

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XIX

ZESZYT 3

1968

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

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

KATEDRA FIZYKI
Uniwersytet
BIBLIOTEKA
Lublin, ul. Nowotki Nr 8

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XIX, ZESZYT 3

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

1968

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2114+136 egz.	Rękopis dostarczono 19. III. 1968 r.
Ark. wyd. 7,0 ark. druk. 6.	Podpisano do druku 6. VI. 1968 r.
Pap. druk. sat. 80 g. kl. III. 70×100	Druk ukończono w czerwcu 1968 r.
Zamówienie 247/68	Cena zł 15.— L-14

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Adam Heller *

Akcja laserowa w cieczach**

Laser Action in Liquids

Zredukowanie bezradiacyjnej relaksacji doprowadziło do nowych laserów cieczowych, co najmniej tak wydajnych, jak impulsowe lasery krystaliczne i lasery gazowe.

Badania w zakresie laserów cieczowych oscylowały, jak i wiele innych dziedzin nauki, pomiędzy okresami aktywności i zastoju. W okresie bezpośrednio następującym po opublikowaniu pierwszych prac sugerujących możliwość wzmocnienia światła przez stymulowaną emisję [1], poszukiwania materiałów na lasery cieczowe były co najmniej tak energiczne, jak materiałów na lasery z ciał stałych i gazów.

Jednakże w odróżnieniu od zakresu ciał stałych i gazów, badania nad cieczami nie dostarczyły aktywnych materiałów. To początkowe niepowodzenie spowodowało przerwanie prac nad cieczami przez większość przemysłowych i uczelnianych laboratoriów, oraz doprowadziło do koncentracji nad systemami gazowymi i nad ciałami stałymi, w zakresie których w ciągu ostatnich lat dokonano ogromnego postępu.

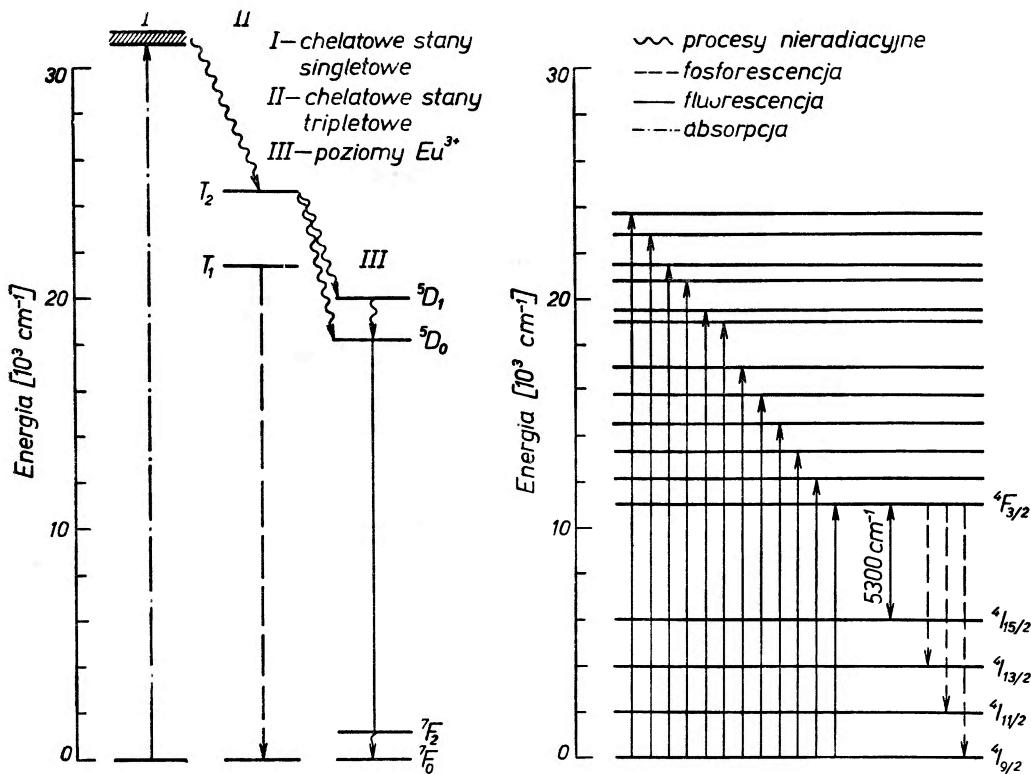
W tym samym czasie rozprzestrzenił się w środowisku naukowym powszechnie przyjęty pogląd, że osiągnięcie ciekłych laserów jest mało prawdopodobne, ponieważ zmiana współczynnika załamania w cieczach wprowadza ciepłe straty rozproszeniowe błysków pobudzających światła, co najmniej jeden lub nawet dwa rzędy wielkości większe aniżeli w ciałach stałych. Jednakże, jak wszyscy wiemy, prawa natury nie zawsze ulegają naszym opiniom i w roku 1963 Lempicki i Samelson [2] donieśli o pierwszym laserze cieczowym, w którym użyto jako materiału aktywnego, emitującego czerwone światło, organicznego chelatu trójwartościowego europu rozpuszczonego w rozpuszczalniku organicznym (chelatek jest to związek o zamkniętej strukturze uformowanej z jonu metalicznego i dwu ujemnie naładowanych lub nienałado-

* Adam Heller prowadzi dział fotochemii w General Telephone and Electronics Labs (USA).

** Tłumaczenie artykułu, który ukazał się w *Physics Today*, 20, 34 (1967), dokonane za zgodą Wydawcy.

wanych grup tej samej drobiny). Mimo iż wyczuwało się, że bardzo lepki w temperaturze pracy 77°K materiał pierwszego lasera był w rzeczywistości raczej rodzajem szkła niż cieczą, późniejsze prace wykazały, że akcja laserowa nie jest ograniczona do niskich temperatur lub do lepkich cieczy.

Działanie owego chelatowego lasera ożywiło zainteresowanie cieczami i spowodowało rozkwit badań nad chelatami ziem rzadkich. Epoka chelatu osiągnęła



Rys. 1. Schematy poziomów energetycznych laserów ciekowych: z chelatem europowym (z lewej) i lasera jonowego neodymowego (z prawej). Optyczne procesy pompowania w obu laserach są odmienne. W pierwszym laserze molekula chelatu jest pobudzona do stanu singletowego i przechodzi relaksacyjnie w najniższy stan tripletowy. Wtedy jest wzbudzany jon europu przez międzymolekularne przenoszenie energii z tripletowego stanu. Neodym jest pompowany bezpośrednio do wyższych poziomów przez pobudzenie jonowe, po którym następuje relaksacja na poziom niestabilny ${}^4F_{3/2}$

swój szczyt chyba w 1964 roku, kiedy to zaproponowano acetonitryl jako rozpuszczalnik [3], przebadano następnie spektroskopowo chelaty [4] i zrealizowano akcję laserową w pokojowej temperaturze [5]. Mimo tego jednak laser chelatowy nigdy nie pracował tak wydajnie jak najlepsze lasery gazowe lub lasery oparte na materiałach stałych.

Progi działania lasera pozostawały blisko górnych granic strumieni świetlnych otrzymywanych z lamp błyskowych, a moc wyjściowa i energia były niezadowalająco niskie. Analiza tej niskiej wydajności wykazała istnienie

silnej absorpcji w chelatach ograniczającej głębokość przenikania promieniowania pompującego do kilku mikrometrów. Taki laser uznano za nieprzydatny [6] z powodu małej aktywnej objętości i związanej z tym małej całkowitej liczby jonów biorących udział w stymulowanej emisji. Po zdaniu sobie sprawy z wewnętrznych ograniczeń chelatów badania prawie stanęły w miejscu. Spomiędzy grona nielicznych optymistów, którzy pozostali przy dziedzinie laserów chelatowych, Schimitchek odniósł sukces ulepszając aktywne chelaty i co ważniejsze wykazał, że cyrkulacja cieczy nie przeszkadza działaniu laserowemu [7]. Niedawno doniesiono w literaturze [8] o działaniu laserowym w roztworach innego jonu ziem rzadkich, terbu, emitującego w zieleni.

W 1966 roku Sorokin i Lankard opublikowali laser cieczowy organiczny, niechelatowy [9]. Wykazali oni, że pogląd, którego słuszność specjaliści pracujący w tej dziedzinie podejrzewali, mianowicie, że jest rzeczą możliwą osiągnąć emisję stymulowaną w organicznych molekułach pobudzonych do, i emitujących z singletowych stanów. Jedną z głównych trudności wytworzenia organicznych singletowych laserów jest to, że wzbudzone molekuly mają tendencje do przechodzenia na długożyciowe, metastabilne, tripletowe stany, które działają nie tylko jako odbiorniki wzbudzonych molekuł (przez usuwanie ich z cyklu wzbudzenia i emisji), lecz mogą również dawać przejścia, w których emisja fluorescencyjna jest reabsorbowana. Ponieważ to przechodzenie jest na ogół dość szybkie, chcąc osiągnąć akcję laserową powinno się mieć źródła pompowania o dużym natężeniu i wystarczająco krótkim czasie narastania. Ażebym spełnić wymagania pompowania, używano do wzbudzania rubinowych laserów o niskim Q [2], [9], [11—13]. Początkowo materiałami aktywnymi były roztwory barwików cjanowych. Niedawno, w serii niezależnych eksperymentów, używano drugiej harmonicznej gigantycznego impulsu rubinowego 347,2 nm jako źródła pompującego i uzyskano akcję laserową w całym zakresie 400—700 nm widzialnego widma wodnych i alkoholowych roztworów znanych barwików fluorescencyjnych [14—16]. Postępując jeszcze jeden krok dalej Sorokin również odniósł sukces używając specjalnej lampy błyskowej [17], posiadającej skrajnie duże natężenie i wystarczająco szybki czas narastania dla pompowania fluorescencyjnych roztworów barwików i dla uzyskania akcji laserowej w kilku z nich [16].

Chociaż powyższe sukcesy z chelatowymi i singletowymi laserami wykazały, że jest rzeczą możliwą osiągnięcie akcji laserowej w cieczach, pozorna niższość cieczy jako pierwotnych materiałów laserowych pozostała nierozwiązanym problemem; w wewnętrznej naturze stanu ciekłego nie ujawnił się żaden czynnik ograniczający. Argument o nadmiernej zmianie współczynnika załamania z temperaturą był nie do przyjęcia, ponieważ znanych było szereg cieczy, w których zmiany są mniejsze aniżeli w ciałach stałych, np.: współczynnik załamania wody wykazuje małą zmianę z temperaturą przy 4° C; ponadto woda ma dobre własności optyczne i dużą pojemność cieplną. Również poszerzenie linii spektralnych w cieczach (pokrewnych ciałom stałym, krystalicznym) nie mogło wytłumaczyć niższej wydajności cieczy: podobne posze-

rzenie w szklach pozwoliło nam osiągnąć akcję laserową w pewnej liczbie materiałów [18]. Ponieważ nie mieliśmy pod ręką żadnego oczywistego wytłumaczenia, zapoczątkowaliśmy badania nad znalezieniem przyczyn niskiej wydajności cieczy. Badania te, o których teraz będzie mowa, doprowadziły w rzeczywistości do zrozumienia przyczyn i do zaprojektowania nowego lasera cieczowego, który jest co najmniej równoważny pod względem wydajności laserom impulsowym krystalicznym lub szklanym.

Bezradiacyjna relaksacja

Pierwszy ważny klucz do zagadki niskiej wydajności cieczy pojawił się wtedy, gdy odkryliśmy, że wydajność kwantowa luminescencji trójwartościowego neodymu, jonu o najlepszej wydajności w ciałach stałych, obniża się 10^5 razy w roztworach wodnych [19]. Z wydajności tej wynika szybkość wygaszania rzędu 10^8 sec^{-1} . Oczywiście, tak duża szybkość dekompletowania poziomu luminescencyjnego wykluczała możliwość powstania wystarczającej populacji umożliwiającej stymulowaną emisję w wodzie. Stało się rzeczą jasną, że klucz do wytwarzania lepszych laserów cieczowych leży w badaniach procesu bezradiacyjnej relaksacji. Badania, które podjęliśmy, nagrodziły nas nie tylko nowymi laserami cieczowymi, lecz także zrozumieniem procesów, w których światło jest zamieniane na ciepło lub energię chemiczną. Niezależnie od tego jak zajmującymi wydają się dzisiaj lasery, ostatnia nagroda jest ważniejsza, ponieważ zamiana światła na ciepło i energię chemiczną wpływa na nasze codzienne życie w sposób zasadniczy. Zrozumienie tych procesów zaprowadzi nas na etapy ważniejsze aniżeli lasery.

Jest rzeczą dziwną, że procesy zamiany były niewiele badane przed rokiem 1960. W roku tym Hudehinson i Magnum donieśli o zmniejszonej szybkości relaksacji bezradiacyjnej z metastabilnego stanu naftalenu, po zastąpieniu w molekułach atomów wodoru deuterem [20]. Efekt ten poprawnie objaśniono jako powstały z niższych energii wibracyjnych wiązań deuterowych (pokrewnych do wiązań wodorowych); wyższe energie wibracyjne są lepszymi akceptorami dla energii elektronu wzbudzonej molekuly. Od czasu eksperymentu Hudehinsona i Magnuma na naftalenie, bardzo ogólna natura ich spostrzeżeń była zademonstrowana na przykładzie benzenu [21], jonów ziem rzadkich [21], [22], jonu metalu przejściowego chromu [24] i jonu aktywnego uranylowego [25]. We wszystkich tych doświadczeniach podstawienie deuteru zamiast wodoru spowalniało szybkość bezradiacyjnej relaksacji i w ten sposób powodowało wzrost czasów życia luminescencji i wydajności kwantowych luminescencji.

Patrząc z perspektywy czasu, silna zależność szybkości bezradiacyjnej relaksacji od energii wibracji akceptora nie wydaje się nieoczekiwana, ponieważ teoria perturbacji mówi nam, że im lepiej zestroimy energię dawaną przez donor z energią przyjmowaną przez akceptor, tym większa staje się szybkość prze-

kazywania energii. Przez zwiększanie energii drgań nieodzownie ulepszamy pokrywanie się energii wibracyjnej (albo jej wyższych harmonicznych) z wyższymi przejściami elektronowymi, elektronowo pobudzonych próbek. Za pomocą tego prostego pomysłu z warunkiem pokrywania się, możemy przewidzieć, że dla systemu o podobnych radiacyjnych czasach życia wydajności kwantowe są wysokie wtedy, gdy energie przejść elektronowych pomiędzy poziomami wzbudzonym i podstawowym są znacznie wyższe od energii najwyższych drgań w systemie i że wydajności kwantowe są niskie, gdy energie te są sobie bliskie.

Ta ogólna tendencja może być łatwo zaobserwowana, kiedy przeglądamy ogromną liczbę systemów organicznych cieczy luminescencyjnych, w większości których energie drgań (powstałe przez wyprostowanie wiązań C-H, O-H i N-H) są sobie podobne. Systemy o dużej wydajności kwantowej posiadają na ogół krótkie czasy życia i emitują w ultrafiolecie i niebieskim obszarze. Niewiele z nich posiada długie czasy życia i luminescencję w czerwieni lub podczerwieni. Podobnie w nieorganicznych związkach wysokie kwantowe wydajności luminescencji są obserwowane albo w systemach z dużymi odstępami pomiędzy poziomem metastabilnym i górnym poziomem podstawowego multipletu lub w systemach wolnych od drgań wysokiej energii.

W ten sposób więc Gd^{3+} w roztworze wodnym przy odstępie $32\ 000\text{ cm}^{-1}$ jest nieznacznie wygaszany przez drganie 3600 cm^{-1} , podczas gdy Nd^{3+} , w którym odległość wynosi tylko 5300 cm^{-1} , ma w wodzie wydajność kwantową około 10^{-5} [19].

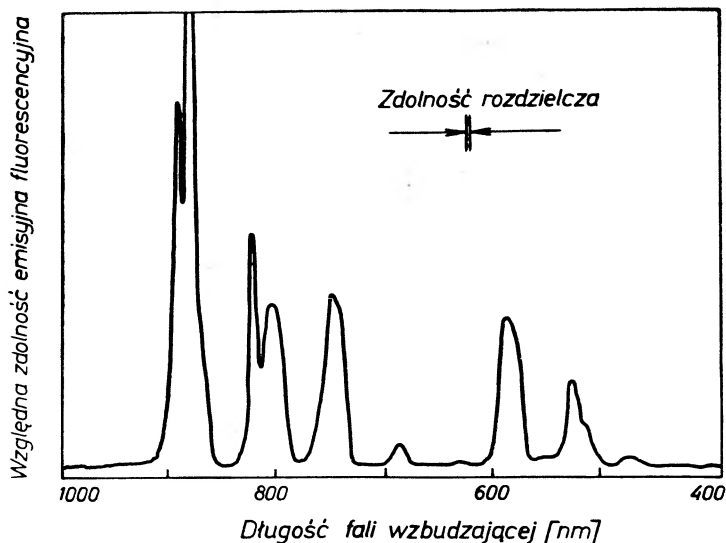
Kiedy okazało się, że bezradiacyjne relaksacje zachodzą przez przekazywanie energii elektronowej drganiom o wysokiej energii, pokusiliśmy się o sprecyzowanie mechanizmu przekazywania. Energia elektronowa może być przekazywana drganiom poszczególnych molekuł albo drganiom pojedynczej molekuly albo jednemu drganiu pojedynczej molekuly. Dwie pierwsze możliwości są zgodne z regułami wyboru oscylatora harmonicznego ponieważ zezwalają one każdemu drganiu na wykonanie przejścia z jednego stanu kwantowego jedynie do następnego wyższego stanu. Jednakże przekazywanie energii kilku drganiom wymaga podziału kwantu energii donora na kilka mniejszych kwantów, co jest równoważne przyjęciu założenia o istnieniu szeregu stanów wirtualnych w donorze, przy czym każdy ze stanów oddaje swoją energię innemu drganiu. Trzecia możliwość przekazywania energii jednemu drganiu podstawowemu molekuly wymaga jedynie nieharmoniczności drgania akceptującego; mechanizm ten może pozwalać na zachodzenie przejść do innych poziomów niekoniecznie sąsiednich i dlatego może pozwalać na przyjmowanie większych energii.

Ażeby znaleźć mechanizm przekazywania, określiliśmy zależność szybkości bezradiacyjnej relaksacji grupy jonów w roztworach ciężkowodnych od koncentracji wodoru.

Roztwory te są jedyne w swoim rodzaju, ponieważ posiadają wiązania OH i OD chemicznie identyczne, lecz wibracyjnie różne. Znaleźliśmy, że szybkości wzrastają w ściśle liniowy sposób z koncentracją wiązań OH, ustalając,

że poszczególne wiązania OH działają jako akceptory. Nie znaleźliśmy jakiegoś współdziałania między różnymi grupami OH i cała energia elektronowa każdego wzbudzonego jonu była przekazywana drganiom jednego wiązania OH jednej drobiny wody. Wiązania OH podlegają przeskokom aż o pięć poziomów wibracyjnych, „grzejąc“ w ten sposób wiązanie do temperatur wibracyjnych osiągalnych w warunkach równowagi tylko powyżej 20 000° K [26].

Fakt, że bezradiacyjna relaksacja zależy od nieharmoniczności drgań, tłumaczy spadek wydajności kwantowych luminescencji przy wzroście temperatur: studnie potencjału najlepiej przybliżają się do harmonicznych w swoich najgłębszych częściach i stają się coraz bardziej nieharmonicznymi przy wyższych energiach. Im wyższa temperatura, tym więcej wibracyjnie wzbudzonych



Rys. 2. Szerokie pasma są typowe dla pompowania optycznego niestabilnego poziomu luminescencyjnego neodymu w tlenochloroku selenu

molekuł. Im więcej wibracyjnie wzbudzonych molekuł, tym większa populacja molekuł z bardziej nieharmonicznymi drganiami i tym większa jest szybkość przekazywania energii drganiom przyjmującym duże pakiety energii, to jest, wykonującym przeskoki o $\Delta\nu > 1$.

Większość cieczy spotykanych w laboratorium zawiera wodór i dlatego posiada rozciągające się drgania o znacznie wyższej energii od najwyższych energii wibracyjnych, w wielu pospolitych wolnych od wodoru nieorganicznych kryształach i szklach.

Fakt ten tłumaczy dlaczego, pomimo początkowo dużego wysiłku skierowanego na ciekłe lasery, pierwsza runda wyścigu po dużą moc i duże energie laserów została wygrana przez ciała stałe. Ciecze były podwójnie zdystansowane z powodu swoich energii wibracyjnych, które nie tylko indukowały bezradiacyjne relaksacje, lecz także czyniły je nieprzezroczystymi w bliskiej podczerwieni, gdzie emituje wiele jonów laserowo czynnych.

Ażeby ominąć te niepożądane własności, poszukiwaliśmy rozpuszczalników, które nie mają lekkich atomów i wynikających z tego drgań wysokiej energii. Liczba tych rozpuszczalników jest dość znaczna. Ponieważ rozpuszczalnik musi także posiadać wysoką stałą dielektryczną, dla rozpuszczania związków jonowych wybraliśmy tlenochlorek selenu. Rozpuszczalnik ten posiada wystarczająco dużą stałą dielektryczną dla rozpuszczania ziem rzadkich przy koncentracjach wymaganych w laserach. Najwyższa energia drgań tego rozpuszczalnika wynosi tylko 955 cm^{-1} , wartość mała w porównaniu z wartością 5300 cm^{-1} będącą minimalną możliwą stratą energii w deekscytacji trójwartościowego neodymu.

Z powodu niedostatecznego pokrywania się przejść wibracyjnych i elektronowych, bezradiacyjna relaksacja jest nieznaczna i jon luminezuje w tym rozpuszczalniku bardziej intensywnie nie tylko w laserach szklanych z wtroceniami neodymu, lecz także w wielu krystalicznych laserach. W rezultacie roztwory także wykazują pożądane charakterystyki laserowe, porównywalne korzystnie z charakterystykami lepszych laserów z ciałem stałym.

Nowe lasery cieczowe

W rezultacie naszych badań bezradiacyjnej relaksacji powstały dwa typy systemów laserów cieczowych. Oba używają trójwartościowego neodymu jako jonu aktywnego, lecz różnią się bardzo chemicznym składem. W pierwszym mamy nieorganiczny roztwór, w którym rozpuszczono sole jonowe neodymu [27]. W drugim kompleks molekularny neodymu jest rozpuszczony w rozpuszczalniku organicznym [28].

Neorganiczne lasery cieczowe zawierają neodym, tlenochlorek selenu i albo czterochlorek cyny, albo pięciochlorek antymonu.

Jak już to przedtem przedyskutowaliśmy, używamy tlenochloru selenu, ponieważ istnieje potrzeba stosowania rozpuszczalnika nie posiadającego wysoko energetycznych drgań własnych, to jest utworzonego z względnie ciężkich jonów. Choć kilka rozpuszczalników spełnia te wymagania, tlenochlorek selenu dodatkowo posiada wysoką stałą dielektryczną i jest przezroczysty w obszarze spektralnym $400\text{--}3000 \text{ nm}$ pokrywającym pasma wzbudzenia i emisji kilku potencjalnych laserowo czynnych jonów.

Po dodaniu drugiego rozpuszczalnika składowego albo czterochloru cyny, albo pięciochloru antymonu, ciecz staje się mocnym kwasem, w którym roztwarzalność jonów ziem rzadkich znacznie wzrasta.

Jednakże zwiększona kwasowość jest tylko częścią funkcji dodanych chlorów; zapobiegają one silnemu samowygazaniu w roztworach trójwartościowego neodymu.

Wykazano, że takie samowygazanie zdarza się wtedy, gdy jony neodymu znajdują się wystarczająco blisko siebie (mechanizm tego wygaszania składa się z równoczesnej deekscytacji jonu wzbudzonego z poziomu metastabilnego

na wyższy poziom multipletu podstawowego i wzbudzenia drugiego jonu, początkowo znajdującego się w stanie podstawowym, na wyższy poziom multipletu podstawowego [29]. W cieczach, gdzie ma miejsce dyfuzja, samowygazanie jest znacznie bardziej szkodliwe aniżeli w ciałach stałych. Ażeby zapobiec takiemu wygaszaniu, wymagane są warunki chemiczne, w których każdy jon jest otoczony przez powłokę molekuł tlenochlorku selenu (powłoka solwatacyjna).

Przy pełnej solwatacji, dwa jony nie mogą się zbliżyć do siebie na odległość mniejszą od 1,5 nm, odległość ta jest zbyt wielka na to, aby mogło zajść samowygazanie lub polimeryzacja prowadząca do wytrącenia się ciała stałego.

Ażeby zapewnić kompletne solwatacyjne powłoki, musi się wykluczyć z systemu chemicznego aniony, które jako małe posiadają dużą gęstość ładunku, lub aniony, które silniej koordynują z kationami ziem rzadkich i wypierają molekułę tlenochlorku selenu z powłoki solwatacyjnej. Takie aniony, jeśli są obecne, przyciągają drugi jon neodymu zbliżając go na odległość wygaszania do pierwszego jonu. Co więcej, obecność tych anionów może wywołać wytrącenie przez polimeryzację. Przy dużych niekoordynujących jonach jak SnCl_6^- lub SbCl_6^- (aniony uformowane przy dodawaniu czterochlorku cyny lub pięciochlorku antymonu do roztworów tlenochlorku selenu) powłoki solwatacyjne pozostają kompletne i samowygazanie jest praktycznie wyeliminowane.

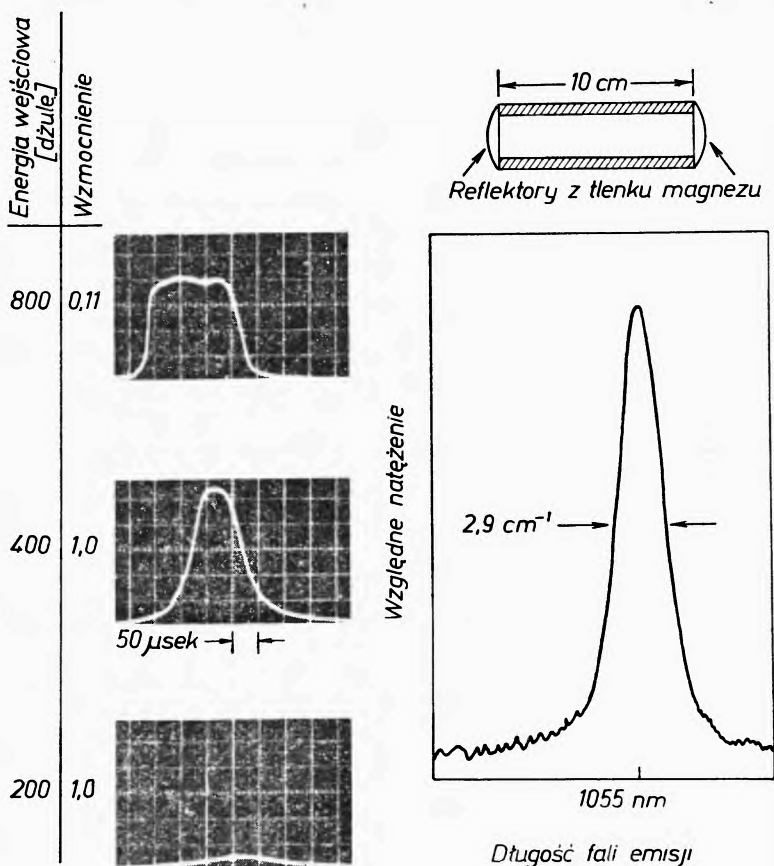
Takie duże aniony, które zapewniają kompletne powłoki solwatacyjne, zmniejszają nie tylko prawdopodobieństwo samowygazania, lecz także prawdopodobieństwo przekazywania energii pomiędzy różnymi roztworzonymi jonami ziem rzadkich. Kiedy przekazywanie energii jest pożądane, obecność małych koordynujących anionów, takich jak anion chlorku, jest dobroczynna; anion zastępuje molekułę rozpuszczalnika w powłoce solwatacyjnej i przyciąga inne kationy wewnątrz promienia czynnego na przekazywanie energii. Odległość pomiędzy dwoma jonami ziem rzadkich połączonych mostkiem jonu chlorkowego jest teraz mniejsza od 0,5 nm.

Projekt drugiego typu lasera cieczowego, także opartego na zabezpieczeniu się przed bezradiacyjnymi relaksacjami, nie polegał na całkowitej eliminacji drgań wysokiej energii z systemu, opierał się on na wykluczeniu jakiegokolwiek drgania tego typu z bezpośredniej bliskości jonu neodymu laserowo czynnego i na spadku szybkości bezradiacyjnej relaksacji z odległością pomiędzy jonem i najbliższym rozciągającym się wiązaniem z wysoką energią drgania. Jon aktywny był wcielony do kompleksu molekularnego, w którym był ekranowany dla uniknięcia samowygazania. Rozpuszczalnik tak został dobrany, że jeśli solwatacja miała miejsce, drgania wysokiej energii rozpuszczalnika były tak daleko od aktywnego jonu, jak to tylko możliwe. W eksperymencie laserowym został wytworzony specjalny związek przez dodanie fenantroliny do pięciofluoropropionianu neodymu, a rozpuszczalnikiem był nasycony deuterem dwumetylosulfotlenek. Chociaż laserowo aktywna molekuła ma osiem wysokiej energii węglo-wodorowych rozciągających się drgań ($\sim 3000 \text{ cm}^{-1}$), żadne z nich nie jest w bezpośredniej bliskości jonu ziem rzadkich.

Wydajności kwantowe luminescencji neodymu są wyższe w pierwszym dyskutowanym nieorganicznym (tlenochlorek selenu) systemie, z którego drgania wysokiej energii są kompletnie wykluczone. W ten sposób nieorganiczne ciecze mają wyższą wydajność chociaż akcję laserową w pokojowych temperaturach uzyskuje się również w organicznych cieczach. Dlatego dalsza dyskusja będzie ograniczona do charakterystyk tych pierwszych.

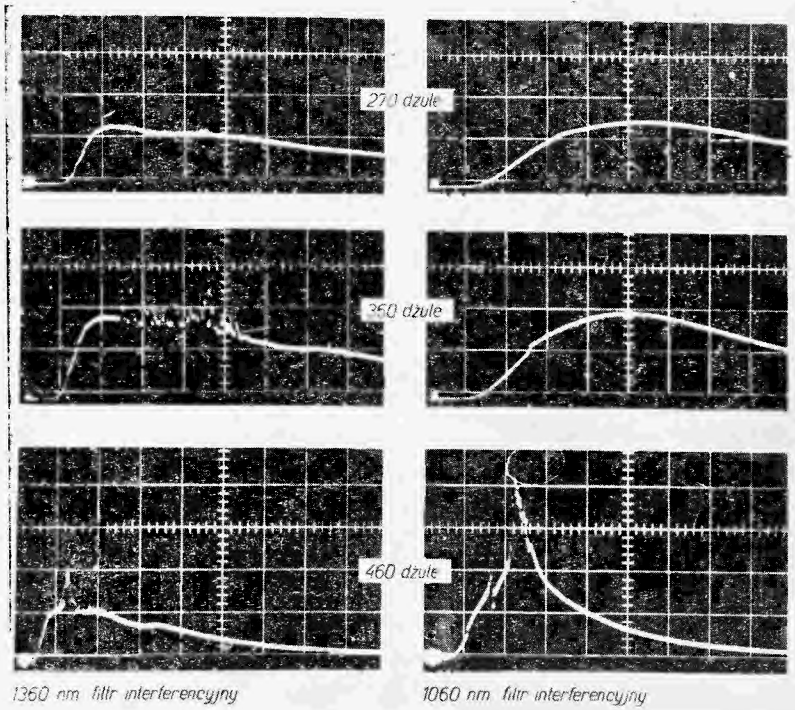
Wydajność

Wzmocnienie w nieorganicznych laserach cieczowych jest duże. Szacuje się przekrój czynny na emisję stymulowania na 5×10^{-20} cm²/jon. Ten przekrój czynny nie jest znacznie wyższy od przekroju dla szkieł [30], jednakże wynikają



Rys. 3. Podczas emisji stymulowanej, emisja jonowego neodymowego lasera cieczowego spada — szerokość linii spontanicznej maleje od wartości 180 cm⁻¹ do 2,9 cm⁻¹. Komórka o wspólnym ognisku, z pokryciem MgO jako reflektorem-rozpraszaczem i z matowymi ściankami, zapewnia to, że szerokość laserowej linii emisyjnej nie będzie określona przez węższe selektywnie wybierane drgania wnekowe. (Zmatowanie ścianki zapobiega rozchodzeniu się drgań przez całkowite wewnętrzne odbicie na powierzchni podziału cieczy — kwarc.) Spadek emisji do jednej linii wskazuje na to, że jony neodymu w cieczy zajmują domeny nierozróżnialne pomiędzy sobą. Ciecz nie wykazuje tutaj drgań relaksacyjnych („spiking“)

z niego większe wzmocnienia. W szklach i pewnych kryształach jony mogą zajmować różne domeny, absorbując i emitując w różnych długościach fal. Kiedy wzbudzone zostaje ciało stałe, energia rozdzielona jest pomiędzy różne grupy jonów. Każda grupa laseruje niezależnie, chyba że laser działa na skrajnie wysokich poziomach mocy. Z przyczyn wyjaśnionych w następnym odcinku, jony w cieczy są nierozróżnialne jeden od drugiego, i w odróżnieniu od jonów w ciałach stałych, wszystkie one przyczyniają się do tej samej puli populacji



Rys. 4. Równoczesna akcja laserowa przy przejściach ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4F_{11/2}$ (1056 nm) i przy ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$ (1330 nm) jonowego neodymu może być osiągnięta przy użyciu zwierciadeł odbijających selektywnie światło przy 1330 nm. Ponieważ oba te przejścia mają swoje początki na tym samym poziomie metastabilnym, emisja stymulowana przy 1330 nm (oscylacje „spiking” ku górze) powoduje również stymulowaną depopulację poziomu metastabilnego, pokazaną na rysunku przez oscylacje „spiking” ku dołowi przy emisji 1056 nm. Powyżej pewnego progu akcja laserowa ma miejsce przy obu długościach fali i są obserwowane zarówno oscylacje ku górze, jak i oscylacje ku dołowi

wzbudzonej. Ponieważ zakres koncentracji, przy których obserwujemy akcję laserową, rozciąga się od 10^{19} do 5×10^{20} jonów/cm³, początkowe wzmocnienia przy hipotetycznych całkowitych inwersjach mieszczą się pomiędzy 1 a 40 dB/cm. W podobnym hipotetycznym ciele stałym, na przykład przy dziesięciu domenach o równej populacji wzmocnienie przy całkowitej inwersji wynosiłoby tylko 0,1 i 4 dB/cm.

W rezultacie wyższego wzmocnienia w cieczach, stymulowaną emisję

uzyskano nie tylko w komórkach klasy optycznej z reflektorami, lecz także bez reflektorów w pewnej ilości dziwacznych naczyń takich jak rury próbnikowe, żarówki, jak również proste i spiralne rury szklane. Progi w tych „komórkach“ są rzędu 8—50 dżuli (błyski ze standardowych lamp błyskowych o czasie narastania 20 μ sek i czasie trwania impulsu 200 μ sek).

Chociaż niskie progi w tych „laserach“ przypisujemy drganiom spiralnym rozchodzącym się przez całkowite wewnętrzne odbicie na granicy rozdziálu cieczy (wyższy współczynnik załamania) i szkła lub kwarcu (niższy współczynnik załamania), to jednak akcję laserową można otrzymać przy osiowych drganiach w komórkach bez reflektorów (z wyjątkiem odbić typu Fresnela na okienkach) poniżej 300 dżuli [31]. Z właściwymi reflektorami próg dla oscylacji osiowych w 10 cm komórkach spada do 2 dżuli. Gdy użyje się reflektorów rozpraszających z tlenku magnezu [32], emisja zwięża się od 180 cm^{-1} do 2,85 cm^{-1} i uzyskuje się pojedynczy wybuch stymulowanej emisji. Również, jeżeli przedsięwzięmie się środki zapobiegające powstawaniu drgań spiralnych i odbiciu typu Fresnela, wzbudzona ciecz emituje intensywny wybuch monochromatycznego światła bez efektu „spiking“ [31].

Wydajność energetyczna i wydajność konwersji są wyższe niż w kryształach i podobne do tychże w szklach. Uzyskiwane moce szczytowe wynoszą ponad 10^7 W (bez Q — włączania), przekraczając moce szczytowe wszystkich innych laserów nie włączonych metodą Q .

Ruch w cieczech

Cechy, które wyróżniają ciecze jako unikalne materiały laserowe, pochodzą z ruchu cieczy. Z powodu tego ruchu mogą mieć miejsce szybkie, kontrolowane przez dyfuzję reakcje przekazywania energii pomiędzy różnymi rodzajowo grupami. Reakcje takie mogą być używane do pompowania laserowo aktywnych jonów z dodanymi uczulaczami, zwiększając w ten sposób pasma efektywnego optycznego pompowania. Jednakże przekazywanie energii z laserowo-optycznych grup jednego rodzaju, zanieczyszczeniom nie luminezującym albo luminezującym nieużytecznie z punktu widzenia celów laserowych, jest również wzmocnione.

Jak to omówiono wcześniej, napotykanymy trzy typy wygaszania: wygaszanie przez molekuly z wysoką energią wibracyjną, samowygaszanie i wygaszanie przez zanieczyszczenia. Najniższe koncentracje akceptora albo wygaszacza, przy których zjawiska przekazywania energii lub wygaszania stają się efektywne, mogą być o trzy rzędy wielkości niższe od koncentracji dla podobnych reakcji przekazywania energii w ciałach stałych, w których grupy niosące energię i grupy akceptora energii są niezdolne do dyfuzji. Ponieważ takie reakcje wygaszania mogą być wydajne przy bardzo niskich koncentracjach wygaszacza, które w praktyce są trudne do wykluczenia, jakikolwiek projekt lasera musi przewidzieć nie tylko redukujące wygaszanie przez wibracje o wy-

sokiej energii, lecz także redukujące samowygazanie i wygaszanie przez zanieczyszczenia. Nasze rozwiązanie tego problemu to wytworzenie otoczki ochronnych molekuł wokół jonu laserowo czynnego, używając molekuł rozpuszczalnika w nieorganicznym laserze i anionów koordynujących, jak również nienaladowanych molekuł w organicznym neodymowym laserze. Alternatywnym rozwiązaniem byłoby zredukowanie szybkości możliwych reakcji wygaszania pomiędzy grupami przez zwiększenie lepkości. Podejście to jednakże prowadzi ostatecznie do szkła. Oczywiście, nie jest konieczne zapewnienie ochrony grupom laserowo aktywnym z radiacyjnymi czasami życia krótszymi od czasu wygaszania. W ten sposób wspomniane wcześniej singletowe lasery, których czasy życia leżą w nanosekundowym obszarze, nie potrzebują w ogóle ochrony [9], [11—16].

Innym efektem powstającym na skutek wzmoczonego ruchu w cieczach jest to, że aktywne laserowo kationy doznają gwałtownych zmian otoczenia, a więc gwałtownych zmian pola krystalicznego. Efekt ten może być niekorzystny przy jonach, dla których pożądanymi własnościami laserowymi są uzyskiwane tylko w domenie o szczególnej symetrii (np. trójwartościowy chrom, który wymaga specyficznej trigonalnej domeny dawanej przez tlenek aluminium w rubinie). Jednakże w innych jonach, takich jak ziemie rzadkie, gwałtownie zmieniające się otoczenie w rzeczywistości polepsza charakterystyki laserowe. Z powodu zmiennego otoczenia poszerzają się zarówno pasma emisyjne, jak i absorpcyjne. Poszerzenie pasma emisyjnego podnosi progi akcji laserowej, natomiast poszerzenie pasma absorpcyjnego obniża je. Poszerzenie wzmacnia także wydajność konwersji lasera. W roztworach zawierających neodym zarówno emisyjne, jak i absorpcyjne pasma poszerzają się aż do pokrycia zakresów długości fali podobnych do tychże w laserach szklanych. W konsekwencji wydajność konwersji odpowiada lepszym szkłom laserowym.

Chociaż charakterystyki pompowania optycznego laserów cieczowych są pożądane jako takie w szklach, ich charakterystyki stymulowanej emisji wykazują korzyści reprezentowane tylko przez kryształy z pojedynczą domeną. Przyczyna leży tu, że w szklach i w pewnych kryształach jony neodymu zajmują dużą liczbę różnych domen, z których każda jest zdefiniowana przez inne otoczenie chemiczne, a stąd przez inny radiacyjny czas życia i widmo emisyjne. Dowód pochodzi z faktu, że zanik fluorescencji w szklach jest nieeksponencjalny. Gdy wzrasta szybkość pompowania optycznego w szklach, akcja laserowa ma miejsce w obszarze spektralnym o wzrastającej szerokości pasma wyjściowego i często przewyższa 100 cm^{-1} . W pewnych oddzielnych kryształach, akcja laserowa może mieć miejsce na więcej aniżeli jednej linii spektralnej. Ciecze różnią się pod tym względem. Jony zmieniają swoje otoczenie z każdym drganiem molekuły solwatującego rozpuszczalnika lub z szybkościami 10^{12} — 10^{13} sec^{-1} . Te szybkości są duże nie tylko w porównaniu z szybkością zaniku jonów leżących w zakresie 10^3 do 10^4 sec^{-1} , lecz także w porównaniu do czasu, jakiego trzeba fotonom, aby przelecieć przez komórkę kilka centymetrów długą.

W czasie, gdy wiązka jest odbijana, populacja jonów emitujących w szczycie pasma fluorescencyjnego, zdekompletowanego przez emisję stymulowaną, jest przywrócona i wiązka fotonowa o początkowej częstości jest dalej wzmocniona. Stąd staje się rzeczą niemożliwą rozróżnienie w eksperymencie emisyjnym pomiędzy jonami doznającymi chwilowych zmian otoczenia: wszystkie jony mają ten sam pozorny czas życia, dając ściśle eksponencyjalny zanik i wszystkie jony kontynuują emisję na jednej lub kilku bliskich sobie i wąskich liniach spektralnych (zdefiniowanych przez drgania wńukowe) bez względu na to jak żywiołowo ciekły roztwór jest pompowany optycznie. Inny ważny rezultat jednorodności domen w cieczach — jedynego zbiornika jonów wzbudzonych prowadzącego do niezwykle wysokich wzmocnień — został już przedyskutowany.

Chcielibyśmy podkreślić, że mimo iż szersze pasma emisyjne są skompensowane przez szersze pasma efektywnego pompowania, korzyści z niejednorodnej domeny spowodowanej ruchem cieczy nie mogą być wykorzystane. Na przykład w chelatowych laserach, pasma pompowania powstają w szerokich i intensywnych singletowo-singletowych przejściach części organicznej kompleksowych molekuł, na które nieznacznie oddziałują stan agregatowy, lub powstają z lokalnej symetrii domen doznawanej przez molekuly jako całość. Przechodząc od ciała stałego do cieczy w systemach chelatowych, efektywne pasma pompowania pozostają niezmienione, podczas gdy pasma emisyjne poszerzają się.

Z powodu tego poszerzania, duża część wysiłku w badaniach nad laserem cieczowym chelatowym była poświęcona stworzeniu warunków, w których centralny jon ziem rzadkich podlega quasi-krystalicznemu polu i emituje tylko na kilku wąskich liniach emisyjnych. Quasi-krystaliczne otoczenie nie jest wymagane lub pożądane w laserach cieczowych z wtrąceniami neodymowymi: poszerzenie pasm pompowania przez niejednorodność chwilowych domen w cieczach jest teraz korzystne.

Lasery cieczowe mają w swojej naturze korzyści w porównaniu z laserami z ciałem stałym. Nie mogą być trwale uszkodzone nawet przy skrajnie wysokich poziomach mocy około 10^{10} W wytworzonymi przez lasery szklane pracujące w reżymie „mode-locked“ prowadzącym do trwałych uszkodzeń [33]. Mogą być chłodzone przez cyrkulację i w wymiennikach ciepła. Ich przeciętna moc wypadkowa nie zależy od strat ciepła w przewodnictwie cieplnym. Koszt ich przygotowania jest małym ułamkiem kosztu materiałów stałych.

Ciecze przyłączają się teraz do materiałów stałych i gazów jako materiały laserowe o równej ważności. Rozwój technologii laserów cieczowych, który doprowadzi do wykorzystania ich istotnej przewagi nad gazami i ciałami stałymi, dopiero został zapoczątkowany.

Tłumaczył Władysław Masłowski

Literatura

- [1] R. H. Dicke, US Patent 2 851 652 (9 września 1958); *The Coherence Brightened Laser*, str. 35 w *Quantum Electronics III*, Vol. 1 (P. Grivet, N. Bloembergen, wydawcy), Columbia Univ. Press, New York 1964; A. M. Prohorow, *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **34**, 1140 (1958); A. L. Schawlow, C. H. Townes, *Phys. Rev.*, **112**, 1940 (1958).
- [2] A. Lempicki, H. Samelson, *Phys. Letters*, **4**, 133 (1963).
- [3] E. J. Schimitschek, praca przedstawiona na *Chemical Laser Conference* (9—11. IX. 1964), San Diego, Calif.; E. J. Schimitschek, R. B. Nehrich, J. A. Trias, *J. Chem. Phys.*, **42**, 788 (1965).
- [4] G. A. Grosby, *Molecular Crystals*, **1**, 33 (1966); A. Lempicki, H. Samelson, C. Brecher, *Appl. Optics*, suppl., **2**, 205 (1965).
- [5] H. Samelson, A. Lempicki, C. Brecher, V. Brophy, *Appl. Phys. Letters*, **5**, 173 (1964); H. Samelson, C. Brecher, A. Lempicki, *J. Chem. Phys.*, **64**, 165 (1967).
- [6] A. Lempicki, H. Samelson, C. Brecher, *J. Chem. Phys.*, **41**, 1214 (1964).
- [7] E. J. Schimitschek, R. B. Nehrich, J. A. Trias, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 103 (1966).
- [8] S. Bjorklund, G. Kellermeier, C. R. Hurt, N. McAvoy, N. Filipescu, *Appl. Phys. Letters*, **10**, 160 (1967).
- [9] P. P. Sorokin, J. R. Lankard, *IBM J. Res. Developm.*, **10**, 162 (1966).
- [10] A. Lempicki, H. Samelson, *Organic Liquid Lasers w Lasers: A Series of Advances*, Vol. 1 (A. K. Levine, wyd.), Dekker, New York 1966.
- [11] P. P. Sorokin, W. H. Culver, E. C. Hammond, J. R. Lankard, *IBM J. Res. Developm.*, **10**, 401 (1966); P. P. Sorokin, J. R. Lankard, E. C. Hammond, L. V. Moruzzi, *IBM J. Res. Developm.*, **11**, 130 (1967).
- [12] F. P. Schäfer, W. Schmidt, J. Voltze, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 306 (1966).
- [13] M. L. Spaeth, D. P. Bortfeld, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 179 (1966).
- [14] B. B. McFarland, *Appl. Phys. Letters*, **10**, 208 (1967).
- [15] F. P. Schäfer, W. Schmidt, K. Marth, *Phys. Letters*, **24A**, 280 (1967).
- [16] P. P. Sorokin, J. R. Lankard, E. C. Hammond, V. L. Moruzzi, *IBM J. Res. Developm.*, **11**, 147 (1967); P. P. Sorokin, J. R. Lankard, *IBM J. Res. Developm.*, **11**, 148 (1967).
- [17] S. Claesson, L. Lindquist, *Ark. Kemi*, **12**, 1 (1958).
- [18] E. Snitzer, *Appl. Optics*, **5**, 1487 (1966).
- [19] A. Heller, *On the Enhancement of the Fluorescence of Aqueous Solutions of Neodymium, Samarium and Dysprosium Chlorides*, str. 77 w *Fifth Rare-Earth Research Conference*, Book 1, Inst. for Atomic Research, Iowa State U., Ames, Iowa 1965.
- [20] C. A. Hutchinson, B. W. Magnum, *J. Chem. Phys.*, **32**, 1261 (1960).
- [21] M. R. Wright, R. P. Frosch, G. W. Robinson, *J. Chem. Phys.*, **33**, 934 (1960).
- [22] J. L. Kropp, M. W. Windsor, *J. Chem. Phys.*, **39**, 2769 (1963); *J. Chem. Phys.*, **42**, 1599 (1965).
- [23] J. J. Freeman, G. A. Crosby, K. E. Lawson, *J. Molecular Spectrosc.*, **13**, 399 (1964).
- [24] K. C. Chatterjee, L. S. Forster, *Spectrochim. Acta*, **20**, 1603 (1964).
- [25] D. D. Pant, D. N. Pande, H. C. Pant, *Indian J. Pure Appl. Phys.*, **4**, 289 (1966).
- [26] A. Heller, *J. Am. Chem. Soc.*, **88**, 2058 (1966).
- [27] A. Heller, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 106 (1966).
- [28] A. Heller, *J. Amer. Chem. Soc.*, **89**, 167 (1966).
- [29] G. E. Peterson, P. M. Brindenbaugh, *J. Opt. Soc. Am.*, **54**, 644 (1964).
- [30] J. G. Edwards, *Nature*, **212**, 752 (1966); J. Pantoflicek, *Czech. J. Phys.*, **B17**, 27 (1967).
- [31] A. Lempicki, A. Heller, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 108 (1966); A. Lempicki, H. Samelson, V. Brophy, A. Heller, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **12**, 563 (1967).
- [32] R. V. Ambartsumyan, N. G. Basov, P. G. Kryukov, V. S. Letokhov, *IEEE J., QE2*, 442 (1966); *Ż. Eksper. Teor. Fiz.*, **24**, 481 (1967).
- [33] D. A. Stetser, A. J. De Maria, *Appl. Phys. Letters*, **9**, 118 (1966).

Janusz Grabowski

Institut Fizyki Jądrowej
Kraków

I. Aktualny stan teorii reakcji jądrowych z ciężkimi jonami

The Present State of the Theory of Heavy Ion Nucleon Reactions

1. Wstęp

Pierwszą udaną próbą przyspieszenia ciężkich jonów, czyli zjonizowanych atomów pierwiastków cięższych od helu, była wiązka jonów C^{12} o energii 4 MeV i intensywności około 10 jonów/sek otrzymana przez Alvareza w 1940 r. [1].

Rozwój techniki akceleratorowej, jaki nastąpił od tamtych czasów, głównie skonstruowanie nowych akceleratorów (np. typu tandem) i opracowanie wysokowydajnych źródeł ciężkich jonów, pozwala obecnie na przyspieszanie jonów pierwiastków od helu do argonu i uzyskiwanie wiązek o intensywnościach 10^{13} — 10^{15} jonów/sek¹.

Wykorzystanie tak bogatego asortymentu jąder jako cząstek bombardujących w reakcjach jądrowych stało się źródłem nowych, bardziej dokładnych wiadomości o budowie jąder i mechanizmie reakcji, niejednokrotnie niemożliwych do uzyskania w reakcjach z lekkimi cząstkami.

Od samego początku reakcje jądrowe z ciężkimi jonami były pomyślane jako sposób badania struktury powierzchni jądra, problemu grupowania się nukleonów wewnątrz jądra w klastry, potencjałów oddziaływania jąder jako całości, czasów życia, spinów i parzystości poziomów jądrowych, momentów bezwładności jąder zdeformowanych i jąder dzielących się, potencjałów odpowiedzialnych za mechanizmy różnych reakcji jądrowych.

Badania nad tymi problemami prowadzone są w następujących głównych grupach tematycznych:

1. Elastyczne rozpraszanie ciężkich jonów na jądrach.
2. Wyznaczanie przekrojów czynnych na tworzenie jądra złożonego i określanie wartości krytycznych krętu jąder złożonych.

¹ Ostatnio robi się nawet udane próby przyspieszania jonów uranu [2].

3. Jedno- i wielokrotne kulombowskie wzbudzanie jąder i nieelastyczne rozpraszanie ciężkich jonów o energii powyżej bariery kulombowskiej.

4. Reakcje przejścia polegające na przekazywaniu jednego lub kilku nukleonów pomiędzy zderzającymi się jądrami.

5. Reakcje dzielenia i wyznaczanie momentów bezwładności.

6. Reakcje dezintegracji padających jonów w polu jąder tarczy.

7. Pomiary dopplerowskich przesunięć promieniowania γ produktów reakcji z ciężkimi jonami — wyznaczanie czasów życia i szerokości poziomów wzbudzonych w jądрах.

8. Pomiary dwu- lub trójkrotnych korelacji promieniowania γ i produktów reakcji jądrowych z ciężkimi jonami służące do wyznaczania spinów i parzystości poziomów jąder.

9. Otrzymywanie i badanie własności jąder w stanach izomerycznych.

10. Synteza pierwiastków transuranowych, poszukiwanie nowych „wysepek stabilności“.

Liczba produktów reakcji w tak złożonym procesie jak zderzenie dwu jąder może dochodzić do kilkunastu. W związku z tym doświadczalny problem wydzielenia danego kanału reakcji nie jest prosty. Obecnie stosuje się kilka metod wydzielenia i identyfikacji danego produktu:

a. Metoda pomiaru aktywności α , β i γ . Polega ona na wydzieleniu sposobem fizycznym lub chemicznym żądanych produktów i dalszej ich identyfikacji poprzez pomiar czasu rozpadu oraz rodzaj i energię emitowanych cząstek. Metoda ta jest wygodna do pomiaru rozkładów kątowych produktów reakcji, gdyż pozwala w jednym eksperymencie objąć cały kąt bryłowy i równocześnie identyfikować kilka kanałów reakcji.

b. Metoda pomiaru dE/dx i E . W tym wypadku cząstka powstająca w reakcji przechodzi najpierw przez napełniony gazem licznik proporcjonalny mierzący energię traconą przez nią na jednostkę przebytej drogi dE/dx , a następnie pada na kryształ scyntylatora, który daje impuls proporcjonalny do jej energii E . Impulsy z dedektora strat energii i impulsy energii odpowiednio wzmocone i uformowane podawane są na oscylograf, gdzie powodują świecenie ekranu w punktach układających się na hiperboli. Hiperbola powstaje ze względu na proporcjonalność $dE/dx \sim MZ^2/E$, gdzie M jest masą cząstki. Uzyskane w ten sposób wyniki mogą być bezpośrednio fotografowane lub przekazywane na wielokanałowy analizator amplitudy. Za pomocą tej metody można mierzyć rozkłady kątowe i widma energetyczne produktów zarówno radioaktywnych, jak i stabilnych.

c. Metoda pomiaru aktywności neutronów opóźnionych. Jest to jedna z ostatnio stosowanych metod. Polega na identyfikacji jąder będących prekursorami opóźnionych neutronów. Są to jądra Li^9 , C^{16} i N^{17} , które poprzez rozpad β przechodzą do stanów wzbudzonych jąder Be^9 , N^{16} , C^{17} , które z kolei rozpadają się emitując neutrony. Przeprowadzając detekcję tych neutronów i wykorzystując znajomość pół-okresów β rozpadu można tą drogą wyznaczyć kanały reakcji prowadzące do powstania jednego z wymienionych jąder. Zaletą tej metody jest możliwość stosowania jej w pomiarach wewnątrz cyklotronu.

d. Detekcja jąder odrzutu i pomiar dopplerowskiego przesunięcia promieniowania γ . Metody te wykorzystują fakt, że podczas zderzenia ciężkiego jonu z jądrem tarczy duża część pędu padającej cząstki przekazuje się do jądra tarczy. W związku z tym, jądra te w laboratoryjnym układzie lecą głównie do przodu z prędkościami na tyle dużymi, że mogą podlegać detekcji tak samo jak lżejsze produkty reakcji. Jeżeli jądra odrzutu promieniują, to wielkość dopplerowskiego przesunięcia tego promieniowania pozwala mierzyć czasy życia w przedziale 10^{-11} — 10^{-13} sek.

e. Różnego rodzaju metody koincydencyjne wykorzystujące poprzednie metody dla identyfikacji produktów w poszczególnych kanałach koincydencji.

Usystematyzowaniu i przedstawieniu nowych osiągnięć w fizyce ciężkich jonów były poświęcone cztery wielkie międzynarodowe konferencje: dwie w Dubnej (w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w 1958 i 1966 r.) i dwie w USA (w Gatlinburgu w 1960 r. i w Asilomar w 1963 r.).

2. Elastyczne rozpraszanie ciężkich jonów na jądrach

W zależności od energii zderzenia reakcje jądrowe z ciężkimi jonami dzielą się na dwie charakterystyczne klasy: na reakcje o energii zderzenia poniżej i powyżej energii bariery kulombowskiej. Energia ta określona jest wzorem:

$$B = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0^c (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})},$$

gdzie Z_1 , Z_2 , A_1 i A_2 są odpowiednio liczbami atomowymi i masowymi zderzających się jąder, a $r_0^c = 1,5$ f kulombowskim promieniem jądra.

Fizycznie podział ten odpowiada reakcjom, w których siły jądrowe nie wpływają lub wpływają na ruch względny zderzających się jąder.

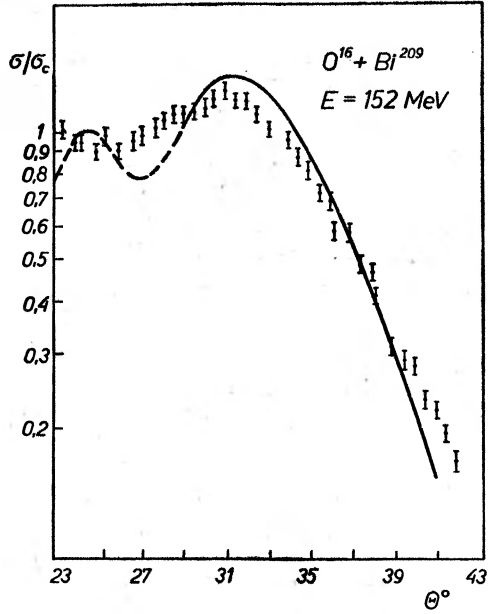
Przy energiach zderzenia poniżej energii bariery kulombowskiej, przekrój czynny na elastyczne rozpraszanie ciężkich jonów na jądrach opisywany jest znaną i bardzo dobrze sprawdzoną formułą Rutherforda:

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E} \right)^2 \left(\sin \frac{\theta}{2} \right)^{-1/4},$$

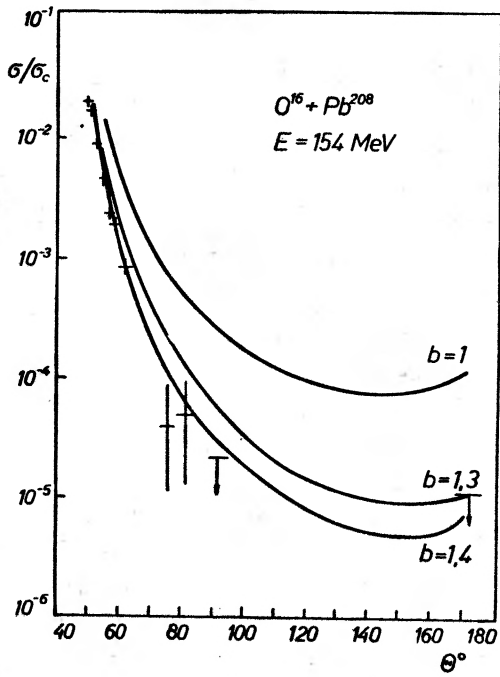
gdzie E energia zderzających się jąder w układzie środka masy, θ kąt rozpraszania.

W dalszym ciągu zajmiemy się więc tylko elastycznym rozpraszaniem ciężkich jonów na jądrach przy energiach zderzenia powyżej energii bariery kulombowskiej.

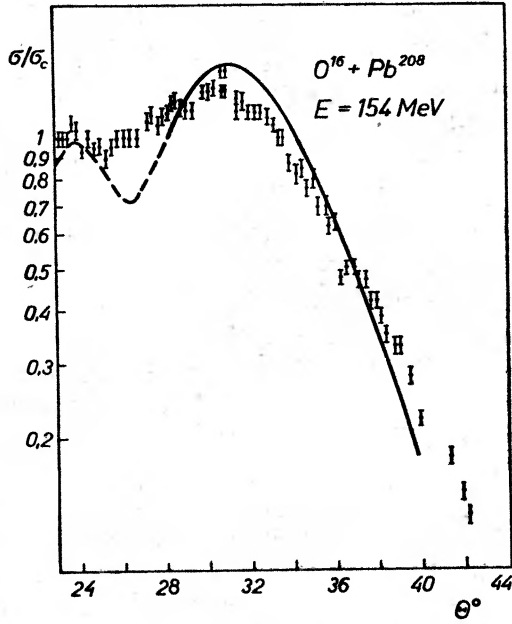
W tym obszarze energii przekroje czynne na elastyczne rozpraszanie są gładkimi, monotonicznymi funkcjami energii zderzenia [3]. Tylko bardzo nieliczne wyjątki, jak np. rozpraszanie $C^{12} + C^{12}$, wykazują strukturę rezonansową [3]. W tym konkretnym przypadku próbuje się to tłumaczyć miękkością



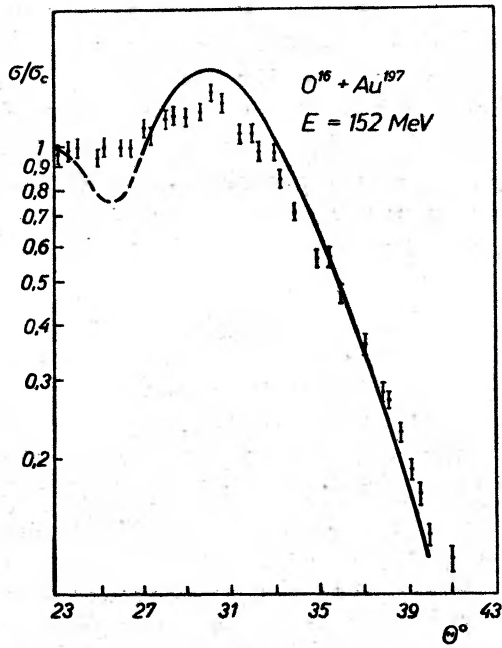
Rys. 1



Rys. 2



Rys. 3



Rys. 4

jąderek C^{12} ze względu na deformację i tworzeniem się w czasie reakcji jądra złożonego Mg^{24} .

Rozkłady kątowe elastycznie rozproszonych ciężkich jonów zmierzone zostały dla całego szeregu jąder i mają bardzo charakterystyczny kształt. Typowe przykłady [4] widzimy na rys. 1, 2, 3 i 4. Punkty na rysunkach przedstawiają dane pomiarów przekrojów czynnych elastycznie rozproszonych jonów $\sigma(\theta)$ w stosunku do przekroju Rutherfordowskiego $\sigma_c(\theta)$. Na rys. 1 i 2 przedstawiono $\sigma(\theta)/\sigma_c(\theta)$ dla zderzenia $O^{16} + Pb^{209}$ w obszarze przednich i tylnych kątów przy $E = 154$ MeV. Na rys. 3 zderzenie $O^{16} + Bi^{209}$ przy $E = 152$ MeV i na rys. 4 zderzenie $O^{16} + Au^{197}$ przy $E = 152$ MeV.

Z rysunków widać, że różniczkowy przekrój czynny na elastyczne rozpraszanie ciężkich jonów na jądrach wykazuje w obszarze przednich kątów charakterystyczne oscylacje dyfrakcyjne, następnie poniżej pewnego kąta granicznego spada bardzo gwałtownie i dla kątów tylnych znowu wykazuje tendencje słabego wzrostu.

Teoretyczne objaśnienie takiego kształtu rozkładów kątowych (krzywe ciągłe na rys. 1, 2, 3 i 4) oparte jest o hipotezę modelu optycznego i możliwość zastosowania przybliżenia półklasycznego do opisu ruchu względnego zderzających się jąder.

Model optyczny, wprowadzony początkowo dla rozpraszania neutronów, zakładał w pierwotnej postaci, że jądro tarczy przedstawia się dla padających neutronów jako kompletnie pochłaniający (czarny) dysk o ostro zarysowanych brzegach. Wykonana później analiza rozprożeń neutronów na jądrach o różnej liczbie masowej A wykazała bardzo charakterystyczny fakt, że jądro nie posiada ostrego brzegu, lecz jego silnie pochłaniająca część centralna otoczona jest warstwą powierzchniową o grubości ΔR niezależnej od A i wynoszącej około 2 f. Lokalny (tj. zależny tylko od odległości pomiędzy padającą cząstką i środkiem jądra tarczy) potencjał jądrowy odpowiadający takim charakterystycznym cechom jądra został zaproponowany przez Saxona-Woodsa. Zależność od R -tego potencjału dana jest wyrażeniem:

$$V_n = \frac{-V_0}{1 + \exp[(R - R_0)/a]}, \quad (1)$$

gdzie V_0 , $R_0 = r_0 A^{1/3}$ i a są stałymi parametrami.

Potencjał (1) spróbowano następnie wykorzystać do analizy elastycznego rozpraszania deuteronów, trytu i helu na jądrach. Jednakże trudności w dopasowaniu krzywych teoretycznych i doświadczalnych wskazują na to, że dla takich prostych jąder jak deuter, tryt i He potencjał optyczny powinien być nielokalny, zależny od ich wewnętrznej struktury. W przypadku elastycznego rozpraszania ciężkich jąder, złożonych z większej niż poprzednio liczby nukleonów, średnia wartość efektów zależnych od struktury jonu powinna być mała. W związku z tym zakłada się, że potencjał optyczny opisujący rozpraszanie ciężkich jonów na jądrach jest lokalny i posiada taki sam kształt jak (1) z tym że $R_0 = r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$.

Oprócz potencjału jądrowego V_n część rzeczywista potencjału optycznego dla ciężkich jonów zawiera potencjał kulombowski²:

$$V_c = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad (2)$$

i potencjał odśrodkowy:

$$V_l = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R^2}. \quad (3)$$

Potencjały (1), (2) i (3) są centralnosymetryczne i dlatego wygodnie jest rozłożyć amplitudę elastycznego rozpraszania ciężkich jonów na jądrach na fale cząstkowe:

$$f_{el}(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\delta_l} P_l(\cos \theta) \quad (4)$$

gdzie $k = (2\mu E/\hbar^2)^{1/2}$, P_l wielomiany Legendre'a, θ kąt rozproszenia i δ_l przesunięcia fazowe.

Przesunięcia fazowe δ_l są zespolone. Ich część rzeczywista, zgodnie z zasadami mechaniki kwantowej, można otrzymać z wartości funkcji falowej przy $R \rightarrow \infty$ po rozwiązaniu równania Schrödingera z potencjałem $V_{\text{eff}} = V_n + V_c + V_l$. Jednakże w przypadku reakcji z ciężkimi jonami można uniknąć tej żmudnej procedury stosując przybliżenie półklasyczne. Przybliżenie to, wykorzystujące pojęcie klasycznych orbit ruchu względnego zderzających się cząstek, było z powodzeniem użyte np. w procesie kulombowskiego wzbudzenia z pomocą cząstek α . Jest ono słuszne wtedy, gdy pakiet falowy przedstawiający padającą cząstkę rozciąga się na obszarze małym w porównaniu z charakterystycznymi rozmiarami rozpraszającego układu, czyli gdy:

$$\left. \frac{d\lambda}{dR} \right|_{R=R_0} \ll 1.$$

Dla potencjałów (1), (2) i (3) warunek ten sprowadza się do:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \mu^{1/2}}{\hbar(2E)^{1/2}} \gg 1, \quad l \gg 1, \quad \varkappa = \frac{\hbar V_0}{4a(2E+V_0)^{3/2} \mu^{1/2}} \ll 1. \quad (5)$$

Dla dostępnych obecnie przy rozpraszaniu ciężkich jonów energii zderzenia od 4 do 10 MeV/nukleon mamy:

$$\eta \simeq 20-50, \quad l \simeq 30-70, \quad \varkappa \simeq 0,05-0,008.$$

² Ścisłe biorąc, przy odległościach między zderzającymi się jądrami mniejszych od sumy ich promieni potencjał kulombowski nie jest już punktowy. Jednakże uwzględnienie tej poprawki daje znikome rezultaty [5].

Warunki (5) są spełnione bardzo dobrze, a zatem przy obliczaniu $\text{Re } \delta_l$ możemy skorzystać z półklasycznych relacji [6]:

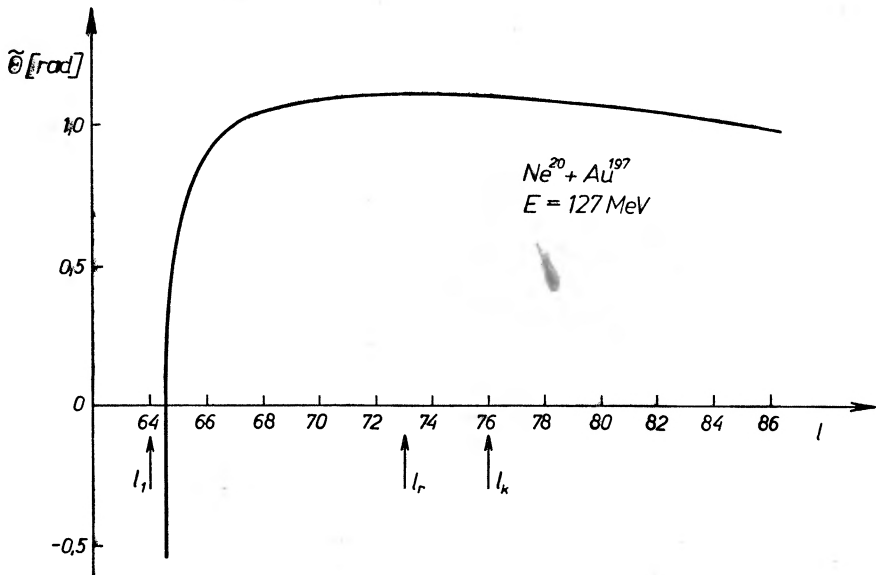
$$\text{Re } \delta_l = \frac{1}{2} \int^l \tilde{\theta}(l) dl, \quad (6)$$

$$\theta(l) = \pi - 2S\hbar \int_{R^{\min}}^{\infty} \frac{dR}{R^2 [2\mu(E - V_{\text{eff}})]^{1/2}}, \quad (7)$$

gdzie $s = l + \frac{1}{2}$, R^{\min} — odległość największego zbliżenia określona jako pierwiastek równania:

$$E - V_{\text{eff}}(R^{\min}) = 0.$$

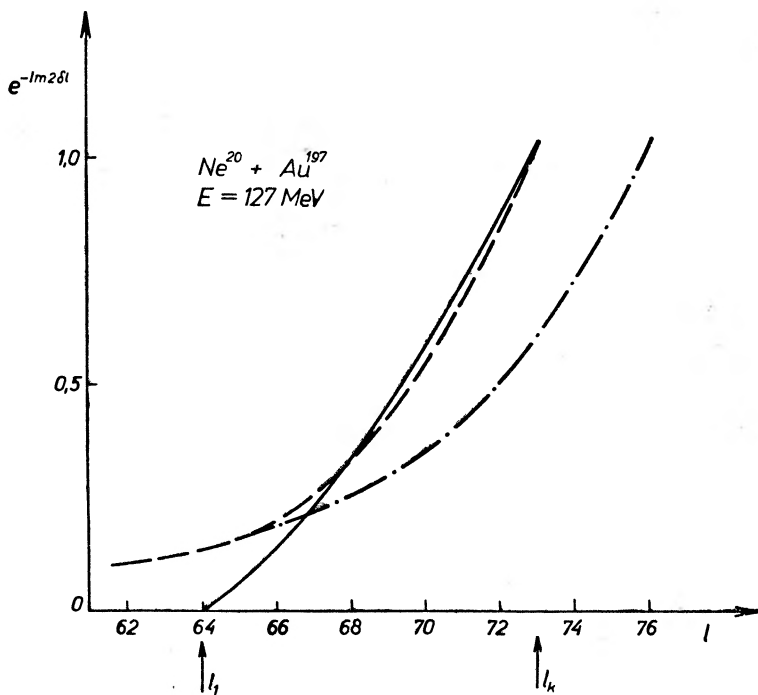
Dla potencjałów (1), (2) i (3) całka (7) nie da się wyliczyć analitycznie i trzeba zastosować rozwiązanie numeryczne [7] lub przybliżone metody analityczne [8].



Rys. 5

Na rysunku 5 przedstawiony jest przykład klasycznej funkcji odchylenia $\tilde{\theta}(l)$ obliczonej dla rozproszenia jonu Ne^{20} na jądrze Au^{197} przy $E = 127$ MeV. Funkcja ta dla $l = l_1$ dąży do $-\infty$, posiada maksimum przy $l = l_r$, $\tilde{\theta}(l_r) = \tilde{\theta}_r$ i dla $l \geq l_k$ jej wartość nie zależy już od potencjału jądrowego. Gdy $E < B$ to $\tilde{\theta}(l) \xrightarrow{l \rightarrow 0} \pi$ i $\tilde{\theta}(l)$ jest jednoznaczna funkcją l . Natomiast w przypadku takim jak na rys. 5 „wkład“ do każdej wartości $\tilde{\theta}(l)$ pochodzi od dwu obszarów l , które interferują z sobą przy obliczaniu $f_{el}(\theta)$ dając w rezultacie widoczne na rys. 1, 3 i 4 dyfrakcyjne oscylacje.

Część urojona przesunięć fazowych δ_l odpowiedzialna jest za proces pochłaniania padającej cząstki przez jądra tarczy (ściśle biorąc opisuje wszystkie procesy nieelastyczne). Konkretną postać tej części δ_l otrzymuje się w modelu optycznym dwoma sposobami: albo poprzez dodanie do potencjału V_{eff} części urojonej o założonym kształcie i wartości, albo poprzez bezpośrednie określenie postaci $\text{Im} \delta_l$. Rezultaty obliczeń rozkładów kątowych elastycznie rozproszonych ciężkich jonów wykonane przy użyciu sposobu pierwszego [9] i drugiego [7] okazały się równoważne. Przedstawimy tu sposób drugi.



Rys. 6

Fakt, że $\tilde{\theta}(l) \xrightarrow{l \rightarrow l_1} -\infty$ znaczy, że dla wartości $l \rightarrow l_1$, cząstka padająca przebywa przez dłuższy czas w zasięgu sił jądrowych tarczy (tzw. *orbiting effect*) i wobec tego możemy założyć, że dla wartości $l \leq l_1$ proces pochłaniania jest zupełny. Przyjmujemy dalej, że pochłanianie „włącza” się w sposób ciągły od wartości $l = l_k$. To jest od tej wartości l , dla której $\tilde{\theta}(l)$ zależy tylko od $V_c + V_l$. Odpowiadająca temu funkcja ma postać:

$$\text{Im} \delta_l = \begin{cases} \infty & l \leq l_1 \\ -\frac{b}{2} \ln \frac{l-l_1}{l_k-l_1} & l_1 \leq l \leq l_k, \\ 0 & l \geq l_k \end{cases} \quad (8)$$

gdzie b jest parametrem do wyznaczenia odpowiedzialnym za „siłę“ pochłaniania.

Na rys. 6 linia ciągła przedstawia przykład funkcji (8) dla tej samej reakcji co na rys. 5. Krzywe przerywane przedstawiają inne równoważne postacie funkcji $\text{Im } \delta_l$.

Przybliżenie półklasyczne pozwala również napisać uproszczone wyrażenie dla występujących w (4) wielomianów Legendre'a [6]:

$$P_l(\cos \theta) = \frac{1}{2i} \left[\frac{2}{\pi S \sin \theta} \right]^{1/2} [e^{i(S\theta + \pi/4)} - e^{-i(S\theta + \pi/4)}]. \quad (9)$$

Rzeczywista część przesunięć fazowych $\text{Re } \delta_l$ jest dodatnia i wobec tego występując w (4) łącznie z pierwszą funkcją wykładniczą z (9) daje składniki bardzo szybko oscylujące. Okres tych oscylacji wynosi $\pi/S \simeq \pi/l$, co np. dla reakcji z rys. 5 daje $\sim 3^\circ$. Rozmycie energetyczne wiązek cyklotronowych i zdolność rozdzielcza aparatury nie pozwalają zmierzyć przekroju czynnego dla tak małych różnic kątów. Zwykle błąd w określeniu kąta wynosi około 7° — 8° i dlatego wartość średnia sumy składników pochodnych od pierwszej funkcji wykładniczej w (9) przy obliczaniu amplitudy (4) wynosi zero. Te oscylacje mogą być obserwowane tylko przy rozpraszaniu lekkich jonów na lekkich tarczach, gdy ich okres wzrasta do 12° — 18° [10]. Druga funkcja wykładnicza w (9) łącznie z $\text{Re } \delta_l$ daje maksymalny wkład do $f_{lc}(\theta)$ przy θ spełniających warunek ekstremalności:

$$\frac{d}{d\theta} \left(\text{Re } 2\delta_l - S\theta - \frac{\pi}{4} \right) = 0$$

widać, że jest on równoważny warunkowi (6), a zatem maksimum $f_{lc}(\theta)$ przypadać będzie dla $\theta = \tilde{\theta}(l)_r = \tilde{\theta}_r$. Jest to tzw. Rutherfordowski kąt odchylenia i wynosi w przybliżeniu

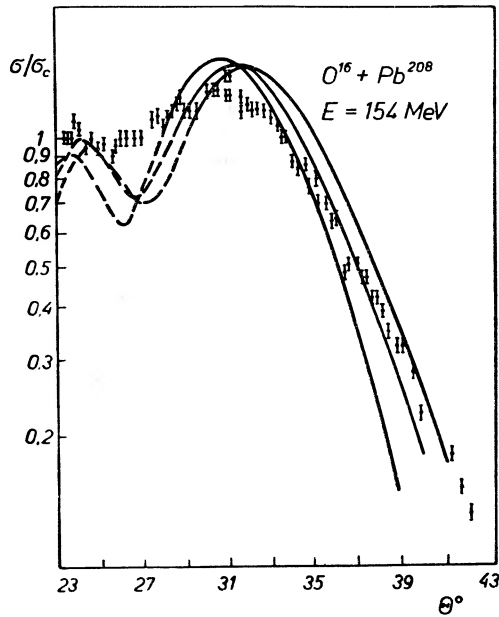
$$\tilde{\theta}_r \simeq 2 \arctg(\eta/l_k). \quad (10)$$

Na rysunkach 1, 3 i 4 kąt $\tilde{\theta}_r$ odpowiada ostatniemu, przed obszarem bardzo szybkiego spadku, największemu maksimum w rozkładzie kątowym. Gwałtowny spadek przekroju czynnego spowodowany jest obecnością w $f_{lc}(\theta)$ czynników $\exp(-2\text{Im } \delta_l)$. Kąt nachylenia spadku zależy silnie od wartości l_1 i l_k w (8), czyli od parametrów V_n , natomiast nie zależy od b . Przekrój czynny zależy bardzo silnie od b dopiero w obszarze kątów wstecznych, jak widać to na rys. 2. Ta zależność pozwala wyznaczyć parametr b . Zwykle zawiera się on w przedziale 1,4—1,6.

Porównanie krzywych teoretycznych $\sigma(\theta)/\sigma_c(\theta)$ z doświadczalnymi pozwala więc wyznaczyć wszystkie parametry V_n .

Rys. 7 daje przykład zależności $\sigma(\theta)/\sigma_c(\theta)$ od zmian parametru dyfuzyjności a . Krzywe 1, 2 i 3 na tym rysunku odpowiadają wartościom $a = 0,35$, $0,40$, $0,45$ f. [7].

W tabeli I przedstawiony jest zbiór optymalnych parametrów potencjału V_n i wartości b dla kilku reakcji i energii. Przeprowadzona analiza elastycznego rozpraszania ciężkich jonów na różnych jądrach wykazuje, że parametry V_n



Rys. 7

są dosyć stabilne przy zmianie A i E , co pozwala wykorzystać ich wartości dla jąder bliskich bez konieczności każdorazowego ich wyznaczenia. Niewielkie różnice pomiędzy parametrami potencjału optycznego ($\sim 10\%$) obserwuje się przechodząc od jąder z obszaru sferycznego do obszaru jąder zdeformowanych.

Tablica I

Reakcja	$E_{c.m.s.}$ (MeV)	V_0 (MeV)	$\tau_0(f)$	$a(f)$	b
$O^{16} + Pb^{208}$	154,2	40	1,30	0,40	1,4
$O^{16} + Bi^{209}$	152,3	45	1,32	0,40	1,4
$N^{14} + Bi^{209}$	136,2	45	1,32	0,40	1,4
$O^{16} + Au^{197}$	151,7	45	1,32	0,40	1,4
$C^{12} + Ta^{181}$	116,8	45	1,32	0,45	1,4
$C^{12} + Ag^{107}$	111,9	45	1,33	0,40	1,4

Wnioski te oparte są w głównej mierze na analizie rozkładów kątowych w przednim obszarze kątów. Dla tylnego obszaru kątów brak jest większej liczby dokładnych danych doświadczalnych.

3. Całkowity przekrój czynny na reakcję

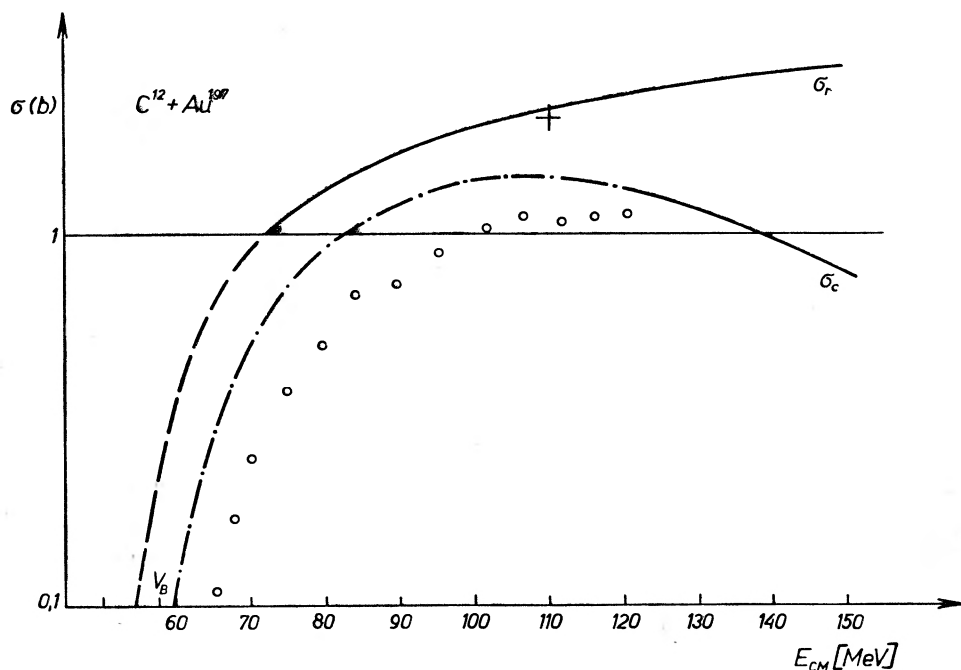
Założenia dotyczące modelu optycznego, przyjęte w poprzednim rozdziale, mogą być również sprawdzone poprzez porównanie z doświadczalnymi wartościami całkowitego przekroju czynnego na reakcję określonego wzorem

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [1 - |e^{2i\delta_l}|^2]. \quad (11)$$

Wykorzystując (8) mamy:

$$\sigma_r = \pi \lambda^2 l_1^2 \left\{ 1 + \frac{1}{l_1} [1, 5(l_k - l_1) + 1] \right\}. \quad (12)$$

Na rys. 8 linią ciągłą przedstawiona jest zależność σ_r od E dla reakcji $C^{12} + Au^{197}$ wyliczona w pracy [11]. Linią przerywaną przedstawiony jest przy-



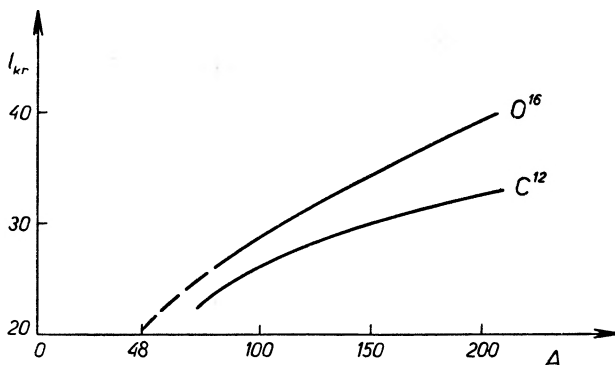
Rys. 8

puszczalny przebieg tej krzywej w obszarze energii około bariery kulombowskiej. Krzyżyk przedstawia jedyną wartość doświadczalną dla tej reakcji.

W początkowym stadium badania reakcji jądrowych z ciężkimi jonami zakładano, że przekrój czynny na reakcję σ_r pochodzi praktycznie całkowicie od procesu tworzenia się wzbudzonego jądra złożonego. Jednakże doświadczenia wykazały, że znaczny wkład do σ_r wnoszą również inne procesy nieelastyczne

takie jak wzbudzenie jądra tarczy, reakcje przejścia, reakcje rozszczepiania. Okazało się również, że począwszy od pewnych wartości krętu orbitalnego $l = l_{kr}$ tworzenie się jądra złożonego dla $l > l_{kr}$ staje się procesem energetycznie niewygodnym, gdyż siła odśrodkowa pomiędzy zderzającymi się jądrami jest tak duża, że nie może się wytworzyć jądro złożone o odpowiednio długim czasie życia.

Obliczenia [1] krętu krytycznego l_{kr} dla reakcji z jonami C^{12} i O^{16} na różnych tarczach przedstawione są na rysunku 9. Obliczenia te znalazły potwierdzenie



Rys. 9

doświadczalne, np. przy badaniu stanu izomerycznego izotopu Se^{44} w reakcji $S^{32}(O^{16}, 3pn)$, otrzymano [12] wartość $l_k = 25$. Wartość wyliczona wynosi $l_k = 21$, a wartość krętu orbitalnego odpowiadająca zderzeniu powierzchniowemu wynosiłaby dla tej reakcji $l \approx kR_0 = 40$.

Przekrój czynny na tworzenie się jądra złożonego σ_c obliczony z uwzględnieniem krętu krytycznego przedstawiony jest na rys. 8. Krążki na tym rysunku są danymi doświadczalnymi dla σ_c z pracy [13].

Widzimy więc, że założenie o istnieniu krętu krytycznego prowadzi do zgodnych z doświadczeniem wniosków. Jak zobaczymy w następnych częściach artykułu, wartość krętu krytycznego ma również wpływ na korelację kątową produktów rozpadu jąder złożonych tworzących się w reakcjach z ciężkimi jonami.

Abstract: This article describes main theoretical results obtained in last years at the study of elastic scattering of complex nuclei at energy greater than the Coulomb barrier. These results are based on the optical model and quasiclassical approximation of the relative motion of complex nuclei.

Literatura

- [1] L. W. Alvarez, *Phys. Rev.*, **58**, 192 (1940).
- [2] D. A. Bromley, *Preprint Yale* 3223—66.
- [3] E. Almquist, *Proc. of the Padwa Conf. on Direct Interactions*, 1962.

- [4] J. Alster, H. E. Conzett, *Proc. of the Second Conf. on Reactions Between Complex Nuclei*, 1960. D. D. Kerle *et al.*, *Phys. Rev.*, **127**, 1224 (1962). H. L. Reyndols *et al.*, *Phys. Rev.*, **119**, 2009 (1960).
- [5] B. N. Kalinkin, B. I. Pustylnik, *Acta Phys. Pol.*, **23**, 375 (1963).
- [6] L. Landau, E. Lifszyc, *Mechanika kwantowa*, PWN 1958.
- [7] B. N. Kalinkin *et al.*, *Proc. of the Third Conf. on Reactions Between Complex Nuclei*, 1963.
- [8] J. Grabowski, B. N. Kalinkin, *J. Nucl. Phys.*, **1**, 215 (1965).
- [9] E. H. Auerbach, C. E. Porter, *Proc. of the Third Conf. on Reactions Between Complex Nuclei*, 1963.
- [10] J. Wilczyński, W. W. Wołkow, *Preprint ZIBJ E-2580* (1966).
- [11] B. N. Kalinkin, *Nucl. Phys.*, **67**, 377 (1965).
- [12] V. V. Bredel *et al.*, *Preprint ZIBJ*, P-1227, Dubna 1963.
- [13] A. E. Larsh *et al.*, *Proc. of the Second Conf. on Reactions Between Complex Nuclei*, 1960.

H. Lenarczyk, K. Melzacki i J. Pietruszka

Laboratorium Spektroskopii Optycznej
Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie

Trigatrony¹ generatorów wielkopądowych impulsów udarowych

Triggatrons of high-current pulse generators

Generatory wielkopądowych impulsów udarowych

Podstawą wszelkich urządzeń badawczych we współczesnej fizyce plazmy są generatory wielkopądowych impulsów udarowych. Prądy te wykorzystuje się do impulsowego wytwarzania plazmy, jak również do wytwarzania impulsowych pól magnetycznych.

Działanie generatora impulsów prądowych polega na rozładowaniu kondensatora w obwodzie o możliwie małej indukcyjności, a więc polega na szybkim przekazaniu dużej energii zmagazynowanej w kondensatorze — odbiornikowi energii. Odbiornikiem energii może być pętla przewodnika, solenoid wytwarzający udarowe pole magnetyczne, działo plazmowe, lub eksplodujący drut — tzn. kawałek przewodnika otrzymujący gwałtownie tak dużą energię, że w czasach nanosekundowych zmienia swoją fazę ze stałej w gazową lub w plazmę.

Obwód elektryczny generatora składa się więc z kondensatora lub baterii kondensatorów, odbiornika energii i włącznika. Często włączony jest jeszcze opór do pomiaru przebiegu prądu. Obwód taki można rozpatrzeć jako obwód RLC (rys. 1).

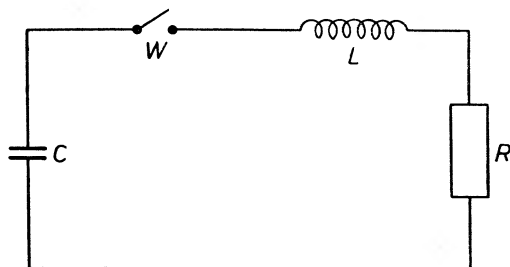
Wyładowanie kondensatora w tym obwodzie ma charakter drgań elektrycznych gasnących. Analiza obwodu RLC wskazuje, że w wyładowaniu oscylacyjnym tłumionym wartość maksymalna prądu I_m wynosi:

$$I_m = \sqrt{\frac{2E}{L}} \cdot \xi,$$

¹ Etymologię słowa trigatron autorzy wywodzą od słów: *trigger* (ang.) — spust, wyzwolenie, i końcówki — *tron* (grec.) oznaczającej urządzenia, przyrządy, np. cyklotron, ignitron. Trihatron jest więc urządzeniem spustowym.

gdzie

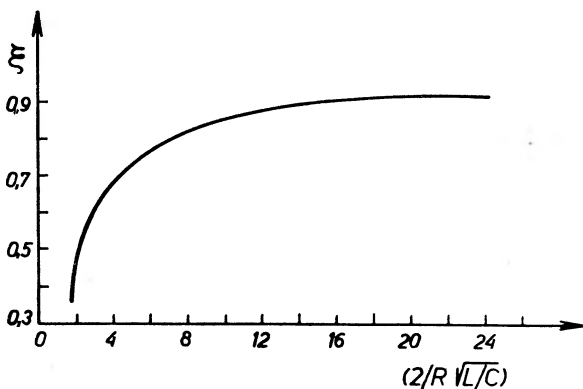
$$E = \frac{CU^2}{2} \text{ — energia kondensatora naładowanego do napięcia } U,$$



Rys. 1. Obwód RLC — najbardziej uproszczony schemat generatora. C — pojemność kondensatora (baterii kondensatorów), W — włącznik, L — indukcyjność obwodu, R — oporność obwodu generatora

$$\xi = f\left(\frac{2}{R}\sqrt{\frac{L}{C}}\right) \text{ — jest funkcją stosunku oporności krytycznej obwodu do jego oporności rzeczywistej (rys. 2).}$$

Zwykle ξ zawarte jest między $0,85 \div 0,95$, a więc przy założonej energii generatora uzyskanie większych prądów jest praktycznie możliwe tylko drogą



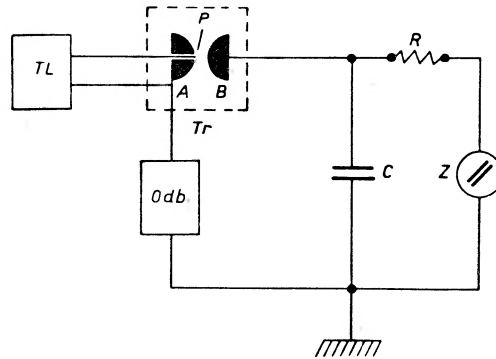
Rys. 2. Przebieg funkcji ξ

obniżenia indukcyjności. Mała indukcyjność obwodu jest również warunkiem uzyskania stromego czoła impulsu. Obniżenie indukcyjności obwodu generatora można uzyskać przez dobór odpowiednich elementów układu oraz przez odpowiedni montaż.

Na rys. 3 przedstawiony jest typowy schemat prostego generatora impulsów prądowych. Jako element włączający w generatorze stosuje się trigatron (iskier-

nik sterowany). Między elektrodami A i B przyłożone jest napięcie nieco mniejsze niż napięcie statycznego przebiecia przerwy między tymi elektrodami, zwanej głównym kanałem wyładowania. W żądanej chwili do elektrody P doprowadza się napięcie inicjujące, które wywołuje przeskok iskry między elektrodami P i A , co jest przyczyną powstawania wyładowania głównego.

Bardzo ważnym elementem w obwodzie generatora są kondensatory impulsowe o możliwie małej indukcyjności własnej. Znane są kondensatory pro-



Rys. 3. Schemat prostego generatora impulsów prądowych. Z — źródło prądu ładującego kondensator C , R — opór w obwodzie ładowania kondensatora, Tr — trygatron (element włączający), A, B, P — elektrody trygatronu, TL — urządzenie wytwarzające impuls napięciowy dla elektrody P , Odb — odbiornik, w którym wykorzystuje się impuls prądu

dukcji amerykańskiej firmy CDE o parametrach 120 kV, 1 μ F, 80 nH, 100 tys. zadziałań, oraz angielskie BICC 100 kV, 0,5 μ F, 167 nH, 20 tys. zadziałań [29].

Do połączenia elementów obwodu generatora stosuje się najczęściej kable koncentryczne o możliwie małej oporności falowej. Oporność falowa kabla Z , jak wiadomo, wyraża się wzorem:

$$Z = \frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{D}{d}.$$

Z wzoru wynika, że zmniejszenie oporności falowej kabla można uzyskać przez zastosowanie jako izolacji dielektryka o wysokiej stałej ϵ oraz przez zwiększenie średnicy wewnętrznej d i zmniejszenie zewnętrznej D kabla.

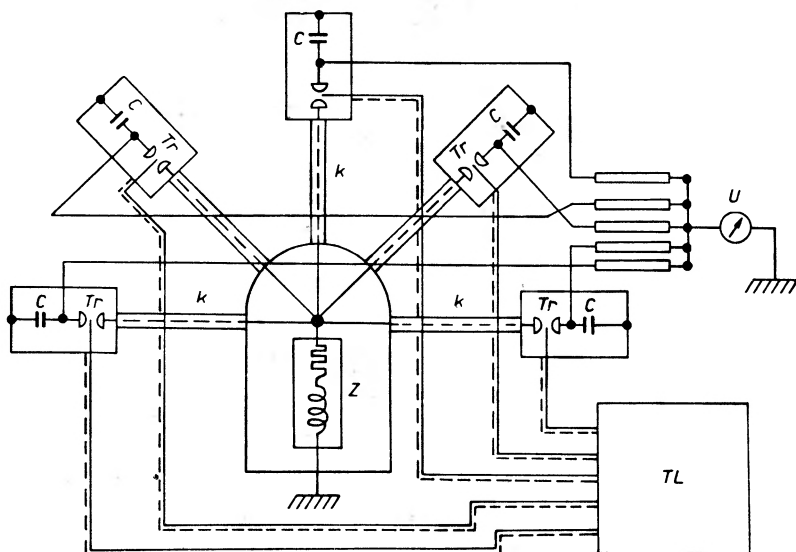
Oprócz kabli koncentrycznych stosowane są również przewody bifilarne złożone z dwóch równoległych, ułożonych blisko siebie taśm przewodzących, oddzielonych dielektrykiem o wysokiej ϵ i dużej wytrzymałości na przebiecie.

Przy większej liczbie kondensatorów znaczne zmniejszenie indukcyjności obwodu generatora można uzyskać przez podzielenie baterii kondensatorów na kilka sekcji rozmieszczonych na obwodzie koła i połączonych promieniście z umieszczonym w środku koła odbiornikiem, przy czym każda sekcja posiada własny włącznik. Przykład takiego układu pokazany jest na rys. 4 [29].

W ten sposób uzyskuje się znaczne zmniejszenie indukcyjności baterii i doprowadzeń. Całkowita indukcyjność generatora L w takim układzie wyraża się wzorem:

$$L = L_0 + \frac{L_1}{n_1} + \frac{L_2}{n_2},$$

gdzie L_0 — indukcyjność odbiornika, L_1 — indukcyjność pojedynczego kondensatora, n_1 — liczba kondensatorów w sekcji, L_2 — indukcyjność doprowadzeń, trigatronu i kabla jednej sekcji, n_2 — liczba sekcji [29].



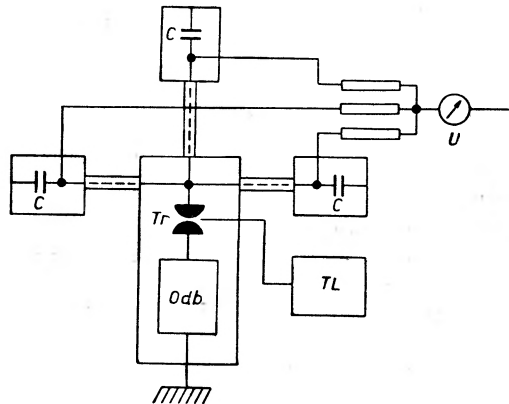
Rys. 4. Schemat generatora z kilkoma sekcjami kondensatorów posiadającymi własne trigatrony. C — sekcja baterii kondensatorów, Tr — trigatron, K — kabel koncentryczny, Z — odbiornik, w którym wykorzystuje się impuls prądu, U — napięcie ładowania kondensatorów, TL — impulsator inicjujący włączenie trigatronów

W układzie sekcjonowanych równolegle kondensatorów powstaje jednak dodatkowa trudność związana z ewentualnością niejednoczesnego włączenia wszystkich sekcji. Ten brak synchronizmu powoduje zmniejszenie amplitudy prądu udarowego. Różnice czasów zadziałania między poszczególnymi trigatronami nie mogą być w praktycznych zastosowaniach większe od 10 nsec. Najlepiej nadają się tu trigatrony ciśnieniowe, które cechuje duża precyzja działania. Amplitudy prądów uzyskiwane z takich generatorów są rzędu kilkuset kiloamperów.

Problem synchronicznego włączania wszystkich sekcji nie występuje w generatorach posiadających pojedynczy, włączający wszystkie sekcje trigatron, najczęściej próżniowy. Trigatrony takie charakteryzuje bardzo mała indukcyjność własna (kilka nH) i bardzo duży prąd roboczy. Schemat generatora z jednym

trigatronem pokazany jest na rys. 5. Generatory tego typu pozwalają osiągać impulsy udarowe o amplitudach kilku megaamperów.

Udział poszczególnych elementów składowych generatora w ogólnej jego indukcyjności pokazany jest na przykładzie zbudowanego przez Durnforda



Rys. 5. Schemat generatora z kilkoma sekcjami kondensatorów (C) i wspólnym trigatronem (Tr).
 TL — impulsator inicjujący, U — napięcie ładowania

i Reynoldsa generatora 470 kA, o pojemności całkowitej 58,2 μF , z jednym iskiernikiem włączającym w parametrach jak niżej [11] (tab. I).

Tabela I

Indukcyjność trigatronu generatora Durnforda i Reynoldsa

Odstęp elektrod (cal)	Indukcyjność całkowita (nH)	Indukcyjność przerwy iskrowej (nH)
$3\frac{1}{2}$	104	67
$19\frac{1}{2}$	370	330

Inne indukcyjności wynoszą:

600 nH dla pojedynczego kondensatora bez doprowadzeń,

1400 nH dla pojedynczego kondensatora z doprowadzeniami,

900 nH dla kabla łączącego pojedynczą sekcję (3 kondensatory) z odbiornikiem.

W Polsce budową generatorów wielkopiędowych impulsów udarowych zajmuje się przede wszystkim Zakład Fizyki i Techniki Plazmy Instytutu Badań Jądrowych w Świerku [14], [25], oraz Zakład Wysokich Napięć Instytutu Elektrotechniki w Warszawie [15], [30] (patrz tab. II). O działalności innych ośrodków w tym zakresie można dowiedzieć się z materiałów sympozjum na temat: *Budowa i zastosowanie generatorów stromych prądów impulsowych* — listopad 1966, Warszawa [23].

Tabela II

Generatory prądów udarowych w Polsce (znane autorom)

Poz. literatury	Zastosowanie	Energia kJ	Napięcie kV	Pojemność μF	Indukcyjność całkowita nH	Amplituda prądu	Rok budowy
-----------------	--------------	------------	-------------	-------------------------	---------------------------	-----------------	------------

Zakład Fizyki i Techniki Plazmy IBJ Świerk

[15]	działa plazmowe w urządzeniach:						
	N 61	16	70	$4 \times 1,6 = 6,4$		400 kA	1962
	Kaktus	8	30	$12 \times 1,48 = 17,8$	180	255 kA	1966
	N 65	145	50	115	30	2,5 MA	w budowie 1968
	projekt	1 000	50/100/200	800	5	20—30 MA	1971

Zakład Wysokich Napięć Instytutu Elektrotechniki, Warszawa

[16]	formowanie metali	2,6	60	1,5	372	84 kA	1964
"	"	2,5	10	50	195	118,5 kA	1966
[30]	"	16,8	10	336	567	160 kA	1967

Laboratorium Spektroskopii Optycznej IFJ Kraków

{	wytwarzanie plazmy	0,6	12	$9 \times 0,92 = 8,2$	1230	~ 30 kA	1962
	metodą eksplozji	4	12	55	200	140 kA	w budowie
	drotu						

Trigatrony (sterowane włączniki iskrowe)

Klasyfikacja trigatronów

Działanie trigatronów polega na sterowanym wyładowaniu iskrowym między dwiema elektrodami. Odległość elektrod jest tak dobrana, aby napięcie pracy było mniejsze od napięcia statycznego przebiecia, a wyładowanie inicjowane jest czynnikiem z zewnątrz. Umożliwia to włączanie trigatronu w żądanej chwili.

Spotykane w literaturze konstrukcje trigatronów można podzielić:

a) Ze względu na ciśnienie pod jakim pracują na:

1. trigatrony powietrzne pracujące pod ciśnieniem atmosferycznym,
2. trigatrony ciśnieniowe pracujące pod ciśnieniem zwiększonym do kilku atmosfer,
3. trigatrony próżniowe pracujące pod ciśnieniem $10^{-1} \div 10^{-3}$ mm Hg.

b) Ze względu na sposób inicjowania wyładowania na:

1. trigatrony z elektrodą inicjującą, w których wyładowanie główne inicjowane jest za pomocą wstępnego wyładowania inicjującego,
2. trigatrony z lampą błyskową, w których wyładowanie główne inicjowane jest przez naświetlenie przerwy między elektrodami impulsem promieni nadfioletowych z umieszczonej obok lampy błyskowej,
3. trigatrony próżniowe, w których wyładowanie główne następuje w wyniku zwiększenia ciśnienia w kanale wyładowania.

Trigatrony charakteryzują się następującymi parametrami:

- L_T — indukcyjność trigatronu, na którą składa się indukcyjność kanału wyładowania oraz indukcyjność samej konstrukcji,
- τ — opóźnienie, które określa się jako odstęp czasu między początkiem zadziałania czynnika inicjującego i początkiem wyładowania głównego,
- τ' — rozrzut opóźnienia, którego miarą jest średnie odchylenie kwadratowe $\sqrt{\Delta\tau^2}$ od średniej wartości τ (czasami podawana jest największa różnica τ dla x zadziałań),
- U_{st} — napięcie statycznego przebiccia głównego kanału wyładowania,
- U_{min} — najmniejsze napięcie pracy, przy którym czynnik inicjujący powoduje przebiccie głównego kanału wyładowania,
- U_p — napięcie pracy: $U_{min} < U_p < U_{st}$.

Napięciowe warunki pracy trigatronu określa się czynnikiem

$$\frac{U_p}{U_{st}} \text{ lub } \frac{U_p - U_{min}}{U_{min}} = \frac{\Delta U}{U_{min}}.$$

1. Trigatrony powietrzne

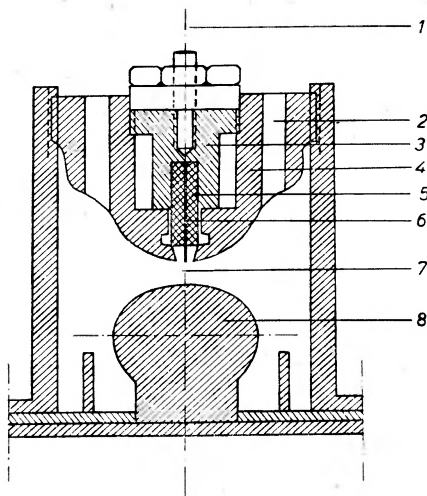
Trigatrony powietrzne pracują w powietrzu pod ciśnieniem atmosferycznym. Inicjowanie wyładowań odbywa się najczęściej za pomocą wstępnego wyładowania inicjującego lub rzadziej — za pomocą promieni nadfioletowych. Trigatrony z elektrodą inicjującą różnią się między sobą sposobem umieszczenia tej elektrody względem elektrod głównych.

1.1 Trigatrony powietrzne z elektrodą inicjującą umieszczoną koncentrycznie w jednej z elektrod głównych

Trigatrony tego typu posiadają elektrodę inicjującą w postaci pręcika, umieszczonej koncentrycznie wewnątrz cylindrycznego wydrążenia np. w katodzie. Odległość elektrody inicjującej od katody jest mała (około 1 mm) w stosunku do odległości elektrod głównych (kilka mm), dzięki czemu napięcie potrzebne do wyładowania inicjującego jest dużo mniejsze od napięcia pracy trigatronu. Przykład konstrukcji takiego trigatronu pokazany jest na rys. 6 [27]. Obudowa i elektrody trigatronu wykonane są z mosiądzu. Odległość elektrod

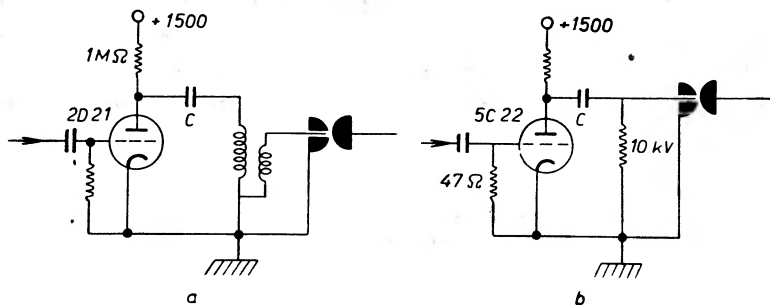
głównych jest regulowana w granicach $2 \div 10$ mm, odległość elektrody inicjującej od katody 1 mm.

Działanie urządzenia rozpoczyna się od chwili doprowadzenia napięcia do elektrody inicjującej. Następuje przeskok iskry między tą elektrodą i katodą, co



Rys. 6. Przykładowa konstrukcja trigatronu z elektrodą inicjującą umieszczoną koncentrycznie w elektrodzie głównej. 1 — kabel impulsu inicjującego, 2 — otwór wentylacyjny, 3 — pleksi-glas, 4 — katoda, 5 — tulejka z pireksu, 6 — elektroda inicjująca, 7 — obszar wyładowania głównego, 8 — anoda

jest przyczyną wyładowania głównego. Parametry omawianego trigatronu: napięcie pracy 18 kV, maksymalny prąd 12 kA, pojemność baterii $31 \mu\text{F}$, opóźnienie $0,05 \mu\text{sec}$, rozrzut opóźnienia $0,02 \mu\text{sec}$.



Rys. 7. Schematy typowych impulsatorów wytwarzających sterowany impuls inicjujący

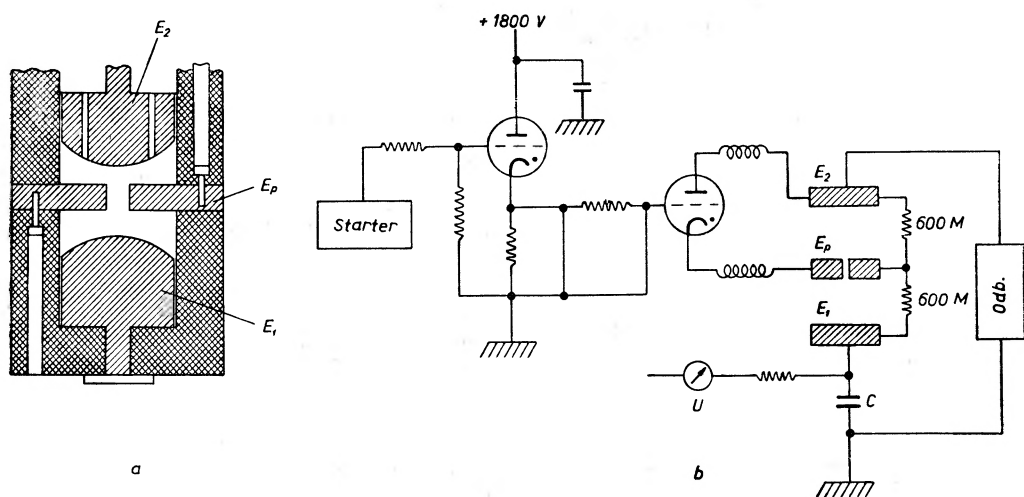
Schematy typowych impulsatorów wytwarzających sterowany impuls inicjujący pokazane są na rys. 7a, b [39].

Impuls inicjujący powstaje w wyniku rozładowania kondensatora C o małej pojemności, naładowanego napięciem kilku lub kilkunastu kilowoltów,

w momencie podania na siatkę tyratronu dodatniego impulsu wywołującego jego zapłon. Impulsator może być połączony z elektrodą inicjującą przez transformator podwyższający napięcie (rys. 7a) lub też może być z nią sprzężony oporowo (rys. 7b).

1.2. Trigatryony powietrzne z elektrodą pośrednią

Trigatryony tego typu posiadają trzecią elektrodę w postaci płytki lub pierścienia umieszczonego między elektrodami głównymi. Typowy przykład takiego trigatronu przedstawiony jest na rys. 8a, b [36].



Rys. 8. a. Przykład konstrukcji trigatronu z elektrodą pośrednią, b. schemat układu sterującego trigatronem. E_1 , E_2 — elektrody główne, E_p — elektroda pośrednia, C — bateria kondensatorów, U — napięcie ładowania, $Odb.$ — odbiornik prądu

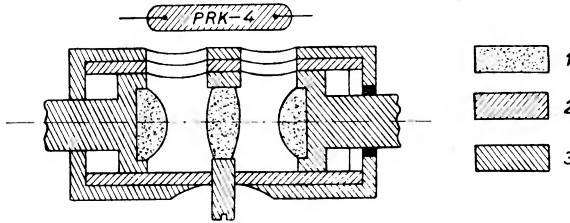
Korpus trigatronu wykonany jest z rury teflonowej o wewnętrznej średnicy 65,8 mm. Odległość głównych elektrod E_1 i E_2 wynosi 8,8 mm. Elektroda inicjująca, w postaci płaskiej płytki z otworem pośrodku, umieszczona jest w połowie odległości między elektrodami głównymi; średnica otworu równa się 12 mm. Napięcie pracy wynosi 25 ÷ 30 kV, a indukcyjność kanału wyładowania 35 nH.

Rozkład napięcia między elektrodami regulowany jest opornikami 600 MΩ (rys. 8b) umieszczonymi w oleju.

Działanie urządzenia rozpoczyna się w chwili podania dodatniego impulsu na siatkę pierwszego tyratronu. Następuje zapłon pierwszego, a następnie drugiego tyratronu, co pociąga za sobą zwarcie górnego opornika 600 MΩ. Indukcyjności włączone w obwód anodowy drugiego tyratronu ograniczają prąd w tym obwodzie. W wyniku zwarcia górnego opornika elektroda pośrednia przyjmuje potencjał górnej elektrody i następuje przeskok między E_1 i E_p . Natychmiast po pierwszym przeskoku — górna przerwa znajduje się pod

przebiegiem i przeskok na niej występuje w czasie kilku nanosekund. Całkowity czas załączenia wynosi 0,8 μ sec, co obejmuje czas wyzwolenia obu tyratronów (0,6 μ sec) oraz czas wyładowania w szczelinie.

Na rys. 9 pokazany jest szkic konstrukcji trigatronu tego samego typu, w którym zastosowano równocześnie dwa sposoby inicjowania: opisany wyżej

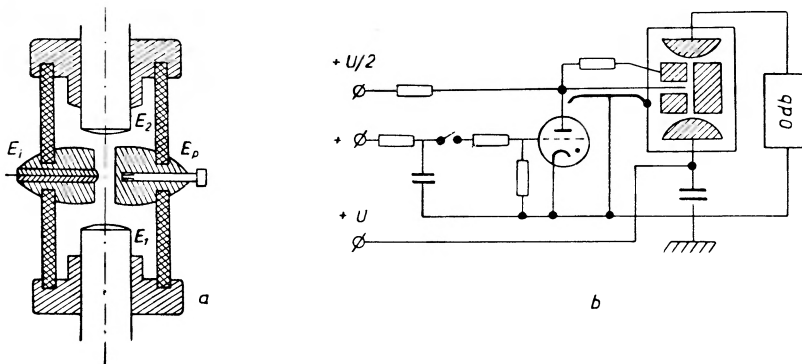


Rys. 9. Przykład konstrukcji trigatronu z dwoma równocześnie działającymi sposobami inicjowania — za pomocą elektrody pośredniej i lampy błyskowej. 1 — grafit, 2 — pleksiglas, 3 — miedź

sposób za pomocą elektrody pośredniej i za pomocą promieni nadfioletowych, którymi naświetla się przerwy między elektrodami przez górne otwory wentylacyjne ze specjalnej lampy typu PRK-4 [26]. Trigatron ten charakteryzuje się dużą stabilnością pracy oraz stromym czołem impulsu wyładowania. Napięcie pracy 10 ÷ 50 kV, maksymalny prąd do 100 kA. Czas narastania impulsu około 20 nsec.

1.3. Trigatrony powietrzne z koncentryczną elektrodą inicjującą umieszczoną w elektrodzie pośredniej

Przykład takiego trigatronu pokazany jest na rys. 10a, b [13]. Dodatni impuls napięcia podany na siatkę tyratronu powoduje jego zapłon. Tyratron zwiera naładowany dodatnio kabel koncentryczny, elektroda inicjująca otrzy-



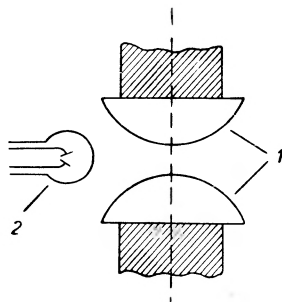
Rys. 10. a. Przykład konstrukcji trigatronu z elektrodą inicjującą umieszczoną w elektrodzie pośredniej. E_1 i E_2 — elektrody główne, E_p — elektroda pośrednia, E_i — elektroda inicjująca. b. Schemat generatora, w którym zastosowano tego typu trigatron

muje potencjał prawie zerowy. Promieniowanie ultrafioletowe powstające w wyładowaniu między elektrodami inicjującą i pośrednią oświetla główną przerwę iskrą. Elektroda pośrednia w tym momencie posiada potencjał zerowy. Wywołane zostaje w ten sposób przepięcie na dolnej przerwie iskrowej. Kondensator rozładowuje się poprzez obie przerwy iskrowe.

Szczegółowe badanie tego typu trigatronów przeprowadzono w Zakładzie Fizyki i Techniki Plazmy, IBJ Świerk [25]. Zbudowany tam trigatron pracuje w układzie o parametrach podanych w tabeli IV. Przebądany został na rozrzut opóźnień $\Delta\tau$ przede wszystkim w zależności od $\frac{U_p}{U_{st}}$.

1.4. Trigatrony powietrzne z lampą błyskową

Na rys. 11 pokazany jest szkic trigatronu powietrznego, w którym wyładowanie główne inicjowane jest przez naświetlenie kanału wyładowania pro-



Rys. 11. Trigatron inicjowany lampą błyskową. 1 — elektrody główne, 2 — lampa błyskowa

mieniami nadfioletowymi z lampy błyskowej umieszczonej obok elektrod głównych [9].

Parametry tego trigatronu nie wykazują większych jego zalet poza bardzo małym rozrzutem opóźnienia, który wynosi tu 8 nsec. Fakt, że w trigatronie tym nie ma iskry inicjującej, może okazać się korzystny, gdyż iskra ta w wielu wypadkach bywa przyczyną zakłócenia pomiarów elektrycznych.

1.5. Własności trigatronów powietrznych

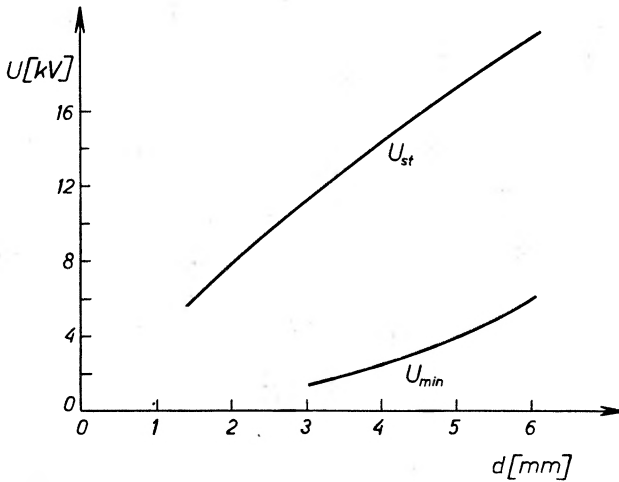
Indukcyjność trigatronów powietrznych spowodowana jest głównie indukcyjnością kanału wyładowania, która zależy od odległości d między elektrodami głównymi. Uzyskanie małej indukcyjności kanału jest możliwe przy małych odległościach elektrod. Odległość elektrod określa również napięciowe warunki pracy trigatronu.

U_{st} i U_{min} w funkcji d pokazane są na rys. 12 [27]. Wynika stąd, że trigatrony powietrzne nie nadają się do pracy przy wyższych napięciach, gdyż wymagałoby to zwiększenia odległości między elektrodami, a więc i indukcyjności trigatronu.

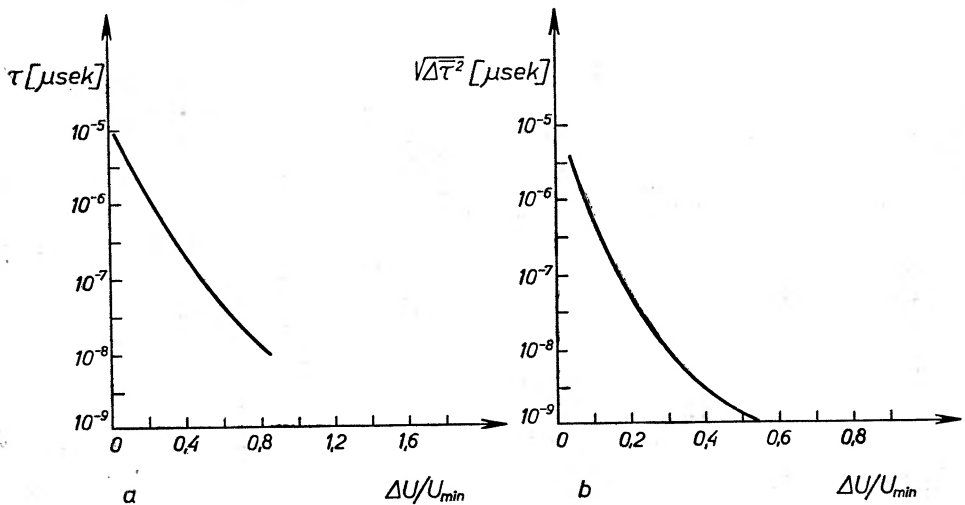
Opóźnienie i rozrzut opóźnienia zależą głównie od doboru napięcia pracy. Podane przez Hintza i Beerwalda [20] wyniki pomiarów

$$\tau = f_1 \left(\frac{\Delta U}{U_{min}} \right) \quad \text{oraz} \quad \sqrt{\Delta \tau^2} = f_2 \left(\frac{\Delta U}{U_{min}} \right)$$

dla napięć w zakresie do 20 kV przedstawia rys. 13a, b.



Rys. 12. Zakres napięć pracy trigatronu w zależności od odległości (d) między elektrodami



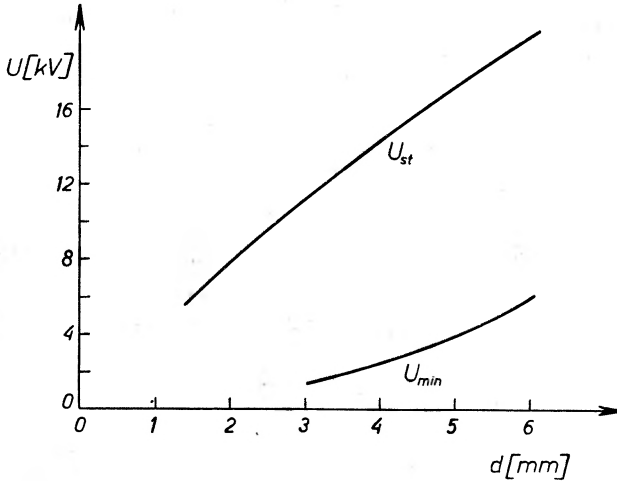
Rys. 13. a. Zależność opóźnienia i b. rozrzutu opóźnienia od napięciowych warunków pracy trigatronu

Z wykresów tych wynika, że trigatrony powietrzne osiągają wartości τ i $\sqrt{\Delta \tau^2}$ rzędu nanosekund przy napięciach pracy bliskich napięciu statycznego przebicia.

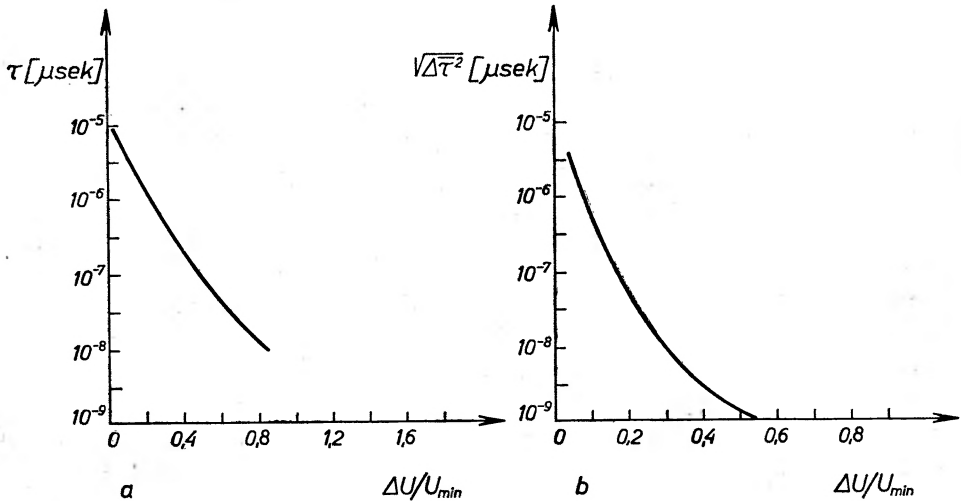
Opóźnienie i rozrzut opóźnienia zależą głównie od doboru napięcia pracy. Podane przez Hintza i Beerwalda [20] wyniki pomiarów

$$\tau = f_1 \left(\frac{\Delta U}{U_{min}} \right) \quad \text{oraz} \quad \sqrt{\Delta\tau^2} = f_2 \left(\frac{\Delta U}{U_{min}} \right)$$

dla napięć w zakresie do 20 kV przedstawia rys. 13a, b.



Rys. 12. Zakres napięć pracy trigatronu w zależności od odległości (d) między elektrodami



Rys. 13. a. Zależność opóźnienia i b. rozrzutu opóźnienia od napięciowych warunków pracy trigatronu

Z wykresów tych wynika, że trigatrony powietrzne osiągają wartości τ i $\sqrt{\Delta\tau^2}$ rzędu nanosekund przy napięciach pracy bliskich napięciu statycznego przebiecia.

Najlepsze parametry osiągają trigatроны powietrzne przy napięciach pracy rzędu kilkunastu kilowoltów (odległość kilka milimetrów) oraz przy około 95% U_{st} . W tych warunkach indukcyjność jest rzędu kilkudziesięciu nano-henrów.

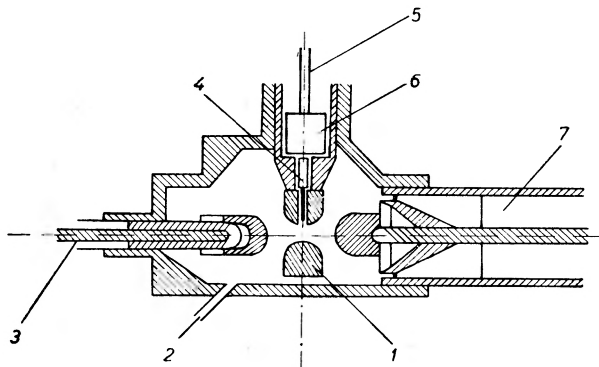
Trigatроны powietrzne stosowane są najczęściej w generatorach impulsów udarowych małej i średniej mocy. Ich największą zaletą jest prosta konstrukcja i eksploatacja.

2. Trigatроны ciśnieniowe

Trigatроны ciśnieniowe działają na tej samej zasadzie co trigatроны powietrzne. W konstrukcji różnią się od nich tym, że posiadają szczelną obudowę napełnioną gazem pod ciśnieniem kilku atmosfer. Pozwala to na zwiększenie napięcia pracy przy niezmienionej odległości elektrod. Jako gaz roboczy stosuje się najczęściej azot, argon lub powietrze.

2.1. Przykłady konstrukcji trigatronów ciśnieniowych

Na rys. 14 pokazany jest szkie konstrukcji trigatronu ciśnieniowego z elektrodą inicjującą, umieszczoną w elektrodzie pośredniej, na napięcie 100 kV przy prądzie roboczym 30 kA. Opóźnienie wynosi 30 nsec, a rozrzut opóźnienia mniej niż 20 nsec [4], [29]. Przerwa między elektrodami wynosi od strony po-



Rys. 14. Przykład konstrukcji trigatronu ciśnieniowego. 1 — elektroda pośrednia, 2 — przewód do pompy, 3 — kabel koncentryczny idący do odbiornika, 4 — opornik, 5 — kabel impulsu inicjującego, 6 — kondensator 500 pF, 7 — kondensator baterii 0,5 μ F

jemności 7 mm i od strony wyładowania 6 mm. Indukcyjność kanału wyładowania jest bardzo mała i wynosi 5 nH, jednak indukcyjność całego trigatronu, tj. odcinka obwodu od elektrody kondensatora do wyjścia kabla koncentrycz-

Najlepsze parametry osiągają trigatроны powietrzne przy napięciach pracy rzędu kilkunastu kilowoltów (odległość kilka milimetrów) oraz przy około 95% U_{st} . W tych warunkach indukcyjność jest rzędu kilkudziesięciu nanohenrów.

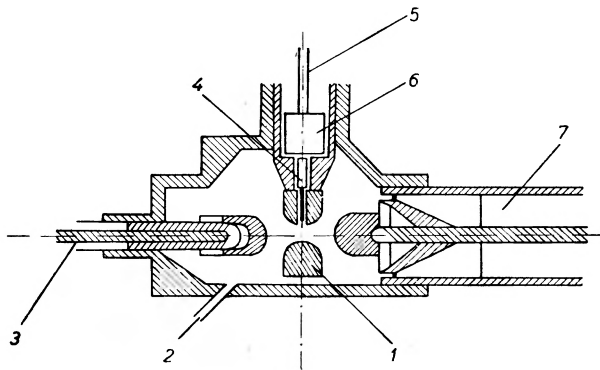
Trigatроны powietrzne stosowane są najczęściej w generatorach impulsów udarowych małej i średniej mocy. Ich największą zaletą jest prosta konstrukcja i eksploatacja.

2. Trigatроны ciśnieniowe

Trigatроны ciśnieniowe działają na tej samej zasadzie co trigatроны powietrzne. W konstrukcji różnią się od nich tym, że posiadają szczelną obudowę napełnioną gazem pod ciśnieniem kilku atmosfer. Pozwala to na zwiększenie napięcia pracy przy niezmienionej odległości elektrod. Jako gaz roboczy stosuje się najczęściej azot, argon lub powietrze.

2.1. Przykłady konstrukcji trigatronów ciśnieniowych

Na rys. 14 pokazany jest szkic konstrukcji trigatronu ciśnieniowego z elektrodą inicjującą, umieszczoną w elektrodzie pośredniej, na napięcie 100 kV przy prądzie roboczym 30 kA. Opóźnienie wynosi 30 nsec, a rozrzut opóźnienia mniej niż 20 nsec [4], [29]. Przerwa między elektrodami wynosi od strony po-

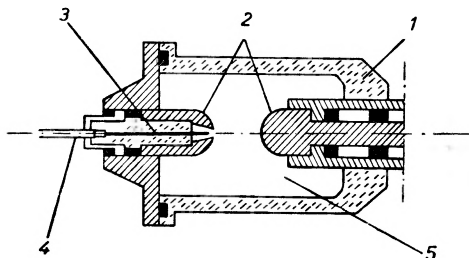


Rys. 14. Przykład konstrukcji trigatronu ciśnieniowego. 1 — elektroda pośrednia, 2 — przewód do pompy, 3 — kabel koncentryczny idący do odbiornika, 4 — opornik, 5 — kabel impulsu inicjującego, 6 — kondensator 500 pF, 7 — kondensator baterii 0,5 μF

jemności 7 mm i od strony wylądowania 6 mm. Indukcyjność kanału wylądowania jest bardzo mała i wynosi 5 nH, jednak indukcyjność całego trigatronu, tj. odcinka obwodu od elektrody kondensatora do wyjścia kabla koncentrycz-

nego obciążenia, wynosi 250 nH, co jest zrozumiałe przy znacznych wymiarach izolacji.

Rys. 15 przedstawia przykład trigatronu ciśnieniowego, na napięciu 100 kV, z elektrodą umieszczoną koncentrycznie w katodzie [24].



Rys. 15. Przykład konstrukcji prostszego trigatronu ciśnieniowego. 1 — izolator (pleksiglas), 2 — elektrody główne, 3 — elektroda inicjująca, 4 — kabel koncentryczny impulsu inicjującego, 5 — przestrzeń wypełniona azotem

2.2. Własności trigatronów ciśnieniowych

Trigatrony ciśnieniowe stosowane są przy wyższych napięciach pracy. Pracują bardziej stabilnie, posiadają mniejszy rozrzut opóźnień. Pomiary rozrzutu opóźnienia [4] wykazują wzrost rozrzutu przy niższych napięciach pracy, podobnie jak w konstrukcjach pracujących pod ciśnieniem atmosferycznym. Ponadto wykazują wzrost rozrzutu przy stosowaniu wyższych ciśnień. Zależność rozrzutu opóźnienia $\sqrt{\Delta\tau^2}$ od ciśnienia p przy napięciu pracy 100 kV pokazuje tabela III [4], [29].

Tabela III

Zależność rozrzutu opóźnienia $\sqrt{\Delta\tau^2}$ od ciśnienia (p) dla trigatronu ciśnieniowego [4] pracującego przy napięciu 100 kV

p (Atm)	4,2	4,6	5,0	5,3	5,7
$\sqrt{\Delta\tau^2}$ (nsec)	2	4	8	11	16

Również ważnym zagadnieniem bezpośrednio związanym z rozrzutem opóźnienia jest wytwarzanie odpowiednio stromych impulsów inicjujących.

3. Trigatrony próżniowe

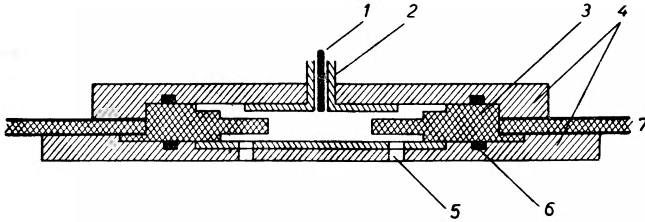
Trigatrony próżniowe pracują z rozrzedzonym gazem pod ciśnieniem $10^{-1} \div 10^{-3}$ mm Hg. Parametry są tak dobrane, że ich punkt pracy leży w nisko-ciśnieniowej gałęzi krzywej Paschena. Inicjowanie wyładowania głównego

odbywa się najczęściej za pomocą wstępnego wyładowania wytworzonego między elektrodą inicjującą a jedną z elektrod głównych, lub też przez wprowadzenie do kanału wyładowania niewielkiej ilości gazu. W tym wypadku, na skutek wzrostu ciśnienia, punkt pracy przesuwa się po krzywej Paschena w stronę wysokich ciśnień i następuje wyładowanie. Przegląd tego typu trigatronów zawarty jest w publikacji [33].

3.1. Trigatrony próżniowe z elektrodą inicjującą

W prawie wszystkich spotykanych konstrukcjach elektroda inicjująca umieszczona jest koncentrycznie w cylindrycznym wydrążeniu w jednej z elektrod głównych (najczęściej w katodzie), podobnie jak w trigatronach powietrznych.

Na rys. 16 pokazany jest szkic typowej konstrukcji trigatronu próżniowego z elektrodą inicjującą, na napięciu $50 \text{ V} \div 18 \text{ kV}$ [32]. Maksymalny prąd przy



Rys. 16. Przykład konstrukcji trigatronu próżniowego. 1 — elektroda inicjująca, 2 — osłona teflonowa, 3 — izolator (teflon), 4 — elektrody główne, 5 — otwory do pompowania, 6 — uszczelki, 7 — płasko-równoległe połączenia z baterią kondensatorów i odbiornikiem energii

rozładowaniu baterii kondensatorów o pojemności $45 \mu\text{F}$ naładowanej do napięcia 18 kV wynosi $1,2 \text{ MA}$, indukcyjność kanału wyładowania 3 nH , opóźnienie 60 nsec , a rozrzut opóźnienia 3 nsec . Całkowita oporność trigatronu $6 \text{ m}\Omega$, z czego na kanał wyładowania przypada tylko $1 \text{ m}\Omega$.

Elektrody główne wykonane z płytek pokrytych od strony kanału wyładowania mosiądzem. Elektroda inicjująca z drutu wolframowego o średnicy 1 mm umieszczona jest koncentrycznie w cylindrycznym wydrążeniu w katodzie o średnicy 2 mm i odizolowana od katody tulejką z teflonu. Odległość elektrod jest stała i wynosi 6 mm . Próżnia ($0,1 \text{ mm Hg}$) utrzymywana jest za pomocą dyfuzyjnej pompy olejowej.

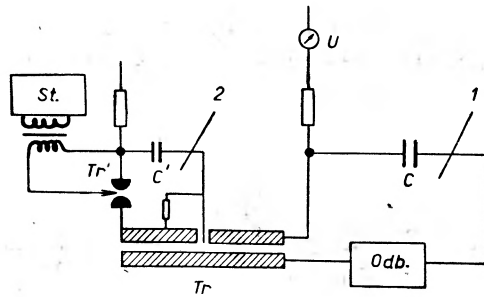
Na rys. 17 pokazany jest schemat generatora impulsów prądowych, na którym można wyróżnić obwód wyładowania głównego i obwód wyładowania inicjującego. Impuls inicjujący powstaje w obwodzie wyładowania inicjującego w wyniku rozładowania kondensatora $C' = 14 \mu\text{F}$, naładowanego do napięcia 20 kV przez mały trigatron powietrzny T'_r . Czas τ_1 potrzebny do powstania wyładowania inicjującego może być łatwo zmniejszony do $25 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$. Wyładowanie inicjujące rozpoczyna proces jonizacji w głównym kanale wyłado-

wania trigatronu T_r , a więc rozpoczyna wyładowanie główne. Czas τ_2 , w którym prąd w obwodzie głównym osiąga maksimum, jest czasem potrzebnym na przyrost gęstości jonów do takiej wartości, przy której prąd wyładowania jest ograniczony jedynie obwodem zewnętrznym.

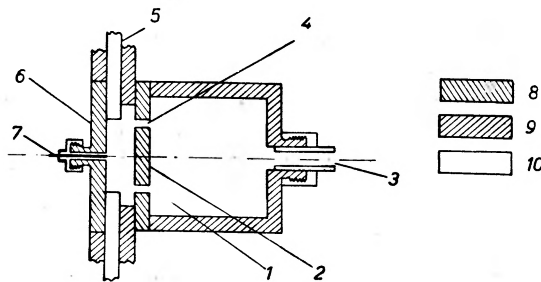
Czas τ_2 określa wzór wg [21]:

$$\tau_2 = \frac{1}{p(sv)} \ln \frac{2,75 \times 10^5 d^2}{Z \cdot A \cdot U^{1/2}}$$

gdzie p — ciśnienie gazu, s — wydajność jonizacji, v — prędkość elektronów, A — powierzchnia elektrod, U — napięcie ładowania, d — odległość elektrod.



Rys. 17. Schemat generatora z trigatronem próżniowym i impulsatorem. 1 — obwód główny, 2 — impulsator, T_r — trigatron główny, T_r' — trigatron impulsatora, C' — kondensator impulsatora, St — starter (komenderujący układ elektroniczny), C — główna bateria kondensatorów, U — napięcie ładowania, $Odb.$ — odbiornik energii



Rys. 18. Inny model trigatronu próżniowego. 1 — komora próżniowa, 2 — anoda, 3 — kanał do pompy próżniowej, 4 — ośmiem otworów wentylacyjnych, 5 — izolator (lucyt), 6 — katoda, 7 — elektroda inicjująca, 8 — stal, 9 — mosiądz, 10 — lucyt

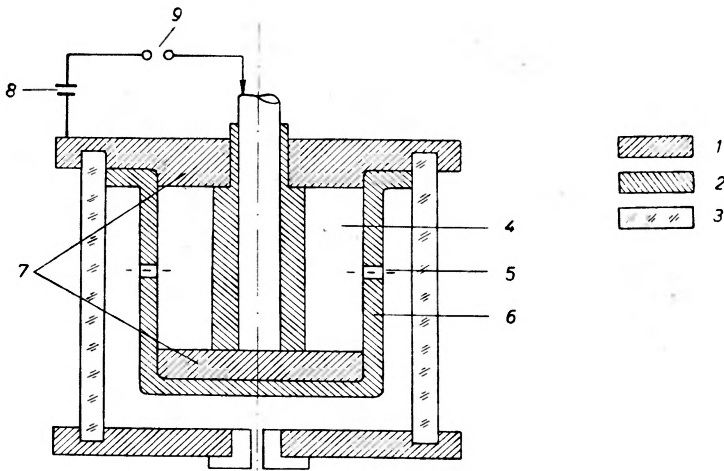
Opóźnienie τ_2 określone powyższym wzorem jest porównywalne z wynikami doświadczalnymi.

Na rys. 18 pokazany jest inny przykład trigatronu próżniowego z elektrodą inicjującą [6]. Napięcie pracy wynosi 25 V, a natężenie prądu 1 MA przy rozładowaniu baterii o pojemności 19,2 μF . Indukcyjność trigatronu 4 nH.

3.2. Trigatrony próżniowe, w których wyładowanie inicjowane jest przez zmianę ciśnienia w kanale wyładowania

Przykład konstrukcji takiego trigatronu pokazany jest na rys. 19 [22]. Ciśnienie w trigatronie przy napięciu pracy 10 kV wynosi 0,1 mm Hg. Inicjowanie wyładowania odbywa się na skutek wpuszczenia przez szczelinę niewielkiej ilości argonu. Gaz ten dostaje się do kanału wyładowania przez małe otwory w osłonie rozmieszczone symetrycznie na wysokości odpowiadającej połowie odległości między elektrodami.

Elektrody wykonane są z płytek aluminiowych i znajdują się w odległości 40 mm. Kanał wyładowania otoczony jest osłoną z pleksiglasu, która ogranicza



Rys. 19. Przykład konstrukcji trigatronu próżniowego sterowanego zmianą ciśnienia. 1 — aluminium, 2 — pleksiglas, 3 — szkło, 4 — przestrzeń wyładowania, 5 — wejście gazu do przestrzeni wyładowania, 6 — osłona, 7 — elektrody, 8 — bateria kondensatorów, 9 — odbiornik energii

przestrzeń rozchodzenia się prądu wyładowania, co z kolei ma wpływ na indukcyjność i oporność kanału wyładowania oraz na trwałość elektrod. Wymiary osłony są doświadczalnie dobrane dla danego napięcia pracy i stanowią kompromis między zmniejszeniem długości, a więc i indukcyjności kanału, a zachowaniem symetrycznej i dyfuzyjnej struktury wyładowania. Zmniejszenie odległości elektrod poniżej 40 mm przy napięciu pracy 10 kV wykazuje tendencje do powstawania skoncentrowanych łuków wyładowania, co zwiększa indukcyjność i oporność kanału wyładowania, oraz powoduje szybsze zużycie elektrod. Przy napięciu pracy 10 kV i odległości elektrod 40 mm indukcyjność kanału wyładowania wynosi 4 nH, a oporność 5 mΩ. Trigatron nie powoduje żadnych zakłóceń pomiarów elektrycznych na zewnątrz.

3.3. Własności trigatronów próżniowych

Trigatrony próżniowe wykazują cały szereg zalet, a mianowicie:

1. Bardzo małą indukcyjność własną, na ogół mniejszą od 5 nH, oraz oporność kilka mΩ (szeroki i krótki kanał wylądowania).

Tabela IV

Zestawienie parametrów różnych typów trigatronów

Lp.	Poz. literatury	Typ	Sposób inicjowania	Nap. pracy U_p (kV)	Nateżenia prądu I_m (kA)	Pojemność C (μF)	Indukcyjność L (nH)	Opóźnienie τ (μsec)	Rozrzut opóźnienia $\Delta\tau$ (μsec)
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	[27]	powietrzny	elektroda inicjująca w katodzie	18	12	31		0,05	0,02
2	[28]	"	" "	13,2		0,016		0,035	0,015
3	[10]	"	" "	10		40	34	0,2	
4	[8]	"	" "	12	10			~0,1	
5	[36]	"	" "	100		0,04			
6	[7]	"	" "	18	0,2	0,05			
7	[21]	"	" "	40—150	60		10	0,01	
8	[31]	"	" "	12	~10	9	35		0,025
9	[37]	"	" w anodzie	10 ÷ 80	1	0,1		0,2	0,03/60x
10	[36]	"	elektroda pośrednia	30	250		35	0,2	>0,1
11	[19]	"	" "	30	100		50	0,1	
12	[26]	"	" "	50	100			0,02	
13	[5]	"	" "	30	6	0,009	100	0,05	0,005
14	[9]	"	lampa błyskowa	12		0,25		0,2	0,008
15	[25]	"	elektroda inicjująca w elektrodzie pośredniej	10 ÷ 100	100			0,030	0,007/10x
16	[4]	ciśnieniowy	" "	100	30	0,5	5	0,030	0,020
17	[24]	"	elektroda inicjująca w katodzie	100	20		(250)	0,04	0,02
18	[1]	"	" "	24	10				0,04
19	[35]	"	" "	30	10	0,12		0,057	0,01
20	[6]	próżniowy	" "	25	1000	19,2	4	0,1	
21	[18]	"	" "	25	100			0,1	
22	[32]	"	" "	18	1200	45	3	0,060	0,003
23	[3]	"	" "	30	2000	100		0,1	
24	[17]	"	" "	30 ÷ 75	1000		>30	0,1	
25	[14]	"	" "	30 ÷ 60	1000	213	20		0,025
26	[38]	"	" "	20	280	60		0,05	0,005
27	[34]	próżniowy wieloelektrodowy	" "	2 ÷ 50	1000		50	0,5	
28	[22]	"	zmiana ciśnienia	10		15	4		
29	[12]	"	" "	40	100	1	~2		

2. Niskie napięcie pracy od kilku do kilkunastu kilowoltów oraz możliwość włączania w szerokim zakresie napięć bez konieczności mechanicznego ustawiania odległości między elektrodami głównymi (dotyczy trigatronów z elektrodą inicjującą).

3. Duży prąd roboczy, nawet do kilku megaamperów.

Opóźnienie τ jest zazwyczaj rzędu 10^{-7} sec, podczas gdy w trigatronach powietrznych może być mniejsze: $10^{-8} \div 10^{-9}$ sec. Stwierdzono, że większy wpływ na opóźnienie ma ciśnienie gazu niż napięcie pracy [14].

Przy dużych prądach następuje dość szybkie niszczenie elektrod, na których tworzą się nierówności w postaci małych stożków skierowanych do wewnątrz kanału wyładowania. Również po kolejnych wyładowaniach metal, który odparowuje z powierzchni elektrod, ma tendencję do kondensacji na powierzchniach izolatorów. Oba zjawiska są przyczyną przedwczesnych niekontrolowanych wyładowań (bez zadziałania czynnika inicjującego). Celem uniknięcia tych wyładowań przeszlifowuje się powierzchnie elektrod po kilku włączeniach. Jako izolator stosowany jest teflon, który ze względu na swe własności izolacyjne oraz zdolność „samoczyszczania się” po kolejnych wyładowaniach znalazł w trigatronach próżniowych powszechne zastosowanie.

Trigatrony próżniowe są bardziej skomplikowane w konstrukcji w porównaniu z trigatronami powietrznymi. Są również bardziej kłopotliwe w eksploatacji ze względu na konieczność ciągłego podtrzymywania próżni. Stosowane są w generatorach impulsów udarowych dużej mocy.

Abstract: In the present paper a brief review is given of various types of high-current triggered switches and of their design and technical properties.

Literatura

- [1] J. H. Adlam, L. S. Holmes, *J. Sci. Instrum.*, **37**, 385 (1960).
- [2] B. Asiejew, *Podstawy Radiotechniki*, PWN, Warszawa 1955.
- [3] R. W. Baker, *Rev. Sci. Instrum.*, **30**, 700 (1959).
- [4] A. E. Bishop, G. D. Edmonds, I. Sheffield, *J. Sci. Instrum.*, **39**, 566 (1962).
- [5] M. Conversi *et al.*, *Rev. Sci. Instrum.*, **33**, 777 (1962).
- [6] G. D. Cormack, A. J. Barnard, *Rev. Sci. Instrum.*, **33**, 606 (1962).
- [7] J. D. Craggs *et al.*, *J. I. E. E.* (London), **93**, 963 (1946).
- [8] F. L. Curzon, C. C. Daughney, *Rev. Sci. Instrum.*, **34**, 430 (1963).
- [9] F. L. Curzon, P. R. Smy, *Rev. Sci. Instrum.*, **32**, 756 (1961).
- [10] W. A. Cilliers, S. Leeman, *J. Sci. Instrum.*, **39**, 528 (1962).
- [11] I. Durnford, P. Reynolds, *Proc. I. E. E.*, **101**, 103 (1954).
- [12] R. A. Fitch, N. R. McCormick, *Proc. IV Int. Conf. on Ioniz. Phen. in Gases*, Uppsala 1960.
- [13] L. M. Goldman, H. C. Pollock, J. A. Reynolds, W. F. Westendorp, *Rev. Sci. Instrum.*, **33**, 1041 (1962).
- [14] M. Gryziński, J. Nowikowski, M. Sadowski, S. Suckewer, *Report „P“ No 846/XVIII/PP IBJ*, Warszawa 1967.
- [15] J. Gzylewski *et al.*, *Przegląd Elektrotechniczny*, **41**, 121 (1965).

- [16] N. O. O. Eikel, H. M. Skarsgard, *Rev. Sci. Instrum.*, **34**, 299 (1963).
- [17] D. C. Hagerman, A. H. Williams, *Rev. Sci. Instrum.*, **30**, 182 (1959).
- [18] R. K. Hancox, *Rev. Sci. Instrum.*, **33**, 1239 (1962).
- [19] R. Harvey, G. J. Yeveck, *Rev. Sci. Instrum.*, **34**, 1444 (1963).
- [20] E. Hintz, H. Beerwald, *Proc. IV Int. Conf. Ioniz. Phen. in Gases*, Uppsala 1960.
- [21] I. B. Issinskij, K. P. Myznikow, *Prib. Tiechn. Eksp.*, **3**, 131 (1965).
- [22] R. G. Jahn, W. Jaskowsky, A. J. Cassini, *Rev. Sci. Instrum.*, **34**, 1439 (1963).
- [23] J. L. Jakubowski, *Przegląd Elektrotechniczny*, **17**, 397 (1966).
- [24] B. G. Jerozolimskij et al., *Prib. Tiechn. Eksp.*, **2**, 93 (1963).
- [25] A. Jerzykiewicz, M. Sadowski, *Report „P“ No 823/XVIII/PP IBJ*, Warszawa 1967.
- [26] S. M. Korienczenko, K. G. Niekrasow, *Prib. Tiechn. Eksp.*, **4**, 120 (1965).
- [27] P. C. T. Van der Laan, A. De Jorg, *Rijnhuizen Institute Report 63—07* (1963).
- [28] M. L. Lederman, *Rev. Sci. Instrum.*, **32**, 523 (1961).
- [29] R. Malewski, *Postępy Techniki Wysokich Napięć*, **4**, 467 (1965).
- [30] R. Malewski, *Przegląd Elektrotechniczny* (w druku).
- [31] K. Melzacki, H. Niewodniczański, J. Pietruszka, *Report Instytutu Fizyki Jądrowej*, Kraków 1968 (w przygotowaniu do druku).
- [32] L. Th. M. Ornstein, H. A. Van der Laan, C. A. J. Hugenholtz, *J. Sci. Instrum.*, **42**, 659 (1965).
- [33] M. Sadowski, *Przegląd Elektrotechniczny*, **42**, 413 (1966).
- [34] M. Sadowski, *Report No 472/XVIII IBJ*, Warszawa 1963.
- [35] G. Schranz, G. Henry, *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 134 (1964).
- [36] O. E. Smith, *Rev. Sci. Instrum.*, **35**, 134 (1964).
- [37] S. Ślusarek, J. J. Wierzbicki, *Przegląd Elektrotechniczny*, **43**, 149 (1967).
- [38] J. W. Mathew and H. H. Williams, *Rev. Sci. Instrum.*, **31**, 297 (1960).
- [39] G. A. Theophanis, *Rev. Sci. Instrum.*, **31**, 427 (1960).

Józef Wojas

Katedra Fizyki
na Wydziale Chemicznym Politechniki Warszawskiej

Sposoby otrzymywania powierzchni o wysokiej czystości

Techniques of obtaining high-purity surfaces

Wstęp

Otrzymywanie czystych powierzchni ciał stałych o budowie krystalicznej, ważne w badaniach fizycznych zjawisk powierzchniowych, może być osiągnięte różnymi sposobami. Najprostszymi są obróbka mechaniczna (szlifowanie, polerowanie) i chemiczna (trawienie) [1], [2], [3]. Można też uzyskać oba efekty w jednej obróbce przez stosowanie polerujących związków trawiących.

Do niektórych badań, jak np. pomiarów adsorpcji lub współczynnika odbicia światła, wystarcza oczyszczanie powierzchni mieszaninami polerująco-trawiącymi. Natomiast w pomiarach pracy wyjścia elektronu z metali i półprzewodników często zdarza się, że stosując różne związki trawiące do tej samej powierzchni, uzyskuje się różne wyniki. Jest to spowodowane skomplikowanym przebiegiem procesu trawienia, który niekiedy [4] składa się z dwu procesów:

- 1) tworzenia się warstewki tlenków na powierzchni kryształu,
- 2) rozpuszczania powstałych tlenków.

Pozostałości błonek tlenkowych na różnych płaszczyznach krystalograficznych rozmaicie wiążą się z podłożem, dając w efekcie różniące się własności powierzchni. Ponadto trawienie odbywa się zazwyczaj na powietrzu, dokładne zaś badania zjawisk powierzchniowych wymagają wysokiej próżni. Zanim wytrawiona powierzchnia próbki znajdzie się w urządzeniu próżniowym, zostaje pokryta warstwą zaadsorbowanych molekuł, głównie tlenu i pary wodnej. Stąd wniosek, że wspomniane wyżej proste sposoby obróbki nie wystarczają w bardziej precyzyjnych badaniach zjawisk powierzchniowych. Skuteczne oczyszczanie powierzchni jest problemem trudnym doświadczalnie i wymagającym odpowiednich urządzeń (przede wszystkim aparatury wysokopróżniowej). Ostatnie lata przyniosły znaczny postęp prac nad tym zagadnieniem

i istnieje obecnie możliwość uzyskania dla niektórych kryształów powierzchni nawet atomowo czystych.

Niniejsza praca jest przeglądem nowoczesnych metod oczyszczania powierzchni i uzyskanych przy ich stosowaniu wyników doświadczalnych.

1. Obróbka cieplna i bombardowanie elektronowe

Najprostszą i chyba najstarszą metodą wytwarzania czystych powierzchni jest długotrwałe odgazowywanie przez wygrzewanie kryształów w próżni. Monokryształy wielu metali możemy wygrzewać prawie do temperatury topnienia bez obawy uszkodzenia siatki krystalicznej. Podobnie postępujemy z niektórymi półprzewodnikami. W czasie odgazowywania przez podwyższanie temperatury w wysokiej próżni następuje desorpcja gazów i rozkład różnych tlenków znajdujących się na powierzchni kryształu.

Farnsworth i inni [5] wykazali na przykładzie powierzchni (111) i (100) diamentu, że przez ogrzewanie w wodorze można otrzymać powierzchnie prawie atomowo czyste. Powierzchniami atomowo czystymi nazywamy powierzchnie pozbawione obcych atomów i zachowujące doskonale prawidłową budowę krystalograficzną. Przez ogrzewanie próbek diamentu w wodorze przy $5 \cdot 10^{-4}$ Tr całkowicie usuwano węgiel z powierzchni. Na oczyszczonych w ten sposób powierzchniach atomy były przesunięte z ich „normalnych“ położenia na dużo mniejsze odległości niż w przypadku dokonywania analogicznej obróbki na germanie i krzemie.

Czyste powierzchnie małych próbek monokrystalicznego wolframu uzyskał Nikliborc [6] przez długotrwałe wyżarzanie w wysokiej próżni. Takie oczyszczanie powierzchni nie zawsze jest pełne, nawet jeśli proces grzania trwa przez kilkadziesiąt godzin, gdyż niezmiernie trudno jest usunąć całkowicie gazy adsorbowane na skutek ich ciągłej dyfuzji z wnętrza kryształu.

Częściowe odgazowywanie, a tym samym oczyszczanie powierzchni dla różnego rodzaju taśm i folii, uzyskuje się też przez długotrwały prąd elektryczny o znacznym natężeniu, czyli przez tzw. grzanie omowe. Tak oczyszczali folie Pd Jaeckel i Wagner [7], grzejąc je do temperatury powyżej 900° C. Towarzystwo temu jednak duże rozpylanie prowadzące w konsekwencji do uszkodzenia folii. Nagrzewanie w celu odgazowania powierzchni metalicznych może się odbywać także za pomocą pieca indukcyjnego wielkiej częstotliwości [8], na skutek wzbudzania prądów wirowych w próbkach.

Dla wielu kryształów jednak nie można otrzymać powierzchni atomowo czystych za pomocą tylko obróbki cieplnej w wysokiej próżni.

Lepszym sposobem uzyskania chemicznie czystej powierzchni jest wygrzewanie przez bombardowanie elektronowe polegające na tym, że obok oczyszczanej powierzchni umieszcza się specjalną elektrodę lub czystą wolframową spiralę, którą podgrzewa się do uzyskania termoemisji. Następnie przykładają się między wspomnianą spiralę i bombardowaną powierzchnię różnicę potencjałów kilkuset woltów lub większą, aby przyspieszyć i skoncentrować

wiązkę elektronów bombardujących. Występuje tu oddziaływanie atomów powierzchniowych z padającymi elektronami. Głównym efektem jest podwyższenie temperatury próbki i związane z tym usuwanie z powierzchni różnych tlenków i zanieczyszczeń. Np. Jaeckel i Wagner [7] oczyszczali folie z Ta poprzez bombardowanie elektronami w temperaturze około $2000 \div 2300^\circ \text{C}$. Intensywność bombardowania elektronowego można zmieniać regulacją napięcia i gęstości prądu. Zależnie od potrzeb przyspiesza się elektrony napięciem od stu do kilku tysięcy woltów, a gęstość prądu stosuje się od ułamków $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ do kilkudziesięciu, a nawet i więcej $\mu\text{A}/\text{cm}^2$ [9].

But [10] dla oczyszczenia powierzchni monokrystalicznego Ge stosowała odpowiednie bombardowanie elektronami, w konsekwencji czego próbki nagrzewały się nawet do temperatury bliskiej punktu topnienia.

Pod działaniem gęstego strumienia elektronów może następować rozkład związków chemicznych pokrywających powierzchnię Ge, przyczyniający się do jej oczyszczenia.

Niektóre próbki poddawano wysokotemperaturowemu nagrzewaniu przez elektronowe bombardowanie jeszcze przed odcieciem przyrządu (w próżni rzędu 10^{-6} Tr), żeby usunąć powierzchniowe zanieczyszczenia tworzące się po trawieniu i przy odgazowywaniu pozostałych części przyrządu.

But [10] przeprowadzała bombardowanie w ten sposób, że między próbkę i rozżarzoną wolframową spiralę podłączała napięcie od $3 \div 5$ kV. Prąd w obwodzie anodowym wynosił około $4 \div 5$ mA/m².

Po przeprowadzeniu kilku cykli wygrzewania i elektronowego bombardowania otrzymano taką samą pracę wyjścia (przy $h\nu = 4 \div 5$ eV) jak i dla napyłanych warstw Ge w tymże przyrządzie. To daje podstawę do przypuszczeń, że otrzymane powierzchnie są dostatecznie czyste.

Bombardowanie elektronowe, np. fotoemiterów, nie tylko oczyszcza ich powierzchnię, lecz również wywiera wpływ na emisję.

Ostatnio coraz częściej zamiast bombardowania elektronowego stosuje się bombardowanie jonowe lub kombinację obu rodzajów bombardowań. Np. pewien rozdział pracy Farnswortha [11] traktuje o oczyszczaniu Si. Kryształ i jego molibdenowe zamocowanie odgazowywano przez elektronowe bombardowanie zamocowania. Następowало wtedy ogrzewanie kryształu przez przewodzenie. Po tym następował szereg jonowych bombardowań i wyżarzeń, przeplatanych badaniami dyfrakcyjnymi. Wykazano przy tym dla wszystkich badanych kryształów, że czystej powierzchni nie można otrzymać i zachować za pomocą jonowego bombardowania i wyżarzenia bez początkowego temperaturowego odgazowania kryształu i jego zamocowania, bowiem następowałyby wtedy dyfuzja gazów z wnętrza do powierzchni.

2. Oczyszczanie powierzchni przez bombardowanie jonowe i wyżarzanie

Oczyszczanie przez bombardowanie jonowe ma zalety, lecz i wady w porównaniu z bombardowaniem elektronowym.

Do zalet można zaliczyć:

1) możliwość uzyskania większej efektywności czyszczenia niż w przypadku bombardowania elektronowego, co jest związane z dużą masą dodatnich jonów uderzających w powierzchnię próbki,

2) prostszą konstrukcję zestawu z powodu eliminacji gorącej katody jako źródła elektronów.

Wadami tej metody są:

1) powstawanie mechanicznych uszkodzeń powierzchni poprzez przemieszczenia, bądź erozje układu atomów na powierzchni, spowodowane uderzeniami jonów,

2) konieczność odpompowywania z układu próżniowego wpuszczonego tam gazu,

3) możliwość osadzania się, a nawet „wbudowywania“ pewnej liczby jonów bombardującego gazu w strukturę powierzchni próbki i innych części zestawu, co zmienia w pewnym stopniu warunki pomiaru i własności powierzchni.

Zjawisko adsorpcji powierzchniowej bombardujących cząstek nie jest zresztą groźną wadą, gdyż do bombardowania stosuje się takie gazy (argon, wodór), które stosunkowo łatwo jest usunąć z powierzchni próbki ze względu na ich adsorpcję poprzez słabe siły Van der Waalsa.

Mechaniczne naruszenia powierzchni mogą częściowo lub całkowicie ustąpić po późniejszym wygrzewaniu próbek. Dlatego najskuteczniej jest oczyszczać powierzchnię przez bombardowanie jej jonami obojętnego gazu, a następnie wygrzewanie przy optymalnie dobranych dla każdego materiału parametrach, jakimi są temperatura i czas wygrzewania.

W ostatnich latach do oczyszczania powierzchni monokryształów w wysokiej próżni stosuje się więc metodę serii bombardowań dodatkimi jonami i odpowiednich wygrzewań, co jest skuteczne, szczególnie dla tych substancji, dla których samo wyżarzanie jest mało efektywne.

Technikę oczyszczania bombardowaniem jonowym opracował i rozwinął Farnsworth i inni [11], [12], [13], [14]. Wykazał on na monokryształach kilku pierwiastków (Ge, Si, Ni, Ti), że przez czyszczenie jonowym bombardowaniem można wytworzyć czyste, dobrze uporządkowane powierzchnie mimo efektu „odbijania“ atomów powierzchniowych przez uderzające jony. Jak wspomniano, obróbka taka usuwa wprawdzie zaadsorbowane atomy zanieczyszczeń, lecz pozostawia część atomów argonu „wbitych“ w siatkę kryształu; te ostatnie można usunąć dopiero przez odpowiednie wygrzewanie próbki. Potwierdziły to badania Allena i Gobeliego [15] na Si. Opisywana metoda czyszczenia jest więc kombinacją wstępnej obróbki cieplnej, bombardowania jonami obojętnego gazu i wyżarzania.

Kontrolę czystości powierzchni otrzymywanych w kolejnych fazach obróbki przeprowadza się najczęściej przez pomiary dyfrakcji niskoenergetycznych elektronów na oczyszczonych płaszczyznach. Należy zauważyć, że wyniki eksperymentalne cytowane w literaturze wskazują na niezbyt dobrą powtarzalność obrazów uzyskiwanych dla tych samych próbek przy użyciu tej samej

techniki czyszczenia. Dzieje się tak dlatego, że po każdym bombardowaniu ukazuje się nowa powierzchnia równoległa do poprzednio odkrytej. Jest to z pewnością jeden z najważniejszych aspektów tej metody oczyszczania, gdy chce się otrzymać zadane powierzchnie kryształu. Wyniki te zależą również od warunków wyładowania. Przez właściwy dobór ciśnienia i napięcia uzyskuje się bowiem wyładowanie jarzeniowe równomierne na całej powierzchni, a „szkody“ spowodowane bombardowaniem są wtedy minimalne. Optymalne warunki czyszczenia należy jednak dla każdej próbki eksperymentalnie dobrać na drodze kolejnych prób i obserwacji obrazów dyfrakcyjnych. Oprócz ciśnienia gazu w czasie bombardowania, gęstości prądu jonowego i napięcia, regulującego energię uderzających jonów, ważnymi czynnikami są jeszcze czas i temperatura wygrzewania próbek [11], [16]. Nie bez znaczenia pozostaje również liczba cykli i kolejnych bombardowań i wygrzewań (patrz tablica I).

Haneman [15] badając kryształy Bi_2Te_3 zaobserwował po bombardowaniu prądem jonowym $30 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ przez 30 minut pod napięciem 400 V,

Tablica I

Zestawienie wielkości fizycznych charakteryzujących bombardowanie jonowe

Material oczyszczany	Gęstość prądu jono- wego [$\mu\text{A}/\text{cm}^2$]	Napięcie przyspieszające [V]	Ciśnienie [Tr]	Całkowity czas bombardowania (min)	Autor rok
Ge (100) Si (100)	100 ÷ 150 100	500 400	$\sim 10^{-3}$	25 × 5 * 7 × 5	Farnsworth i inni 1958
Bi_2Te_3	30	40		30	Haneman 1959
diament	10 dla argonu	100			Farnsworth i inni 1962
Si (111)	10 dla argonu wyładowanie jarzeniowe	300 ÷ 900	$\sim 2 \cdot 10^{-4}$ $> 5 \cdot 10^{-4}$		Allen i Gobeli 1963
Cu_2O	0,07 dla argonu 2 dla wodoru	1500	10^{-5}	1 ÷ 60 (4 × 15)	KompiTrivich 1966

* 25 bombardowań po 5 min każde.

że nateżenie punktów dyfrakcyjnych zostało zredukowane do kilku % wartości początkowej. (Sposób tworzenia się i charakter obrazów dyfrakcyjnych będzie szerzej omówiony w następnym rozdziale.) Dalsze bombardowanie jonami nie spowodowało postępującego zmniejszania się nateżenia tych obrazów dyfrakcyjnych nawet po 8 godzinach bombardowania 4-krotnie większym prądem. Tego rodzaju działanie spowodowało widzialną erozję na powierzchni, usuwając

więcej niż 100-mikronową warstwę. Poprawienie porządku krystalograficznego uzyskano dopiero po odpowiednim wygrzewaniu. Ten sam autor wykazał, że minimalna temperatura efektywnego wygrzewania w celu usunięcia zaburzeń powierzchni, spowodowanych bombardowaniem, wynosi dla Bi_2Te_3 około 200°C . Po tym cyklu bombardowania i wygrzewania znaleziono intensywne obrazy dyfrakcyjne. Potwierdzeniem, że uzyskano wtedy powierzchnie atomowo czyste i bez uszkodzenia sieci krystalicznej, jest fakt, iż punkty dyfrakcyjne pojawiały się w tych samych położeniach i miały natężenia zawarte w granicach znalezionych dla powierzchni monokryształów łupanych.

Otrzymanie czystej powierzchni poprzez bombardowanie jonowe i wygrzewanie dla substancji tak złożonej jak Bi_2Te_3 sugeruje, że metodę tę można zastosować do wielu innych kryształów.

Farnsworth i inni [11] oczyszczali Ge i Ti. Początkowo stosowali odgazowywanie temperaturowe przez długie okresy czasu. Nie dało to jednak powierzchni zawierających mniej niż jedną monowarstwę gazu. Zastosowano więc bombardowanie jonami argonu w wyładowaniu niskociśnieniowym. Zaobserwowano przy tym, że w czasie krótkiego wygrzewania po bombardowaniu ciśnienie w lampie rosło do znacznie wyższej wartości niż wtedy, gdy podobnego wygrzewania nie poprzedzono bombardowaniem. Interpretuje się to tym, że argon wnika w siatkę krystaliczną podczas bombardowania.

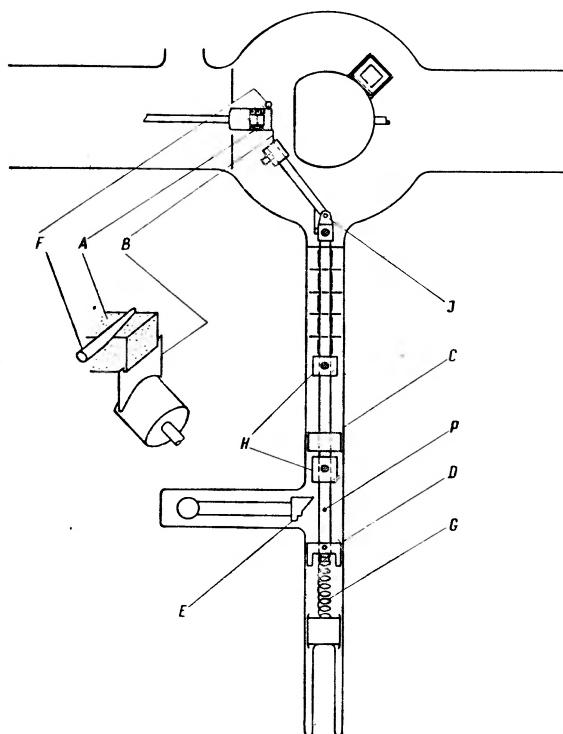
W celu otrzymania czystej powierzchni Ti było konieczne [10] poprzedzenie bombardowania jonowego dokładnym wysokotemperaturowym odgazowaniem w celu usunięcia absorbowanego gazu. Gdy to nie było spełnione, obraz dyfrakcyjny, otrzymany po bombardowaniu i wygrzewaniu, był gorszy. Prowadzi to do wniosku, że chcąc uzyskać dobrze oczyszczoną powierzchnię, szczególnie wysokotopliwego materiału, należy poddać wstępnie odgazowaną próbkę bombardowaniu elektronowemu, a później bombardowaniu jonami i wygrzewaniu.

W pierwszych próbach oczyszczania Ge użyto do bombardowania jonów wodoru, lecz wyniki były negatywne. Zastosowanie natomiast jonów argonu powodowało usuwanie zanieczyszczonej warstewki powierzchni. Obraz dyfrakcyjny został jednak skasowany. Dopiero po następującym po tym krótkim wygrzewaniu w 500°C , uzyskano obraz dyfrakcyjny o ostrej intensywności. Był on charakterystyczny dla czystej krystalicznej powierzchni Ge. Po kilku godzinach (podobnie jak i w przypadku Ti) można było zaobserwować pogorszenie się obrazu, spowodowane prawdopodobnie efektem adsorpcji gazów resztkowych.

3. Otrzymywanie powierzchni atomowo czystych przez łupanie w ultrawysokiej próżni

Przez stosowanie poprzednio opisanych metod nie zawsze można było osiągnąć powierzchnie atomowo czyste. W ostatnich latach zaczęła rozwijać się technika łupania badanych próbek w urządzeniach wysokopróżniowych.

Schemat takiego urządzenia przedstawiono na rys. 1. Jest to mechanizm opisany przez Hanemana w 1960 r. [16]. W szklanej rurze próżniowej znajduje się zwisający pręt molibdenowy, do którego górnego końca przyśrubowany jest kołnierzyk z molibdenu, przytrzymujący umocowany kawałek żyłki. Cały ten zespół spoczywa na sprężynie *G* i jest przytrzymywany przez dyski z chromelu poprzedzielane krążkami ze szkła. Suwak z niklu *C* może być obracany za pomocą magnesu względem każdego z kołnierzy molibdenowych *H*, które są mocno przyśrubowane do molibdenowego pręta. Kryształ przesuwany jest



Rys. 1. Urządzenie do łupania półprzewodników. *A* — kryształ, *B* — żyłka, *C* — niklowy suwak, *D* — niklowa część w kształcie litery „U”, *E* — niklowy widelec, *F* — podnoszony wolframowy klin pokazany w przekroju poprzecznym, *G* — wolframowa sprężyna, *H* — molibdenowe kołnierze nagwintowane na trzonek, *J* — przegub (zawiasa). Fragment tego urządzenia opiera się na sprężynie *G*, ale może być utrzymywany w innych pozycjach przez spowodowanie tego, że widełki *E* podtrzymują się na szpili *I*. Pionowy ruch ostrza osiąga się przez wciśnięcie suwaka *C* w oporowy zderzak *H*. Urządzenie może obracać się za pomocą magnesu

do odpowiedniej pozycji nad żyłką, która może być ustawiona równoległe do zorientowanej płaszczyzny kryształu, poprzez obracanie całego zespołu molibdenowego pręta, przez działanie magnesem na niklową tuleję *D*. Uderzenie żyłki w kryształ jest również magnetycznie regulowane, tak że suwak *C* zatrzymuje się na górnym kołnierzyku *H*. Żyłka wchodzi w kryształ na głę-

bokość 1 mm. Odpowiedni wolframowy pręt przytrzymuje kryształ z przeciwnej strony. Kryształ z tkwiącą w nim żyłką zostaje magnetycznie cofnięty do tyłu. Powoduje to oderwanie kawałka kryształu i pojawienie się płaskiej powierzchni łupanej. Następnie żyłka zostaje cofnięta przez pociąganie suwaka *C* na dół, do zatrzymania się na dolnym kołnierzu *H* i zakleszczenia układu w tej pozycji poprzez wcisnięcie widelca *E* nad szpilką *I*. Kryształ jest wtedy przesunięty do tzw. komory dyfrakcyjnej w celu przeprowadzenia pomiarów dyfrakcji elektronowej na odlupanej powierzchni frontowej.

W temperaturze pokojowej sam proces przelupywania nie przedstawia dla wielu półprzewodników dużych trudności, gdyż są to materiały kruche i łatwo pękają wzdłuż niektórych płaszczyzn krystalograficznych. Np. Haneman [16] stwierdził, że do łupania Bi_2Te_3 potrzebne są względnie małe siły. Ogólnie biorąc kryształy łupią się najłatwiej wzdłuż tych powierzchni, między którymi siły wiązań atomowych są najmniejsze. W tym przypadku układ atomów na powierzchni nie zostaje po rozłupaniu wcale, lub prawie wcale, zakłócony. Gdy natomiast dokonuje się łupania wzdłuż płaszczyzn, gdzie siły międzyatomowe są dość znaczne, to podczas łupania mogą wystąpić zaburzenia w układzie atomów na odkrytej powierzchni.

Wg Gilmana [17] podczas łupania, na skutek istniejących w monokryształach naprężeń, mogą tworzyć się na odkrytej powierzchni tzw. schodki wylupywania. Schodki te przebiegają w kierunku rozchodzenia się pęknięcia i zajmują lokalne, niewielkie obszary powierzchni. Wysokość ich może sięgać kilkadziesiątu ångströmów.

Aby otrzymać powierzchnię bardziej prawidłową należy jeszcze poddać próbkę zabiegom termicznym. Eksperymenty przeprowadzone przez Hanemana wykazują, że efektywne usuwanie „nieuporządkowania“ atomów na powierzchni po łupaniu zachodzi w temperaturze przeciętnie ok. 200°C lub nieco wyższej.

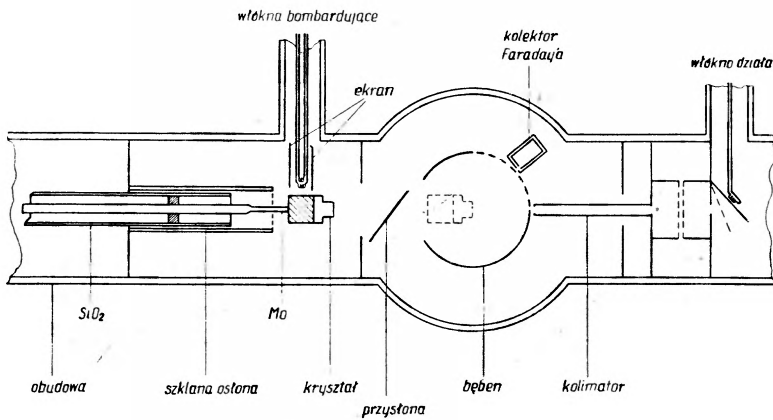
Kontroli czystości otrzymanych powierzchni dokonuje się najczęściej metodą dyfrakcji powolnych elektronów. Kryształ jest więc umieszczony w jednym zestawie próżniowym z lampą dyfrakcyjną i ma zapewnione przesuwanie do wspomnianej lampy. Schemat lampy dyfrakcyjnej przedstawia rys. 2. Jej działo elektronowe dostarcza wąskiej wiązki elektronów, która pada prostopadle na płaszczyznę kryształu. Katoda zamontowana jest na osi działła i elektrony odchylane są przez pole elektrostatyczne. Następnie przechodzą one przez obszar między dwoma cylindrami, gdzie ich energia kinetyczna może wzrastać lub maleć, a wiązka jest dostatecznie kolimowana przez rurę o małej średnicy. Część dyfrakcyjnych elektronów przechodzi przez szczelinę w bębnie i wchodzi do małego otworu w potrójnym kolektorze (Faradaya), który może być magnetycznie obracany dookoła osi leżącej w płaszczyźnie kryształu i prostopadłej do padającej wiązki.

Prąd, jaki tworzą elastycznie rozproszone elektrony, mierzony jest przez vibracyjny elektrometr połączony z wewnętrznym pudełkiem kolektora. Pudełko zewnętrzne połączone jest elektrycznie z bębniem. Między tymi pu-

delkami występuje różnica potencjałów potrzebna do hamowania elektronów. Środkowe pudełko służy jako ekran i jest na potencjale ziemi.

Jedną z metod obserwacji obrazu dyfrakcyjnego polega na pomiarze prądu kolektora jako funkcji energii wiązki dla ustalonego położenia kolektora na obwodzie bębna.

Inną metodą obserwacji jest pomiar prądu kolektorowego jako funkcji kąta odpowiadającego położeniu kolektora względem kierunku wiązki elektro-



Schemat typowej doświadczalnej lampy dyfrakcyjnej

Rys. 2. Schemat typowej doświadczalnej lampy dyfrakcyjnej

nów padającej na kryształ dla ustalonej energii tej wiązki. Otrzymane krzywe: $J_k = f(E)$ oraz $J_k = f(\alpha)$ albo też obrazy plamek dyfrakcyjnych określają jakość badanej powierzchni. Chodzi tu głównie o określenie stopnia jej czystości. Np. świeżo łupane powierzchnie kryształów Bi₂Te₃ dawały prawidłowe i ostre obrazy dyfrakcyjne [16] charakterystyczne dla siatki Bi₂Te₃.

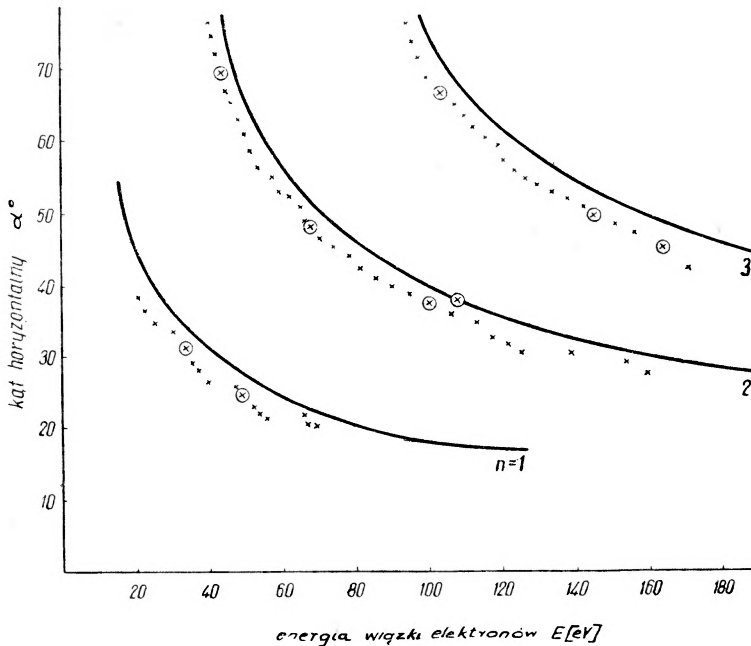
Na rys. 3 pokazano wykres w funkcji napięcia wartości kątów odpowiadających horyzontalnym położeniom kolektora, przy których prądy kolektorowe są największe. Krzywe ciągle uzyskano przy założeniu, że atomy na powierzchni mają układ dwuwymiarowej siatki z taką samą stałą, jak w głębi płaszczyzny (0001). Na rysunku daje się zauważyć dobra zgodność pomiędzy położeniami punktów i krzywymi teoretycznymi, co wskazuje, że atomy na powierzchni są oddalone od siebie o te same odległości, jak wewnątrz kryształu. Natomiast określenie struktury powierzchni na podstawie jej obrazu dyfrakcyjnego, to jest z rozmieszczenia i natężenia plamek dyfrakcji oraz tła obrazu, jest problemem dość skomplikowanym. Występuje tu bowiem nałożenie się różnych obrazów dyfrakcyjnych. Przede wszystkim grają rolę:

1. Obraz dyfrakcyjny charakterystyczny dla struktury badanego kryształu (obraz objętościowy),

2. Obraz dyfrakcyjny „powierzchniowy“, zbliżony do obrazu objętościowego, lecz charakteryzujący się rozsunieniem plamek w pewnych określonych

kierunkach. Przyczyny powstawania tego obrazu nie są przekonująco wyjaśnione w literaturze. W pracy [11] wyrażono mniemanie, że może on pochodzić z odkształcenia siatki krystalicznej na odległości kilku lub więcej warstw atomów licząc od powierzchni.

3. Obraz innej struktury krystalicznej pojawiający się np. na niklu po obróbce cieplnej, a pochodzący od zanieczyszczeń kryształu obcym pierwiastkiem



Rys. 3. Zależność horyzontalnych kątów kolektora od energii wiązki elektronów dla powierzchni lupanej (0001) Bi_2Te_3 . Krzyże (\times) reprezentują położenia kolektora, w których prąd kolektorowy był maksymalny dla danej energii wiązki. Koła (\otimes) reprezentują pozycje, w których osiągnano największe spośród maksymalnych prądów. Rząd dyfrakcji n jest zaznaczony na krzywej. Nieznaczne odchylenia punktów eksperymentalnych od krzywych ciągłych mogą być wynikiem tego, że pierwotna wiązka elektronów nie była dokładnie prostopadła do powierzchni kryształu

lub związkami, które to zanieczyszczenia dyfundują w czasie wyżarzania do powierzchni.

4. Obraz dyfrakcyjny warstwy gazów adsorbowanych na kryształach.

Ten ostatni jest najłatwiejszy do identyfikacji ze względu na charakterystyczne zmiany, jakie daje adsorpcja gazu w obrazie powierzchni. Pokrywano warstwą tlenu [11] płaszczyzny (110) oraz (111) monokryształu germanu i obserwowano powstałe obrazy. Obraz powierzchni pokrytej tlenem charakteryzował się silnym tłem i wygaszeniem punktów powierzchniowych. Punkty obrazu objętościowego miały niezmienną pozycję, lecz osłabione natężenie. Obserwacje takie pozwalają ustalić: stopień pokrycia powierzchni gazem, temperaturę i czas wygrzewania oraz bombardowań, po których uzyskuje się usunięcie adsorbowanej warstwy.

4. Wpływ stopnia czystości powierzchni na fotoemisję

Jednym ze sposobów sprawdzania czystości powierzchni metali i półprzewodników są badania fotoemisji egzoelektronów. W dalszym ciągu omówimy związek bombardowania jonowego i łupania powierzchni z ich wpływem na zjawiska fotoemisji.

Komp i Trivich [18] pierwsi zauważyli wpływ jonowego bombardowania na próg fotoelektryczny monokryształu tlenku miedzianego. Próbki te bombardowali dodatnimi jonami argonu i wodoru (patrz tablica II) po doprowa-

Tablica II

Doświadczalne warunki używane do otrzymania wyników przedstawionych na rys. 3 i wartości fotoelektrycznych progów otrzymanych z tych wyników

Numer serii	Bombardujący gaz	Czas bombardowania (min)	Czas po bombardowaniu (min)	Wydajność przy 2100 Å ($\times 10^{-3}$)	Progi (eV)	
					Wysoki	Niski
164	—	—	—	7,0	5,13	3,95
165	Ar	1	5	7,8	5,14	3,96
167	Ar	15	4	3,3	5,12	4,40
173*	—	—	23	2,25	5,14	4,50
181	—	—	7200	5,9	5,11	4,38
179	H ₂	15	1,5	2,4	5,13	4,55
183	H ₂	15	300	1,17	4,87	4,66
186	H ₂	15	2880	1,7	4,83	4,64 (?)

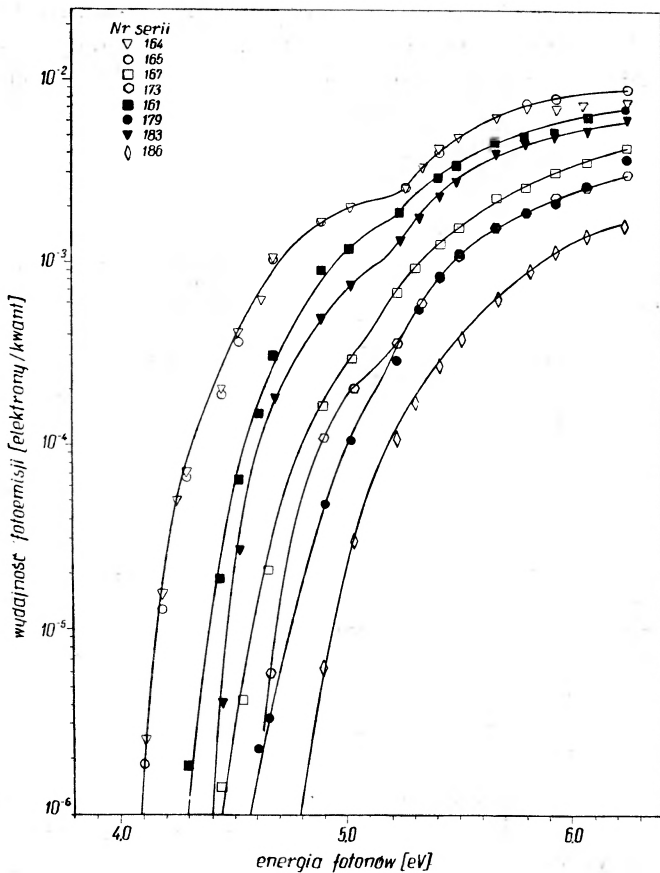
* Argon wprowadzano pod ciśnieniem 10^{-3} Tr przez 30 s. przed 173.

dzeniu ciśnienia gazów w układzie próżniowym do wartości $1 \cdot 10^{-9}$, a nawet $5 \cdot 10^{-10}$ Tr, po czym mierzyli emisję fotoelektryczną. Krzywe zależności wydajności fotoelektrycznej Y od energii fotonu E charakteryzowały się obecnością podwójnego garbu wskazującego na obecność dwóch progów. Wysokoenergetyczny próg dla Cu₂O był względnie stały przy 5,1 eV, bez względu na ekspozycję jonowego bombardowania, natomiast niskoenergetyczny próg był o wiele bardziej zmienny, rozpoczynając się przy ca 4,0 eV i przesuwając do 4,6 eV wraz z bombardowaniem.

Otrzymane wyniki interpretuje się w ten sposób, że mniejsze wartości niskoenergetycznego progów przedstawiają wzbudzenie z powierzchniowych zanieczyszczeń, które są stopniowo usuwane przez jonowe bombardowanie.

W wymienionej pracy [18] badano również zmiany zachodzące w widmowych charakterystykach fotoemisji po różnej liczbie cykli i różnym czasie ekspozycji jonowego bombardowania. Ilustruje to rys. 4. Czas bombardowania zmieniano w zakresie od 1 minuty do 1 godziny, przy czym najwięcej próbek

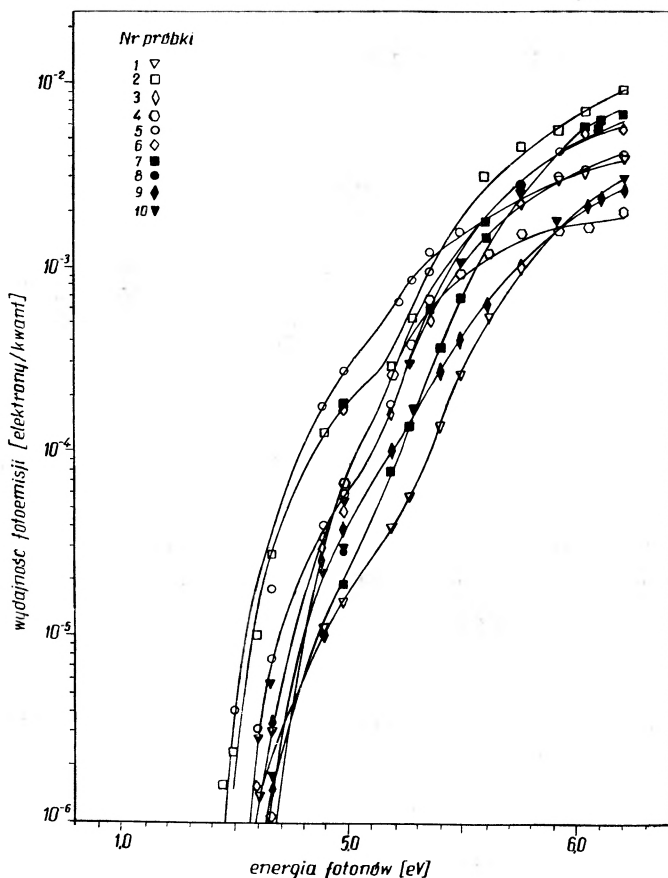
poddawano serii 15-minutowych bombardowań. Rys. 5, przedstawiający zbiór charakterystyk wydajności różnych próbek, wykazuje, że obserwowane zmiany są powtarzalne od próbki do próbki. Interesujące są również znaczne, bo aż trzykrotne, zmiany bezwzględnej wydajności kwantowej próbek przy energiach



Rys. 4. Zmiana wydajności fotoemisji dla jednej próbki Cu_2O ze zmianą energii fotonu po różnych bombardowaniach. Objaśnienie: Doświadczalne warunki otrzymania tych wyników podano w tabelicy II

powyżej wysokoenergetycznego progu, uwarunkowane zmianami stanu ich powierzchni po obróbce. Fakt, że wydajność zmniejsza się w wyniku bombardowania jonowego, a potem powoli wzrasta z upływem czasu po bombardowaniu, można wytłumaczyć usuwaniem elektronów ze stanów kwantowych związanych z zanieczyszczeniami, z których to stanów, przy odpowiednio dużej ich gęstości, może występować fotoemisja o znacznej wydajności. Natomiast w niskoenergetycznym obszarze zmieniała się w dużym zakresie wartość progu i bezwzględna wydajność.

Jeśli próbki pozostające w układzie próżniowym nie ulegały żadnym wpływom, niskoenergetyczny próg powoli przesunął się w kierunku niższych energii i odpowiednio zwiększała się wydajność. Ten sam efekt obserwowano, lecz po dużo krótszym czasie, jeśli do układu próżniowego wprowadzono wodór pod-

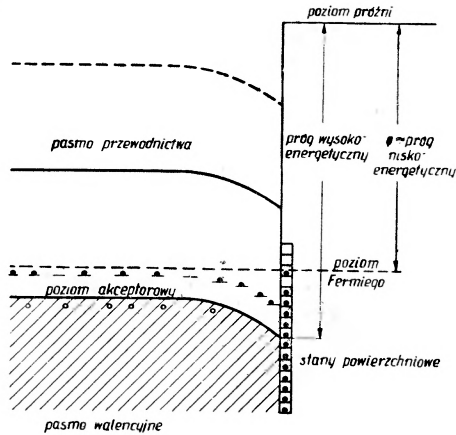


Rys. 5. Zmiana wydajności fotoemisji z energią fotonu dla wszystkich próbek Cu_2O po porównywalnej liczbie bombardowań jonami argonu (po podobnych obróbkach)

nosząc ciśnienie do $\text{ca } 10^{-4}$ Tr. Można stąd wnioskować, że zmiany te w niskoenergetycznym widmie zachodziły na skutek wzrostu ilości powierzchniowych atomów zanieczyszczeń. Prawdopodobne jest, iż niskoenergetyczny próg jest silnie wrażliwy na obecność stanów powierzchniowych. Zmiana progowej energii z powierzchniowymi warunkami wskazuje, że poziom Fermiego przy powierzchni może przesunąć się względem poziomu próżni i w ten sposób prowadzi do zagięcia pasm przy powierzchni, co pokazano na rys. 6. Gdy powierzchniowe zanieczyszczenia są usunięte, wielkość zagięcia pasma zmniejsza się, a więc wartość energii niskiego progu wzrasta.

Wpływ rozmaitych sposobów oczyszczania powierzchni monokryształów Si na ich własności fotoelektryczne badali Allen i Gobeli [15]. Autorzy

ci mierzyli i porównywali ze sobą fotoelektryczne prace wyjścia elektronu, widmowe charakterystyki wydajności kwantowej oraz rozkłady energii kinetycznej emitowanych elektronów dla następujących trzech rodzajów po-



Rys. 6. Wykres energetycznych poziomów przy powierzchni Cu_2O , wskazujący efekty zagięcia pasma na progu fotoemisji

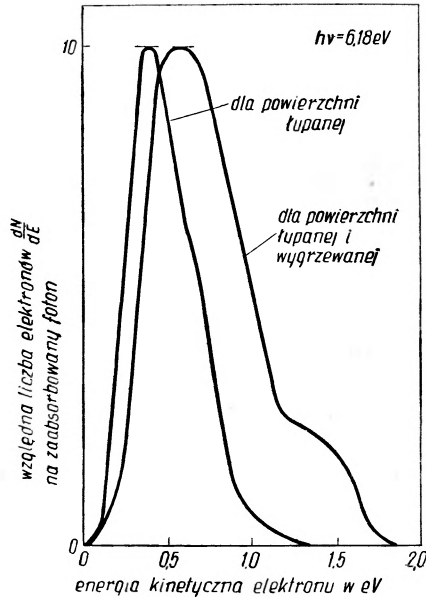
wierzchni: świeżo łupanych w wysokiej próżni, łupanych i wygrzewanych oraz bombardowanych i wygrzewanych. Wyniki te przedstawiono z grubsza w tabelicy III.

Tablica III

Prace wyjścia i inne własności powierzchni krzemowych (111) po rozmaitych obróbkach

Obróbka powierzchni	Charakterystyka powierzchni	φ_f (eV)	Uwagi
tylko grzanie w wysokiej próżni	pokryta warstwą o silnym typie <i>p</i>	$4,70 \pm 0,05$	
łupanie w próżni	słaby typ <i>p</i> niezakończona budowa pasmowa na powierzchni	$4,83 \pm 0,07$	bardzo dobra powtarzalność własności fotoelektrycznych od próbki do próbki
łupanie i wygrzewanie	powierzchnia o silnym typie <i>p</i> zagięcie pasm energetycznych w dół	$4,60 \pm 0,13$	
bombardowanie i wygrzewanie	warstwa typu <i>p</i> na powierzchni, zagięcie pasm energetycznych w dół	4,55 do 4,60	znacznie zmniejszona wydajność kwantowa względem powierzchni tylko bombardowanych

Najważniejszym wnioskiem wynikającym z interpretacji powyższych pomiarów jest ten, że najczystszymi powierzchniami były powierzchnie świeżo łupane. Różniły się one najbardziej swymi własnościami od pozostałych, a wyniki pomiarów fotoefektu uprawniały do przyjęcia ich pasmowej struktury za prawie niezakłóconą. Natomiast powierzchnie łupane i wygrzewane oraz bombardowane i wygrzewane były zbliżone własnościami do siebie. Zdaniem autorów w czasie wygrzewania występuje przemieszczenie atomów powierzchniowych, co wpływa na tworzenie się nowych energetycznych stanów na powierzchni,



Rys. 7. Całkowity rozkład energii kinetycznej emitowanych elektronów z (111) powierzchni próbki Si typu *p*

a to z kolei powoduje przesunięcie się fotoelektrycznego progu i zmiany w kształcie charakterystyki wydajności kwantowej. O stopniu czystości powierzchni autorzy wnioskują również z rozkładów energetycznych fotoelektronów. Im struktura powierzchni jest bardziej zakłócona, tym silniej na krzywej rozkładu uwidoczni się wysokoenergetyczny „garb“, pochodzący od elektronów ze stanów powierzchniowych (rys. 7).

Zmniejszenie się pracy wyjścia elektronu związane z procesem wygrzewania ujęto wzorem:

$$\Delta\varphi = \Delta\alpha - e\Delta\psi$$

gdzie: $\Delta\alpha$ — jest zmianą energii powinowactwa elektronu, a $\Delta\psi$ — zmianą potencjału powierzchniowego, odpowiadającą odkształceniu pasm energetycznych na powierzchni. (Zagięcie pasm w dół dla warstwy powierzchniowej typu *p*, a w górę dla warstwy typu *n*).

Zjawisko silnego wzrostu kwantowej wydajności powierzchni krzemu tylko bombardowanych jonowo interpretuje się w sposób następujący: Wytrawiona powierzchnia krzemu nawet podczas bardzo krótkiego przebywania na powietrzu pokrywa się warstwą tlenku. Prąd fotoemisji z takiej powierzchni zmniejsza się z dwu powodów:

1. Próg fotoelektryczny SiO jest przesunięty w stronę większych energii względem progu fotoelektrycznego czystego krzemu.
2. Elektron-y wyrzucane z krzemu wpadają do tlenku i tam są silnie pułapkowane.

Bombardowanie usuwa warstwę tlenku i stąd wydajność fotoelektryczna znacznie wzrasta. Można ją wtedy przedstawić następującym wzorem empirycznym:

$$Y_{Si} = k(h\nu - \Phi_f)^3$$

gdzie: k — współczynnik związany z prawdopodobieństwem wyrzucenia elektronu, $h\nu$ — energia promieniowania wzbudzającego, Φ_f — energia progowa fotoefektu. Natomiast wydajność próbki krzemowej pokrytej warstwą tlenku wyraża się wzorem:

$$Y = ke^{-tl}(h\nu - \Phi_f)^3$$

gdzie: t — grubość warstwy tlenku, l — średnia droga swobodna fotoelektronu w tlenku.

Z pomiaru wydajności Y , przy znanych wartościach k , l i Φ_f , można więc wyznaczyć grubość warstwy tlenku, pokrywającej próbkę.

Po wyżarzeniu wydajność fotoelektryczna powierzchni bombardowanych maleje (w zakresie wysokich $h\nu$), co można wytłumaczyć „wygładzaniem“ powierzchni w czasie wygrzewania i związanym z tym wzrostem odbicia światła wzbudzającego.

Tablica IV

Material	Obróbka	Powierzchnia	Praca wyjścia (eV)	Ciśnienie P (Tr)	Autor	Rok
Ge samoistny	długotrwałe bombardowanie jonowe i wyżarzanie	(100) (111)	4,78		Dillon i Farnsworth	1957
Ge InSb Bi ₂ Te ₃	łupanie w próżni	(111) (110) (0001)	4,75 4,57 5,30	10 ⁻⁸	Haneman	1959
Ge Si GaAs InAs InSb	łupanie w próżni	(111) (110)	4,80 4,83 4,71 4,90 4,77	10 ⁻¹⁰	Allen i Gobeli	1964

Na zakończenie artykułu zestawiono w tablicy IV prace wyjścia z (bombardowanych jonami i lupanych w bardzo wysokiej próżni) powierzchni kilku półprzewodników o strukturze diamentu i blendy cynkowej.

Autor składa podziękowanie Prof. dr J. Hurwicowi za przeczytanie rękopisu i cenne uwagi.

Abstract: This paper gives a review of the high-vacuum purification techniques of metallic and semiconductor specimens. There is presented a description of purification by heating, electron bombardment, ion bombardment, cleaving and miscellaneous combinations of the above methods.

Advantages and disadvantages of the methods are discussed. The last chapter treats the influence of any of these purification methods on the photoemissive properties of the surface.

Literatura

- [1] K. Willardson, *Compound Semiconductors*, Vol. I. Preparation of III—V Compound, „Reinhold“ 1962.
- [2] Z. P. But, *Fiz. Tw. Tela.*, III, 1137 (1961).
- [3] G. W. Gobeli, F. G. Allen, *Phys. Rev.*, **137**, A245 (1965).
- [4] B. Kołakowski, *Przegląd Elektroniki*, I, 277 (1960).
- [5] H. E. Farnsworth i inni, *Report of the International Conference on the physics of semiconductors*, 836 (1962).
- [6] J. Nikliborc (prywatna informacja).
- [7] R. Jaekel, B. Wagner, *Vacuum*, **13**, 509 (1963).
- [8] J. Groszkowski, *Technologia wysokiej próżni*, PWT, Warszawa 1955.
- [9] L. N. Bychawskaia, *Izv. Akademii Nauk CCCP*, XX, Sierja Fiziczeskaja (1956).
- [10] Z. P. But, *Radiotechnika i Elektronika*, **5**(1963).
- [11] H. E. Farnsworth i inni, *J. Appl. Phys.*, **29**, 1150 (1958).
- [12] H. E. Farnsworth i inni, *J. Appl. Phys.*, **26**, 252 (1955).
- [13] R. E. Schlier, H. E. Farnsworth, *J. Chem. Phys.*, **30**, 917 (1959).
- [14] H. E. Farnsworth, *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, **101**, 658 (1963).
- [15] F. G. Allen, G. W. Gobeli, *J. Appl. Phys.*, **35**, 597 (1964).
- [16] D. Haneman, *Phys. Rev.*, **119**, 563 (1960).
- [17] J. J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, **26**, 1262 (1956).
- [18] R. J. Komp, D. Trivich, *J. Electrochem. Soc.*, **113**, 702 (1966).

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

Henryk Szydłowski

Katedra Fizyki Doświadczalnej
Uniwersytetu im. A. Mickiewicza
Poznań

Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej. Mechanika

New Experiments for the I-st Physics Laboratory. Mechanics

1. Mechanika w I pracowni fizycznej

Zgodnie z wysuniętymi uprzednio тезami [1] pracownia fizyczna powinna uczyć umiejętności eksperymentowania i opracowania uzyskanych wyników, a jej program powinien stanowić doświadczalną podbudowę wykładu pt.: „Fizyka doświadczalna”. Usługowy charakter pracowni narzuca na tematykę doświadczeń następujące warunki:

1. Powinny obejmować jak najszerszy zakres wykładanych zagadnień.
2. Powinny dotyczyć w pierwszym rzędzie zagadnień o fundamentalnym znaczeniu oraz zagadnień szczególnie trudnych do wyobrażenia i zrozumienia.
3. Do pomiarów stosować należy przyrządy możliwie proste, o czułości i zakresie tak dobranym, by wyznaczona za ich pomocą wielkość zgadzała się z wartością rzeczywistą, tzn., by różnica między wartością uzyskaną w doświadczeniu A_d i jej wartością rzeczywistą A (np. z tablic) nie przekraczała sumy błędów pomiarowych (kryterium zgodności wyników):

$$|A_d - A| \leq |\Delta A_d| + |\Delta A|. \quad (1)$$

Podobną nierówność spełniać muszą wartości A_1 i A_2 dowolnej wielkości wyznaczonej dwoma różnymi metodami.

Doberając tematy doświadczeń odstąpiono od zasady uczenia wszystkich skomplikowanej „sztuki ważenia”, ponieważ przy coraz powszechniejszym stosowaniu wag automatycznych „sztuka” ta staje się zbędna. Natomiast szczególny nacisk położono na dynamikę bryły sztywnej — dział o fundamentalnym znaczeniu sprawiający studentom najwięcej kłopotu.

Ze względu na niewielką liczbę godzin przewidzianych na pracownię programem studiów (90 godzin) w I Pracowni Fizycznej KFD Uniwersytetu im. A. Mickiewicza na mechanikę przeznaczono tylko 15 godzin. Czas ten wystarcza na wykonanie 5 doświadczeń. Z uwagi na konieczność zapewnienia dużej przepustowości istnieje tu 5 niezależnych kompletów doświadczeń:

I

1. Wyznaczanie zależności gęstości roztworu CuSO_4 od stężenia za pomocą wagi pół-automatycznej [2], [3].
2. Pomiar prędkości kulki poruszającej się w układzie wirującym [4].

3. Wyznaczanie modułu sztywności metodą statyczną [2].
4. Pomiar sił giroskopowych i wyznaczanie momentu bezwładności [4].
5. Badanie zjawiska rezonansu mechanicznego [4], [5].

II

1. Wyznaczanie prędkości przepływu gazu i cieczy [2].
2. Wyznaczanie dynamicznego i statycznego współczynnika tarcia [4].
3. Wyznaczanie modułu Younga przez ugięcie [2], [4].
4. Wyznaczanie momentu bezwładności giroskopu [4].
5. Badanie drgań wahadeł sprzężonych [4].

III

1. Wyznaczanie gęstości gazu metodą wypływu Bunsena [3].
2. Pomiar czasu trwania zderzenia i wyznaczanie parametrów deformacji kul [4], [5].
3. Wyznaczanie granic proporcjonalności, sprężystości i wytrzymałości miedzi [4].
4. Wyznaczanie modułu sztywności i modułu Younga sprężyny [4], [6].
5. Badanie figur Lissajous [4].

IV

1. Wyznaczanie gęstości powietrza metodą rozrzedzenia [2].
2. Badanie ruchu jednostajnego i jednostajnie przyspieszonego za pomocą spadkownicy Atwooda [2].
3. Wyznaczanie modułu sztywności metodą dynamiczną [2], [3].
4. Wyznaczanie momentu bezwładności metodą drgań torsyjnych [4], [5].
5. Wyznaczanie przyspieszenia ziemskiego za pomocą wahadła rewersyjnego [4].

V

1. Wyznaczanie czułości wagi analitycznej i gęstości bryły geometrycznej [2], [3].
2. Badanie zderzeń sprężystych i niesprężystych [4].
3. Wyznaczanie modułu Younga, współczynnika Poissona i modułu sztywności gumy [4].
4. Sprawdzanie równania ruchu obrotowego brył [4], [6].
5. Wyznaczanie momentu bezwładności bryły metodą wahadła fizycznego [2].

Niektóre z wymienionych tematów zostały niedawno wprowadzone do I Pracowni i nie są ujęte w ogólnie dostępnych podręcznikach [2], [3]. Celem niniejszej pracy jest krótkie przedstawienie myśli przewodniej nowych doświadczeń. Czytelnik znajdzie tu również podstawowe informacje o przyrządach stosowanych do wykonywania tych doświadczeń.

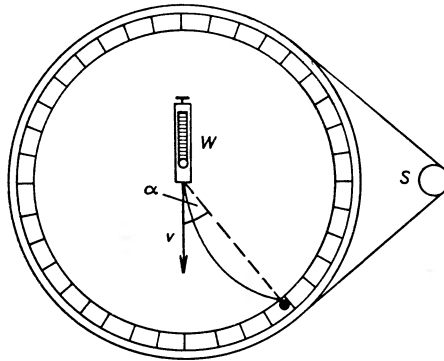
2. Pomiar prędkości kulki poruszającej się w układzie wirującym

Tor kulki toczącej się od środka wirującej tarczy w kierunku jej obwodu ulega zakrzywieniu. Jej ruch można rozłożyć na dwa ruchy składowe: ruch jednostajny po promieniu oraz jednostajnie przyspieszony po obwodzie tarczy, zachodzący na skutek działania przyspieszenia Coriolisa: $\vec{a}_c = 2\vec{v} \times \vec{\omega}$. Można wyprowadzić następujący wzór na prędkość kulki:

$$v = \omega \frac{R}{\alpha}, \quad (2)$$

gdzie ω oznacza prędkość kątową tarczy, R — jej promień, α — kąt pokazany na rysunku 1.

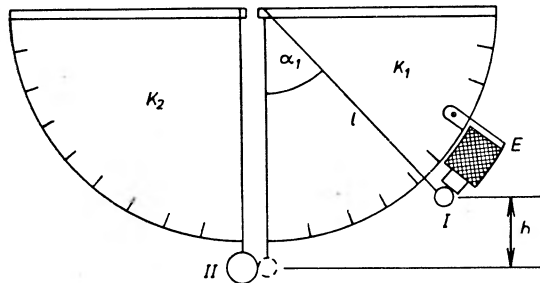
Przyrząd składa się z tarczy ($\varnothing = 45$ cm) o gładkiej powierzchni, która na obwodzie posiada 72 przegródki umożliwiające pomiar kąta α z dokładnością do $2,5^\circ$. Tarczę wprowadza się w ruch obrotowy za pomocą silnika S . Kulka wybiega z wyrzutnika W , którego wylot znajduje się dokładnie w środku tarczy (budowę wyrzutnika pokazano na rys. 3). Sprężynę wyrzutnika zwalnia się przyciskiem znajdującym się na stole. Do napędzania układu zastosowano silnik typu Sk-4b zasilany za pośrednictwem autotransformatora.



Rys. 1. Przyrząd do pomiaru prędkości kulki w układzie wirującym

3. Badanie zderzeń sprężystych i niesprężystych [9]

Przyrząd do badania zderzeń sprężystych (rys. 2) składa się z dwóch kątomierzy K_1 i K_2 , których wzajemną odległość można zmieniać, urządzenia do zawieszania kulek stalowych I i II ($m_1 < m_2$) i elektromagnesu E służącego do utrzymywania kulki I w położeniu wychylonym.



Rys. 2. Schemat przyrządu do badania zderzeń sprężystych

Celem doświadczenia jest wyznaczenie masy kulki I (kulkę II należy zważyć). Doświadczenie wykonuje się w następujący sposób. Wyłączając prąd w obwodzie elektromagnesu zwalnia się utrzymywaną początkowo w położeniu wychylonym o kąt α_1 kulkę I. Następuje zderzenie z nieruchomą kulką II po czym obydwie kulki wychylają się o kąty β_1 i β_2 . Korzystając z zasady zachowania pędu:

$$m_1 v_1 = -m_1 v'_1 + m_2 v'_2 \quad (3)$$

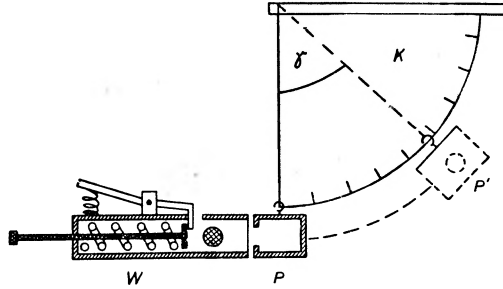
wyliczyć można masę m_2 . Prędkości v_1 (przed zderzeniem) oraz v'_1 i v'_2 (po zderzeniu) można wyrazić przez kąty α_1 , β_1 i β_2 . Zgodnie z zasadą zachowania energii zachodzi związek:

$$\frac{mv^2}{2} = mgh,$$

gdzie h jest wysokością wzniesienia kulki (rys. 2): $h = l(1 + \cos \alpha)$, skąd:

$$v = \sqrt{2gl(1 - \cos \alpha)} \quad (4)$$

Przyrząd do badania zderzeń niesprężystych (rys. 3) składa się z kątomierza K , pojemnika P , do którego można „wstrzelić“ kulkę za pomocą wyrzutnika W . Wyrzuciona kulka wraz z pojemnikiem porusza się po łuku PP' osiągając maksymalne wychylenie γ . W tej części do-



Rys. 3. Schemat układu do badania zderzeń niesprężystych

świadczenia wyznacza się prędkość kulki. Wyliczenia wykonuje się w taki sam sposób jak w przypadku zderzeń sprężystych.

Do budowy przyrządu zastosowano tachometryczny nanośnik stopniowy TAS („Skala“) o promieniu 18 cm. Wyrzutnik posiada długość 13 cm, a średnica jego otworu wynosi 1 cm. Elektromagnes zasilany jest prądem stałym o napięciu 6 V.

4. Pomiar czasu trwania zderzenia i wyznaczenie parametrów deformacji

Wykorzystując zjawisko rozładowania kondensatora można wyznaczyć czas T , w ciągu którego zderzające się kule trwają w zetknięciu. W obwodzie pokazanym na rysunku 4, w którym zderzające się kule spełniają rolę wyłącznika zwierającego okładki kondensatora, napięcie maleje w sposób wykładniczy:

$$U = U_0 \exp\left(-\frac{t}{RC}\right).$$

W przypadku pojedynczego zderzenia ($t = T$) otrzymuje się:

$$T = RC \ln \frac{U_0}{U}. \quad (5)$$

W czasie zderzenia część objętości kul kształtu czaszy o wysokości h i promieniu podstawy r ulega wgnieceniu do wnętrza. Wysokość czaszy h można wyliczyć przy założeniu, że od chwili pierwszego zetknięcia ruch kul jest ruchem jednostajnie opóźnionym, w którym droga wyraża się wzorem:

$$h = v_0 t - \frac{1}{2} a t^2.$$

Ponieważ w rozważanym przypadku prędkość końcowa jest równa zero, otrzymuje się $a = -\frac{v_0}{t}$ oraz:

$$h = \frac{1}{2} v_0 t. \quad (6)$$

Prędkość v_0 należy wyrazić przez kąt wychylenia α (wzór 4).

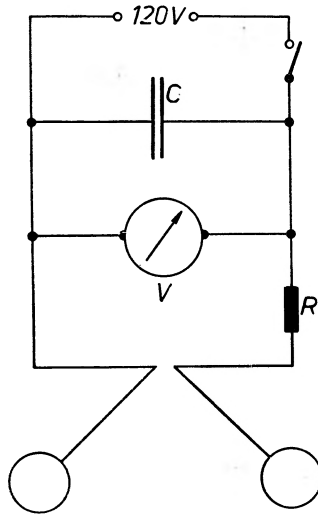
Istnieje następujący związek łączący promień podstawy czaszy z jej wysokością h :

$$r^2 = 2Rh - h^2,$$

gdzie R oznacza promień kuli. Zaniedbując bardzo małą wielkość h^2 otrzymuje się:

$$r = \sqrt{2Rh}. \quad (7)$$

Znając wielkości h i r wyliczyć można również maksymalną siłę F_n z jaką działają na siebie zderzające się kule oraz moduł Younga materiału, z którego są wykonane. Zgodnie z zasadą



Rys. 4. Obwód elektryczny układu do pomiaru czasu trwania zderzenia

zachowania energii, energia sprężysta zgromadzona w ciele odkształconym wynosząca (7): $\frac{1}{2}F_n h$ musi być równa energii kinetycznej $\frac{1}{2}mv_0^2$, skąd:

$$F_n = \frac{mv_0^2}{h}. \quad (8)$$

Korzystając z wzoru określającego zbliżenie $2h$ środków zderzających się kul (8):

$$2h = \frac{3 F_n}{2 r} \frac{1 - \mu^2}{E}$$

można wyznaczyć moduł Younga E :

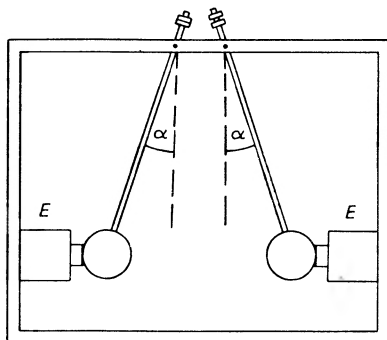
$$E = \frac{3}{4} (1 - \mu^2) \frac{F_n}{r h} \quad (9)$$

(μ — współczynnik Poissona).

Przyrząd (rys. 5) składa się z dwóch kul stalowych ($\varnothing = 10$ cm, $m = 4$ kg) zawieszonych na mosiężnych prętach o długości 45 cm zaopatrzonych w zaciski ZZ przeznaczone do połączenia układu z obwodem elektrycznym. Osie prętów są osadzone w nieprzewodzących tulejach. Elektromagnesy E służące do utrzymania kul w położeniu wychylonym posiadają rdzeń o średnicy 55 mm i nawinięte są drutem DNE o średnicy 1,2 mm (ok. 1800 zwojów każdy). Końce nabiegowników pokryte są warstwą szkła organicznego, co zapobiega samoczynnemu

rozładowaniu kondensatora. Zastosowano ponadto następujące przyrządy: woltomierz elektrostatyczny o zakresie 150 V, kondensator o pojemności $2 \mu F$ i opornik o oporze 200Ω .

Pomiary wykonuje się w sposób następujący: na wstępie należy włączyć prąd w obwodzie elektromagnesów i odchylić kule, następnie naładować kondensator podłączając go na czas około 1 min. do źródła prądu i odczytać napięcie U_0 . Należy zwolnić kule przerywając na chwilę prąd w obwodzie elektromagnesów; w chwili zderzenia prąd należy włączyć powtórnie, wtedy kule zostają na powrót przyciągnięte i uniemożliwione dalsze zderzenia. Należy odczytać U po zderzeniu. Korzystając ze wzorów (5), (6), (7), (8) i (9) można wyliczyć czas T , parametry deformacji h i r , maksymalną siłę nacisku F_n oraz moduł Younga E .



Rys. 5. Przyrząd do pomiaru czasu trwania zderzenia

5. Wyznaczanie modułu Younga, współczynnika Poissona i modułu sztywności gumy [9]

W omawianym doświadczeniu wyznacza się moduł Younga E , współczynnik Poissona μ i moduł sztywności Φ bezpośrednio z definicji:

$$p_n = E \frac{\Delta l}{l} \quad (10)$$

$$p_s = \Phi \varphi \quad (11)$$

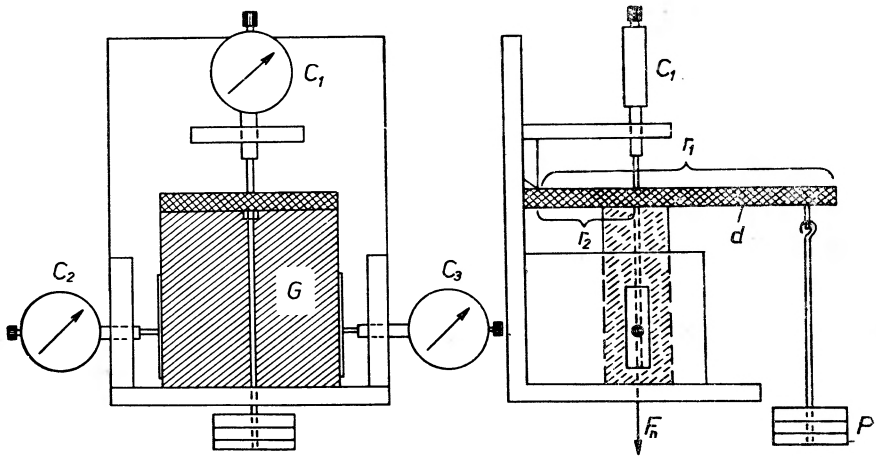
$$\mu = \left(\frac{\Delta a}{a} \right) : \left(\frac{\Delta l}{l} \right). \quad (12)$$

Przy czym równanie (10) dotyczy przypadku sił normalnych do powierzchni $\left(p_n = \frac{F_n}{s} \right)$, a równanie (11) — sił stycznych $\left(p_s = \frac{F_s}{s} \right)$, przez l oznaczono długość ciała, Δl — wydłużenie, φ — kąt skręcenia, a — szerokość ciała, a Δa — zmianę jego szerokości.

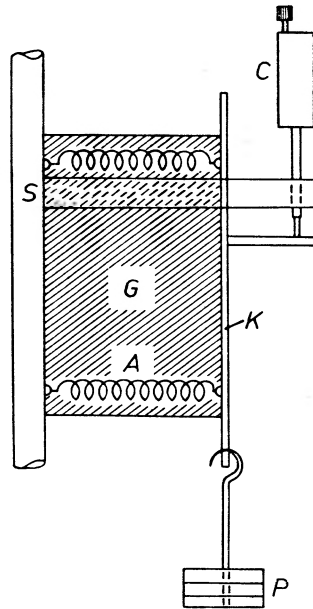
Przyrząd do wyznaczania modułu Younga i współczynnika Poissona pokazano na rysunku 6. Na prostopadłościan z gumy G działa siła normalna F_n wywierana za pośrednictwem dźwigni d przez układ ciężarków P . Zmniejszenie wysokości kostki Δl rejestruje się za pomocą czujnika C_1 , zmianę wymiarów poprzecznych rejestrują czujniki C_2 i C_3 .

Pomiary należy wykonać dla wielu wartości siły F_n i wykreślić zależność $p_n(\Delta l/l)$. Stromość (nachylenie) uzyskanej linii jest równa modułowi Younga E . Podobnie stromość wykresu zależności $\Delta a/a$ od $\Delta l/l$ jest równa współczynnikowi Poissona μ .

Przyrząd służący do wyznaczania modułu sztywności pokazano na rysunku 7. W tym przypadku ten sam prostopadłościan G jest ustawiony pomiędzy ścianką s i szalką k . Szalka



Rys. 6. Schemat przyrządu do pomiaru modułu Younga i współczynnika Poissona



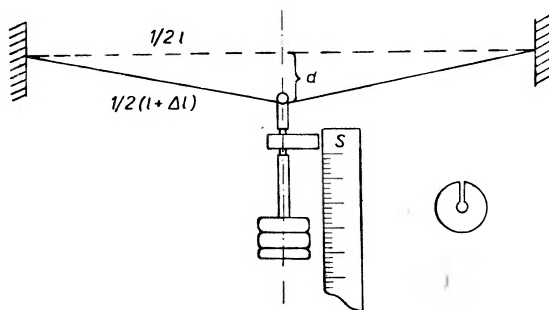
Rys. 7. Przyrząd do pomiaru modułu sztywności

jest przyciskana do gumy za pomocą czterech sprężynek A ; obciążając ją działa się na gumkę siłą styczną F_s . Kąt skręcenia φ jest w przybliżeniu równy stosunkowi przesunięcia szalki (rejstrowanego za pomocą czujnika C) do grubości. Moduł sztywności jest równy stromości linii z wykresu przedstawiającego zależność $p^s(\varphi)$.

Do pomiarów zastosowano gumkę kreślarską o wymiarach $35 \times 53 \times 12$ mm, która w granicach błędów nie wykazuje histerezy sprężystej.

6. Wyznaczanie granic proporcjonalności, sprężystości i wytrzymałości miedzi

Celem wyznaczenia ciśnień odpowiadających wymienionym w tytule punktom z wykresu $p_n(\Delta l/l)$ postępuje się następująco. Na szalkę obciążającą drut nakłada się jeden ciężarek i mierzy się wydłużenie. Następnie należy zdjąć ciężarek i powtórnie odczytać długość drutu; jeżeli wróciła ona do pierwotnej wartości to nakłada się dwa ciężarki, powtarza te same obserwacje. Postępując dalej w ten sposób należy wyznaczyć przebieg krzywej do punktu odpowiadającego granicy sprężystości. Po przekroczeniu tej granicy ciężarków nie należy zdejmować. Podstawowa trudność jest związana z wyznaczaniem przyrostu długości Δl , która po nałożeniu kolejnego ciężarka zmienia się od ułamków milimetra poniżej granicy proporcjonalności do centy-



Rys. 8. Schemat urządzenia do badania własności sprężystych drutu

metrów powyżej granicy sprężystości (płynięcie). Stosunkowo dokładnie pomiary te można wykonać za pomocą urządzenia pokazanego na rysunku 8. Mierzy się tu wychylenie d za pomocą miarki milimetrowej S . Wydłużenie Δl wylicza się z trójkąta $\frac{l}{2}$, d , $\left(\frac{l}{2} + \frac{\Delta l}{2}\right)$ zanedbując wyraz zawierający bardzo małą wielkość $(\Delta l)^2$:

$$\frac{\Delta l}{l} = \frac{2d^2}{l^2} \quad (13)$$

W praktyce dla drutu o średnicy ok. 0,3 mm najwygodniejsze są ciężarki o masie 20 g poniżej granicy proporcjonalności oraz 200 g powyżej tej granicy.

7. Wyznaczanie momentu bezwładności metodą drgań torsyjnych [5]

Przyrząd służący do wyznaczania momentu bezwładności (rys. 9) składa się z dwóch platform: górnej o promieniu r połączonej na stałe ze statywem i dolnej o promieniu R ($R > r$) zawieszonyj na trzech niciach o długości l . Dolna platforma jest zaopatrzona w trzy koleczki; jeden z nich znajduje się na środku, a dwa pozostałe rozmieszczone są symetrycznie względem niego. Jeżeli dolna platforma zostanie skrzyta o kąt α_0 wokół osi OO' , to wykonuje oscylacje, dla których zgodnie z zasadą zachowania energii zachodzi związek:

$$mgh = \frac{1}{2} I \omega_0^2, \quad (14)$$

gdzie h oznacza wzniesienie platformy przy maksymalnym wychyleniu o α_0 , m — jej masę, I — moment bezwładności względem osi OO' , ω_0 — maksymalną prędkość kątową dla $\alpha = 0$. Z równania powyższego trzeba wyeliminować trudne do zmierzenia wielkości ω_0 i h .

Kąt α zmienia się sinusoidalnie: $\alpha = \alpha_0 \sin \frac{2\pi}{T} t$. Różniczkując powyższe wyrażenie względem czasu i podstawiając $\alpha = 0$ otrzymuje się:

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T} \alpha_0 \quad (15)$$

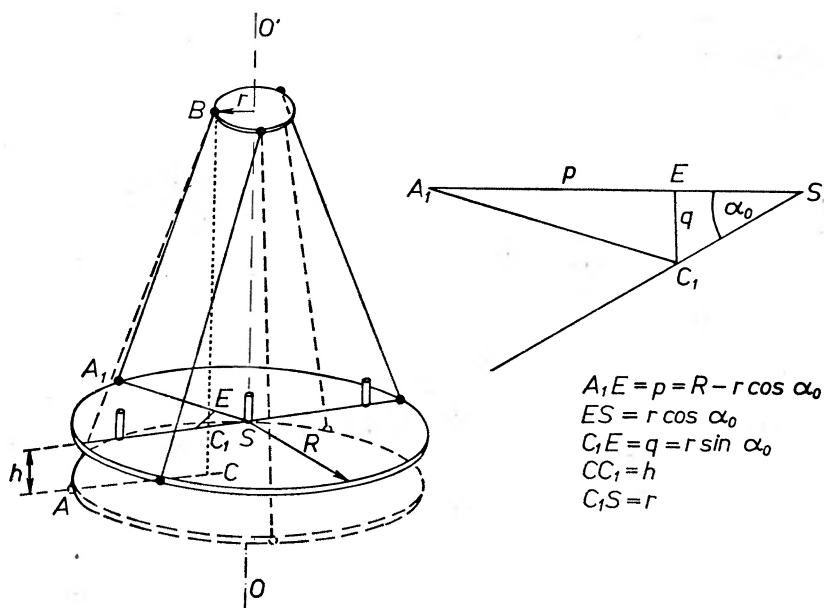
Wielkość h wylicza się następująco. Z rysunku 9 wynikają związki:

$$h = BC - BC_1 \quad \text{lub} \quad h = \frac{(BC)^2 - (BC_1)^2}{BC + BC_1}, \quad (16)$$

$$(BC)^2 = (AB)^2 - (AC)^2 = l^2 - (R-r)^2, \quad (17)$$

$$(BC_1)^2 = (A_1B)^2 - (A_1C_1)^2,$$

$$(A_1C_1)^2 = p^2 + q^2 = R^2 + r^2 - 2Rr \cos \alpha_0,$$



Rys. 9. Przyrząd do wyznaczania momentu bezwładności metodą drgań torsyjnych skąd

$$(BC_1)^2 = l^2 - R^2 - r^2 + 2Rr \cos \alpha_0. \quad (18)$$

Podstawiając związki (17) i (18) do równania (16) otrzymuje się:

$$h = \frac{2Rr(1 - \cos \alpha_0)}{BC + BC_1}.$$

Przyjmując $BC \simeq BC_1 \simeq l$, uwzględniając związek $(1 - \cos \alpha_0) = 2 \sin^2 \frac{\alpha_0}{2}$ oraz przyjmując $\sin^2 \frac{\alpha_0}{2} = \frac{\alpha_0^2}{4}$ otrzymuje się:

$$h = \frac{Rr\alpha_0^2}{2l}. \quad (19)$$

Podstawiając związki (15) i (19) do równania (14) otrzymuje się:

$$I = \frac{mgRr}{4\pi^2 l} T^2. \quad (20)$$

Wzór powyższy zachodzi również dla platformy obciążonej bryłą o masie M i o nieznanym momencie bezwładności I_1 ; przyjmuje on wtedy postać:

$$I + I_1 = \frac{(M+m)gRr}{4\pi^2 l} T_1^2.$$

Skąd:

$$I_1 = \frac{gRr}{4\pi^2 l} [(M+m) T_1^2 - m T^2]. \quad (21)$$

W podobny sposób można wyznaczyć moment bezwładności względem dowolnej osi, a w szczególności trzy główne momenty bezwładności $I_1^{(1)}$, $I_1^{(2)}$ oraz $I_1^{(3)}$.

Za pomocą omawianego przyrządu można również sprawdzić prawo Steinera. W tym celu należy zmierzyć moment bezwładności $2I_w$ dwóch równych walców umieszczonych współosiowo z platformą oraz moment bezwładności I_e platformy obciążonej walcami umieszczonymi ekscentrycznie na bocznych kołeczkach. Zgodnie z prawem Steinera musi zachodzić związek:

$$I_e = I + 2I_w' + \frac{1}{2} M_w d^2,$$

gdzie M_w oznacza masę walca, d — wzajemną odległość bocznych kołeczków, I_w' — moment bezwładności jednego z walców. Dowodem słuszności prawa Steinera jest spełnienie nierówności (1):

$$|I_w - I_w'| \leq |\Delta I_w| + |\Delta I_w'|.$$

Zbudowany w Katedrze przyrząd posiada następujące wymiary: $R = 200$, mm $r = 100$ mm, $l = 700$ mm, $d = 165$ mm. Dolna platforma jest zbudowana z gumoidu o grubości 10 mm. W doświadczeniu wyznacza się główne momenty bezwładności prostopadłościanu o wymiarach $50 \times 40 \times 25$ mm. Do sprawdzania prawa Steinera stosuje się dwa walce mosiężne o średnicy 70 mm i wysokości 12 mm.

8. Sprawdzanie równania ruchu obrotowego brył [6], [9]

Budowę przyrządu służącego do wykonywania doświadczenia pokazano na rysunku 10. Walec metalowy C jest osadzony na łożysku kulkowym i może obracać się wokół osi AA' . Z walcem połączone są cztery pręty, wzdłuż których można przesuwac walce W . Górna część walca C posiada kształt szpulki, na którą można nawinąć cienki sznurek, którego drugi koniec można obciążyć. Ciężarek przesuwa się na tle skali S .

Można udowodnić, że jeżeli na układ działa siła $F = Mg$, to porusza się on ruchem jednostajnie przyspieszonym, czyli zachodzi związek:

$$s = at^2/2 \quad \text{oraz} \quad \alpha = \varepsilon t^2/2, \quad (22)$$

gdzie S oznacza drogę przebytą przez nieruchomy w chwili początkowej ($v_0 = 0$) ciężarek m , a — jego przyspieszenie, t — czas działania siły, α — droga kątowa walca C , ε — przyspieszenie kątowe. W tym celu należy wyznaczyć przebieg zależności $s(t^2)$. W przypadku ruchu jednostajnie przyspieszonego musi ona być liniowa. W praktyce wystarczy zmierzyć czasy spadania ciężarka dla 6 do 10 różnych wartości drogi s przy stałym położeniu walców W .

Właściwym celem doświadczenia jest sprawdzenie równania *:

$$N = I\varepsilon, \quad (23)$$

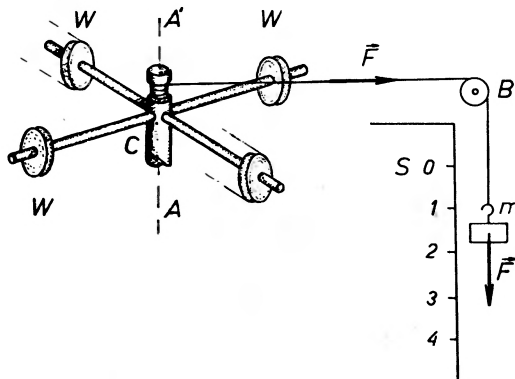
gdzie N oznacza moment siły:

$$N = rmg,$$

I — moment bezwładności, r — promień przewężonej części walca C . Moment bezwładności I jest sumą momentu bezwładności I_0 walca C wraz z prętami oraz walców W i zgodnie z prawem Steinera wyraża się wzorem:

$$I = I_0 + 4I_1 + Md^2,$$

gdzie I_1 oznacza moment bezwładności walca W względem osi równoległej do osi AA' przechodzącej przez jego środek ciężkości, M — masę walca, d — średnia odległość obydwu par



Rys. 10. Schemat układu do sprawdzania równania $M = I\varepsilon$

przeciwległych walców. Pierwsze dwa wyrazy $I_0 + 4I_1$ są wielkościami stałymi, oznaczając je przez I_c otrzymuje się:

$$I = I_c + Md^2.$$

Podstawiając wyrażenia na moment siły i moment bezwładności do równania (23) otrzymuje się:

$$\frac{1}{\varepsilon} = \frac{I_c}{rmg} + \frac{M}{rmg} d^2 \quad (24)$$

W układzie współrzędnych $(1/\varepsilon, d^2)$ równanie powyższe przedstawia linię prostą.

Podstawiając do wzoru (22) $a = 2\pi n$ (n — ilość obrotów przyrządu w czasie spadania ciężarka) otrzymuje się:

$$\varepsilon = \frac{4\pi n}{t^2}.$$

Zatem doświadczenie sprowadza się do pomiaru czasu spadania ciężarka na stałym odcinku drogi s ($n = \text{const}$) dla kilku różnych odległości d i wykreślenia zależności $1/\varepsilon(d^2)$. Prosto-liniowy przebieg tej zależności jest dowodem słuszności równania (23).

Dodatkowo należy zauważyć, że równanie (24) jest równaniem prostej typu:

$$y = a + bx,$$

* Warunki, w jakich wykonuje się omawiane tu doświadczenia, dobrano w ten sposób, że wszystkie wzory można pisać w postaci skalarnej.

gdzie a jest wartością współrzędnej y w punkcie, w którym prosta przecina oś y ($x = 0$), a b stromością prostej. Obydwie wielkości można wyznaczyć z wykresu, a tym samym wyznaczyć moment bezwładności I_c oraz masę walca M . Porównując ostatecznie równanie z równaniem (24) otrzymuje się:

$$I_c = rmg \cdot a,$$

oraz

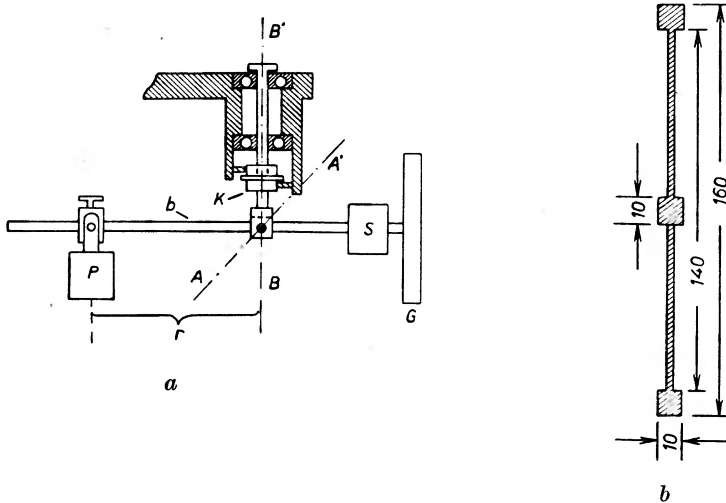
$$M = rmg \cdot b.$$

Moment bezwładności I_c można również wyliczyć z wymiarów geometrycznych (I'_c). Wielkości I_c oraz I'_c muszą spełniać kryterium zgodności wyników (równanie 1).

Podstawową częścią przyrządu jest wahadło Oberbecka zakupione w CEZAS. Ciężarek m posiada masę 100 g; skala S długość 1 m. Błoczek B posiada bardzo małą masę i osadzony jest na łożysku kulkowym.

9. Wyznaczanie momentu bezwładności giroskopu [9]

Giroskopem nazywamy bryłę obrotową wirującą z dużą prędkością kątową wokół swej osi symetrii, posiadającą swobodę obrotu wokół dwóch innych osi. Budowę giroskopu nadającego się do pomiarów ilościowych pokazano na rysunku 11. Bryłą jest tarcza mosiężna G



Rys. 11. Giroskop: a) budowa, b) przekrój tarczy

osadzona na osi lekkiego silnika S . Silnik zamocowany jest na końcu stalowego pręta tworzącego przedłużenie osi wirnika. Pręt jest zawieszony w ten sposób, że może obracać się o niewielki kąt wokół osi AA' i tworzy dźwignię dwustronną. Prąd do silnika doprowadzono za pośrednictwem kolektora K dzięki czemu istnieje całkowita swoboda obrotu wokół osi BB' . Ciężarek P można przesuwając wzdłuż pręta b . Przekrój tarczy (rys. 11a) daje możliwość bezpośredniego wyliczenia jej momentu bezwładności.

Ruchem giroskopu, na który działa nierównoważony moment siły, rządzi prawo:

$$N = I\omega\Omega, \quad (25)$$

gdzie I oznacza moment bezwładności tarczy, Ω — prędkość kątową precesji, a ω — prędkość kątową tarczy. W warunkach równowagi moment siły N_T tarczy (wraz z silnikiem S) jest

równy co do wartości momentowi siły N_p ciężarka lecz przeciwnie skierowany. Jeżeli ciężarek P zostanie przesunięty o kilka centymetrów, to jego ramię r przyjmuje wartość r' , a moment siły ciężarka — N'_p . Na giroskop działa wtedy dodatkowy moment N :

$$N = N'_p - N_p,$$

$$N = (r' - r) \cdot P \quad (26)$$

Doświadczenie wykonuje się w sposób następujący: giroskop należy zrównoważyć i zmierzyć ramię r . Po włączeniu silnika należy odczekać ok. 3 min. do chwili gdy tarcza uzyska maksymalną prędkość kątową, a następnie przytrzymując pręt b przesunąć ciężarek P o kilka centymetrów i zmierzyć ramię r' . Po zwolnieniu pręta giroskop wykonuje ruch precesyjny wokół osi BB' . Należy zmierzyć czas kilku pełnych obrotów i wyliczyć stąd prędkość kątową precesji Ω . Pomiarzy należy powtórzyć dla kilku wartości r' większych i mniejszych od r . Prędkość kątową tarczy ω można wyznaczyć za pomocą tachometru elektrycznego względnie wyliczyć znając podaną na silniku ilość obrotów wirnika na minutę. Moment bezwładności I tarczy wylicza się z równania (15). Zaniedbując wpływ lekkiego wirnika moment bezwładności tarczy I_g można również wyliczyć bezpośrednio. Spełnienie nierówności (równanie 1):

$$|I - I_g| \leq |\Delta I| + |\Delta I_g|$$

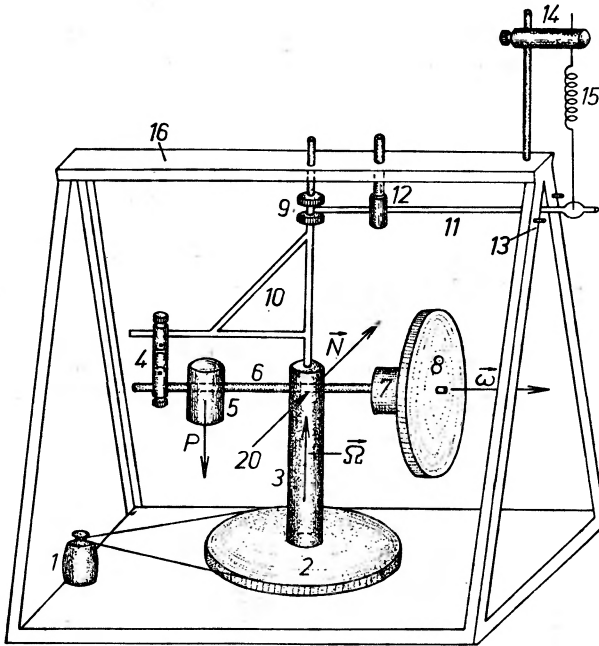
jest dowodem słuszności równania (25).

Dokładne wymiary tarczy G podano na rysunku 11b. Do jej napędzania zastosowano silnik typu S-12 dostosowany do prądu przemiennego o napięciu 220 V. Długość pręta b wynosi 40 cm, jego średnica 6 mm. Pręt, na którym osadzony jest kolektor K , zamocowano w dwóch łożyskach kulkowych, a sam kolektor został wymontowany z innego silnika. Całość zamocowano na silnym statywie.

10. Pomiar sił giroskopowych i wyznaczanie momentu bezwładności

W omawianym doświadczeniu giroskop wprawia się w ruch obrotowy wokół osi BB' (rys. 11) a mierzy wartość działającego wtedy momentu siły. Podstawową częścią przyrządu jest więc giroskop (rys. 12) zbudowany tak samo jak w doświadczeniu poprzednim. Ciężarek P musi być osadzony w taki sposób, by oś Ω była osią swobodną giroskopu. Statyw (3) giroskopu jest osadzony na łożyskach kulkowych i zaopatrzony w koło pasowe (2). Może on zostać wprawiony w ruch obrotowy za pomocą silnika (1) o regulowanych obrotach. Poniżej koła pasowego znajduje się kolektor (na rysunku niewidoczny) za pośrednictwem którego doprowadza się prąd do silnika (7). Jeżeli tarcza wykonuje szybki ruch obrotowy i równocześnie wprawi się w ruch obrotowy cały giroskop, to wytwarza się moment siły N obracający giroskop wokół osi (20). Moment ten jest kompensowany za pomocą mechanizmu działającego w następujący sposób. Na skutek działania momentu N pręt (6) obraca się o mały kąt α wokół osi (20). Ruch ten jest przekazany za pomocą złącza przegubowego (4) na obracający się wraz z giroskopem przenośnik (10), którego końce zamocowane są w łożyskach. Ruch przenośnika zostaje przekazany na dźwignię (11); do jej prawego końca przyczepiony jest dynamometr (15). Przesuwając punkt zaczepienia dynamometru można cały układ sprowadzić do położenia pierwotnego, wyznaczonego linią występów (13), a tym samym skompensować moment N . Dynamometr działa wtedy na giroskop momentem — N , którego wielkość wyraża się przez siłę F_k , z jaką działa ona na dźwignię, odległość r złącza przegubowego (4) od osi obrotu (20) oraz stosunek długości ramion dźwigni (11). Korzystając z tych danych wyliczyć można moment bezwładności tarczy (8) (wzór 25) i wykonać wszystkie inne wyliczenia jak w doświadczeniu poprzednim.

Do napędzenia statywu giroskopu zastosowano silnik typu Sk-2a, którego częstość obrotów regulować można za pomocą autotransformatora. Częstość obrotów statywu wynosi od 1 do 10 obr./min. Dynamometr (15) posiada zakres do 500 G. Wszystkie części przyrządu są połączone za pomocą konstrukcji z kątownika stalowego (16).



Rys. 12. Budowa przyrządu do pomiaru sił giroskopowych

11. Wyznaczanie modułu sztywności i modułu Younga sprężyny [9]

Zachodzi proporcjonalność pomiędzy siłą Mg działającą na sprężynę i jej wydłużeniem x :

$$Mg = fx. \quad (27)$$

Współczynnik proporcjonalności f nazywa się siłą kierującą. Jeżeli obciążoną sprężynę wydłuży się dodatkowo o Δx (rys. 13) i zwolni, to wykonuje ona drgania harmoniczne wokół położenia równowagi. Okres tych drgań wyraża się wzorem (4):

$$T_1 = 2\pi \sqrt{\frac{M+m/3}{f}}. \quad (28)$$

Przy wydłużeniu sprężyny drut, z którego jest ona wykonana, doznaje skręcenia. Na drut ten działa moment skręcający:

$$N = RMg,$$

który jest równoważony momentem wytwarzanym przez siły sprężyste (10):

$$N = \frac{1}{2}\pi\Phi r^4 \frac{\varphi}{l},$$

gdzie Φ oznacza moduł skręcenia, r — promień drutu, z którego wykonano sprężynę, R — promień sprężyny, φ — kąt o jaki skręca się jeden koniec drutu względem drugiego, l — całkowitą długość drutu, którą można wyrazić przez liczbę zwojów: $l = 2\pi Rn$. Kąt φ jest równy stosunkowi wydłużenia sprężyny do jej promienia R : $\varphi = \frac{x}{R}$. Podstawiając powyższe wielkości

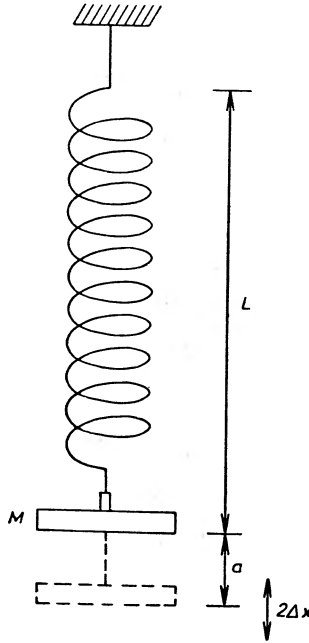
na l i φ oraz porównując momenty wyrażone ostatnimi dwoma wzorami otrzymuje się:

$$Mg = \left[\frac{1}{4} \frac{\Phi r^4}{R^3 n} \right] x.$$

Porównując powyższe wyrażenie z równaniem (27) otrzymuje się związek pomiędzy siłą kierującą f i modułem sztywności Φ :

$$f = \frac{1}{4} \frac{\Phi r^4}{R^3 n} \quad \text{lub} \quad \Phi = \frac{4fR^3 n}{r^4}. \quad (29)$$

Jeżeli sprężynę obciąży się walcem i obróci ten walec o kąt α (rys. 14), to wykonuje on drgania torsyjne wokół położenia równowagi. Okres tych drgań wyraża się wzorem:



Rys. 13. Drgania obciążonej sprężyny

$$T_t = 2\pi \sqrt{\frac{I}{D}},$$

gdzie I oznacza moment bezwładności walca, D — moment kierujący $D = N_1/a$, N_1 — moment siły skręcającej sprężynę o kąt α . Moment kierujący D i moduł Younga E tarczy łączy równanie (10):

$$D = \frac{\pi}{4} \frac{Er^4}{l}.$$

Podstawiając tę wartość do wzoru na okres T_t otrzymuje się następujący związek:

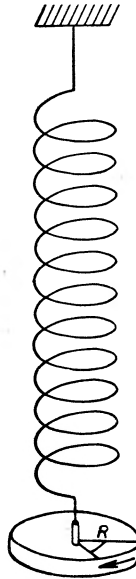
$$T_t = 2\pi \sqrt{\frac{8RI n}{Er^4}}. \quad (30)$$

Celem wyznaczenia modułu sztywności zmierzyć należy zależność wydłużenia sprężyny x od obciążenia Mg i sporządzić wykres tej zależności. Stromość uzyskanej prostej $\left(\frac{\Delta(Mg)}{\Delta x}\right)$ jest równa sile kierującej f . Moduł sztywności wylicza się ze wzoru (29). Celem wyznaczenia modułu

Younga należy zmierzyć okres drgań torsyjnych T_t sprężyny obciążonej walcem. Walec posiada regularny kształt, dzięki czemu można wyliczyć jego moment bezwładności I . Moduł Younga wylicza się ze wzoru (30).

Można również sprawdzić równanie (28). W tym celu należy zmierzyć okres drgań podłużnych T_l' ze wzoru (28). Wielkości T_t i T_l' muszą spełniać równanie (1).

Stosując sprężynę składającą się z 10–30 zwojów drutu o średnicy 1 mm należy stosować skalę o długości 30 cm i walec o średnicy 100 mm i grubości 2,5 mm.



Rys. 14. Układ do wyznaczania modułu Younga sprężyny

12. Badanie zjawiska rezonansu mechanicznego [5], [9]

Rezonans mechaniczny może wystąpić w przypadku, gdy na bryłę wykonującą drgania harmoniczne proste działa periodycznie zmienny moment sił zewnętrznych $N_0 \cos \omega t$ (doświadczenie dotyczy drgań oscylacyjnych). Równanie ruchu posiada następującą postać (11):

$$\frac{d^2\varphi}{dt^2} = -\omega_0^2\varphi - 2\beta \frac{d\varphi}{dt} + P \cos \omega t, \quad (31)$$

gdzie

$$\omega_0^2 = \frac{D}{I}, \quad 2\beta = \frac{H}{I}, \quad P = \frac{N_0}{I}. \quad (32)$$

We wzorach tych zastosowano następujące oznaczenia: φ — kąt wychylenia ciała z położenia równowagi, N — moment siły, D — moment kierujący, H — współczynnik określający tłumienie, N_0 — amplituda momentu wymuszającego, ω — częstość siły wymuszającej, I — moment bezwładności, β — współczynnik tłumienia. Rozwiązanie równania (31) posiada następującą postać:

$$\varphi = \varphi_0 \cos(\omega t + \delta),$$

gdzie amplituda:

$$\varphi_0 = P[(\omega_0^2 - \omega^2) + 4\beta\omega^2]^{-1/2}$$

a faza

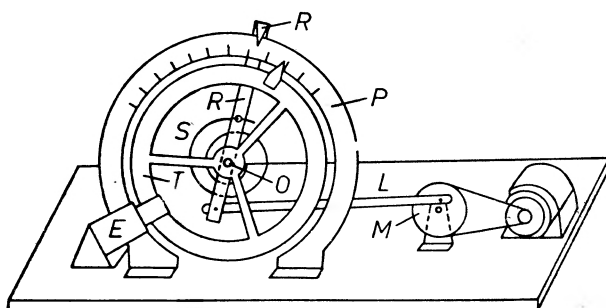
$$\operatorname{tg} \delta = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}.$$

Rezonansem nazywa się przypadek, gdy amplituda φ_0 posiada największą wartość wynoszącą:

$$\varphi_0^{\text{rez}} = P[2\beta\sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}]^{-1}, \quad (33)$$

gdym

$$\omega^2 = \omega_0^2 - 2\beta^2.$$



Rys. 15. Przyrząd do badania rezonansu mechanicznego

W przypadku, gdy moment sił wymuszających nie działa, występują drgania tłumione, dla których definiuje się logarytmiczny dekrement tłumienia λ jako logarytm naturalny dwóch kolejnych amplitud:

$$\lambda = \ln \frac{\varphi_0^{(0)}}{\varphi_0^{(1)}}.$$

Zachodzi związek:

$$\lambda = \beta T \quad \text{lub} \quad \lambda = \frac{HT}{2I}. \quad (34)$$

W praktyce logarytmiczny dekrement tłumienia można wyznaczyć ze stosunku dowolnych dwóch amplitud. Wtedy:

$$\lambda = \frac{1}{n} \ln \frac{\varphi_0^{(0)}}{\varphi_0^{(n)}}. \quad (35)$$

Podstawową częścią przyrządu jest wahadło balansowe zbudowane podobnie jak w zegarach. Składa się ono z tarczy balansowej T (rys. 15) połączonej sprężyną S z ramieniem R . Tarcza wraz z ramieniem osadzone są na wspólnej osi O . Ruch tarczy można tłumić za pomocą elektromagnesu E . Do ramienia za pośrednictwem pręta L przyłożyć można sinusoidalnie zmieniający się moment kierujący. Działanie tego momentu przenosi się przez sprężynę na tarczę. Jego źródłem jest silnik A o regulowanych obrotach napędzający mimośrodowe koło M . Wychylenie tarczy balansowej i ramienia odczytać można na skali P .

W omawianym doświadczeniu wyznacza się logarytmiczny dekrement tłumienia λ , współczynnik określający tłumienie H , amplitudę momentu wymuszającego N_0 oraz przebieg krzywej rezonansu.

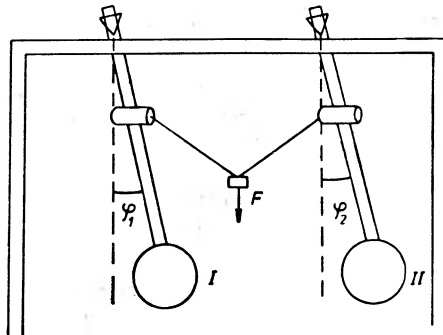
Celem wyznaczenia logarytmicznego dekrementu tłumienia wychylić należy tarczę. Po zwolnieniu tarcza wykonuje oscylacje, których amplituda powoli maleje. Należy zapisać amplitudę początkową, amplitudę n -tego wychylenia i okres oscylacji T . Korzystając z wzoru (35) wyliczyć można λ oraz z wzoru (34) współczynnik H (moment bezwładności I można wyliczyć z wymiarów geometrycznych tarczy i jej gęstości). Podobne pomiary można wykonać dla kilku natężeń i prądu w uzwojeniach elektromagnesu i wykreślić zależność $\lambda(i)$.

Krzywą rezonansu wyznacza się przy stałym tłumieniu tzn. przy stałym natężeniu prądu w uzwojeniach elektromagnesu. Dla stałej częstości silnika należy zmierzyć maksymalną amplitudę oscylacji tarczy oraz okres drgań ramienia R . Pomiary należy wykonać dla 10 różnych częstości silnika oraz wykonać wykres krzywych rezonansu tzn. zależność amplitudy drgań od częstości kołowej ω momentu wymuszającego. Korzystając ze wzoru (33) oraz danych z pierwszej części doświadczenia (β, ω_0, I) można wyliczyć amplitudę momentu wymuszającego N_0 (por. wzór 32).

Tarcza balansowa posiada średnicę 200 mm, grubość 3 mm. Jest ona połączona z ramieniem R za pomocą trzech zwojów sprężyny stalowej wykonanej z płaskownika o wymiarach $15 \times 0,4$ mm. Do napędzania zastosowano silnik elektryczny typu Sk-2b zasilany za pośrednictwem autotransformatora. Jego obroty przekazywane są na koło M za pomocą dwustopniowej przekładni pasowej.

13. Badanie drgań wahadeł sprzężonych [12], [5]

Wahadłami sprzężonymi nazywa się układ dwóch wahadeł fizycznych zaopatrzonych w urządzenie służące do przekazywania energii drgań od jednego wahadła do drugiego. Urządzeniem tym jest sprężyna lub obciążona w połowie długości nić łącząca obydwie wahadła



Rys. 16. Budowa wahadeł sprzężonych

(rys. 16). W przypadku, gdy okresy drgań własnych obydwu wahadeł są równe, występują tzw. dudnienia, czyli przekazywania drgań od wahadła I do II (początkowo nieruchomego), następnie od II do I itd. (rys. 17). Przekazywania drgań nie obserwuje się jeżeli wahadła wykonują tzw. drgania normalne. W przypadku pierwszego drgania normalnego obydwie wahadła drgają w zgodnej fazie ($\varphi_1 = \varphi_2$); drganie to zachodzi z częstością kołową ω_1 zwaną pierwszą częstością normalną i odpowiadającym jej okresem T_1 . Dla drugiego drgania normalnego $\varphi_1 = -\varphi_2$ wprowadza się drugą częstość normalną ω_2 i okres T_2 .

W przypadku dwóch równych wahadeł równania ruchu są następujące:

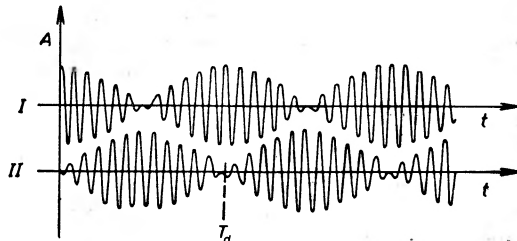
$$\frac{d^2\varphi_1}{dt^2} + \omega_0^2\varphi_1 = -k(\varphi_1 - \varphi_2),$$

$$\frac{d^2\varphi_2}{dt^2} + \omega_0^2\varphi_2 = -k(\varphi_2 - \varphi_1),$$

gdzie $\omega_0^2 = \frac{D}{I}$ oraz $k = \frac{D_s}{I}$, a przez I oznaczono moment bezwładności wahadła, D — jego moment kierujący, D_s — moment sprzęgający wytworzony przez drugie wahadło. Podstawiając $\psi_1 = \varphi_1 + \varphi_2$, $\psi_2 = \varphi_1 - \varphi_2$ i dodając względnie odejmując stronami ostatnie dwa równania otrzymuje się:

$$\frac{d^2\psi_1}{dt^2} + \omega_0^2\psi_1 = 0$$

$$\frac{d^2\psi_2}{dt^2} + (\omega_0^2 + 2k)\psi_2 = 0.$$



Rys. 17. Drgania wahadeł sprzężonych (dudnienia)

Należy podkreślić, że taką samą postać przyjmują równania ruchu jednego z wahadeł wykonujących pierwsze lub drugie drganie normalne. Stąd częstotliwości kołowe drgań:

$$\omega_1 = \omega_0,$$

$$\omega_2 = \sqrt{\omega_0^2 + 2k} \simeq \omega_0 + \frac{k}{\omega_0},$$

występujące w ostatnich równaniach są równocześnie częstotliwościami kołowymi drgań normalnych. Zachodzą więc związki:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{D}{I}}, \quad (36)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{D}{I}} + \frac{D_s}{\sqrt{ID}}.$$

Przyjmując warunki początkowe $\varphi_2 = \frac{d\varphi_2}{dt} = \frac{d\varphi_1}{dt} = 0$; $\varphi_1 = C_1$, które dla ψ_1 i ψ_2 przyjmują postać $\psi_1 = \psi_2 = C$, $\frac{d\psi_1}{dt} = \frac{d\psi_2}{dt} = 0$, rozwiązanie równań różniczkowych dla ψ można napisać w postaci:

$$\psi_1 = C \cos \omega_1 t; \quad \psi_2 = C \cos \omega_2 t.$$

Uwzględniając zastosowane podstawienie otrzymuje się:

$$\varphi_1 = \frac{\psi_1 + \psi_2}{2} = C \cos \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t \cos \frac{\omega_2 + \omega_1}{2} t,$$

$$\varphi_2 = \frac{\psi_1 - \psi_2}{2} = C \sin \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t \sin \frac{\omega_2 + \omega_1}{2} t.$$

W wyrażeniach powyższych wielkości $C \cos \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t$ oraz $C \sin \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t$ należy uważać za powoli zmieniającą się w czasie amplitudę. Wyrażenia powyższe dają matematyczny opis drgań pokazanych na rysunku 16. Częstota dudnień ω_d , dla której okres zdefiniowany jest w sposób pokazany na rys. 16, wyraża się wtedy wzorem:

$$\omega_d = \omega_2 - \omega_1. \quad (37)$$

Po podstawieniu odpowiednich wyrażen na ω_2 i ω_1 otrzymuje się związek:

$$\omega_d = \frac{D_s}{\sqrt{ID}}. \quad (38)$$

W doświadczeniu wyznacza się częstość kołową drgań normalnych ω_1 i ω_2 oraz częstość dudnień ω_d . Korzystając z tych danych oraz momentu bezwładności I wyliczonego z wymiarów geometrycznych, z równania (36) wylicza się moment kierujący D . Sprawdza się również czy spełniona jest nierówność:

$$|\omega_d - (\omega_2 - \omega_1)| \leq |\Delta\omega_d| + |\Delta\omega_2| + |\Delta\omega_1|$$

co zgodnie z równaniem (1) jest równoznaczne z sprawdzeniem słuszności równania (37). Ponadto należy zmierzyć okres dudnień T_d dla kilku odległości d punktu zaczepienia urządzenia sprzęgającego od osi obrotu wahadeł, w oparciu o wzór (38) wyliczyć wartości momentu sprzęgającego D_s i wykreślić zależność $D_s(d)$.

Stosowane w Pracowni wahadło posiada następujące wymiary: długość pręta 480 mm, jego grubość 5,5 mm, średnica walca (soczewki wahadła) 60 mm, jego grubość 30 mm. Wahadła są zawieszane na ostrzach przyzmatów i sprzężone za pomocą nici obciążonej w pośrodku odważnikiem o masie 100 g.

14. Badanie figur Lissajous [13]

Figurami Lissajous nazywają się krzywe, po których porusza się punkt ożywiony równocześnie dwoma ruchami harmonicznymi zachodzącymi w kierunkach wzajemnie prostopadłych:

$$X = A_x \cos\left(\frac{2\pi}{T_x} t + \varphi\right), \quad y = A_y \cos \frac{2\pi}{T_y} t.$$

Okresem T_0 krzywej nazywa się czas, po którym punkt znajdzie się powtórnie w położeniu wyjściowym tzn. obydwie współrzędne przyjmą takie same wartości jak na początku ruchu. Wtedy argumenty mogą się różnić o całkowitą wielokrotność 2π :

$$\frac{2\pi}{T_x} (t + T_0) + \varphi = \frac{2\pi}{T_x} t + \varphi + 2\pi p,$$

$$\frac{2\pi}{T_y} (t + T_0) = \frac{2\pi}{T_y} t + 2\pi q.$$

Skąd:

$$\frac{T_x}{T_y} = \frac{q}{p} \quad \text{lub} \quad \frac{\omega_x}{\omega_y} = \frac{p}{q}. \quad (39)$$

Stosunek p/q jest równy stosunkowi liczby przecięć krzywej z prostą równoległą do osi x do liczby przecięć z prostą równoległą do osi y (rys. 18). Związek powyższy wraz z równaniem (39) pozwala określić stosunek częstości drgań składowych.

W omawianym doświadczeniu figury Lissajous bada się na dwa sposoby: mechaniczny i elektryczny. Do otrzymywania figur Lissajous na sposób mechaniczny służy wahadło podwójne [13] (rys. 19). Jest ono zbudowane w ten sposób, że cała jego długość l_2 może wahać się

W wyrażeniach powyższych wielkości $C \cos \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t$ oraz $C \sin \frac{\omega_2 - \omega_1}{2} t$ należy uważać za powoli zmieniającą się w czasie amplitudę. Wyrażenia powyższe dają matematyczny opis drgań pokazanych na rysunku 16. Częstota dudnień ω_d , dla której okres zdefiniowany jest w sposób pokazany na rys. 16, wyraża się wtedy wzorem:

$$\omega_d = \omega_2 - \omega_1. \quad (37)$$

Po podstawieniu odpowiednich wyrażeń na ω_2 i ω_1 otrzymuje się związek:

$$\omega_d = \frac{D_s}{\sqrt{ID}}. \quad (38)$$

W doświadczeniu wyznacza się częstość kołową drgań normalnych ω_1 i ω_2 oraz częstość dudnień ω_d . Korzystając z tych danych oraz momentu bezwładności I wyliczonego z wymiarów geometrycznych, z równania (36) wylicza się moment kierujący D . Sprawdza się również czy spełniona jest nierówność:

$$|\omega_d - (\omega_2 - \omega_1)| \leq |\Delta\omega_d| + |\Delta\omega_2| + |\Delta\omega_1|$$

co zgodnie z równaniem (1) jest równoznaczne z sprawdzeniem słuszności równania (37). Ponadto należy zmierzyć okres dudnień T_d dla kilku odległości d punktu zaczepienia urządzenia sprzęgającego od osi obrotu wahadła, w oparciu o wzór (38) wyliczyć wartości momentu sprzęgającego D_s i wykreślić zależność $D_s(d)$.

Stosowane w Pracowni wahadło posiada następujące wymiary: długość pręta 480 mm, jego grubość 5,5 mm, średnica walca (soczewki wahadła) 60 mm, jego grubość 30 mm. Wahadła są zawieszane na ostrzach przyzmatów i sprzężone za pomocą nici obciążonej w środku odważnikiem o masie 100 g.

14. Badanie figur Lissajous [13]

Figurami Lissajous nazywają się krzywe, po których porusza się punkt ożywiony równocześnie dwoma ruchami harmonicznymi zachodzącymi w kierunkach wzajemnie prostopadłych:

$$X = A_x \cos\left(\frac{2\pi}{T_x} t + \varphi\right), \quad y = A_y \cos \frac{2\pi}{T_y} t.$$

Okresem T_0 krzywej nazywa się czas, po którym punkt znajdzie się powtórnie w położeniu wyjściowym tzn. obydwie współrzędne przyjmą takie same wartości jak na początku ruchu. Wtedy argumenty mogą się różnić o całkowitą wielokrotność 2π :

$$\frac{2\pi}{T_x} (t + T_0) + \varphi = \frac{2\pi}{T_x} t + \varphi + 2\pi p,$$

$$\frac{2\pi}{T_y} (t + T_0) = \frac{2\pi}{T_y} t + 2\pi q.$$

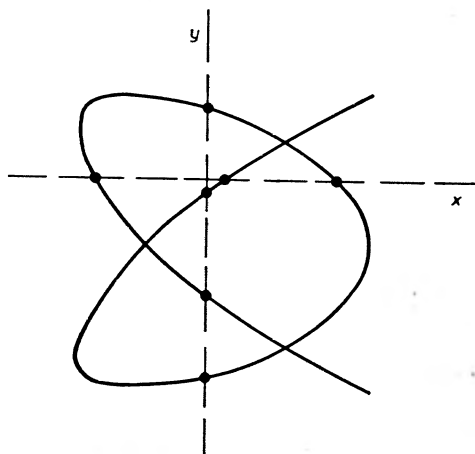
Skąd:

$$\frac{T_x}{T_y} = \frac{q}{p} \quad \text{lub} \quad \frac{\omega_x}{\omega_y} = \frac{p}{q}. \quad (39)$$

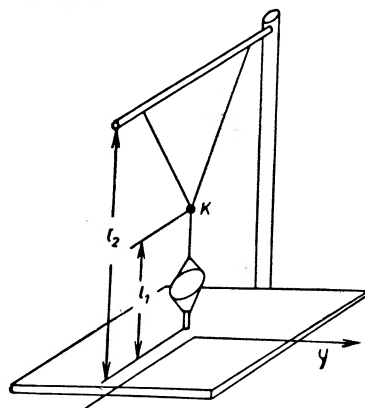
Stosunek p/q jest równy stosunkowi liczby przecięć krzywej z prostą równoległą do osi x do liczby przecięć z prostą równoległą do osi y (rys. 18). Związek powyższy wraz z równaniem (39) pozwala określić stosunek częstości drgań składowych.

W omawianym doświadczeniu figury Lissajous bada się na dwa sposoby: mechaniczny i elektryczny. Do otrzymywania figur Lissajous na sposób mechaniczny służy wahadło podwójne [13] (rys. 19). Jest ono zbudowane w ten sposób, że cała jego długość l_2 może wahać się

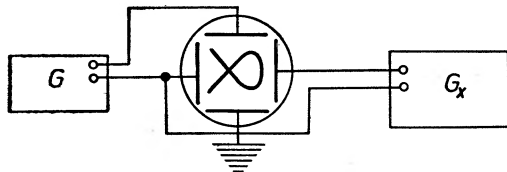
wzdłuż osi y , natomiast wzdłuż osi x może wahać się wyłącznie część dolna o długości l_1 . Stosunek długości można dowolnie zmieniać przesuwaną punkt K . Wahadło obciążone jest lejkiem z piaskiem, który wysypując się „kreśli krzywą“. Okresy drgań poszczególnych części



Rys. 18. Figura Lissajous dla $\omega_1/\omega_2 = 2/3$



Rys. 19. Wahadło podwójne



Rys. 20. Układ do badania krzywych Lissajous otrzymywanych na drodze elektrycznej wahadła zmieniają się wraz z ich długością, przy czym zachodzi związek:

$$\frac{T_1}{T_2} = \sqrt{\frac{l_1}{l_2}}$$

Należy uzyskać krzywe dla kilku wartości T_1/T_2 .

Do nakładania drgań elektrycznych stosuje się oscylograf katodowy (rys. 20). Do obydwu par płytek przykłada się napięcie przemiennie z generatorów akustycznych. Jeden z nich G_x

druga ze stałą i niezmienną częstością, a drugi G można przestrajać w szerokim zakresie. Należy wyznaczyć częstość generatora G_a . W tym celu należy zaobserwować dziesięć różnych figur dla różnych częstości G i dla każdej z nich wyliczyć częstość generatora G_a oraz wyliczyć średnią częstość G_a^* .

Składam serdeczne podziękowanie wszystkim, którzy przyczynili się do unowocześnienia I Pracowni Fizycznej Uniwersytetu im. A. Mickiewicza. Szczególnie podkreślić należy zasługi Profesora dr S. Szezeniowskiego, organizatora Katedry Fizyki i Pracowni, Profesora dr St. Loria, który był pierwszym inicjatorem unowocześnienia doświadczeń, Profesora dr A. Piekary, z którego inicjatywy powstało wiele ciekawych doświadczeń oraz Docenta dr Z. Pająka obecnego kierownika Katedry, gorąco popierającego dalszy rozwój Pracowni.

Dziękuję również licznemu gronu byłych i obecnych współpracowników, którzy wiele czasu poświęcili Pracowni.

Abstract: The conditions to be fulfilled by experiments conceived as corollary to the course on Experimental Physics and destined for Students are defined. A list of such experiments on Mechanics, obligatory in the I-st Physics Laboratory of the Experimental Physics Department of the A. Mickiewicz University in Poznań, Poland, is attached. Detailed accounts of the following items, as yet unpublished in the Polish bibliography, are given:

1. Velocity measurement on the small sphere moving in a rotating system,
2. Elastic and nonelastic collisions,
3. Measurement of collision duration, and determination of deformational parameters and Young's module,
4. Determination of Young's module, Poisson's coefficient and the shear module for rubber,
5. Measurement of the limits of linearity, elasticity and stability of copper,
6. Inertia momentum by torsional vibrations,
7. Verification of the equation of rotatory motion for solids,
8. Inertia momentum for gyroscope,
9. Gyroscopic forces and inertia momentum,
10. Shear module and Young's module for a spring,
11. Effects of mechanical resonance,
12. Oscillations of coupled pendulums,
13. Lissajous figures.

Literatura

- [1] H. Szydłowski, *Postępy Fizyki* 17, 331 (1966).
- [2] T. Dryński, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Warszawa 1967.
- [3] A. Zawadzki, H. Hofmohl, *Laboratorium fizyczne*, Warszawa 1964.
- [4] H. Szydłowski, *I pracownia fizyczna* (skrypt), Poznań 1966.
- [5] W. I. Iwieronowa, *Fiziceskij praktikum*, Moskwa 1951.
- [6] *Cavendish Laboratory Cambridge, Practical Class in Mechanics* (opisy doświadczeń).
- [7] S. Frisz, A. Timoriewa, *Kurs fizyki tom I*, Warszawa 1967, § 89.
- [8] M. T. Huber, *Teoria sprężystości część I*, Warszawa 1954, § 108.
- [9] Praca zbiorowa, *Ćwiczenia laboratoryjne z fizyki*, Wyd. UAM, Poznań 1962, pod red. H. Szydłowskiego.
- [10] S. Frisz, A. Timoriewa, *Kurs fizyki tom I*, Warszawa 1967, § 84.
- [11] S. Frisz, A. Timoriewa, *Kurs fizyki tom I*, Warszawa 1967 rozdział XI.
- [12] A. Sommerfeld, *Mechanik*, Leipzig 1955, § 20.
- [13] A. Piekara, *Mechanika ogólna*, Warszawa 1964, § 30.

* Gospodarstwo Pomocnicze Uniwersytetu może wykonać na zamówienie specjalne przyrządy stosowane w nowych doświadczeniach.

S. Frisz i A. Timoriewa: **Kurs Fizyki**. Z języka rosyjskiego tłumaczyli K. Kowalska i T. Piwkowski. Tom I, wyd. V niezmienione, PWN, Warszawa 1967, str. 496, cena 43 zł

Przeglądając recenzowany podręcznik fizyki ogólnej nie można oprzeć się wrażeniu, że jest on dość spóźnioną edycją lub raczej, że powstał dość dawno i nie spełnia szeregu wymagań, jakie należy stawiać współczesnym wydawnictwom tego typu, nawet jeśli przyjmiemy, że jest on przeznaczony dla specjalności uniwersyteckich, gdzie fizyka jest przedmiotem ubocznym, oraz dla innych nieuniwersyteckich wyższych szkół, jak np. uczelni pedagogicznych. Nosi on bowiem charakter ogólnego kursu fizyki, co jest specjalnie podkreślone w tytule oryginału rosyjskiego.

I wyżej wymieniony cel powinna spełniać dobrze.

W wykładzie podstaw mechaniki, a mianowicie w rozdziałach poświęconych kinematyce, autorowie unikają dość długo elementów rachunku różniczkowego i całkowego zastępując je znanymi dość przydługimi wyprowadzeniami geometrycznymi, kosztem zwięzłości tekstu. Być może, że dla pewnego gatunku czytelników preferujących to elementarne podejście sposób ten popłaca. Równie nieśmiało wprowadzone są elementy rachunku wektorowego, jak np. pojęcie iloczynu wektorowego (paragraf o prędkości kątovej). Na tym jednakże poziomie i zresztą nie tylko na tym przydałoby się nieco więcej przykładów praktycznych ilustrujących tok wykładu.

Natomiast w rozdziałach poświęconych dynamice trudno jest zgodzić się na bardzo ogólnikowe potraktowanie zjawisk tarcia i zupełne pominięcie opisu tarcia przy toczeniu, tak ważnego w zastosowaniach praktycznych.

Należałoby również przy okazji omawiania praw Newtona wspomnieć o uogólnieniu pojęcia siły jako pochodnej czasowej pędu. Zasada zachowania pędu nie jest wyodrębniona i nie została oddzielnie omówiona we właściwym momencie tj. w kursie podstaw mechaniki. Ułatwiłoby to studentowi późniejsze operowanie zasadą zachowania pędu w fizyce atomowej i jądrowej.

Cenne jest w § 30 wprowadzenie pojęcia równań wymiarowych jednostek fizycznych na etapie mechaniki, a nie w rozdziałach późniejszych, np. elektryczności, jak to ma miejsce w szeregu innych podręczników.

W niektórych miejscach książka jest nieco uwspółcześniona przez wprowadzenie pojęć często obecnie używanych jak np. „druga prędkość kosmiczna“ w rozdziale o siłach ciężenia, ale niestety, pojęcie to nie jest ujęte w skorowidzu na końcu książki jako odrębne hasło.

Rozdział poświęcony kinematyce i dynamice ruchu bryły sztywnej, choć potraktowany w swojej części opisowej dość skrótowo, jest jednak wzbogacony w sposób istotny przez dołączenie kilkunastu przykładów noszących charakter zadań i ilustrujących dobrze tok zasadniczego wykładu.

Rozdział powyższy zyskuje ponadto na przejrzystości dzięki temu, że wspomniane zadania mają aspekt eksperymentalny w odróżnieniu od zbyt, zdaniem recenzenta, zmatematyzowanego tekstu głównego.

Ruch cieczy lepkiej jak i pozbawionej lepkości w zupełności wyczerpuje zagadnienie na poziomie ogólnego kursu fizyki. Na tym zakończona jest część pierwsza książki poświęcona podstawom mechaniki.

Przedmiotem części drugiej jest fizyka cząsteczkowa. W przeglądzie podstawowych pojęć kinetyczno-molekularnych autorowie wprowadzili definicję średniej energii kinetycznej, trzech średnich prędkości i funkcji rozkładu prędkości Maxwella, prawa rozkładu energii Boltzmanna, średniej drogi swobodnej oraz częstości zderzeń.

Cieszyć się należy, że czytelnik po przeczytaniu § 53 i § 54 zaznajomi się gruntownie z tak ważną wielkością fizyczną jak średnia droga swobodna drobin w gazie, jej zależność od ciśnienia i rodzaju gazu.

Paragrafy poświęcone teorii kinetyczno-molekularnej należą do mocnych stron omawianej książki, a w szczególności rozważania w §§ 55—58 poświęcone dyfuzji, lepkości i przewodnictwu cieplnemu gazów. Dwa ostatnio wymienione zjawiska rozważane są zarówno w zakresie dużych, jak i małych ciśnień.

Książka w bardzo istotny sposób zostaje wzbogacona o bardzo dobrze dydaktycznie opracowane paragrafy dotyczące technologii próżni, a więc otrzymywania niskich ciśnień, ich pomiaru. Zakres opisu jest zupełnie wystarczający nawet dla podjęcia praktycznych ćwiczeń laboratoryjnych przez studenta.

Podobnie wyczerpująco zostało ujęte zagadnienie niskich temperatur i skraplania gazów.

Dobrze się stało, że rozdział o termodynamice, po charakterystycznych wywodach teoretycznych, uzupełniony został praktycznymi przykładami silników cieplnych i to począwszy od zwykłego silnika wewnętrznego spalania poprzez maszynę parową, silnik Diesla aż do silnika pulsacyjnego — odrzutowego. Przykłady te bezsprzecznie pogłębiają i znakomicie uzupełniają formuły termodynamiczne.

Druga zasada termodynamiki została omówiona wraz z jej interpretacją statystyczną. Widać ze stosownego paragrafu duży wysiłek autorów mających na celu uprzyśtępnienie interpretacji statystycznej czytelnikowi przez odpowiednio elementarne wprowadzenie w rachunek prawdopodobieństwa. Recenzent sądzi, że wysiłek ten został uwieńczony sukcesem.

Ze zjawisk molekularnych w cieczech omówione zostały szerzej tylko te, które bardziej zdecydowanie należą do fizyki, a więc: włoskowatość, napięcie powierzchniowe. Natomiast zdaniem recenzenta słusznie uczynili autorowie zmniejszając paragrafy dotyczące osmozy, własności roztworów, gdyż zagadnienia te bliższe są chemii, a w szczególności chemii fizycznej.

Jednakże w rozdziale o ciele stałym zbyt mało miejsca znalazło się na termodynamikę. I tak zmiany faz, własności stopów ciał stałych potraktowane zostały chyba ze zbytym werbalizmem i wymagałyby w następnych wydaniach jakiegoś wzbogacenia treściowego.

Część trzecia i ostatnia I tomu podręcznika poświęcona jest ruchowi drgającemu. Poziom teoretyczny paragrafów opisujących własności ruchów harmonicznycch, ich składanie, wraz z § 105 przedstawiającym zastosowanie liczb zespolonych do tych zagadnień pozwala mieć nadzieję, że po tak ogólnym wprowadzeniu w zagadnienia drgań swobodnych, tłumionych i wymuszonych wraz z rezonansem, student będzie miał znacznie ułatwione pojmowanie odpowiednich zjawisk w akustyce, elektryczności, optyce czy nawet fizyce atomowej i jądrowej.

Rozdział poświęcony falam dotyczy już tylko fal sprężystych. Trudno jest bowiem odejść od modeli mechanicznych na założonym w tytule ogólnym poziomie podręcznika przeznaczonego raczej dla niezaawansowanych czytelników.

Mimo tego dobrze jednak jest, że autorowie nie cofnęli się przed trudnościami dydaktycznymi i podjęli się trudu wyjaśnienia pojęć prędkości grupowej, fazowej właśnie na modelach mechanicznych nie odkładając tematu aż do omawiania zjawisk dyspersyjnych w optyce.

Reasumując należy stwierdzić, że recenzowany podręcznik stanowi wystarczające wprowadzenie do zagadnień ogólnych fizyki.

J. Pietruszka

P. T. Matthews: **Wstęp do mechaniki kwantowej**. Tłumaczył Andrzej Żardecki. Warszawa 1967, PWN, str. 226, cena 20 zł

Książka P. T. Matthews, wydana w tłumaczeniu polskim przez PWN, jest pozycją różniącą się dosyć istotnie od dotychczas znanych w języku polskim podręczników mechaniki kwantowej. Zasadniczym celem autora jest wprowadzenie początkujących czytelników w taj-

niki tej dziedziny fizyki teoretycznej i położenie nacisku na fizyczne aspekty teorii. Dlatego też brak w książce omówienia i szczegółowego wykładu metod matematycznych potrzebnych przy rozwiązywaniu różnych problemów fizycznych. Dzięki temu książka ta sprawia wrażenie bardzo pociągającej, a przez to osiąga chyba swój cel, gdyż potrafi zainteresować czytelnika pragnącego wiedzieć szybko i możliwie dokładnie „o co w tej mechanice kwantowej chodzi”. Można więc ją polecić nie tylko początkującym studentom fizyki, lecz również wszystkim, którzy interesują się problemami fizyki współczesnej.

Książka podzielona jest na cztery części, każda zaś część na kilka rozdziałów. Przy końcu każdego rozdziału umieszczono krótkie streszczenie omówionych w nim problemów oraz kilka zadań, których rozwiązanie powinno sprzyjać lepszemu zrozumieniu teorii.

Część pierwsza poświęcona jest podstawom mechaniki kwantowej. Znajdujemy tu krótkie omówienie faktów doświadczalnych motywujących potrzebę powstania mechaniki kwantowej oraz omówienie tzw. starszej teorii kwantów. Następnie wprowadzono pojęcie operatorów oraz omówiono ich związek z wielkościami obserwowalnymi. Po omówieniu zagadnień związanych z obserwacjami i pomiarami, wprowadzono równanie Schrödingera, zasadę nieoznaczoności oraz omówiono granice stosowalności mechaniki kwantowej. Część ta kończy się rozpatrzeniem kilku przykładów i w każdym przypadku omówione są różnice między teorią klasyczną a kwantową.

Część druga poświęcona jest fizyce atomowej. Rozważania rozpoczynają się od omówienia kwantowej teorii momentu pędu i przechodzą następnie do problemu atomu wodoru. Wprowadza się pojęcie spinu, związek spinu ze statystyką oraz zasadę Pauliego. Część ta kończy się omówieniem problemu struktury atomu oraz rozwoju tej dziedziny fizyki.

Część trzecia omawia niektóre problemy fizyki jądrowej. Opisane jest tu historyczne doświadczenie Rutherforda, po czym znajdujemy omówienie ogólnego problemu rozpraszania, wprowadzenie pojęcia przekroju czynnego i przesunięć fazowych. Osobny rozdział poświęcony jest problemowi rozpraszania nukleonów na nukleonach, co daje znakomite wprowadzenie do fizyki cząstek elementarnych.

Rzecz jasna, że zarówno część druga, jak i trzecia poruszają jedynie wybrane zagadnienia wchodzące w zakres ich tytułów.

Ostatnia, czwarta część poświęcona jest ogólnej teorii mechaniki kwantowej. Część ta może i powinna służyć jako wprowadzenie do podręcznika Diraca, poświęconego ogólnej strukturze mechaniki kwantowej. Szczegółowo omówiona jest tu symbolika i notacja Diraca, powszechnie dziś używane w fizyce teoretycznej. Znajdujemy tu również omówienie tzw. czasowego równania Schrödingera, obrazu Heisenberga i stałych ruchu.

W uzupełnieniu umieszczono tablice stałych i jednostek fizycznych potrzebnych przy konkretnych obliczeniach.

Reasumując, można żywić przekonanie, że książka P. T. Matthews'a będzie bardzo użyteczna dla szerokiego kręgu czytelników.

Edward Kapuściak

P. Moon, D. E. Spencer: **Teoria pola**. Przełożył z angielskiego B. Hetnarski. PWN, Warszawa 1966, str. 600

Angielski tytuł tej książki *Field Theory for Engineers* dużo lepiej oddaje treść książki niż skrócony tytuł tłumaczenia polskiego *Teoria pola*. W książce tej bowiem fizyk nie znajdzie wykładu teorii pola będącego podstawą teorii cząstek elementarnych lub zaawansowanej teorii ciała stałego, lecz przedstawienie różnego typu zagadnień brzegowych występujących w fizyce klasycznej i technice, w szczególności w mechanice, hydrodynamice i teorii sprężystości, akustyce, teorii dyfuzji i przewodnictwa ciepła oraz w elektrodynamice. Książka rozpoczyna się przeglądem metod numerycznych, graficznych i doświadczalnych rozwiązywania równania Laplace'a i wykładem analizy wektorowej. Następnie autorzy przystępują do rozwiązywania równania Laplace'a metodami analitycznymi w prostokątnych oraz rozmaitych krzywo-

liniowych układach współrzędnych. Przy sposobności przedstawiają teorię różnych funkcji specjalnych związanych z rozwiązywaniem równania Laplace'a. Wykład tych zagadnień zajmuje dwie trzecie książki. W końcowych rozdziałach przedstawiona jest teoria równania Poissona, równania dyfuzji i równania falowego.

Autorzy zakładają u czytelnika tylko znajomość analizy, zasad algebry i geometrii analitycznej. Wykład prowadzony jest w sposób jasny i bardzo zrozumiały i urozmaicony uwagami o charakterze historycznym. Mnóstwo zagadnień konkretnych autorzy przeliczają aż do wyników numerycznych i ilustrują licznymi wykresami. Oprócz tego książka zawiera wiele zadań o różnych stopniach trudności.

Książka ta będzie bardzo pożyteczna dla fizyków zajmujących się zagadnieniami fizyki technicznej. Można ją też gorąco polecić tym, którzy prowadzą ćwiczenia dla studentów z teoretycznej fizyki klasycznej i metod matematycznych fizyki, a także studentom, którym może być pomocna przy przerabianiu zadań. Cenna jest też obszerna bibliografia zamieszczona na końcu każdego rozdziału i na końcu książki, uzupełniona przez tłumacza krótką bibliografią dzieł, związanych z tematyką omawianą w niniejszej książce, które ukazały się w ostatnich latach w języku polskim.

Bronisław Średniawa

Kazimierz Zarankiewicz: **Mechanika Teoretyczna**. Tom I — *Statyka*, tom II — *Kinematyka*, tom III: *Dynamika*. Wydanie VI, PWN, Warszawa 1967, tom I — 188 str., tom II — 160 str. tom III — 269 str.

Mechanika Teoretyczna Kazimierza Zarankiewicza przeznaczona jest przede wszystkim jak pisze autor w przedmowie do pierwszego jej wydania, dla studentów wydziałów budowlanych politechnik i wyższych szkół inżynierskich. Autor postawił sobie za zadanie „pogłębienie ogólnego wykształcenia studenta w zakresie nauk ścisłych oraz dostarczenie podstaw teoretycznych nie tylko do rozwiązywania zagadnień trafiających się bezpośrednio w praktyce, ale również do zrozumienia dalszych wiadomości z innych dyscyplin“. O tym, że książka ta bardzo dobrze spełnia zadania postawione przez autora i jest pożyteczna, świadczy fakt, że w ciągu 11 lat, jakie upłynęły od 1956 r., gdy ukazało się jej pierwsze wydanie, doczekała się sześciu wydań.

Zgodnie z przeznaczeniem podręcznika, obszernie potraktowana została w nim statyka, obejmująca cały tom pierwszy. Drugi tom zawiera wykład kinematyki punktu materialnego, bryły sztywnej oraz kinematykę ruchu względnego. W obu tomach autor posługuje się rachunkiem wektorowym i przeprowadza rozmowomian geometryczne, unikając, gdzie można, metod analitycznych. Tom trzeci zawiera wykład dynamiki punktu materialnego, bryły sztywnej i układów punktów materialnych oraz dynamikę ruchu względnego, poczynszszy od przedstawienia równań ruchu Newtona i zasady zachowania energii, a skończywszy na zasadzie prac wirtualnych i zasadzie d'Alemberta dla więzów nieruchomych.

Materiał wyłożony w trzech tomach jest zatem dla fizyka tym, co nazwałby on elementarną mechaniką teoretyczną, gdyż podręcznik nie zawiera równań Lagrange'a i Hamiltona ani zastosowań rachunku wariacyjnego do mechaniki teoretycznej, ani równań Eulera ruchu bryły sztywnej, a więc działów mechaniki teoretycznej, których dobra znajomość jest konieczna dla dzisiejszego fizyka. Nie jest to naturalnie zarzut pod adresem autora i książki, gdyż książka przeznaczona jest głównie nie dla studenta fizyki, lecz dla przyszłego inżyniera. Student fizyki może jednak w tej książce znaleźć jasny i przystępny wykład problemów mechaniki teoretycznej elementarnej, które w podręcznikach przeznaczonych dla fizyków przedstawione są w sposób bardziej zwięzły, a przede wszystkim może skorzystać z zbioru 450 przykładów i zadań, z których połowa jest rozwiązana, a połowa przeznaczona do rozwiązania przez czytelnika.

Na zakończenie jedna uwaga: W trzecim tomie wprowadzone są dwa pojęcia, potencjału siły \vec{P} określonego wzorem $\vec{P} = \text{grad} V$ i energii potencjalnej, równej potencjałowi tak określo-

nemu ze znakiem przeciwnym. Tej komplikacji można uniknąć, określając, jak to powszechnie czynią fizycy, potencjał wzorem $\vec{P} = -\text{grad}V$. Może wartałoby w następnym wydaniu dostosować definicję potencjału siły do zwyczaju powszechnie dziś przyjętego wśród fizyków? To ułatwiłoby studentom politechnik studiowanie bardziej zaawansowanych podręczników mechaniki teoretycznej i fizyki teoretycznej.

Bronisław Średniawa

L. B. Okuń: **Słabe oddziaływanie cząstek elementarnych**. Z języka rosyjskiego przełożyli Edward Kapuścik i Edward Obryk. PWN, Warszawa 1966, str. 390

Książka Okunia opracowana na podstawie wykładów autora wygłoszonych w latach 1960 i 1961 została wydana w 1963. Autor przeprowadził w r. 1964 aktualizację całości tekstu książki oraz napisał dodatkowy rozdział poświęcony zagadnieniom wyższych symetrii. Druk tłumaczenia polskiego ukończono w grudniu 1966, do dyspozycji polskiego czytelnika tłumaczenie książki Okunia oddane zostało właściwie dopiero w 1967 r. Z tego zestawienia dat widoczne jest, że książka Okunia przedstawia stan wiedzy o oddziaływaniach słabych sprzed trzech lat.

Teoria słabych oddziaływań przedyskutowana jest na tle ogólnej teorii cząstek elementarnych. W prawie czwartej części książki (§§ 1—3) autor przedstawia pojęcia podstawowe teorii cząstek elementarnych. Jest to korzystne dla czytelnika, gdyż nie musi posługiwać się innymi podręcznikami teorii cząstek elementarnych dla studiowania części książki (§§ 4—19) poświęconej słabym oddziaływaniom, gdzie omawia autor różne rodzaje rozpadów leptonowych i nieleptonowych, dualne własności mezonów K i inne zagadnienia słabych oddziaływań, kończąc na wyliczeniu nie rozwiązanych (do 1961 r.) zagadnień. Przedostatni § 20, napisany w 1964 r., poświęcony jest omówieniu związków słabych oddziaływań z symetrią unitarną. W ostatnim § 21 podany jest bardzo obszerny spis literatury zawierający pozycje, jakie ukazały się do 1964 r.

Dużą zaletą książki jest to, że przedstawiono w niej dokładnie rachunki dotyczące różnych rozpadów, jak również teorię grupy SU (3).

Książka Okunia może zatem stanowić dobry wstęp do teorii słabych oddziaływań, po przestudiowaniu którego można przystąpić do tych działów teorii, które rozwinęły się po 1964 r., jak na przykład zastosowań algebry prądów do teorii słabych oddziaływań.

Tłumaczenie polskie czyta się gładko i dobrze. Razi tylko błąd, przepuszczony przez redaktora, redaktora technicznego i korektora: na stronie 124, wiersz 6 od dołu napisano „sądowano“ choć słowo to pochodzi od oczywiście sondy.

Bronisław Średniawa

N. Minorsky: **Drgania nieliniowe**. Przełożyli z angielskiego Ryszard B. Hetnarski i Zenon Mróz. PWN, Warszawa, str. 670

Teoria drgań jest działem matematyki bardzo intensywnie rozwijanym w ciągu ostatnich kilkunastu lat. Teorii tej poświęcono wiele podręczników i monografii, monografia Minorsky'ego jest jedną z najobszerniejszych.

Książka dzieli się na cztery części. Część pierwsza jest poświęcona metodom jakościowym (topologicznym) teorii drgań nieliniowych. Autor przedstawia tutaj zasady metody jakościowej w teorii równań różniczkowych zwyczajnych, dyskusję własności nieliniowych układów zachowawczych i cykli granicznych Poincarégo, a następnie wiele uwagi poświęca zagadnieniom stateczności i regulacji w układach nieliniowych. W części drugiej rozpatrzone są ilościowe metody przybliżonego rozwiązywania równań różniczkowych drgań nieliniowych, głównie metody perturbacyjne i metody asymptotyczne. Metody przybliżone zastosowane są w części trzeciej do drgań układów prawie liniowych. Rozpatrzone są zjawiska synchronizacji, rezonansu nieliniowego, drgań wywołanych działaniami nieliniowymi i wzajemnym oddziaływaniem

drgań nieliniowych. Rozpatrując te zagadnienia autor w niektórych rozważaniach wychodzi poza teorię równań różniczkowych zwyczajnych i bada niektóre problemy drgań za pomocą równań funkcjonalnych. Część czwarta poświęcona jest teorii drgań relaksacyjnych. Autor przedstawia dwa sposoby podejścia do tych silnie nieliniowych drgań, wykazujących cechy podobnie do uderzeń, a mianowicie jakościową metodę, uwzględniającą prawie nieciągły charakter tych zjawisk oraz ilościową metodę asymptotyczną.

Wykład jest systematyczny i zrozumiały. Początkowe rozdziały wprowadzają dobrze czytelnika w zagadnienia teorii drgań. Teoria jest obficie ilustrowana przykładami z fizyki i techniki. Podkreślić należy też wszechstronność wykładu, uwzględniającego oprócz klasycznych już działów teorii drgań także nowe działy i wyniki badań zarówno matematyków zachodnich, jak i radzieckich.

Bronisław Średniawa

J. Lewin, J. Gastiew, J. Rozanow: **Język, matematyka, cybernetyka.** Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1967, str. 179

W ukazującej się już od dwóch lat popularnonaukowej serii „Omega“ wydano kolejny, osiemdziesiąty siódmy tomik pt. *Język, matematyka, cybernetyka*. Poświęcony jest dziedzinom, które pozornie mało mają z sobą wspólnego, a na jego treść składają się trzy rozprawy młodych radzieckich naukowców. Pierwsza rozprawa pt. *Znaki, język, matematyka* poświęcona jest współczesnemu językoznawstwu, które dopiero od niedawna zaczęło stosować ścisłe metody badawcze. Autor, Jurij Lewin, wprowadza nas w niełatwą problematykę modeli języka, omawia znaczenie tych modeli, przedstawia statystyczne metody badania języka i ich związek z teorią informacji, wreszcie omawia zagadnienie mające kapitalne znaczenie dla współczesnej nauki i techniki: przekładanie maszynowe, referowanie maszynowe oraz magazynowanie i przechowywanie informacji.

Druga rozprawa Jurija Gastiewa nosi tytuł *Treść i forma matematyki*. Autor wprowadza nas w przystępny sposób w zagadnienie izomorfizmu, modeli i homomorfizmu w matematyce. W dalszym ciągu poprzez interesujący rys historyczny zapoznajemy się z pojęciem systemu sformalizowanego i z dyscypliną zajmującą się podstawami matematyki, z metamatematyką. Na zakończenie autor precyzuje odpowiedź, postawioną w tytule, czym jest matematyka: Zbiorem teorii opisującym pewne własności rzeczywistości, zbiorem systemów sformalizowanych i wreszcie treściową teorią badającą zagadnienia dotyczące systemów sformalizowanych.

Trzecia rozprawa autorstwa Jurija Rozanowa nosi tytuł *Teoria prawdopodobieństwa i jej zastosowania*, rozmiąca się zatem z pojęciem „cybernetyka“ z tytułu książki. Stanowi ona interesujące napisany zarys rozwoju rachunku prawdopodobieństwa, statystyki matematycznej, elementy teorii informacji, wstęp do teorii gier i podstawy teorii procesów optymalnych. Wszystkie te najnowsze działy matematyki omówione są wnikliwie, ale przystępnie, i pozwalają czytelnikowi zrozumieć znaczenie i kierunki rozwoju tych najnowszych teorii.

Zarówno dobór tematyki, jak i jej przedstawienie jest zdaniem recenzenta interesujące i właściwe. Do zrozumienia treści rozpraw nie potrzeba specjalnego przygotowania poza wiadomościami elementarnymi, co nadaje im dużą wartość popularnonaukową, jedno z podstawowych założeń biblioteczki serii „Omega“. Niewielkie usterki językowe, powstałe prawdopodobnie w trakcie tłumaczenia (np. str. 78 i następne — chyba „systemy sformalizowane“ zamiast „formalne“, str. 125 „liczba wypuszczanych przez ciało promieniotwórcze cząstek alfa“ zamiast „liczba emitowanych cząstek alfa“ i in.) w niczym nie umniejszają wartości książki. Szata graficzna jest poprawna, aczkolwiek zastrzeżenia może budzić niska jakość użytego papieru. Zastrzeżeń takich nie wzbudzi natomiast niezwykle niska cena (10 zł), nie stanowiąca obciążenia nawet dla szczupłego budżetu. Zarówno czytelnik-laik, jak też specjalista sięgnie z zainteresowaniem po omawianą pozycję.

Roman Śledziwski

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr HALINA CHEŃCIŃSKA

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu
Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Dr MIROSŁAWA JASTRZĘBSKA
Dr JAN PETYKIEWICZ

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

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

TREŚĆ

A. Heller — Akcja laserowa w cieczach. (tłum. W. Mastowski)	243
J. Grabowski — I. Aktualny stan teorii reakcji jądrowych z ciężkimi jonami	257
H. Lenarczyk, K. Melzacki i J. Pietruszka — Triggatrony generatorów wielkopądowych impulsów udarowych	271
J. Wojas — Sposoby otrzymywania powierzchni o wysokiej czystości	291

ZAGADNIENIA DYDAKTYKI FIZYKI W SZKOŁACH WYŻSZYCH

H. Szydłowski — Nowe doświadczenia dla I pracowni fizycznej. Mechanika	309
--	-----

RECENZJE

S. Frisz i A. Timoriewa — Kurs fizyki (J. Pietruszka)	331
P. T. Matthews — Wstęp do mechaniki kwantowej (E. Kapuścik)	332
P. Moon, D. E. Spencer — Teoria pola (B. Średniawa)	333
K. Zarankiewicz — Mechanika teoretyczna (B. Średniawa)	334
L. B. Okuń — Słabe oddziaływanie cząstek elementarnych (B. Średniawa)	335
N. Minorsky — Drgania nieliniowe (B. Średniawa)	335
J. Lewin, J. Gastiew, J. Rozanow — Język, matematyka, cybernetyka (R. Śledziwski)	336

CONTENTS

A. Heller — Laser Action in Liquids (P, SUM)	243
J. Grabowski — The Present State of the Theory of Heavy Ion Nucleon Reactions (P, SUM)	257
H. Lenarczyk, K. Melzacki and J. Pietruszka — Triggatrons of High-cur- rent Pulse Generators (P, SUM)	271
J. Wojas — Techniques of Obtaining High-purity Surfaces (P, SUM)	291

PROBLEMS OF TEACHING PHYSICS IN ACADEMIC SCHOOLS

H. Szydłowski — New Experiments for the I-st Physics Laboratory. Me- chanics (P, SUM)	309
--	-----

REVIEWS OF BOOKS

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:
półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabyć w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.