczenia, że mamy obiekt charakteryzujący się jednakowym przewodnictwem na całej powierzchni; założmy, że obiekt cechuje się pewną strukturą spowodowaną np. geometrycznym reliefem lub rozkładem ładunku elektrycznego. Jeżeli zrobimy dwa zdjęcia tego obiektu przy dwu różnych wartościach prądu, to pole widzenia i struktura obydwu obrazów będzie przesunięta w tym samym kierunku (przeciwnie do kierunku prądu) w stosunku do stałego punktu odniesienia, np. brzegu ekranu. Przesunięcie w przypadku silniejszego prądu jest większe niż przesunięcie w przypadku słabszego prądu. Jeżeli odpowiednio dobrać różnicę natężeń prądów i ułożyć w ten sposób otrzymaną parę zdjęć dla stereoskopowej obserwacji, to otrzymamy w efekcie obraz przestrzenny.

Jeżeli teraz mamy obiekt złożony z dwu lub więcej obszarów o różnym przewodnictwie, to odpowiednie przesunięcie będzie różne dla tych obszarów. Im większa różnica spadku potencjałów na jednostkę długości w obszarze mniejszego przewodnictwa, tym większe będzie przesunięcie obrazu w porównaniu do tego przesunięcia w obszarze większego przewodnictwa. W ten sposób dla pary fotografii wykonanych dla różnych prądów płynących przez przewodzącą błonkę, zawierającą obszary o różnym przewodnictwie, będziemy mieli przesunięcie nie tylko w stosunku do brzegów ekranu, ale również przesunięcie jednego obszaru obrazu względem drugiego. To z kolei oznacza, że stereoskopowa obserwacja takiej pary zdjęć da w wyniku trójwymiarowy obraz, pokazując obszary o wyższym przewodnictwie bliżej odpowiednich punktów odniesienia, a obszary o niższym przewodnictwie bardziej przesunięte.

Oczywiście taki trójwymiarowy obraz daje tylko jakościową informację o rozkładzie przewodnictwa.

Wyliczenie zdolności rozdzielczej zwierciadła elektronowego [6]

Na zakończenie zajmiemy się wyliczeniem zdolności rozdzielczej zwierciadła elektronowego. Wyliczenia, które podamy szkiecowo, oparte będą na mechanice falowej. W celu wyliczenia zdolności rozdzielczej

zadamy na obiekcie określony periodyczny potencjał zakłócający i rozwiązując przy tym potencjalne zakłócającym równanie Schrödingera znajdziemy gęstość prądu wiązki padającej i odbitej. Zdolność rozdzielczą znajdziemy przy nałożeniu warunku, że periodyczna struktura pola zakłócającego będzie rozróżnialna na ekranie, gdy stosunek maksymalnej do minimalnej wartości gęstości prądu wiązki odbitej od sąsiadujących ze sobą obszarów struktury elektrycznej będzie nie większy od 3/4. Rozwiążemy równanie Schrödingera:

$$\Delta u + \frac{2m}{\hbar^2} e\varphi \cdot u = 0 \quad (7)$$

lub

$$\Delta u + \frac{2meE_\infty}{\hbar^2} (z - z_0 + a\Psi)u = 0, \quad (8)$$

$$E(x, y, z) = -\text{grad } \varphi(x, y, z) = -\text{grad} [E_\infty(z - z_0) + \psi(x, y, z)]. \quad (8a)$$

$E_\infty(x, y, z)$ jest asymptotyczną wartością pola jednorodnego, z_0 jest współrzędną, dla której $\varphi = 0$ w przypadku niezakłóconego pola ($\Psi = 0$). Gdy z znika (odległość od powierzchni obiektu), to z_0 jest automatycznie odległością płaszczyzny $\varphi = 0$ od obiektu. Płaszczyzna $\varphi = 0$ jest oczywiście płaszczyzną zwierciadlaną, Ψ opisuje odchylenia od pola jednorodnego. Funkcja ψ w równaniu (8a) związana jest z funkcją Ψ w równaniu (8) zależnością $\Psi = \frac{\psi}{aE_\infty}$, gdzie a jest pewną stałą. Dalej w (8) wykonujemy następujące podstawienia:

$$\begin{aligned} \frac{x}{l} = \xi, \quad \frac{y}{l} = \eta, \quad \frac{z - z_0}{l} = \zeta, \\ \frac{a}{l} = a, \quad \frac{b}{l} = \beta, \quad \frac{z_0}{l} = \zeta, \end{aligned} \quad \text{gdzie } l = \left[\frac{9\hbar^2}{8meE_\infty} \right]^{\frac{1}{3}} \quad (9)$$

wtedy (8) przejdzie w:

$$\Delta u + \frac{9}{4} [\zeta + a\Psi(\xi, \eta, \zeta)]u = 0. \quad (10)$$

Jak niżej dokładniej zobaczymy, w wyrażeniu na l zawarta jest przybliżona wartość zdolności rozdzielczej zwierciadła elektronowego. Ścisła wartość zdolności rozdzielczej zależeć będzie od konkretnej formy potencjału zakłócającego $\Psi(\xi, \eta, \zeta)$ i wymaga oddzielnego rozwiązania.

Potencjał zakłócający Ψ wybierzemy jako podwójnie periodyczną funkcję:

$$\Psi(\xi, \eta, \zeta) = \sum_{\mu} \sum_{\nu} v_{\mu\nu} \exp \left[-(\zeta + \zeta_0) \left(\frac{\mu^2}{a^2} + \frac{\nu^2}{\beta^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \cdot \exp i \left(\mu \frac{\xi}{a} + \nu \frac{\eta}{\beta} \right), \quad (11)$$

$2\pi a$ i $2\pi\beta$ są okresami periodyczności. Znak ' oznacza, że człony z $(\mu\nu) = (0,0)$ w sumie (11) nie występują. Współczynniki $V_{\mu\nu}$ są wielkościami dowolnymi z tym warunkiem, żeby Ψ było funkcją rzeczywistą. Z (10) wynika, że funkcja falowa $u(\xi, \eta, \zeta)$ będzie miała następującą formę:

$$u(\xi, \eta, \zeta) = \sum_{\mu} \sum_{\nu} u_{\mu\nu}(\zeta) \cdot \exp i \left(\mu \frac{\xi}{a} + \nu \frac{\eta}{\beta} \right). \quad (12)$$

Podstawiając (11) i (12) do (10) i mnożąc obie strony równania przez $\exp \left[-i \left(\mu \frac{\xi}{a} + \nu \frac{\eta}{\beta} \right) \right]$ oraz całkując po ζ otrzymamy następujące równanie różniczkowe dla funkcji falowej $u_{\mu\nu}(\zeta)$,

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 u_{\mu\nu}}{d\zeta^2} + \frac{9}{4} \left[\zeta - \frac{4}{9} \left(\frac{\mu^2}{a^2} + \frac{\nu^2}{\beta^2} \right) \right] u_{\mu\nu} = \\ & = -\frac{9}{4} a \sum_x \sum_{\lambda}' v_{x\lambda} \cdot \exp \left[-(\zeta + \zeta_0) \cdot \left(\frac{x^2}{a^2} + \frac{\lambda^2}{\beta^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \cdot u_{\mu-x, \nu-\lambda} \end{aligned} \quad (13)$$

Ostatnie równanie rozwiązujemy metodą kolejnych przybliżeń. Znając n -te przybliżenie $u_{\mu-x, \nu-\lambda}^{(n)}$ znajdziemy $(n+1)$ -sze przybliżenie $u_{\mu\nu}^{(n+1)}$. Można to zrobić metodą kwadratur znając rozwiązanie równania jednorodnego. Metoda ta podobna jest do znanego postępowania w teorii zaburzeń. Czynniki a po prawej stronie równania (13) gra przy tym rolę zwykle oznaczanego przez ε parametru zaburzenia.

Stosując tę metodę okazuje się, że dla $(n+1)$ -go przybliżenia otrzymujemy:

$$u_{\mu\nu}^{(n+1)}(\zeta) = \frac{2}{3} \left\{ S_{\mu\nu} \left[\int_{\zeta}^{\infty} d\zeta f_{\mu\nu}^{(n)} T_{\mu\nu} + C_{\mu\nu}^{(n+1)} \right] + T_{\mu\nu} \left[-\int_{\zeta}^{\infty} d\zeta f_{\mu\nu}^{(n)} \cdot S_{\mu\nu} + P_{\mu\nu}^{(n+1)} \right] \right\}, \quad (14)$$

gdzie $f_{\mu\nu}^{(n)} = -\frac{9}{4} a \sum_x \sum_{\lambda}' v_{x\lambda} \cdot \exp \left[-(\zeta + \zeta_0) \left(\frac{\mu^2}{a^2} + \frac{\nu^2}{\beta^2} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \cdot u_{\mu-x, \nu-\lambda}$.

$S_{\mu\nu}(\zeta)$ i $T_{\mu\nu}(\zeta)$ są asymptotycznymi rozwiązaniami równania (13) w przypadku, gdy jest ono jednorodne:

$$\begin{aligned} s_{\mu\nu}(\zeta) \pm iT_{\mu\nu}(\zeta) &= \rightarrow \zeta^{-\frac{1}{4}} \exp \left[\pm i \left(\zeta^{\frac{3}{2}} - \frac{\pi}{4} - \omega_{\mu\nu}(\zeta) \right) \right] \text{ dla } \zeta \gg 1 \\ & \text{ i } \zeta^{\frac{2}{3}} \gg \omega_{\mu\nu}, \\ \omega_{\mu\nu}(\zeta) &= \frac{2}{3} \sqrt{\zeta} \left(\frac{\mu^2}{a^2} + \frac{\nu^2}{\beta^2} \right). \end{aligned}$$

Znak + oznacza falę biegnącą w kierunku dodatniej wartości ζ , znak - w kierunku ujemnym. $C_{\mu\nu}^{(n+1)}$, $D_{\mu\nu}^{(n+1)}$ są stałymi całkowania, które można

wyznaczyć z warunków asymptotycznego zachowania się fali padającej i odbitej. Warunki te można napisać następująco:

$$\lim_{\zeta \rightarrow \infty} \sqrt[4]{\zeta} u_{\mu\nu,e} = 0, \quad \mu, \nu \neq 0; \quad \lim_{\zeta \rightarrow \infty} \sqrt[4]{|\zeta|} (u_{\mu\nu,e} + u_{\mu\nu,a}) = 0.$$

$$\lim [\sqrt[4]{\zeta} u_{\mu\nu,a} + k \exp i(\zeta^{3/2} - \omega_{\mu\nu})] = 0.$$

W ostatnich równaniach indeks e oznacza falę padającą, indeks a — falę odbitą, k jest dowolną stałą zespoloną. Z powyższych warunków można otrzymać:

$$C_{\mu\nu,e} = D_{\mu\nu,e} = 0;$$

$$C_{\mu\nu,a}^{(n+1)} = -i D_{\mu\nu,a}^{(n+1)} = -i \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta (f_{\mu\nu,e}^{(n)} + f_{\mu\nu,a}^{(n)}) S_{\mu\nu}.$$

Podstawiając te stałe do równania (14) oraz znajdując granicę nieskończonej sumy otrzymamy ściśle rozwiązanie dla $u(\xi, \eta, \zeta)$:

$$u_a(\xi, \eta, \zeta) \rightarrow e^{i\left(\frac{\zeta^{3/2}}{2} - \frac{\pi}{4}\right)} \cdot \left\{ 1 + \frac{2}{3} \sum_{\mu\nu} \sum_n C_{\mu\nu,a}^{(n)} \exp \left[i \left(\mu \frac{\xi}{\alpha} + \nu \frac{\eta}{\beta} - \omega_{\mu\nu}(\zeta) \right) \right] \right\},$$

$$\zeta \gg 1.$$

Stąd ζ składowa gęstości prądu fali odbitej w jednostkach gęstości prądu fali padającej będzie dana przez:

$$\frac{j_{\xi a}(\xi, \eta, \zeta)}{j_{\xi e}} = \left| 1 + \frac{2}{3} \sum_{\mu\nu} \sum_n C_{\mu\nu,a}^{(n)} \exp \left[i \left(\mu \frac{\xi}{\alpha} + \nu \frac{\eta}{\beta} - \omega_{\mu\nu}(\zeta) \right) \right] \right|^2 =$$

$$= \sqrt{\zeta} \left| u_a(\xi, \eta, \zeta) \right|^2.$$

Składowe gęstości prądu w kierunku ξ i η znikają proporcjonalnie do $\zeta^{-\frac{1}{2}}$ i nie interesują nas.

Korzystając z podanych wyżej wyników podamy obecnie szkieletowo wyliczenie zdolności rozdzielczej dla następującej prostej formy potencjału zakłócającego:

$$\Psi_0(\xi, \eta, \zeta) = \frac{1}{2} e^{-\left(\frac{\zeta}{\alpha} + 1\right)} \left(\cos \frac{\xi}{\alpha} + \cos \frac{\eta}{\alpha} \right) \quad (15)$$

$$\text{w tym wypadku } \alpha = \beta, \quad v_{\mu\nu} = \begin{cases} 1 \\ \frac{1}{4} e \\ 0 \end{cases} \text{ dla } \mu^2 + \nu^2 \begin{cases} = 1 \\ \neq 1 \end{cases}$$

zerowe przybliżenie fali biegnącej wzdłuż osi ζ będzie:

$$u_{00, a}^{(0), e}(\zeta) = S_{00}(\zeta) \mp i T_{00}(\zeta),$$

a współczynniki rozwinięcia dla pierwszego przybliżenia będą miały postać:

$$C_{\mu\nu}^{(1)} = i \frac{9\alpha}{8} e^{-\left(\frac{\zeta_0}{\alpha} + 1\right)} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta e^{-\zeta/\alpha} \cdot S_{00}(\zeta) \cdot S_{\mu\nu}(\zeta), \nu^2 + \mu^2 = 1.$$

Wartość ostatniej całki jest różna od zera tylko wtedy, gdy jedno-

nocześnie fala padająca S_{00} , fala zakłóceniewa $S_{\mu\nu}$ i potencjał zakłócający $e^{-\zeta/\alpha}$ są różne od zera. Wartość tej całki możemy znaleźć numerycznie.

Dla wartości $\frac{j_{\zeta_a}}{j_{\zeta_e}}$ otrzymujemy:

$$\frac{j_{\zeta_a}}{j_{\zeta_e}} = 1 + \frac{8}{3} \left| C_{10, a}^{(1)} \right| \left[\cos \frac{\xi}{\alpha} + \cos \frac{\eta}{\alpha} \right] \sin \frac{2\sqrt{\zeta}}{3\alpha^2} \quad (16)$$

zakładając, że dwa punkty struktury badanej powierzchni będą rozróżnialne na ekranie już wtedy, gdy stosunek minimalnej do maksymalnej wartości gęstości prądów elektronowych odbitych od tych punktów będzie nie większy od 3/4, otrzymamy następujący warunek:

$$\frac{j_{\zeta_a \min}}{j_{\zeta_a \max}} = \frac{1 - \frac{16}{3} \left| C_{10, a}^{(1)} \right|}{1 + \frac{16}{3} \left| C_{10, a}^{(1)} \right|} \leq \frac{3}{4}. \quad (17)$$

Warunek (17) daje wartość dolnej granicy dla $C_{10, a}^{(1)}$, a stąd wartość dla α :

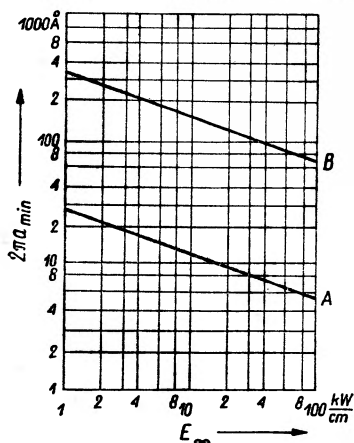
$$4 \left| C_{10, a}^{(1)} \right| \geq \frac{3}{28} = 0,107. \quad (18)$$

Wyliczając numerycznie wartość współczynników $C_{\mu\nu}^{(1)}$ można znaleźć, że dla $\zeta_0 = 0$, $2\pi\alpha_{\min} = 3,45 l = 3,45 \left[\frac{9 \hbar^2}{8 m e E_{\infty}} \right]^{1/3}$ (19) Dla wartości $2\pi\alpha_{\min}$ mniejszych od podanych powyższych wzorem kontrast dla rozdzielczości periodycznej struktury obiektu opisaney przez potencjał Ψ_0 jest niewystarczający. Pojęciowe przedstawienie (19) daje wykres na rys. 19. Jak widać z tego wykresu, w przypadku oświetlenia elektronami i natężenia pola elektrycznego $E = 100 \text{ kV/cm}$ można otrzymać zdolność rozdzielczą równą 80 \AA . Na zakończenie warto oszacować wpływ nie-monochromatyczności wiązki elektronowej na zdolność rozdzielczą

zwierciadła. W tym przypadku, całkując gęstości prądu po wszystkich energiach oświetlających elektronów, otrzymamy zamiast (18):

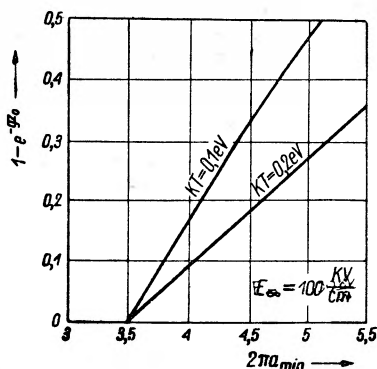
$$4 \left| C_{10,a}^{(1)} \left| \frac{e^{-g z_0} - e^{-\frac{z_0}{a}}}{\left(\frac{1}{ga} - 1\right) \left(1 - e^{-g z_0}\right)} \right| \right| \geq \frac{3}{28}, \quad (20)$$

gdzie T jest temperaturą katody, $g = \frac{e E_\infty}{kT}$. Zależność między jasnością obrazu a zdolnością rozdzielczą przyrządu przy polichromatycznym



Rys. 19. Zdolność rozdzielcza $2\pi a_{min}$ jako funkcja natężenia pola E przy oświetleniu elektronami i protonami

$$\Psi (= \Psi_0, \zeta = 0)$$



Rys. 20. Zależność między jasnością obrazu i zdolnością rozdzielczą dla dwu różnych temperatur katod

oświetleniu dla dwu różnych temperatur katod ilustruje rys. 20. Można wykazać, że przy stałych a przy wzrastaniu z gęstość prądu również rośnie. Jednocześnie ze wzrostem z lewa strona (20) staje się mniejsza, a więc maleje zdolność rozdzielcza. Stąd wynika, że należy szukać pewnego kompromisu między zdolnością rozdzielczą a jasnością obrazu.

Zakończenie

Przy pomocy zwierciadeł elektronowych można otrzymać obrazy geometrycznych niejednorodności powierzchni, jak również niejednorodności elektrycznej czy magnetycznej natury. Przy formowaniu się kontrastu obrazu elektrony nie oddziałują bezpośrednio z powierzchnią badanego obiektu, nie „dotykają” jej, co w przypadku badania nie-

równości geometrycznych powierzchni zasługuje na uwagę, gdyż od-
pada tutaj problem przygotowywania replik.

W przypadku badania niejednorodności elektrycznych lub magne-
tycznych metoda zwierciadlanej mikroskopii elektronowej pozwala
otrzymywać znacznie lepsze zdolności rozdzielcze niż stare, tzw. prosz-
kowe metody, co więcej, umożliwiła badanie dynamiki procesów, na co
nie mogą pozwolić metody proszkowe. Praktycznie osiągnięta zdolność
rozdzielcza zwierciadła elektronowego wynosi około 1000Å, teoretycznie
możliwa zdolność rozdzielcza powinna wynosić (wg. D. Wiskotta)
około 150Å (uwzględniając niemonochromatyczność wiązki po wyjściu
z katody).

Udoskonalenie konstrukcji mikroskopów elektronowych i polepsze-
nie ich zdolności rozdzielczej jest najważniejszym zadaniem w tej
dziedzinie nauki mającej na celu coraz to głębsze przenikanie w głąb
mikroświata. Jest to szczególnie ważne w przypadku tak ciekawego
i oryginalnego typu mikroskopu elektronowego, jakim jest zwierciadło
elektronowe, przy którym wiele jest jeszcze do zrobienia.

Wydaje się, że przy pomocy zwierciadeł elektronowych można wy-
konać szereg ciekawych badań powierzchni półprzewodników.

L I T E R A T U R A

1. W. Hennenberg, Z. tech. Phys. **16**, 621 (1935).
2. A. Recknagel, Z. tech. Phys. **17**, 643 (1937).
3. C. Hotenroth, Annalen der Phys. **30**, 689 (1937).
4. R. Orthuner, Z. ang. Phys. B—1, H—2 (1948).
5. G. W. Spiwak, DAH CCCP, **105**, 965 (1955).
6. D. Wiskott, Optik, B—13, H—10 (1956) i B—13, H—11 (1956).
7. L. Mayer, J. Appl. Phys. **24**, 105 (1953); **26**, 1228 (1955) i **29**, 975 (1957).
8. Rusterholz *Elektronnaja Optika* (tłum. rosyjskie)
9. F. Bitter, Phys. Rev. **38**, 1903 (1931);
L. V. Hamos, P. A. Thiessen, Z. tech. Phys. **71**, 442 (1931);
W. C. Elmore, Phys. Rev. **54**, 1092 (1938) i **62**, 486 (1942), 746.
10. C. A. Fowler, E. M. Fryer, Phys. Rev. **94**, 52 (1954); **100**, 476 (1955) i **104**,
552 (1956);
B. W. Roberts, C. P. Bean, Phys. Rev. **96**, 1494 (1954).
11. G. W. Spiwak, DAH CCCP **113**, 78 (1957).
12. G. W. Spiwak, DAH CCCP **82**, 541 (1953); **105**, 706 (1955) i **106**, 39 (1956).
13. G. W. Spiwak, E. Igras, I. A. Priamkowa, Kristallografia **4**, 123 (1959).
14. P. W. Forsberh, Phys. Rev. **76**, 1187 (1949).
15. E. Igras, G. W. Spiwak, I. S. Zołudiew, Kristallografia **4**, 121 (1959).
16. E. W. Brucks, Optik B—15 H—4, 242 (1958).
17. L. Mayer, J. Appl. Phys. **29**, 1181 (1957).

Jadwiga Skierczyńska

Uniwersytet M. Curie-Skłodowskiej
Lublin

Różnica potencjałów Volty i różnica potencjałów Galwaniego

1. Wstęp

Badanie różnic potencjałów na granicach faz obejmuje wiele dziedzin nauki i techniki. Na przykład elektrochemię, elektronikę, ciała stałego, technologię, a w ostatnich czasach nawet biochemię i biofizykę.

Prawdopodobnie tą różnorodnością i nieraz bardzo skomplikowanym przebiegiem rozpatrywanych zjawisk tłumaczyć należy istniejące do chwili obecnej pomieszanie pojęć tak w terminologii, jak i w określaniu poszczególnych elementarnych procesów zachodzących na granicy faz. Szczególnie dotyczy to różnic potencjałów Volty i Galwaniego. Niezgodność w definiowaniu tych wielkości, niesłuszne przyjmowanie, że są one sobie równe, oraz określanie ich wspólną nazwą kontaktowej różnicy potencjałów¹ można spotkać nie tylko w wielu podręcznikach studenckich [np. 30, 80, 67], lecz również w poważnych publikacjach naukowych [np. 42].

W niniejszym artykule przedstawiono szkiecowo całokształt badań dotyczących różnic potencjałów Volty i Galwaniego dla przypadku przewodników elektronowych oraz omówiono niektóre zastosowania pomiarów różnicy potencjałów Volty.

2. Szkic historyczny

U podstaw badań dotyczących potencjałów kontaktowych leży zjawisko elektryzacji dwu różnych przewodników przy zetknięciu.

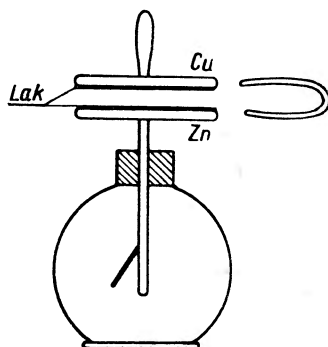
W 1795 roku Volta wykazał (za pomocą elektroskopu), że dwie płytki sporządzone z różnych metali elektryzują się przez zetknięcie

¹ Terminem „kontaktowa różnica potencjałów” bywają określane bardzo różne wielkości. W polskim wydaniu książki Frenkla *Wstęp do teorii metali* [29] kontaktową różnicą potencjałów nazwana jest praca wyjścia (w oryginale *kontaktny skaczok potencjała*). Zdecydowana większość autorów kontaktową różnicą potencjałów nazywa różnicę potencjałów Volty, są jednak tacy, np. Fowler [28], którzy tym terminem określają różnicę potencjałów Galwaniego.

[66, 21] i wyjaśnił to zjawisko samorzutnym przepływem elektryczności z jednego metalu do drugiego przez kontaktujące ze sobą powierzchnie.

Ponieważ Volta pierwszy przypisał zasadniczą rolę przy elektryzowaniu się ciał kontaktowi tych ciał, uważa się go za twórcę kontaktowej teorii różnicy potencjałów.

Ażeby wykazać, że w doświadczeniu wykonanym przez Voltę nie odgrywa roli elektryzowanie przez tarcie, graniczące ze sobą po-



Rys. 1. Doświadczenie Volty

wierzchnie badanych ciał można pokryć lakiem [21], a zewnętrzne powierzchnie połączyć drutem. Po usunięciu drutu i uniesieniu górnej płytki, listki elektroskopu rozchylą się (rys. 1).

W opisanym wyżej doświadczeniu mamy do czynienia z pewną różnicą potencjałów występującą w obwodzie składającym się z dwu metali i dielektryka.

Na temat odkrytego przez Voltę zjawiska opublikowano szereg prac doświadczalnych i teoretycznych. Obok teorii kontaktowej, zwanej inaczej fizyczną, głównym wyrazicielem której był Kelvin, powstała teoria chemiczna zapoczątkowana w 1837 roku przez de la Rive. Głównym wyrazicielem tej teorii był Lodge [21]. Teoria chemiczna przypisywała powstawanie odkrytej przez Voltę różnicy potencjałów reakcjom chemicznym (na przykład utlenianiu) zachodzącym na powierzchniach badanych metali. Poważnym atutem teorii chemicznej był niewątpliwy fakt, iż energia ogniwa Volty pochodzi głównie z procesów chemicznych, jakie mają miejsce na elektrodach.

Spór co do istoty efektu Volty trwał około półtora wieku. Dopiero w ostatnich dziesiątkach lat dzięki rozwojowi techniki wysokiej próżni wyniki doświadczeń przechyliły całkowicie szalę zwycięstwa na korzyść teorii fizycznej.

Drugim punktem spornym, przewijającym się w pracach dotyczących efektu Volty, jest umiejscowienie w badanym obwodzie różnicy poten-

cjałów. Zgodnie z teorią fizyczną skok potencjału istnieje na granicy metal—metal, Lodge (teoria chemiczna) uważa natomiast, że skok ten występuje na połączeniach metal—powietrze.

Doświadczalne rozstrzygnięcie tego sporu jest niemożliwe, ponieważ różnicę potencjałów elektrycznych można mierzyć tylko albo za pomocą prądu przepływającego w zamkniętym obwodzie, albo pracy wykonywanej przy przesuwaniu ładunku przez dielektryk. W każdym z tych przypadków, jak nietrudno zorientować się, pomiaru skoku potencjału nie można wykonać na jednej granicy faz: układ, w którym badamy granicę dwu faz, będzie zawsze zawierał albo drugą granicę zetknięcia tych faz, anulującą działanie pierwszej granicy, albo dodatkowe fazy i związane z ich dołączeniem dodatkowe granice.

Aby więc zmierzyć różnicę potencjałów istniejącą na granicach faz, należy stosować układ składający się co najmniej z trzech faz [19]. Mierzona różnica potencjałów w układach trójfazowych jest zawsze sumą skoków potencjałów na trzech granicach.

Pierwszą teoretyczną pracą rozstrzygającą kompromisowo spór dotyczący umiejscawiania skoku potencjału jest opublikowana w 1942 roku praca Chelmersa [20].

3. Teoria różnicy potencjałów Galwaniego i Volty

W przypadku metali istnieją dwie metody rozpatrywania różnic potencjałów Galwaniego i Volty — statystyczna i termodynamiczna.

Metoda termodynamiczna [56, 39, 23] ma tę przewagę nad statystyczną, iż nie uzależnia swoich rozważań od modelu i wyprowadzając prawa i zależności bardzo ściśle określa warunki, w których są one spełniane.

Metoda statystyczna jest natomiast bardziej pogładowa, to też stosowano ją w wielu publikacjach [np. 25, 19, 32]. Przedstawimy tę metodę szkiecowo.

Rozkład energii elektronów wewnątrz metalu określa statystyka Fermi-Diraca. Po zetknięciu ze sobą dwu różnych metali elektrony przepływają z jednego metalu do drugiego. Na skutek przepływu elektronów metale ładują się różnoimiennie i na granicy metali wytwarza się różnica potencjałów, hamująca dalszy przepływ elektronów.

Jeżeli W_1 i W_2 są wysokościami poziomu Fermiego² w metalach

² Można wykazać [39, 42], że poziom energetyczny Fermiego jest wielkością identyczną z potencjałem chemicznym, jeżeli energia elektronu mierzona jest od poziomu elektrostatycznej energii elektronu wewnątrz metalu. Jeżeli natomiast przy pomiarze za poziom odniesienia przyjmuje się energię, jaką posiada w nieskończoności elektron znajdujący się w spoczynku, poziom Fermiego pokrywa się z potencjałem elektrochemicznym.

1 i 2, a P_{12} — wytworzonym na granicy metali skokiem potencjału, to

$$P_{12} = \frac{1}{e} (W_1 - W_2) \quad (1)$$

(e jest ładunkiem elektronu).

Przy takiej wartości P_{12} całkowita energia elektronu będąca sumą jego energii kinetycznej i potencjalnej nie ulega zmianie przy przepływie elektronu z jednego metalu do drugiego.

Różnica potencjałów P_{12} jest różnicą potencjałów Galwaniego.

Gdy dwa różne metale doprowadzone do kontaktu elektrycznego rozdzielone są próżnią (ewentualnie dielektrykiem) i układ ten znajduje się w stałej temperaturze, to między punktami położonymi tuż na zewnątrz badanych metali powinna wytworzyć się różnica potencjałów U_{12} powodująca, że natężenia prądów termoelektrycznych, które płyną w przeciwnych kierunkach, będą sobie równe. Przy założeniu, że temperatura jest dostatecznie niska, można pominąć wpływ ładunku przestrzennego. Stosując wtedy równania termoemisji Richardsona, otrzymujemy

$$U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2, \quad (2)$$

gdzie $e\varphi_1$ i $e\varphi_2$ są to prace wyjścia elektronu z metalu 1 i 2 [75].

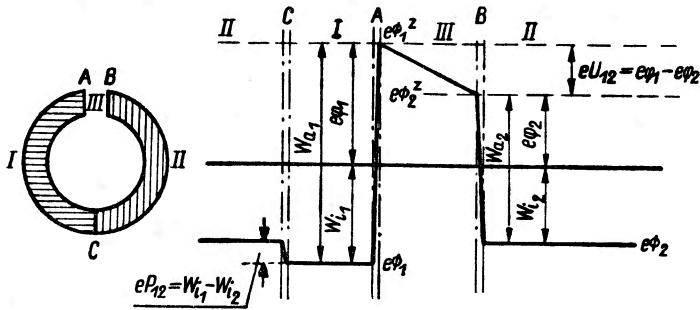
Różnica potencjałów U_{12} jest różnicą potencjałów Volty.

Różnicą potencjałów Galwaniego nazywamy więc różnicę potencjałów między punktami 1 i 2 położonymi wewnątrz rozpatrywanych faz, bardzo blisko granicy ich połączeń (w literaturze wielkość ta jest nazywana również wewnętrzną kontaktową różnicą potencjałów).

Natomiast różnicą potencjałów Volty albo wprost kontaktową różnicą potencjałów nazywamy różnicę potencjałów między punktami 1 i 2 położonymi w dielektryku tuż na zewnątrz powierzchni przewodników znajdujących się w kontakcie elektrycznym (w literaturze jest ona nazywana nieraz zewnętrzną kontaktową różnicą potencjałów).

Z analizy równań określających różnice potencjałów Volty i Galwaniego a także z rysunku 2 wynika, że różnica potencjałów Volty równa jest sumie skoków potencjałów na wszystkich granicach faz występujących w tym obwodzie. Pozostaje to słuszne również w przypadku układu składającego się z dowolnej ilości połączonych szeregowo metali. Tę właśnie różnicę potencjałów mierzy się w efekcie Volty.

Wielkość U_{12} , jak wynika z teorii termodynamicznej i statystycznej, zależy od prac wyjścia z badanych metali, a więc od ich własności tak wewnętrznych, jak i powierzchniowych, natomiast nie zależy ani od



Rys. 2. a) Układ składający się z dwu metali I, II i przerwy próżniowej (układ znajduje się w równowadze termicznej i elektrycznej)

b) Rozkład poziomów energetycznych w układzie a):

$e\bar{\Phi}$ — poziom energii potencjalnej wewnątrz metalu (poziom zerowy),

W_i — maksymalna energia kinetyczna (poziom Fermiego),

$e\varphi$ — praca wyjścia elektronu z metalu,

W_a — wysokość bariery potencjału,

U_{12} — różnica potencjałów Volty,

P_{12} — różnica potencjałów Galwaniego.

(W teorii termodynamicznej: W — potencjał elektrochemiczny, W_i — potencjał chemiczny, $\bar{\Phi}^z$ — potencjał elektrostatyczny wewnątrz metalu, $\bar{\Phi}^z$ — potencjał elektrostatyczny tuż na zewnątrz metalu).

kształtu geometrycznego badanych powierzchni, ani od odległości między tymi powierzchniami (wyjąwszy oczywiście przypadek, gdy odległość ta jest nieduża w porównaniu z odległościami międzyatomowymi w badanych fazach).

Można również wykazać, że różnica potencjałów Volty U_{12} nie ulega zmianie, gdy próżnia rozdzielająca dwa przewodniki zostanie zastąpiona izolatorem lub zjonizowanym gazem [20].

Natomiast różnica potencjałów Galwaniego P_{12} nie zależy absolutnie od własności powierzchniowych. Wielkość ta zależy wyłącznie od wewnętrznych chemicznych własności kontaktujących ze sobą metali.

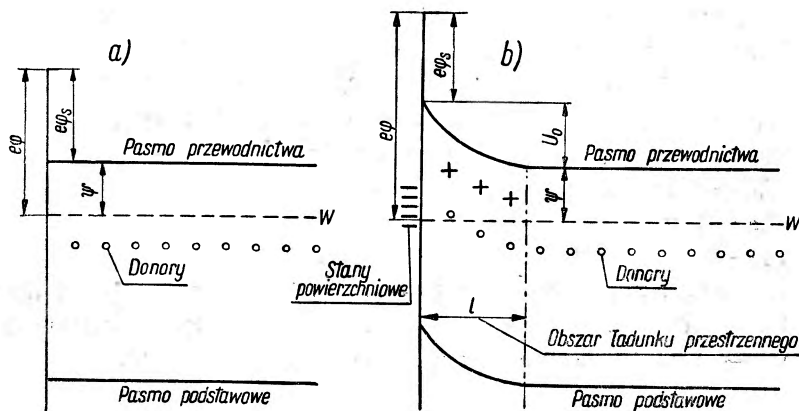
Ponieważ ani różnica potencjałów Galwaniego, ani wielkość W_i nie są mierzalne, ograniczamy się zazwyczaj do wyliczeń tych wielkości z teoretycznych wzorów [patrz 32, 19].

Zależność od temperatury różnic potencjałów Volty, Galwaniego oraz pracy wyjścia omawiają między innymi Herring, Domenicali, German i Carew [39, 38, 23, 32, 19]. Dokładne przeanalizowanie różnic potencjałów na kontakcie półprzewodnika z metalem można znaleźć w artykule Bardeena z roku 1947 [10].

Teoria opracowana dla przypadku metali pozostaje w zasadzie słuszna w odniesieniu do półprzewodników.

Różnica potencjałów Volty w przypadku półprzewodników, podobnie jak i w przypadku metali, jest równa różnicy prac wyjścia (w przypadku półprzewodników bierzemy pod uwagę termiczną pracę wyjścia).

W odróżnieniu od metali położenie potencjału elektrochemicznego W zależy w półprzewodnikach od zawartości domieszek [42, 32]. Ponadto ze względu na istnienie na powierzchni półprzewodnika „stanów powierzchniowych”, tj. poziomów energetycznych położonych między pas-



Rys. 3. Praca wyjścia z półprzewodnika nadmiarowego:

mem podstawowym i pasmem przewodnictwa [10, 77, 79], na swobodnej powierzchni półprzewodnika wytwarza się warstewka podwójna: składa się ona w przypadku półprzewodnika nadmiarowego z elektronów zajmujących stany powierzchniowe i powstałego na skutek odpływu elektronów do stanów powierzchniowych dodatniego ładunku przestrzennego, rozciągającego się na głębokość 10^{-4} do 10^{-6} cm. Ładunek ten powoduje wytworzenie bariery potencjału powstrzymującej dalszy dopływ elektronów do stanów powierzchniowych i zmieniającej w bardzo istotny sposób wartość pracy wyjścia $e\phi$ (patrz rys. 3), a tym samym i wartość kontaktowej różnicy potencjałów.

W równowadze termicznej na granicy zetknięcia metal-półprzewodnik całkowita różnica potencjałów, podobnie jak i w przypadku metali (co mocno podkreśla Bardeen [10]), równa jest różnicy potencjałów chemicznych, a więc zależy tylko od właściwości objętościowych rozpatrywanych faz.

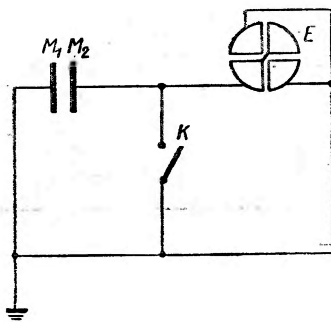
4. Metody pomiaru kontaktowej różnicy potencjałów³

Istnieje szereg metod pomiaru kontaktowej różnicy potencjałów. Wszystkie je można uważać za warianty czterech zasadniczych metod: kondensatorowej, jonizacyjnej, fotoelektrycznej i termoelektrycznej.

Metoda kondensatorowa

Metoda kondensatorowa zapoczątkowana została przez Voltę, w roku 1851 ulepszył ją Kelvin. Pomiar k.r.p. tą metodą stosowany był w wielu pracach [np. 73, 57, 69, 34, 26, 72, 8, 68]. Zasada metody kondensatorowej jest następująca.

Jeżeli kondensator, którego okładki sporządzone są z badanych metali M_1 i M_2 , połączony zostanie z elektrometrem E (rys. 4.) przy zamkniętym kluczu K , między płytkami ustala się k.r.p.



Rys. 4. Pomiar k.r.p. metodą kondensatorową

Istnienie tej różnicy potencjałów związane jest z istnieniem na płytkach ładunku, którego wielkość zależy od pojemności kondensatora. Po otworzeniu klucza K i oddaleniu jednej z płytek, na skutek zmniejszenia się pojemności kondensatora różnica potencjałów między płytkami będzie się zwiększała, co wykaże elektrometr.

Jeżeli płytka M_1 jest uziemiona przez potencjometr, można na potencjometrze dobrać napięcie dokładnie kompensujące k.r.p. W tym przypadku elektrometr przy oddalaniu od siebie płytek nie będzie wykazywał odchylenia. Pomiar kontaktowej różnicy potencjałów polega na określeniu napięcia, które ją całkowicie kompensuje.

Metoda kondensatorowa w roku 1932 została jeszcze bardziej udoskonalona przez Zisman (Rev. Sci. Instr. 3, 367 (1932)). Zisman

³ W dalszym ciągu na oznaczenie kontaktowej różnicy potencjałów będziemy używać skrótu k.r.p.

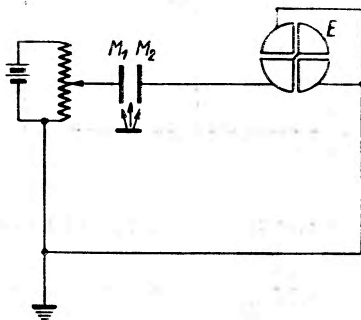
jedną z płytek pobudzał do drgań za pomocą mechanicznego wibratora, co powodowało periodyczne zmiany pojemności kondensatora, a zatem i periodyczne zmiany napięcia przekazywanego następnie na siatkę wejściowej lampy wzmacniacza. W późniejszych pracach wibratory mechaniczne zastąpiono dokładnie zaekranowanymi wibratorami elektrodynamicznymi. Na wyjściu wzmacniacza zastosowano głośnik albo oscylograf.

Metoda kondensatorowa wymaga bardzo dokładnego ekranowania całego urządzenia. Minusem jej jest również to, iż w urządzeniu potrzebne są części ruchome.

Dodatnią cechą tej metody jest możliwość uzyskiwania bezpośredniego odczytu wartości k.r.p., możliwość stosowania tej metody w wysokiej próżni oraz duża dokładność pomiaru (0,001 V).

Metoda jonizacyjna

Płytki sporządzone z badanych metali M_1 i M_2 połączone są z elektrometrem. Powietrze między płytkami zjonizowane za pomocą preparatu radioaktywnego ewentualnie promieni ultrafioletowych (rys. 5).

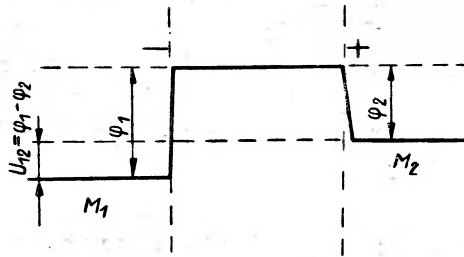


Rys. 5. Pomiar k.r.p. metodą jonizacyjną

Ponieważ na skutek zjonizowania powietrza obszar między płytkami staje się przewodzący i znika istniejący poprzednio w nim spadek potencjału, różnica potencjałów samych płytek zmienia się o wielkość równą k.r.p. Zmianę tę wykazuje elektrometr. Pomiar może być wykonany bezpośrednio, ewentualnie metodą kompensacyjną.

Przy pomiarze k.r.p. metodą jonizacyjną powierzchnie badanych metali zostają połączone ośrodkiem przewodzącym (rozkład potencjału w tym przypadku przedstawia rysunek 6), to też otrzymana wartość k.r.p. ma znak przeciwny w porównaniu z wartościami otrzymanymi innymi metodami. Pomiarzy tą metodą były wykonywane z dokładnością 0,01 V [2].

Jedną z zasadniczych wad tej metody jest niemożliwość stosowania jej w próżni, a więc w warunkach pozwalających uzyskać największą czystość badanych powierzchni⁴.



Rys. 6. Rozkład potencjałów przy pomiarze metodą jonizacyjną

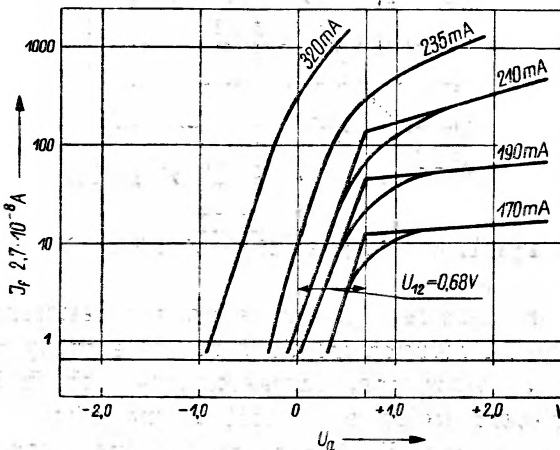
Metoda termoelektryczna

Termoemisja z każdej powierzchni jest ściśle związana z wielkością pracy wyjścia z tej powierzchni, to też zjawisko termoemisji można wykorzystać do pomiarów k.r.p.

Termoelektrycznych metod pomiaru jest kilka. Omówimy dwie z nich: metodę prądu nasycenia oraz metodę przesunięcia charakterystyk.

a) Metoda prądu nasycenia

Metoda prądu nasycenia została zapoczątkowana przez Rothe i Germera [33] i później stosowana m.in. przez Heinze [37] i Dem-



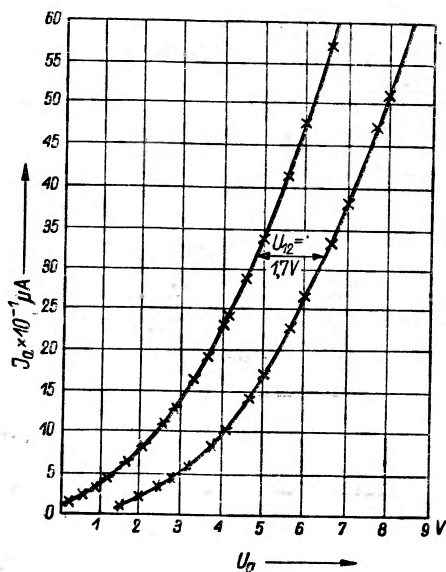
Rys. 7. Pomiar k.r.p. metodą prądu nasycenia

⁴ Prace dotyczące pomiarów k.r.p. tą metodą cytuje Chwolson [21].

skiego [22]; polega ona na pomiarze natężenia prądu emisji w zależności od napięcia przyłożonego między katodą a anodą w warunkach, gdy ładunek przestrzenny praktycznie nie istnieje. Przy wzroście napięcia natężenie prądu wzrasta i natężenie odpowiadające prądowi nasycenia otrzymuje się praktycznie przy napięciu anodowym różnym od zera, mianowicie przy napięciu różniącym się od napięcia zerowego o k.r.p. Metoda prądu nasycenia wymaga sporządzenia szeregu charakterystyk, k.r.p. jest wyznaczana graficznie (rys. 7) i dokładność jej pomiaru nie jest zbyt duża.

b) Metoda przesunięcia charakterystyk

Metoda przesunięcia charakterystyk jest najbardziej wygodna spośród wszystkich termoelektrycznych metod pomiaru i stosowana była w wielu pracach [3, 70, 14, 36, 58]. Metoda ta oparta jest na zdejmowaniu

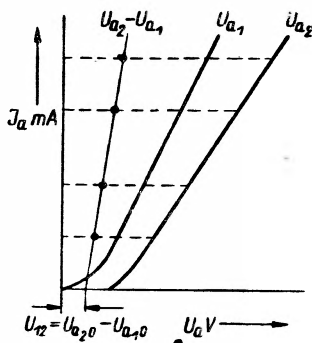


Rys. 8. Metoda przesunięcia charakterystyk

charakterystyk w obszarze wpływu ładunku przestrzennego dla dwu anod sporządzonych z różnych metali. Jeżeli obie anody posiadają identyczne kształty geometryczne, charakterystyki ich będą przesunięte równolegle względem siebie o wartość równą różnicy prac wyjścia z anod, czyli o k.r.p. (rys. 8). W przypadku różnej geometrycznej konstrukcji anod przesunięcie charakterystyk równe jest k.r.p. tylko dla $J_a = 0$ [19].

Toteż zdejmując obie charakterystyki, wartość U_{12} znajdujemy ekstrapolując wartości przesunięć dla różnych prądów do wartości prądu równego zero (rys. 9).

Dokładność pomiaru jest prawie taka sama jak i przy metodzie kondensatorowej.



Rys. 9. Metoda przesunięć przy różnych kształtach elektrod

Ujemną cechą tej metody jest stosowanie w urządzeniu części ruchomych (wymiana anod).

Metoda fotoelektryczna⁵

Fotoelektryczne metody pomiaru k.r.p. [54, 47] różnią się w zasadzie od termoelektrycznych tylko źródłem elektronów, są jednak z tego względu mniej wygodne, ponieważ w większości przypadków wymagają stosowania nadfioletu.

Pośredni pomiar k.r.p. polegający na określaniu pracy wyjścia z badanych przewodników [47, 27] jest również rzadko stosowany.

Najczęściej stosowanymi metodami, ze względu na zalety wymienione w opisie, jest metoda kondensatorowa z drgającą elektrodą, termoelektryczna metoda przesunięcia charakterystyk oraz metoda prądu nasycenia.

Dokładniejszy od podanego wyżej opis metod pomiaru k.r.p. można znaleźć u Carewa [19], Gericke [31], Germana i Wagenera [32].

5. Wyniki pomiarów

Doświadczalne pomiary potwierdziły słuszność wzoru (2) określającego k.r.p. jako różnicę prac wyjścia [34, 26, 37, 36, 5, 3].

⁵ W przypadku półprzewodników wyniki pomiarów k.r.p. otrzymane metodą fotoelektryczną nie pokrywają się z wynikami otrzymanymi innymi metodami ze względu na to, iż w substancjach tych fotoelektryczne prawa wzbudzenia elektronów różnią się od termicznych praw wzbudzenia.

Zależność k.r.p. od temperatury w obwodzie izotermicznym można określić mierząc temperaturową zależność pracy wyjścia. Dla wolframu pomiary wykonali Waterman i Potter [81, 69], Reimann [71] oraz Langmuir [48]. (Otrzymane wartości współczynnika temperaturowego zgadzają się w zasadzie z wartościami otrzymanymi przez Krügera i Stabenowa [45] metodą kalorymetryczną).

Wyniki pomiarów k.r.p. otrzymane przez różnych autorów wykazują często dużą rozbieżność. Jedną z podstawowych przyczyn tej rozbieżności jest trudność otrzymania idealnie czystych powierzchni.

Okazuje się, że nawet nieznaczące ślady obcych substancji na badanej powierzchni, stanowiące tylko ułamek warstwy jednoatomowej, wywierają znaczny wpływ na wielkość k.r.p.

Drugą podstawową przyczyną rozbieżności otrzymywanych wyników jest różna wartość pracy wyjścia elektronów dla różnych krystalicznych powierzchni. Eksperymentalnie wykazano to m.in. dla Ag, Cu [26, 72] oraz W [63]. Różnice są rzędu dziesiątych części eV.

Termiczna obróbka badanych metali wywołuje ich rekrytalizację, wytwarzającą na badanej próbce rozkład poszczególnych powierzchni krystalicznych zależny od sposobu obróbki termicznej. (Struktura powierzchni zależy też od tego, czy prąd przepływający przez badane próbki jest stały czy zmienny [41, 49]).

Bardziej rozbieżne aniżeli dla czystych metali są wyniki pomiarów k.r.p. wykonane dla metali pokrytych monomolekularnymi warstewkami zaabsorbowanych substancji.

Silny wpływ na wartość φ wywiera w tym przypadku niejednorodność pokrycia metalu obcą substancją na skutek różnic w absorpcyjnych właściwościach różnych krystalicznych powierzchni oraz migracji po badanej powierzchni adsorbowanych jonów (istnienie takiej migracji wykazali Müller [61] oraz Benjamin i Jenkins [12]).

Ponieważ pomiary dają zawsze pewną średnią wartość φ , przy czym w zależności od metody pomiaru te średnie wartości mogą być różnie określane [patrz 19 i 32, str. 79], w przypadku dużej niejednorodności powierzchni wyniki pomiarów silniej zależą od stosowanej metody.

Szczególnie różnorodne są wyniki pomiarów k.r.p. w przypadku półprzewodników. Ze względu na specyficzną strukturę półprzewodników nie można w tym przypadku pomijać wpływu temperatury na zmianę pracy wyjścia oraz wytwarzającej się w obwodzie przy różnicy temperatur siły termoelektrycznej⁶.

6. Zastosowanie pomiarów k. r. p.

Pomiary k.r.p. znajdują zastosowanie w różnych dziedzinach badań. Stosowane są do określania pracy wyjścia elektronów, do badania stanów powierzchniowych, do badania zjawiska adsorpcji, dyfuzji i kinetyki różnych chemicznych reakcji, a także w technice przy produkcji przyrządów próżniowych, do analizy przyczyn wad oraz kontroli technologicznych procesów.

Określanie pracy wyjścia metodą k. r. p.

Aby za pomocą k.r.p. określić absolutną wielkość pracy wyjścia z badanej próbki, trzeba wyznaczyć w jakiś inny sposób pracę wyjścia drugiej użytej do pomiaru elektrody. Ze względu na dopuszczalne przy tych pomiarach błędy, pomiar absolutnej wartości φ metodą k.r.p. znajduje uzasadnienie tylko w tych przypadkach, gdy inne metody pomiaru nie mogą dać dość pewnych wyników. Tak więc w przypadku metali pokrytych warstewkami obcych substancji, jak wykazuje analiza wszystkich metod pomiaru φ przeprowadzona przez Germana i Wagenera [32], do pomiaru nadaje się przede wszystkim metoda k.r.p. (metoda kondensatorowa oraz przesunięcia charakterystyk).

Pomiary pracy wyjścia metodą k.r.p. dla czystych metali przeprowadzali Kösters, Oatley, Bosworth i Anderson [65, 64, 44, 15, 3, 6, 7]⁷.

Mayerhoff [58] stosował metodę k.r.p. do określania φ krystalicznych prostowników; otrzymał wartość pracy wyjścia dla krzemu czystego oraz z domieszkami nadającymi mu właściwości przewodnictwa elektronowego i dziurowego. Kontaktową różnicą potencjałów mierzona była praca wyjścia tlenkowych katod w różnych stadiach ich aktywacji oraz tlenków różnych metali [40, 70, 71].

O ile do pomiaru absolutnej wartości φ metoda k.r.p. nie zawsze jest wskazana, do pomiaru względnych prac wyjścia jest bardzo wygodna, to też stosowana jest do określania zmian pracy wyjścia spowodowa-

⁶ Dokładniej pracę wyjścia z półprzewodników z podaniem odpowiedniej literatury omawiają m.in. Carew [19] i German [32].

⁷ Ze względu na trudność otrzymywania czystych powierzchni jest bardzo prawdopodobne, że w większości cytowanych tu prac mierzona była praca wyjścia z tlenków metali.

nych albo zmianą temperatury [np. 71, 69, 53], albo pokryciem badanych próbek warstewkami innych substancji [np. 13, 57, 55, 53].

Badanie zjawiska adsorpcji i kinetyki różnych fizyko-chemicznych procesów metodą k.r.p.

Metody pomiaru k.r.p. okazały się bardzo wygodne do badania zjawiska adsorpcji. Jako przykład można podać pracę Laszenki i Litowczenki dotyczącą kinetyki procesu adsorpcji drobin dipolowych i niedipolowych na germanie [53], badania Andersona i Aleksandra [8] i cytowane już prace [14, 65], poświęcone adsorpcji alkalicznych metali (K i Na), a także tlenu i wodoru na wolfranie i platynie. (Autorzy ci zbadali także kinetykę tworzenia się i niszczenia tych warstewek pod wpływem ogrzewania i bombardowania jonami). Można tu także zaliczyć liczne prace poświęcone aktywacji i dezaktywacji tlenkowych katod, pozwalające poznać kinetykę tych procesów (patrz np. prace Gorelika [35] i Wichszinskiego [82]). Badania procesu aktywacji pozwalają poza tym zapoznać się z przebiegiem dyfuzji w ciałach stałych.

Metoda k.r.p. była również stosowana do badania zależności katalitycznych właściwości substancji od stanu jej powierzchni [np. 51]. Ponadto stosowano ją do badania monomolekularnych warstewek rozpuszczonych na powierzchni cieczy [patrz np. 78].

Badanie stanów powierzchniowych metodą k.r.p.

Elektronika powierzchni wpływa w sposób zasadniczy na przebieg takich zjawisk, jak adsorpcja, kataliza, prostowanie na stykach, funkcjonowanie takich urządzeń, jak fotoelementy i detektory kryształowe — to też badanie stanów powierzchniowych jest jednym z ważniejszych zagadnień współczesnej fizyki.

Powierzniowe stany elektronowe mogą być wykryte dzięki temu, że zapelniający je ładunek wytwarza pole, które prowadzi do zjawisk dających się obserwować i mierzyć. Najbardziej czułą metodą wykrywania zmian ładunku powierzchniowego (jak podkreślają Łaszka i Laszenko [55]) jest właśnie pomiar zmian k.r.p.⁸

Metodą k.r.p. były przede wszystkim badane powierzchniowe elektronowe właściwości germanu [53, 83] — substancji odgrywającej zasadniczą rolę w pracy wielu półprzewodnikowych przyrządów.

⁸ Wpływ ładunku powierzchniowego na pracę wyjścia pierwszy rozpatrzył Morgulis [60] w roku 1946.

W połączeniu z teorią równoczesne pomiary pracy wyjścia oraz przewodnictwa właściwego cienkich próbek pozwoliły określić gęstość stanów powierzchniowych, zmiany tej gęstości oraz wysokość potencjału powierzchniowego [53], pomiary k.r.p. i szybkości rekombinacji powierzchniowej dały możliwość określenia ilości i rodzaju powierzchniowych centrów rekombinacji oraz ich rozkładu energetycznego [83, str. 237].

Metodę k.r.p. do przebadania powierzchni szeregu półprzewodników z jonową siatką stosowali m.in. Łaszkarew, Laszenko i Stiepkko [50, 51, 53, 54].

Zastosowanie badań k.r.p. w technice

Zagadnienie wpływu k.r.p. na parametry i charakterystyki przyrządów próżniowych omawiane jest w artykułach Bowiego, Adama i Finemanna⁹ oraz monograficznej pracy Carewa [19]. Okazuje się, że wpływ k.r.p. można pominąć tylko w lampach z czysto metalowymi elektrodami oraz w większości lamp z katodami z torowanego wolframu. W lampach elektrometrycznych k.r.p. może być rzędu napięcia pracy lampy. Szczególnie duże zmiany k.r.p. obserwowane są w przypadku katod tlenkowych. Czas użytkowania tych lamp ograniczony jest nie tyle emisją katody, ile bardzo znaczną zmianą k.r.p. (maksymalna możliwa zmiana wynosi 3,5 V!).

Carew w swojej pracy omawia m. in. technologiczne sposoby otrzymywania żądanych wielkości k.r.p. oraz sposoby jej stabilizacji.

Zakończenie .

W porównaniu z eksperymentalnym sposobem określania wielu stałych fizycznych większość metod pomiaru k.r.p. jest stosunkowo prosta, to też pomiary tej wielkości znalazły, jak widać, szerokie zastosowanie w różnych dziedzinach badań.

Omawiane w powyższym artykule zagadnienia wydają się w chwili obecnej tym bardziej aktualne, iż w kilku ośrodkach w Polsce, niezależnie od siebie, czynione są przygotowania do pomiarów k.r.p. w celu badania stanów powierzchniowych półprzewodników oraz zjawiska adsorpcji.

Literatura

1. M. Andauer, *Handbuch der Experimentalphysik* t. XII, cz. II, str. 305, 1933.
2. A. Anderson i H. N. Morrison, *Phil. Mag.* 24, 302 (1912).
3. P. A. Anderson, *Phys. Rev.* 47, 958 (1935).

⁹ Patrz: literatura do pracy Carewa [19].

4. P. A. Anderson, *Phys. Rev.* **49**, 320 (1936).
5. P. A. Anderson, *Phys. Rev.* **54**, 753 (1938).
6. P. A. Anderson, *Phys. Rev.* **57**, 122 (1940).
7. P. A. Anderson, *Phys. Rev.* **59**, 1034 (1941).
8. J. R. Anderson i A. E. Alexander, *Australian J. of Chem.* **6**, 109 (1953).
9. S. S. Ballard, E. P. Slack i E. Hausmann, *Phys. Princ.* **401** (1954).
10. J. Bardeen, *Phys. Rev.* **71**, 717 (1947).
11. J. A. Becker i W. H. Brattain, *Phys. Rev.* **45**, 694 (1934).
12. M. Benjamin i R. O. Jenkins, *Proc. Roy. Soc. A* **176**, 262 i 965 (1940).
13. R. C. L. Bosworth, *Proc. Roy. Soc. A* **162**, 32 (1937).
14. R. C. L. Bosworth i E. K. Rideal, *Proc. Roy. Soc. A* **162**, 1 (1937).
15. R. C. L. Bosworth, *Transactions of the Faraday Society* **35**, 397 (1939).
16. J. J. Brady i V. P. Jacobsmeyer, *Phys. Rev.* **49**, 670 (1936).
17. L. A. Du Bridge i W. W. Roehr, *Phys. Rev.* **39**, 99 (1932).
18. A. B. Cardwell, *Phys. Rev.* **47**, 628 (1935).
19. B. M. Carew, *Kontaktная raznost' potencjałow*, 1955.
20. A. Chalmers, *Phil. Mag.* **33**, 416 (1942).
21. O. D. Chwolson, *Kurs fizyki t. IV*, 1923.
22. A. Demski, *Phys. Zeit.* **30**, 291 (1929).
23. Ch. A. Domenicali, *Rev. of Mod. Phys.* **26**, 237 (1954).
24. P. H. Dowling, *Phys. Rev.* **31**, 244 (1928).
25. C. Eckart, *Zeit. f. Phys.* **47**, 38 (1928).
26. H. E. Farnsworth i R. P. Winch, *Phys. Rev.* **58**, 812 (1940).
27. R. H. Fowler, *Phys. Rev.* **38**, 45 (1931).
28. R. H. Fowler i E. M. Guggenheim, *Statistical Thermodynamics*, 1952.
29. J. Frenkel, *Wwiedienije w teoriju metallow*, 1953.
30. S. Frisz i A. Timoriewa, *Kurs obszczej fiziki t. II*, str. 194, 1949.
31. H. Gericke, *Phys. Zeit.* **37**, 327 (1936).
32. G. German i S. Wagener, *Oksydnyj katod*, 1949.
33. L. H. Germer, *Phys. Rev.* **25**, 795 (1925).
34. N. Glasoe, *Phys. Rev.* **38**, 1490 (1931).
35. B. W. Gorelik, *Żurnał tiechn. fiz.* **15**, 549 (1945).
36. B. Gysae i S. Wagener, *Zeit. f. Phys.* **110**, 145 (1938).
37. W. Heinze, *Zeit. f. Phys.* **109**, 459 (1938).
38. C. Herring, *Phys. Rev.* **59**, 889 (1941).
39. C. Herring, *Rev. of Mod. Phys.* **21**, 185 (1949).
40. H. Jacobs, *Phys. Rev.* **69**, 692 (1946).
41. R. P. Johnson, *Phys. Rev.* **54**, 459 (1938).
42. A. F. Joffe, *Półprzewodniki w fizyce współczesnej*, 1956.
43. K. H. Kingdon, *Phys. Rev.* **24**, 510 (1924).
44. H. Kösters, *Zeit. f. Phys.* **66**, 807 (1930).
45. F. Krüger i G. Stabenow, *Annal. der Phys.* **22**, 713 (1935).
46. H. Kürzke i J. Rottgardt, *Zeit. f. Phys.* **100**, 718 (1936).
47. J. M. Kuznir, E. A. Wajnrub i W. P. Gonczarow, *Żurnał tiechn. fiz.* **9**, 2044 (1939).
48. D. B. Langmuir, *Phys. Rev.* **49**, 428 (1926).
49. J. B. Langmuir, *Phys. Rev.* **61**, 739 (1942).
50. W. J. Laszenko i J. J. Stiepkó, *Izw. Ak. N. SSSR seria fiz.* **16**, 211 (1952).
51. W. J. Laszenko i J. J. Stiepkó, *Żurn. Fiz. Chim.* **29**, 401 (1955).
52. W. J. Laszenko i J. J. Stiepkó, *Żurn. Fiz. Chim.* **31**, 1825 (1957).

53. W. J. Laszenko i W. G. Litowczenko, *Žurn. tiechn. fiz.* **28**, 447 i 454 (1958).
54. P. Lukirsky i S. Priležajew, *Zeit. f. Phys.* **49**, 236 (1928).
55. W. E. Łaszkarzew i W. J. Laszenko, *Sbornik poswiaszczonnyj 70-letiju Akad. A.F. Joffe*, 1950.
56. W. Meissner i M. Kohler, *Handbuch der Experimentalphysik* XI, t. II, 272, 1935.
57. W. E. Meyerhof i P. H. Miller, *Rev. Sci. Instr.* **17**, 15 (1946).
58. W. E. Meyerhof, *Phys. Rev.* **71**, 727 (1947).
59. G. Mönch, *Zeit. f. Phys.* **65**, 233 (1930).
60. N. D. Morgulis, *Žurn. eksp. i teoriet. fiz.* **16**, 959 (1946).
61. E. W. Müller, *Zeit. f. Phys.* **120**, 270 (1943).
62. Müller i Pouillet, *Lehrbuch der Physik* t. IV cz. IV str. 209, 1934.
63. M. Nichols, *Phys. Rev.* **57**, 297 (1940).
64. C. W. Oatley, *Proc. Roy. Soc. A* **155**, 218 (1936).
65. C. W. Oatley, *Proc. Phys. Soc.* **51**, 318 (1939).
66. J. Osiński, *Fizyka* t. II, 1806.
67. H.D. Papaleksi (red.), *Kurs fiziki* t. II str. 109, 1947.
68. *Problemy fiziki poluprowodnikow* — zbiór artykułów pod red. W. Ł. Boncz-Brujewicza, 1957.
69. J. G. Potter, *Phys. Rev.* **58**, 623 (1940).
70. A. L. Reimann, *Phil. Mag.* **20**, 594 (1935).
71. A. L. Reimann, *Proc. Roy. Soc. A* **163**, 499 (1937).
72. B. A. Rose, *Phys. Rev.* **44**, 585 (1933).
73. S. Rosenfeld i W. H. Hoskins, *Rev. Sci. Inst.* **16**, 343 (1945).
74. W. Schottky, *Annal. der Phys.* **44**, 1011 (1914).
75. A. Sommerfeld, *Zeit. f. Phys.* **47**, 1 (1928).
76. A. Sommerfeld i H. A. Bethe, *Handbuch der Phys.* t. XXIV cz. II str. 333, 1933.
77. L. Sosnowski, *Postępy Fizyki* **4**, 53 (1953).
78. G. Ströhrmann, *Annal. der Phys.* **18**, 81 (1956).
79. M. Subotowicz, *Postępy Fizyki* **5**, 182 (1954).
80. E. A. Sztrauf, *Elektriczestwo i magnietizm*, str. 225, 1950.
81. A. T. Waterman i J. G. Potter, *Americ. Phys. Soc.* **51**, 63 (1937).

Seminarium ze związków dyspersyjnych

Dubna, 15—17 czerwiec 1959

Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych zorganizował w czerwcu trzydniowe seminarium naukowe poświęcone zagadnieniu związków dyspersyjnych w teorii pola. W seminarium tym brało udział, poza pracownikami Instytutu, około pięćdziesięciu fizyków i matematyków radzieckich z Moskwy, Leningradu i Kijowa. Obecni byli między innymi profesorowie N. N. Bogolubow, W. B. Bieresteccki, J. A. Smorodinski oraz matematycy profesorowie M. G. Krejn i B. M. Lewitan. Z innych krajów, członków Z.I.B.J. przybyło tylko troje fizyków z Polski i Bułgarii.

Posiedzenia zagał prof. N. N. Bogolubow; przedstawiono następnie dwadzieścia referatów z prac oryginalnych. Dotyczyły one dwóch grup tematycznych, a mianowicie związków dyspersyjnych i zagadnienia odwrotnego w mechanice kwantowej. Zreferowano też kilka prac o tematyce pokrewnej. Pierwszy temat został potraktowany najobszerniej. Wiele referatów dotyczyło matematycznych podstaw związków dyspersyjnych, np. warunków przedłużania analitycznego funkcji, i miało charakter drobnych przyczynków. Do ciekawszych należałoby zaliczyć pracę Sołowjowa dotyczącą fotoprodukcji pionów, w której dzięki znalezieniu ścisłych rozwiązań równania całkowitego otrzymano dane, które dużo lepiej niż dotychczasowe zgadzają się z doświadczeniem, oraz referat o związkach dyspersyjnych dla rozpadów cząstek. Wydaje się, że zbyt mało prac dotyczyło badania związków dyspersyjnych dla realnych procesów i ich weryfikacji doświadczalnej. Zagadnienie odwrotne przedstawione było w kilku referatach głównie przez matematyków. Polega ono na znajdowaniu potencjału przy znanych amplitudach rozproszenia. Najżywszą dyskusję wzbudził referat Fadiejewa, z którego wynika, że sferycznosymetryczny potencjał jest całkowicie określony przez przesunięcia fazowe dla fali S .

Godnym podkreślenia jest wzmiankowany już udział w konferencji grupy matematyków. Jest on wyrazem istniejącej w Związku Radzieckim efektywnej współpracy fizyków z matematykami. Ci ostatni rozwiązują problemy matematyczne, które wyłaniają się często przy badaniu związków dyspersyjnych lub zagadnienia odwrotnego, orientując się równocześnie, jak wynikało z dyskusji, bardzo dobrze w zagadnieniach fizycznych. Okazuje się, że współpraca taka może być korzystna dla obu stron. W czasie seminarium prof. Krejn dziękował fizykom za stawiane przez nich problemy. Rozwiązanie ich, jak twierdził prof. Krejn, pomogło do rozwinięcia innych działów matematyki nie mających bezpośredniego związku z fizyką.

Posiedzenia odbywały się w sali wykładowej nowego gmachu Instytutu Teoretycznego w Dubnej. Gmach ten oddany do użytku w tym roku jest bardzo obszerny i nowoczesnie urządzone. Zawiera około stu jedno- i dwuosobowych pokoiumeblowanych estetycznymi czeskimimi meblami.

Z. Białynicka

J. A. Margolin i N. P. Rumiancew — Podstawy techniki podczerwieni, MON, Warszawa 1957, str. 280, cena zł 34 (tłum. z rosyjskiego).

Ukazanie się książki *Podstawy techniki podczerwieni* ucieszyło, z pewnością, wszystkich tych, którzy zaczęli interesować się podczerwoną częścią widma promieniowania i wiadomości czerpali dotąd z luźnych prac i artykułów, rozrzuconych po licznych czasopiśmie i to najczęściej nie w języku polskim.

Dawał się odczuć wyraźny brak wiadomości o promieniowaniu podczerwoną zebranych w jakąś monografię, pozwalającą poznać interesujące zagadnienie przy mniejszym nakładzie czasu. Tę właśnie lukę wypełnili częściowo Margolin i Rumiancew. Książeczka ich zawiera sporo usystematyzowanego materiału podanego w formie podręcznikowo-encyklopedycznej i podzielona jest na trzy-nastę oddzielnych rozdziałów.

Pierwsze trzy rozdziały zawierają podane w skrócie podstawowe wiadomości z dziedziny promieniowania, jak pojęcia i określenia dotyczące energii promieniowania, wielkości i jednostki energetyczne i świetlne oraz prawa promieniowania cieplnego. W czwartym rozdziale omówione są liczne źródła promieniowania podczerwonego wraz z ich charakterystykami w postaci wykresów, tablic i schematów. Rozdziały od piątego do dziewiątego poświęcone są różnego rodzaju detektorom promieniowania, jak fotoelementy, luminofory, przetworniki elektronooptyczne, termoelementy, bolometry i termistory. Oprócz charakterystyk wykresowych i tablicowych oraz schematów zostały krótko opisane technologiczne sposoby produkcji wielu detektorów, co posiada duże znaczenie praktyczne.

Elektronika wzmacniania słabych prądów detektorowych omówiona jest w rozdziale X. Filtrami dla promieni podczerwonych poświęcono rozdział XI, w którym podano wzory na pochłanianie promieni przez substancje wraz z ich wyprowadzeniem i interpretacją fizyczną oraz opisy produkcji filtrów, a także ich charakterystyki w postaci wykresów i jednej tablicy. Podstawowe prawa optyki geometrycznej z podaniem, a miejscami i wyprowadzeniem najprostszymi wzorów dla cienkich soczewek i zwierciadeł oraz dla ich układów zawarte są w rozdziale XII. Ostatni, trzynasty rozdział poświęcono problemowi pochłaniania promieni podczerwonych przez gazy wchodzące w skład atmosfery ziemskiej oraz przez mgły.

Książeczka zawiera 48 tablic i 234 wykresów i rysunków, co podnosi bardzo jej użyteczność. W niewielkiej objętości mieści się sporo materiału, który siłą faktu musiał być ujęty lakonicznie i spełnia rolę raczej pewnego rodzaju przewodnika. Ze względu na to, że książeczka wydana została przez MON, a więc dla praktyków wojskowych, pogodzić się trzeba z faktem, że zawiera sporo materiału znajdującego się w każdym podręczniku optyki i elektroniki, co z punktu widzenia fizyka wydawałoby się stratą miejsca na niekorzystną wiadomości mniej dostępnych. Mimo to z dużym pożytkiem może być wykorzystana przez młodych fizyków, którzy chcą stosować promienie podczerwone jako narzędzie badań naukowych.

Jan Kotarski

Nowy członek PAN

Polska Akademia Nauk wybrała na Członka-Korespondenta Dr Mariana Mięsowicza.

Dr Marian Mięsowicz, znany ze swoich prac w dziedzinie promieniowania kosmicznego, a w szczególności oddziaływań międzycząstkowych najwyższych energii, jest profesorem Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie i kierownikiem krakowskiego oddziału VI Zakładu Instytutu Badań Jądrowych.

Jubileusz Prof. Klemensiewicza

W dniu 6 czerwca r.b. odbyła się w Auli Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Śląskiej w Gliwicach uroczystość odnowienia doktoratu Prof. Dr Zygmunta Klemensiewicza z okazji pięćdziesiątej rocznicy jego promocji.

Prof. Dr Zygmunt Klemensiewicz, obecnie nestor fizyków polskich, pracował przez wiele lat na Politechnice Lwowskiej. W okresie II wojny światowej przebywał w Wielkiej Brytanii, skąd powrócił przed parą laty do kraju, aby objąć kierownictwo katedry fizyki Wydziału Mechaniczno-Energetycznego Politechniki Śląskiej.

Osiemdziesięciolecie Otto Hahna

Prof. O. Hahn, laureat nagrody Nobla, prezydent Towarzystwa im. Maxa Plancka w Getyndze, otrzymał z okazji ukończenia osiemdziesiątego roku życia szereg zaszczytnych odznaczeń.

Towarzystwo im. Maxa Plancka nadało mu złoty medal Harnacka, władze rejonu Berlina — medal Reutera, a Niemiecka Akademia Nauk w Berlinie — medal Helmholtza. Od wydziału lekarskiego Uniwersytetu w Getyndze otrzymał Prof. O. Hahn doktorat *honoris causa*. Miasta Getynga i Frankfurt nad Menem ofiarowały mu obywatelstwo honorowe.

Rząd francuski mianował go oficerem orderu Legii Honorowej.

Heisenberg w Monachium

Uniwersytet w Monachium powołał Prof. Wernera Heisenberga na Profesora Honorowego Fizyki Teoretycznej.

Ustąpienie Libby'ego z AEC

Z dniem 30 czerwca r.b. Prof. Willard F. Libby zrezygnował ze stanowiska członka Komisji Energii Atomowej Stanów Zjednoczonych. Libby, który był jedynym fizykiem w składzie Komisji, powraca do pracy naukowej.

Międzynarodowe Kollokwium Spektroskopii

VIII Międzynarodowe Kollokwium Spektroskopii odbyło się w dniach 14—19 września. Tematem Kollokwium były: spektroskopia emisyjna, widma fluorescencji, spektrometria mas. Szczegółowy program obejmował następujące działy: widma płomieni, widma łukowe, widma iskrowe, spektroskopia próżniowa, widma promieni X i widma β .

Włoski ośrodek badań jądrowych

Prezydent Republiki Włoskiej Prof. Gronchi dokonał w kwietniu r.b. otwarcia ośrodka badań jądrowych Ispra położonego nad Lago Maggiore. W ośrodku znajduje się reaktor przeznaczony do celów badawczych.

Konferencja akceleratorowa

Pod patronatem Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej odbędzie się w Genewie w dniach 21—25 września konferencja na temat akceleratorów wysokiej energii i ich wyposażenia instrumentalnego.

Eksperyment „Argus”

Majowy zeszyt popularnego czasopisma amerykańskiego *Scientific American* przynosi interesujące informacje o doświadczeniach przeprowadzonych w lecie ubiegłego roku na południowym Atlantyku, którym nadano konwencjonalną nazwę *Argus*.

W dniu 27 sierpnia wystrzelono z *U.S.S. Norton Sound* trójstopniową raketę niosącą małą bombę jądrową. Wybuch bomby nastąpił na wysokości około 480 km. Dwa dalsze podobne wybuchy bomb wywołano w taki sam sposób 30 sierpnia i 6 września.

Wśród produktów wybuchów była znaczna liczba elektronów wysokiej energii, które znalazłszy się w obszarze niemal próżni zaczęły się poruszać torami spiralnymi około linii sił ziemskiego pola magnetycznego. Część elektronów trafiła do nieco niższych warstw, gdzie oddziaływając z gazami atmosfery wywołała pojawienie się jednej zorzy na południe od *U.S.S. Norton Sound* i drugiej w odległości 15 000 km na Atlantyku północnym. Inne elektrony utrzymały się na dużej wysokości oscylując między półkulą północną i południową. Z czasem przesuwają się

ku wschodowi, tworząc sztuczny pas dookoła Ziemi.

Warstwa elektronowa wytworzona w eksperymencie *Argus* była zupełnie podobna do niedawno odkrytych dwóch naturalnych warstw cząstek jonizujących otaczających Ziemię.

Zewnętrzny naturalny pas cząstek istniejący na wysokości około 16 000 km zawiera przeważnie cząstki stosunkowo niskiej energii. Wyniki uzyskane przy pomocy rakiety *Pioneer IV* wskazują, że cząstki te najprawdopodobniej pochodzą ze Słońca. Zagadką natomiast pozostaje pochodzenie pasa wewnętrznego na wysokości około 3 000 km, w którym przeważają cząstki wysokiej energii. Thomas Gold z Obserwatorium Harvard przypuszcza, że cząstki tworzące pas wewnętrzny przeniknęły z pasa zewnętrznego. Według poglądu N. C. Christofilosa z Uniwersytetu Kalifornijskiego, który pierwszy wystąpił z projektem eksperymentu *Argus*, cząstki pasa wewnętrznego pojawiają się skutkiem działania wysokoenergetycznego promieniowania kosmicznego. W wyniku reakcji jądrowych wywoływanych przez promieniowanie kosmiczne w górnych warstwach atmosfery wyzwalane są neutrony, które częściowo biegną wwyż i podlegając naturalnemu rozpadowi wytwarzają pas protonów i elektronów. Na konferencji prasowej w Waszyngtonie Christofilos wyraził opinię, że wyniki eksperymentu *Argus* przemawiają na korzyść jego poglądu. Grubość sztucznej warstwy elektronowej wytworzonej w eksperymencie *Argus* wynosiła około 150 km i utrzymywała się bez większych zmian przez szereg tygodni. Taka stabilność czyni trudnym do przyjęcia przypuszczenie o przepływie cząstek z pasa zewnętrznego do wewnętrznego.

Zastępca Sekretarza Obrony Donald A. Quarles zapowiedział, że przynajmniej część wyników eksperymentu *Argus* będzie opublikowana. W istocie

Stany Zjednoczone mają obowiązek w myśl układu o Międzynarodowym Roku Geofizycznym opublikowania do 1 września wyników uzyskanych przy pomocy sztucznych satelitów. Znaczna część wartościowych informacji otrzymanych w eksperymencie *Argus* pochodzi ze sztucznego satelity *Explorer IV*.

Skutki prób broni termojądrowych

Wspólna Komisja do spraw energii atomowej obu izb Kongresu Stanów Zjednoczonych przesłuchała szereg ekspertów w sprawie wzrostu zawartości produktów rozszczepienia jądrowego w atmosferze ziemskiej w wyniku doświadczeń z bronią termojądrową. Ogólna opinia była zgodna co do tego, że kontynuowanie prób w tempie takim, jak w ciągu ubiegłego pięcioletnia, doprowadziłoby ostatecznie do zagrożenia zdrowiu publicznemu w skali światowej.

Według Generalnego Komitetu Doradczego Komisji Energii Atomowej Stanów Zjednoczonych (AEC) dotychczasowe wybuchy o łącznej energii równoważnej 65 megatonom TNT wprowadziły do atmosfery ilość produktów rozszczepienia równoważną około 45 kg strontu 90. Zwiększenie dawki promieniowania otrzymywanej przez człowieka w ciągu całego życia ocenia Generalny Komitet Doradczy na przeciętnie 5% w stosunku do łącznej dawki pochodzącej z innych źródeł.

Przed przesłuchaniami w Komisji Kongresu ukazało się oświadczenie Narodowego Komitetu Ochrony Radiologicznej, który wypowiada się przeciwko przypisywaniu istotnego niebezpieczeństwa zwiększaniu zawartości strontu 90 w kościach i wyraża pogląd, że podwojenie tej zawartości nie byłoby jeszcze szkodliwe dla zdrowia. W artykule ogłoszonym w czasopiśmie *Minnesota Chemist* pracujący w Uniwer-

sytecie Minnesota biochemik W. O. Caster zwraca uwagę, że ocena dopuszczalnej zawartości strontu 90 niesłusznie przyjmuje założenie równomiernego rozkładu w całym szkielecie. Szwedzcy badacze wykazali, że w szkielecie występują lokalne „gorące punkty”, około których koncentracja strontu 90 może osiągać wartość 60 razy większą niż średnia całego szkieletu. Z tego względu W. O. Caster uważa, że poziom 180 jednostek strontowych, uznany za bezpieczny przez Komisję Energii Atomowej, jest w istocie za wysoki, gdyż zwiększa dwu- albo trzykrotnie prawdopodobieństwo leukemii.

Odżywianie a grawitacja

Życie w obszarze wolnym od pola ciężenia było dotychczas tematem poruszonym głównie w powieściach fantastycznych, w związku jednak z możliwością podróży raketowych na znaczne odległości od Ziemi uznano za właściwe przeprowadzenie doświadczeń dotyczących sposobów odżywiania w układzie inercyjnym.

Julian E. Ward, Willard R. Hawkins i Herbert Stallings ze Szkoły Medycyny Lotniczej USAF dokonali prób na 25 ochotnikach przy pomocy myśliwca odrzutowego w „locie parabolicznym”, kiedy siła odśrodkowa wywołana krzywizną toru kompensuje siłę ciężenia.

Sprawozdanie z tych prób ogłoszone w *Journal of Aviation Medicine* stwierdza, że w omawianych warunkach picie z naczyń otwartych nie jest praktycznie możliwe ani wprost, ani przez słomkę. Nawet ostrożne podniesienie szklanki powoduje wyrzucenie zawartej w niej cieczy w twarz pijącego. Przy użyciu słomki pęcherzyki powietrza pozostawały zawieszane w nieważkiej cieczy i pijący połykał więcej powietrza niż wody. Jedynie przy pomocy baloników z tworzyw plastycz-

nych, z których płynne lub półpłynne pokarmy mogły być wyciskane do ust, osiągnięto zadowalające wyniki.

Ochotnicy uczestniczący w próbach nie mieli trudności w polykaniu wody i pokarmów półpłynnych. Natomiast produkty stałe wykazywały skłonność do przesuwania się ku górze w kierunku przewodów nosowych zamiast opaść do żołądka.

Tragiczny wypadek w Los Alamos

W *Nucleonics* ukazało się sprawozdanie komisji powołanej do przeprowadzenia dochodzenia w sprawie wypadku, jaki miał miejsce w Los Alamos w dniu 30 grudnia ubiegłego roku.

Technik zajęty obróbką chemiczną roztworów plutonu postanowił połączyć dwie próbki, aby skrócić czas potrzebny na dokonywane czynności. Zagląając przez wziernik do zbiornika zawierającego 3,37 kg plutonu włączył mechaniczne mieszadło. Po krótkiej chwili dał się słyszeć przytłumiony huk i pojawił się niebieski błysk promieniowania Czerenkowa, świadczący o zachodzącym rozszczepieniu jądrowym. Dwaj inni pracownicy pobiegli z pomocą technikowi, który zaczął uciekać od zbiornika wołając, że „się pali”, sądził bowiem, że uległ poparzeniu kwasem. Nie zdając sobie sprawy z tego, co zaszło, koledzy zanieśli ofiarę wypadku pod natrysk wodny, przy czym przebiegli w pobliżu promieniącego zbiornika z plutonem. Było to gorzej niż bezcelowe, bo sami otrzymali poważne dawki promieniowania, a stan technika, który spowodował wypadek, był od razu beznadziejny. Słaby wybuch nie rozerwał wprawdzie zbiornika, ale 10^{17} rozszczepień wywołało promieniowanie o takim natężeniu, że otrzymana dawka wyniosła około 12 000 rentgenów, to jest 20 razy

więcej niż dawka uważana za śmiertelną. Po 15 minutach technik stracił przytomność, a po 36 godzinach zmarł. Dwaj jego towarzysze, którzy otrzymali stosunkowo małe dawki promieniowania, nie odczuli poważniejszych skutków wypadku.

W związku z realizacją planów w dziedzinie energii jądrowej w Stanach Zjednoczonych jest to trzeci wypadek śmierci na skutek promieniowania. Dwa poprzednie — jeden w r. 1945, a drugi w r. 1946 — miały również miejsce w Los Alamos.

Elementy paliwowe Rolls-Royce

Sławna angielska firma produkująca samochody i silniki samolotowe Rolls-Royce podjąć ma wytwarzanie elementów paliwowych do reaktorów przeznaczonych do napędu okrętów podwodnych. Dotychczas jedynie Zarząd Energii Atomowej Zjednoczonego Królestwa (UKAEA) był uprawniony do wytwarzania i dostarczania paliw jądrowych. Rolls-Royce ma otrzymać materiał od UKAEA, a elementy paliwowe będą stanowiły własność admiralacji.

Premier złożył w Izbie Gmin oświadczenie w przedmiocie projektu ustawy o instalacjach jądrowych. Ustawa określać ma tryb udzielania licencji prywatnym firmom na wytwarzanie paliwa jądrowego oraz sposoby utrzymania odpowiedniej kontroli.

Otwarcie elektrowni jądrowej Chapel Cross

Lord-Namiesтник hrabstwa Dumfriesshire Sir John Crabbe, O.B.E., M.C., T.D. dokonał otwarcia w dniu 2 maja r. b. nowej brytyjskiej centrali elektrycznej z napędem jądrowym wybudowanej w miejscowości Chapel Cross. Po otwarciu nastąpiło odsłonięcie tablicy pamiątkowej.

Reaktor amerykański dla Japonii

Obok kontraktu na budowę reaktora energetycznego o mocy 150 MW zawartego z brytyjską firmą General Electric został zawarty przez Japoński Instytut Badań Energii Jądrowej kontrakt z International General Electric Co. New York na budowę siłowni jądrowej o mocy 12,5 MW w miejscowości Tokai-Mura. Instalacja ma stanowić źródło energii elektrycznej, a również służyć do celów badawczych. Będzie ona budowana w Stanach Zjednoczonych przez General Electric Co. przy współpracy firmy architektonicznej Ebasco Services Inc. Niektóre części wykonane będą w Japonii przez subkontraktorów, m.in. Nippon Atomic Industries Group, Hitachi Ltd. i Mitsui Bussan Kaisha Ltd.

Brytyjski okręt podwodny z napędem jądrowym

Admiralicja Brytyjska otrzymała wstępne studia techniczne opracowane przez firmy zainteresowane w budowie instalacji napędowej H.M.S. *Dreadnought* — pierwszego brytyjskiego jądrowego okrętu podwodnego. Firma Babcock & Wilcox złożyła studium oparte na koncepcji reaktora chłodzonego wodą pod ciśnieniem (PWR).

Filip, książę Edynburski, dokonał w dniu 12 czerwca uroczystego położenia kila H.M.S. *Dreadnought* w stoczni Barrow.

Program jądrowy NRF

Komitet Ekspertów do spraw ekonomicznych, finansowych i społecznych niemieckiej Komisji Energii Atomowej omówił i zatwierdził program przedłożony przez Związkowe Ministerstwo do Spraw Atomowych. Program przewiduje:

1. Opracowanie i budowę przez przemysł niemiecki pięciu róż-

nych typów reaktorów energetycznych o łącznej mocy elektrycznej 500 MW do r. 1965/6.

2. Budowę w krótkim czasie dwóch instalacji energetycznych według projektów zagranicznych.
3. Budowę dwóch instalacji reaktorowych do napędu okrętów handlowych.
4. Rozwój przemysłu zdolnego do zaspokojenia potrzeb w zakresie urządzenia i wyposażenia obiektów przewidzianych w ogólnoniemieckim programie energii jądrowej.

Rząd Związkowy zobowiązał się udzielić prywatnym elektrowniom jądrowym subwencji w wysokości do 100.000.000 DM na reaktor na pokrycie strat wynikających z różnicy kosztu produkcji energii elektrycznej między elektrownią jądrową a elektrownią konwencjonalną.

Złocony reaktor

W Los Alamos prowadzone są badania nad zagadnieniem możliwości zbudowania reaktora, w którym paliwo, moderator i chłodziwo byłyby połączone w postaci jednorodnego roztworu. Pierwszy eksperymentalny reaktor tego typu (LAPRE I), zawierający roztwór wzbogaconego fosforanu uranu w kwasie fosforowym, musiano zlikwidować w r. 1957 ze względu na żrące działanie roztworu. Obecnie wydaje się, że problem korozji uda się rozwiązać przez pokrycie wnętrza zbiornika reaktora i wymiennika ciepła warstwą złota.

Złocenie nie jest jedyną oryginalną cechą reaktora LAPRE II. Odnacza on się również tym, że obieg roztworu odbywa się dzięki prądom konwekcyjnym bez zastosowania pomp. Równowaga cieplna reaktora ma się utrzymywać niemal samoczynnie, gdyż przy wzroście temperatury rozszerzalność cieplna powoduje zwiększenie średniej

odległości między atomami uranu i przez to obniża reaktywność. Odwrotnie, oddawanie ciepła w wymienniku, zimnej wodzie wywołuje niewielkie zwiększenie gęstości roztworu, co z kolei podwyższa reaktywność aż do osiągnięcia stanu równowagi.

Badania jądrowe w Turcji

Pierwszy ośrodek badań jądrowych w Turcji ma być zbudowany w pobliżu Stambułu przez American Machine & Foundry Co. Budowa, której koszt wyniesie 3 miliony dolarów, ma być ukończona do r. 1961.

Ośrodek będzie wyposażony w reaktor badawczy typu basenowego o mocy 1 MW.

Dwumilowy *lineac*

Uniwersytet Stanford w Kalifornii ubiega się o zezwolenie na budowę akceleratora liniowego, któryby pozwolił uzyskiwać cząstki o energii 45 GeV. Do korzystania z tego akceleratora byłiby uprawnieni wszyscy fizycy amerykańscy.

Całe urządzenie ma się mieścić w dwóch równoległych tunelach, każdy długości około 3,2 km, przykrytych warstwą 11 metrów ziemi.

Koszt budowy ocenia się na 100 milionów dolarów, do czego doszłoby 18 milionów dolarów na konieczne studia i badania związane z realizacją projektu. Koszty operacyjne przewidyje się w wysokości 15 milionów dolarów rocznie. Budowa, która ma być finansowana przez Komisję Energii Atomowej, trwałaby sześć lat.

Uczni radzieccy na Sympozjum Fuzji Termonuklearnej

W kwietniu r.b. odbyło się w Londynie sympozjum poświęcone zagadnieniom fuzji termonuklearnej, zorganizowane przez British Institution of

Electrical Engineers. W sympozjum wzięli udział fizycy radzieccy, m.in. B. Konstantinow, I. N. Goławin, E. N. Dobrokotow i A. M. Stoliow.

Amerykański Instytut Fizyki

Na zebraniu, które odbyło się 4 kwietnia r.b. w New Yorku, przewodniczącym Zarządu Amerykańskiego Instytutu Fizyki został wybrany na miejsce ustępującego Prof. F. Seitz'a (University of Illinois) Prof. Ralph A. Sawyer (University of Michigan).

Prof. Sawyer jest dziekanem Szkoły Studiów Podyplomowych im. Horace H. Rackhama w Uniwersytecie Michigan. W latach 1955—1957 był przewodniczącym Amerykańskiego Towarzystwa Optycznego. W organizacji doświadczeń z bombami atomowymi w rejonie Bikini w r. 1946 uczestniczył jako dyrektor techniczny.

Uspiechi Fizycznych Nauk w przekładzie

Amerykański Instytut Fizyki przy współpracy Narodowej Fundacji Naukowej podejmuje wydawanie w przekładzie angielskim radzieckiego czasopisma *Uspiechi Fizycznych Nauk*. Redaktorem przekładu będzie Prof. G. Adashko (City College of New York).

Każdy numer wydawnictwa zawierać będzie przekłady z dwóch zeszytów *Uspiechów*. Poszczególne numery ukazywać się będą w odstępach dwumiesięcznych. Pierwszy zawierać będzie przekład artykułów z zeszytów wrześniowego i październikowego r. 1958.

Reaktor Izraelski

Pod koniec roku bieżącego ma zacząć działać pierwszy na terytorium Izraela reaktor jądrowy. Będzie on zainstalowany w miejscowości Riszon Le Cijon.

W początkowym okresie moc reaktora wynosić będzie 1 MW, a później ma być podniesiona do 5 MW. Reaktor służyć ma przede wszystkim celom badawczym i szkoleniowym.

Starożytna maszyna do liczenia

W r. 1901 w pobliżu wysepki Antycytera na Morzu Egejskim poławiacze gąbek natrafili na wrak starożytnego statku z ładunkiem bronzowych i marmurowych posągów. Między odnalezionymi zabytkami znajdował się również mocno zniszczony przez korozję przedmiot z brązu, który wraz z posągami został wzięty do Greckiego Muzeum Narodowego.

Badając wspomniany przedmiot archeologowie stwierdzili, że pochodzi on z I wieku przed Nar. Chr. i że zawiera mnóstwo trybów z brązu. Udało się odcyfrować na nim napisy w języku

greckim, zawierające terminy astronomiczne.

Ubiegłego lata specjalista historii instrumentów naukowych z Cambridge (obecnie w Instytucie Zaawansowanych Studiów w Princeton N. J.) Derek J. de Solla Price przeprowadził ponowne badanie starożytnej maszyny i doszedł do przekonania, że był to przyrząd do mechanicznego obliczania, jakiego dnia i o której godzinie następować będą wydarzenia astronomiczne, jak np. wschodzenie określonych gwiazd, fazy Księżyca, zaćmienia Słońca, ruchy planet itp. Mechanizm składa się z wielkiej liczby kółek zębatach i trzech skomplikowanych tarcz, na których odczytywano wyniki.

Maszyna stanowi dowód, że poziom techniczny w dziedzinie konstrukcji precyzyjnych instrumentów był w starożytności znacznie wyższy niż dotychczas sądzono.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. koresp. PAN
Wiceprzewodniczący
Prof. dr LUDWIK NATANSON
Sekretarz
Doc. WANDA HANUSOWA
Skarbnik
Z-ca prof. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ
Członek Zarządu
Prof. dr JERZY RAYSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI
Gliwice — Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI
Kraków — Doc. dr JERZY JANIK
Lublin — Doc. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr EDMUND KARASKIEWICZ
Szczecin — Prof. mgr inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI
Toruń — Prof. dr JERZY RAYSKI
Warszawa — Prof. dr JÓZEF ROLIŃSKI
Wrocław — Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

ADRES ZARZĄDU: WARSZAWA, ul. HOŻA 69



TREŚĆ

W. Dziewulski — Wspomnienie o prof. dr Józefie Patkowskim	497
J. Smorodinski — Współczesny stan teorii rozpadu β . I	503
E. Igras — Zwierniadlana mikroskopia elektronowa	541
J. Skierczyńska — Różnica potencjałów Volty i różnica potencjałów Galwaniego	569
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Seminarium ze związków dyspersyjnych, Dubna (Z. Białynicka) . .	587
RECENZJE	
J. A. Margolin i N. P. Rumiancew — Podstawy techniki podczerwieni (J. Kotarski)	588
KRONIKA	589

ERRATA

- J. Żylicz, Tom X, z. 4, str. 435, artykuł pt.: „*Badania elektronów wewnętrznej konwersji*“. Str. 436, trzeci i czwarty wiersz od dołu, punkt 3 powinien brzmieć: „Szybkość liczenia podzielona przez

$$E \left[1 + \frac{1}{1 + \frac{E}{511}} \right]$$

(E — energia kinetyczna elektronów wyrażona w keV) w funkcji E , tzn. rozkład energetyczny“.

- J. Smorodinski, Tom X, z. 5, str. 503, artykuł pt.: „*Współczesny stan teorii rozpadu β* “
cz. I.

We wzorze (5.14) przed drugim członem ma być znak minus, który pojawia się ze względu na komutację γ_5 z γ_4 wchodzącymi w funkcję $\bar{\psi}$

Wzór (5.15) zamiast: $T\gamma_5 T^{-1} = \gamma_5^T$, ma być: $T\gamma_5 T^{-1} = -\gamma_5^T$

Wzór (5.16) zamiast: $C\gamma_5 C^{-1} = -\gamma_5^T$ ma być: $C\gamma_5 C^{-1} = \gamma_5^T$

- J. Smorodinski, Tom X, z. 6, str. 599, artykuł pt.: „*Współczesny stan teorii rozpadu β* “
cz. II.

We wzorach: (8.23), (8.26) i (8.29) przed nawiasem powinien być współczynnik 2.

We wzorze (11.8) zamiast: 1,400, ma być: 1,410.