

Polskie Towarzystwo Przyrodników
im. KOPERNIKA

KOSMOS

Seria B
PRZYRODA NIEOŻYWIONA



ROK VI

ZESZYT 4 (24)

WARSZAWA 1960

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

POLSKIE TOWARZYSTWO PRZYRODNIKÓW
im. KOPERNIKA

K O S M O S

Seria B: PRZYRODA NIEOŻYWIONA



ROK VI

WARSZAWA 1960

ZESZYT 4 (24)

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

KOMITET REDAKCYJNY

Józef Hurwic (Red. Nacz.), Leopold Infeld,
Kazimierz Maślankiewicz (Zast. Red. Nacz.), Roman Żelazny

Adres redakcji: Warszawa, ul. Hoża 69

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE — DZIAŁ CZASOPISM
WARSZAWA, MIODOWA 10

<i>Nakład 640 + 130</i>	<i>Oddano do składu 21.IX. 1960 r.</i>
<i>Ark. wyd. 4, — druk. 3,25 + 0, 25.</i>	<i>Podpisano do druku w listopadzie 1960r.</i>
<i>Papier druk. sat. kl. V, 70 g. B-1</i>	<i>Druk ukończono w listopadzie 1960 r.</i>
<i>Cena zł 15.—</i>	<i>Zam. 377 C-54</i>

WARSZAWSKA Drukarnia Naukowa, W-wa, Śniadeckich 8

Włodzimierz Zonn

O WSPÓŁCZESNEJ KOSMOGONII

Streszczenie odczytu wygłoszonego na Walnym Zebraniu Oddziału Warszawskiego
Tow. Przyrodników im. Kopernika

W ciągu ostatnich dwudziestu lat charakter badań kosmogonicznych na całym świecie zmienił się wyraźnie. Kosmogonia przestała być nauką spekulatywną i ma dziś już charakter wyraźnie empiryczny.

Nie jest rzeczą łatwą ustalenie, dlaczego nastąpiła ta zmiana. Z jednej strony wpłynęła na to ogólna tendencja w naukach przyrodniczych przesuwająca środki ciężkości różnego rodzaju badań z dziedziny teoretycznej ku metodom doświadczalnym. Nie bez znaczenia też było to, że ostatnie lata wniosły bardzo wiele nowych danych dotyczących różnych form występowania materii we wszechświecie i w laboratoriach fizycznych.

Cofnijmy się myślą o kilkadziesiąt lat wstecz, aby spojrzeć na świat taki, jakim się wydawał współczesnym astronomom.

Otóż świat ów składał się z oddzielnych gwiazd (lub par gwiazd) oddzielonych od siebie niezmiernie dużymi odległościami. Gdybyśmy zmniejszyli skalę odległości w naszym otoczeniu tak, by pojedyncze gwiazdy miały rozmiary ziarenek grochu lub fasoli, ich wzajemne odległości sięgałyby setek kilometrów! Najbliższym sąsiadem ziarenka grochu znajdującego się np. w Warszawie na Placu Konstytucji byłoby ziarenko grochu w Łowiczu lub Otwocku.

W tak niezmiernie „pustym“ wszechświecie nie było mowy nie tylko o zderzeniach gwiazd ze sobą, lecz nawet o jakimś dostrzegalnym oddziaływaniu jednej gwiazdy na drugą. Znikomo małe ilości promieniowania, jakie jedna gwiazda otrzymuje od swoich sąsiadek, nie mogły przecież odgrywać jakiegokolwiek bądź poważniejszej roli w ich „życiu“. Jakaż rolę w życiu np. Ziemi odgrywa promieniowanie gwiazd (jeśli oczywiście wykluczmy z nich Słońce zajmujące zupełnie wyjątkowe położenie względem Ziemi)?

Gwiazdy były zatem czymś w rodzaju więźniów przestrzeni, ponieważ musiały „żyć“ w idealnym odosobnieniu. W tym stanie rzeczy przebieg życia gwiazdy mógł być tylko jednokierunkowy i, mówiąc językiem lekarzy, nieodwracalny. W wyniku nieustannego wypromieniowywania przez gwiazdę dużych ilości energii i wobec absolutnej niemożności uzupełnienia zapasów swego „paliwa“, życie gwiazdy musiało iść w jednym kierunku, od młodości do starości i śmierci w formie całkowitego zaniku promieniowania wysyłanego przez gwiazdę.

Różne mogły być jedynie tempa życia poszczególnych gwiazd. Jedne promieniując obficie musiały żyć krócej; inne promieniując w sposób bardziej „oszczędny“ mogły przetrwać dłużej. Niemniej ogólny przebieg ewolucji wszystkich gwiazd musiał być jednakowy: od młodości ku starości i śmierci.

Zagadką natomiast pozostawała sprawa narodzin gwiazd w tych dziwnych celach więzienia przestrzeni. Jak może powstać gwiazda tam, gdzie nic nie ma i nic się nie dzieje?

Otóż jedyną, jak się wtedy wydawało, odpowiedzią na to pytanie była w swoim czasie koncepcja „narodzin“ wszechświata z czegoś co byśmy mogli nazwać punktem materialnym o nieskończeniu dużej gęstości. Wszystkie główne formy występowania materii we wszechświecie utworzyły się właśnie wtedy. Wtedy to narodziły się gwiazdy, mgławice, zimne i małe planety i całe galaktyki.

Potem, w wyniku znalezienia się gwiazd w „doskonałym odosobnieniu“, tworzenie się nowych form materii zasadniczo ustało. Pozostały jedynie procesy powolniejszego lub szybszego starzenia się; procesy nieodwracalne i jednokierunkowe.

Nie będę tu dalej rozwijał tej skądinąd interesującej i pomysłowej koncepcji między innymi i dlatego, że nosi ona niestety charakter niemal że całkowicie spekulatywny, daleki od tego, jaki moim zdaniem powinna mieć nauka przyrodnicza. Ponadto, jak wspomniałem już, koncepcja ta w sensie kosmogonicznym, przestała być aktualna. Pozostało wprowadzić nie rozwiązane zagadnienie ekspansji galaktyk (na którego gruncie ta koncepcja powstała), jednak idea „narodzin“ wszechświata przestała interweniować w naszych rozważaniach dotyczących ewolucji gwiazd i innych tworów kosmicznych.

Warto jednak pamiętać o tym, że w swoim czasie idea ta „ratowała“ nas przed kompletnym niezrozumieniem tego wszystkiego, co się wokół nas dzieje.

Dziś sytuacja się zmieniła głównie dlatego, że astronomom udało się odkryć duże ilości materii międzygwiazdowej, będącej niewątpliwie pośrednikiem między gwiazdami. Dzięki niej gwiazdy wyszły w końcu ze swego odosobnienia; pozwolono im się kontaktować ze sobą za pośrednictwem właśnie materii międzygwiazdowej, w której są zanurzone.

Nie wiemy wprowadzić jeszcze dokładnie, jakiego rodzaju są te kontakty; jak oddziałuje materia międzygwiazdowa na pojedyncze gwiazdy lub ich zespoły, i jak z kolei oddziałują gwiazdy na materię międzygwiazdową. To jednak, że to oddziaływanie istnieje i że gra dużą rolę w ewolucji gwiazd, a być może nawet w ich powstawaniu, nie ulega dziś najmniejszej wątpliwości.

Pozostawiając omówienie tej sprawy na inną okazję, chcę tylko wskazać na to, że sama myśl o możliwościach różnego rodzaju oddziaływań jednych tworów kosmicznych na inne stała się impulsem i natchnieniem do podjęcia prób empirycznego potraktowania zagadnienia ewolucji gwiazd. I o tych próbach będzie mowa w dalszym ciągu tego artykułu.

Otóż podobnie jak i w naukach biologicznych, właściwym wstępem do badań ewolucyjnych w astronomii stało się wprowadzenie w niej rozsądnej systematyki tworów kosmicznych opartej o klasyfikację tych tworów.

Z tą klasyfikacją mieli astronomowie początkowo duże trudności. Bo klasyfikacja, która ma się stać bazą do dalszych rozważań ewolucyjnych, musi być wolna od wszelkich założeń teoretycznych; inaczej nasza klasyfikacja będzie w większym stopniu odzwierciedlała te założenia niż rzeczywisty stan rzeczy. Dlatego też, spośród wielu parametrów określających stan gwiazdy należało wybrać tylko te, których otrzymanie nie wiąże się z jakimiś wątpliwymi założeniami teoretycznymi lub nawet z prostymi ograniczeniami czy uproszczeniami, jakie się często czyni we wszelkich teoriach. Wybór zaś takich parametrów nie był rzeczą łatwą.

W końcu wybrano dwie wielkości, na których oparto pierwotną klasyfikację gwiazd: tak zwany typ widmowy, który się otrzymuje bezpośrednio z obserwacji widma gwiazdy i który jest monotoniczną funkcją temperatury powierzchniowej gwiazdy. Drugim parametrem było tzw. świecenie gwiazdy; a więc to, co fizyk nazwałby dzielnością promieniowania gwiazdy mierzonej zazwyczaj w jednostkach względnych, przyjmując dzielność promieniowania Słońca za jedność. Wartość proporcjonalna do logarytmu tej wielkości nazywają astronomowie jednością absolutną gwiazdy i często jej używają zamiast dzielności.

Na początku obecnego stulecia dwaj astronomowie H. N. Russell i E. Hertzsprung opierając się na tej klasyfikacji otrzymali to, co dziś nazywamy diagramem Hertzsprunga-Russella, lub w skrócie diagramem H-R; wykres ów odgrywa i dziś ogromną rolę w badaniach ewolucyjnych i dlatego nad nim zastanowimy się nieco dłużej.

Na jednej osi wykresu (na osi poziomej) odkładamy temperaturę gwiazd w skali zbliżonej do logarytmicznej. W praktyce zamiast temperatur posługujemy się tak zwanymi typami widmowymi, które w pierwszym przybliżeniu są funkcją monotoniczną temperatur zgodną z podanym schematem (tab. I).

Na osi pionowej odkładamy bądź dzielności promieniowania gwiazd w skali logarytmicznej, bądź też tak zwane wielkości absolutne M wiążące się z dzielnością L za pomocą związku:

$$M = -2,5 \log L + \text{const},$$

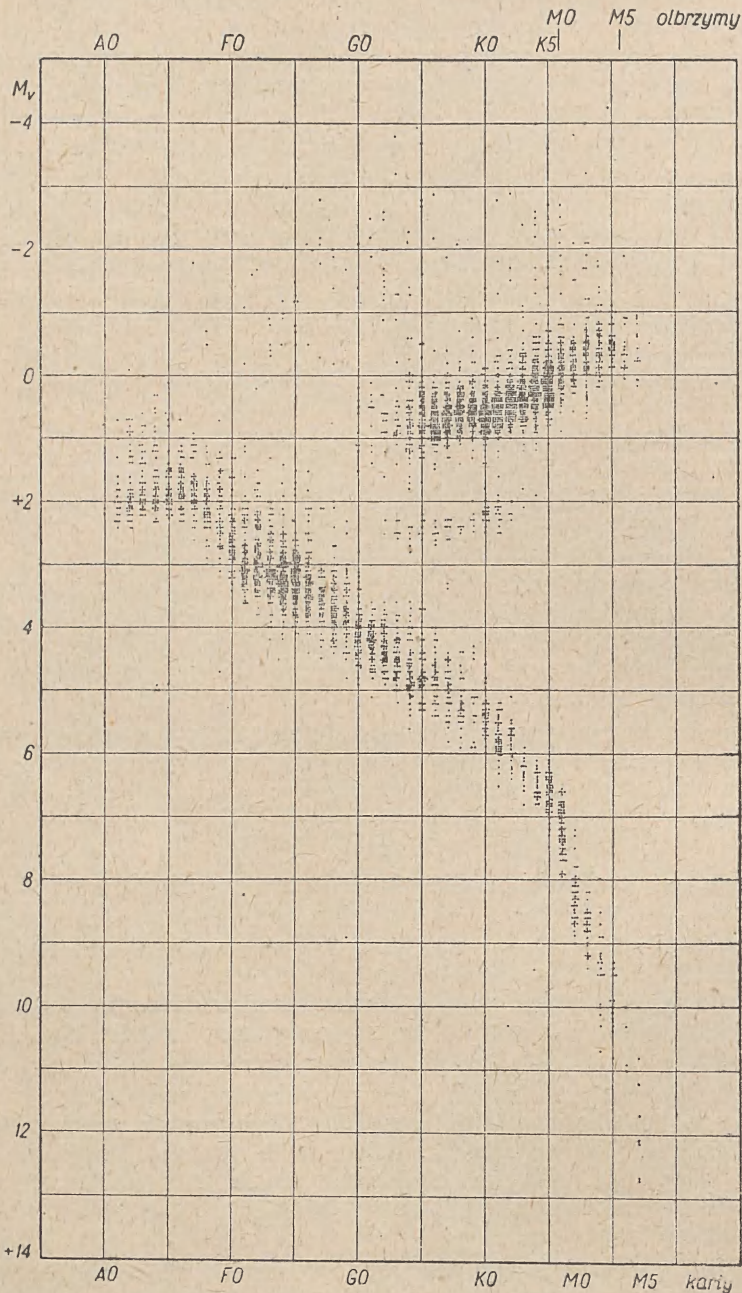
gdzie const jest jasnością absolutną Słońca równą około 4.

Otóż diagram H-R dla gwiazd najbliższych (rys. 1) zdradza wyraźnie tendencję do grupowania się punktów w dwóch obszarach: wzdłuż przekątnej idącej od górnego lewego rogu ku prawemu dolnemu. Na tej przekątnej znajduje się również Słońce. Drugim obszarem „uprzywilejowanym” jest duże pole znajdujące się w górnej części diagramu, nieco na prawo.

Gрупę gwiazd znajdujących się na przekątnej nazywamy ciągiem głównym, ponieważ na niej znajduje się ogromna większość wszystkich gwiazd naszego otoczenia. W drugim obszarze znajdują się tzw. czerwone olbrzymy, nazwane tak dlatego, że są istotnie gwiazdami czerwonymi (niskie temperatury), lecz mają duże rozmiary i dlatego dużą dzielność promieniowania.

Natomiast gwiazdy leżące na ciągu głównym mają różne temperatury od najwyższych do najniższych, jednak tutaj występuje najwyraźniejsza korelacja: im wyższa jest temperatura gwiazdy, tym większe są jej rozmiary i masa; i na to zwracam szczególną uwagę czytelników.

Otóż wychodząc z bardzo ogólnych założeń, co do budowy gwiazd i zakładając istnienie w nich stanu równowagi, można udowodnić słuszność tak zwanego twierdzenia Russella-Vogta orzekającego, iż w s z y s t-



Ryc. 1. Diagram Hertzsprunga-Russella gwiazd należących do najbliższego otoczenia Słońca

kie parametry charakteryzujące stan fizyczny gwiazdy zależą tylko od dwóch wielkości: od masy gwiazdy m i jej składu chemicznego, reprezentowanego przez średnią masę atomową μ . Zatem zarówno jasność absolutna M jak i temperatura T są funkcjami tylko tych dwóch wielkości. Jeśli jedna z nich — w naszym przypadku μ — nie wykazuje dużego „rozrzutu“ (lub jest sama funkcją masy) wówczas mamy:

$$M = f_1(m)$$

$$T = f_2(m),$$

co oznacza, że wszystkie gwiazdy na diagramie H-R ułożą się wzdłuż jednej krzywej, ponieważ wypisane przed chwilą równania są parametrycznym równaniem krzywej w dwóch wymiarach.

Istnienie ciągu głównego na diagramie H-R jest więc potwierdzeniem słuszności twierdzenia Russella-Vogta oraz świadectwem tego, że większość gwiazd naszego otoczenia ma jeśli nie jednakowy, to bardzo zbliżony skład chemiczny. Na to mamy jeszcze inne dowody, np. w postaci wyników badań linii widmowych w gwiazdach. Badania prowadzą nas do ustalenia dość dokładnie składu chemicznego atmosfer gwiazdnych. Wyniki tych badań wskazują na to, że skład chemiczny atmosfer gwiazdnych nie wykazuje dużych różnic.

Tutaj powstaje przypuszczenie, którego słuszność potwierdzają inne jeszcze okoliczności: jednakowy skład chemiczny mogą mieć gwiazdy tylko młode, powstające z jednego rodzaju substancji. Przecież tempo „życia“ gwiazd jest bardzo różne i dlatego wśród gwiazd starszych muszą występować duże różnice składu chemicznego; w jednych już się dawno „spalił“ cały wodór, w innych jeszcze nie. Dlatego jednakowy skład chemiczny muszą mieć tylko gwiazdy wkrótce po ich powstaniu. Wkrótce oznacza tyle, co po upływie czasu niezbędnego do tego, by gwiazda doszła do stanu równowagi (wszak twierdzenie Russella-Vogta odnosi się tylko do takich właśnie gwiazd).

Dlatego też przypuszczamy dziś, że wszystkie nowo powstające gwiazdy znajdują się właśnie na ciągu głównym diagramu H-R.

Prawdopodobnie gwiazdy o największych masach, a więc te, które w chwili powstania trafiają w górną część ciągu głównego, ewoluują bardzo szybko, przesuwając się na diagramie H-R w prawo. Ponieważ zmniejszanie się masy gwiazdy odbywa się na ogół bardzo wolno, zatem również wolno zmniejsza się dzielność jej promieniowania. Znaczący to, że przesuwanie się gwiazd na diagramie H-R odbywa się praktycznie biorąc po prostych równoległych do osi poziomej. Gwiazdy trafiają zatem właśnie w obszar czerwonych olbrzymów.

Natomiast gwiazdy o małych masach ewoluują tak wolno, że w tym samym czasie wciąż jeszcze pozostają na ciągu głównym diagramu H-R. Dlatego też wśród gwiazd naszego otoczenia prawie wszystkie gwiazdy o małych masach (i wśród nich nasze Słońce) znajdują się właśnie na ciągu głównym diagramu H-R.

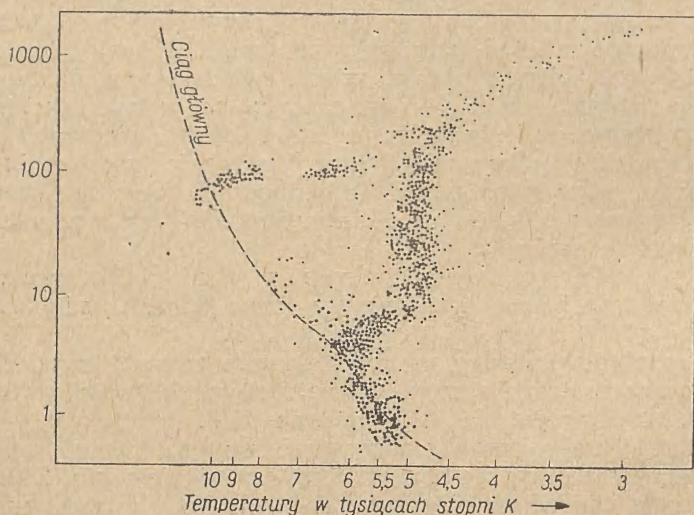
Otóż gwiazdy, które są rozmieszczone na diagramie H-R, tak jak to pokazaliśmy na rys. 1, nazwano I populacją gwiazd w odróżnieniu od gwiazd II populacji, o której za chwilę będzie mowa.

Od pewnego czasu astronomowie zajęli się usilnie badaniami pewnych grup gwiazd, o których można byłoby przypuszczać, że są obiektami sto-

sunkowo starymi. Do nich należą przede wszystkim gwiazdy należące do tzw. gromad kulistych, do bardzo gęstych skupisk gwiazd wyglądających w lunecie jak mniejsze lub większe kule. Badanie oddzielnych gwiazd w tak gęstych skupiskach nastroczało wprawdzie duże trudności techniczne; niemniej ostatnio udało się astronomom wyznaczyć zarówno jasności oddzielnych gwiazd w gromadach kulistych, jak też i ich typy widmowe.

Nasze przypuszczenie odnośnie tego, że są to twory stosunkowo stare, opiera się na obliczeniach średniego czasu rozpadu różnego rodzaju skupisk gwiazd. Znając masy i prędkości gwiazd w takim skupisku oraz znając, przynajmniej w przybliżeniu, siły działające od zewnątrz na to skupisko, można obliczyć, po upływie jakiego czasu gwiazdy tworzące dane skupisko rozproszą się w Galaktyce. Dla gromad kulistych otrzymujemy na ten czas wartości niezmiernie duże rzędu 10^{13} – 10^{14} lat, a więc większe niż przypuszczalny wiek samej Galaktyki. Dlatego też jesteśmy pewni, iż średni wiek gwiazd tworzących gromady kuliste jest tegoż samego rzędu co wiek Galaktyki. Są to zatem w naszej Galaktyce twory najstarsze.

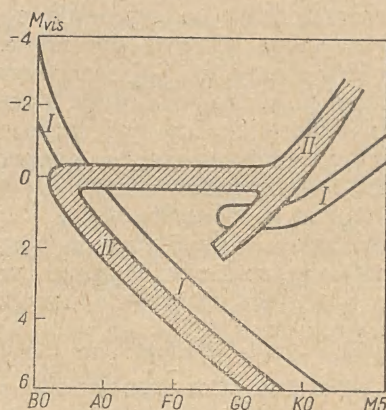
Rysunek 2 przedstawia diagram H-R dla gwiazd, z których się składają gromady kuliste. Widzimy na nim zupełnie inne obszary zajęte gwiazdami. Brakuje tu zupełnie białych olbrzymów i nadolbrzymów



Ryc. 2. Diagram H-R gwiazd należących do gromady kulistej M 3. Linia przerywana oznaczono schematycznie ciąg główny

(czyli gwiazd jaśniejszych od olbrzymów), natomiast najjaśniejszymi gwiazdami są tu nadolbrzymy i olbrzymy czerwone. (Dla ułatwienia porównania podajemy na rys. 3 schematyczny rozkład obu populacji na diagramie H-R). Nanosząc na diagramie H-R pojedyncze, niestowarzyszone gwiazdy wyróżniające się dużą szybkością względem Słońca otrzymamy podobny rozkład. Gwiazdy układające się w ten sposób na diagramie H-R nazywamy II populacją naszej Galaktyki i sądzimy, że są to na ogół gwiazdy znacznie starsze niż gwiazdy należące do I populacji.

W roku 1944 W. Baademu w Obserwatorium na Mount Wilson udało się uzyskać zdjęcie oddzielnych gwiazd w jądrze galaktyki w Andromedzie. Okazało się przy tym, iż na diagramie H-R zajmują one te same miejsca co gwiazdy I populacji. Uzyskaliśmy w ten sposób jeszcze jedno



Ryc. 3. Schematyczne przedstawienie obu populacji gwiazd na diagramie H-R

potwierdzenie słuszności naszych przypuszczeń o tym, że gwiazdy stare układają się na diagramie H-R, tak jak na rys. 2.

Z tych obserwacji, jak też i z innych rozważań o charakterze statystycznym możemy naszkicować ogólny obraz ewolucji gwiazd w naszej Galaktyce.

Istnieją w niej obiekty, które powstały zapewne jednocześnie z uformowaniem się samej Galaktyki. Są nimi gwiazdy, z których się składa jądro Galaktyki, gromady kuliste oraz pojedyncze gwiazdy poruszające się w Galaktyce w sposób dość chaotyczny. Dlatego gwiazdy te mają duże prędkości względem Słońca, poruszającego się w Galaktyce po orbicie kołowej. O tych właśnie gwiazdach była mowa wyżej.

W obszarze natomiast zajmowanym przez gwiazdy populacji I, a więc w ramionach spiralnych Galaktyki, proces tworzenia się gwiazd trwa zapewne po dziś dzień. Dlatego też średni wiek gwiazd należących do populacji I jest znacznie mniejszy, niż wiek obiektów należących do populacji II.

Wszystko wskazuje na to, że gwiazdy I populacji rodziły się i rodzą obecnie z materii międzygwiazdowej (którą ze względu na jej ruch i rozmieszczenie przestrzenne zaliczamy również do obiektów I populacji). Na to wskazuje między innymi i ta okoliczność, że niemal wszystkie gwiazdy młode znajdują się w obszarach Galaktyki gęsto wypełnionych materią międzygwiazdową.

Otwarta pozostaje sprawa dalszych etapów ewolucji gwiazd; co się dzieje z gwiazdami populacji II wtedy, gdy stają się starsze? Czy następuje tu jakiś gwałtowny „koniec” w formie wybuchu gwiazdy nowej lub supernowej? Czy też droga ewolucji gwiazd II populacji biegnie przez inne obszary diagramu H-R, które nie są w sposób widoczny wypełnione gwiazdami dlatego tylko, że czasy trwania gwiazd w tych etapach są krótkie, a zatem prawdopodobieństwo spotkania się z gwiazdą na tym

etapie jest znikomo małe? A może po prostu warunki obserwacji uniemożliwiają nam odkrycie tych tworów?

Są to wszystko pytania, na które dziś niestety nie umiemy odpowiedzieć nawet w sposób przybliżony.

Nie znamy też jeszcze mechanizmu powstawania gwiazd z materii międzygwiazdowej. Czy mamy tu do czynienia z grawitacyjną kondensacją materii, w której wyniku wzrasta gęstość, a zatem i temperatura „protogwiazdy“, aż do chwili gdy w niej rozpoczynają się procesy przemian jądrowych? I wtedy obłok materii międzygwiazdowej zamienia się w gwiazdę lub w grupę gwiazd? Czy też proces powstawania gwiazd wiąże się z oddziaływaniem promieniowania gwiazd gorących na otaczające je obłoki materii międzygwiazdowej?

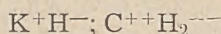
Takie oto pytania dręczą dziś astronomów. Pytania, na które koncepcja „narodzin“ wszechświata niewiele rzuca światła. Koncepcja ta tłumaczy wprawdzie to wszystko, co się działo przed wielu, wielu miliardami lat, natomiast jest zupełnie bezsilna wobec wszelkich prób wyjaśnienia tego, co się dziś dzieje wokół nas.

Mówiąc o tym, że idea „narodzin“ wszechświata przestała być aktualna w dzisiejszej astronomii, nie chcę bynajmniej powiedzieć, że sprawa oddalania się galaktyk przestała interesować astronomów. Przeciwnie, sprawa ta stała się bardzo aktualna i podjęto dziś wiele prób uzyskania nowego materiału obserwacyjnego dotyczącego zarówno ruchu, jak i własności fizycznych różnego typu galaktyk. Niemniej jest to już całkiem inny problem, wiążący się z zagadnieniem ewolucji gwiazd w sposób dość luźny. I dlatego w tym miejscu nie będziemy się nim zajmowali.

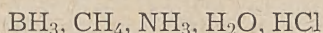
Michał Śmiałowski

NIETRWAŁE WODORKI METALI GRUPY ŻELAZA

Wodór jest pierwiastkiem wykazującym specyficzne własności chemiczne. Łączy się on z większością pierwiastków, ale zależnie od charakteru pierwiastka, z którym się wiąże, przybiera sam różny charakter. Z metalami alkalicznymi i ziem alkalicznych tworzy związki jonowe, w których jest anionem, np.:



Z niemetalicznymi pierwiastkami przynależnymi do grup głównych układu okresowego od IV do VII, a także z borem z grupy III, tworzy kowalencyjne wodorki, takie jak:



o słabiej lub silniej zaznaczającej się tendencji do dysocjacji na jony, przy czym wodór staje się kationem.

Z większością metali przejściowych tworzy wodorki o charakterze zbliżonym do związków międzymetalicznych, czyli faz pośrednich, w których wodór przybiera typowe własności metaliczne.

Nie wiąże się oczywiście zupełnie z gazami obojętnymi. Jak widać więc wodór może być elektrododatni, elektroujemny i metaliczny.

W ostatnich kilkunastu latach nastąpił duży wzrost zainteresowania wodorkami metali przejściowych, czyli tymi wodorkami, w których zaznacza się metaliczny charakter wodoru. Szczególne zainteresowanie wzbudzają metale rodziny żelaza, tzn. Fe, Co i Ni, a w związku z tym także inne metale grupy VIII, zwłaszcza zaś pallad. Przyczyną tego zainteresowania jest głównie fakt, że metale te są katalizatorami reakcji uwodorniania.

Istnieją jednakże rozbieżne poglądy co do istnienia wodorków tych metali.

Schlenk i Weichsfelder (1923), a później Weichsfelder i Thiede (1926, 1929) stwierdzili powstawanie wodorków niklu, żelaza i innych metali pod wpływem działania silnie redukujących związków organometalicznych na bezwodne chlorki tych metali w obecności wodoru. W produktach reakcji znaleziono związki takie jak: NiH_2 , CoH_2 , FeH_2 , FeH_6 itp. Inni badacze (Banus i Gibb w roku 1951) zaprzeczali tym stwierdzeniom wykazując np. rentgenograficznie, że domniemany NiH_2 był w istocie chlorkiem niklu, $NiCl_2$. Poszczególni autorzy nie wydają się jednak ostatecznie przekonani tymi negatywnymi wynikami i co jakiś czas pojawiają się w literaturze wzmianki bądź to zaprzeczające

jące, bądź też potwierdzające spostrzeżenia, co do powstawania wodorków metali rodziny żelaza.

Próbowano znaleźć dowody istnienia wiązań między wodorem i metalami rodziny żelaza również na podstawie badań widma. Tak np. znaleziono w roku 1934 (Gaydon i Pearse) w widmie palnika Mekera, do którego wprowadzano karbonyłek niklu, szerokie pasmo z maksimumami nateżeń w okolicach długości fal 5713 i 6246 Å. Tę samą strukturę widma otrzymano przepuszczając wyładowania elektryczne pomiędzy elektrodami niklowymi w płomieniu wodoru palącego się w powietrzu. Badacze sądzili, że to widmo należy przypisać cząsteczce NiH.

Trzecia grupa eksperymentalnych spostrzeżeń, wskazujących na możliwość istnienia związków wodoru z metalami rodziny żelaza, opiera się na wynikach badań rentgenograficznych nad strukturami osadów metalicznych uzyskanych przez rozpylanie w atmosferze wodoru. Tak np. Hanawalt i Ingersoll (1927 i 1929) stwierdzili, że nikiel rozpylony w atmosferze wodoru przez działanie wyładowań elektrycznych ma normalną strukturę wszechstronnie centrowanej sieci kubicznej, ale parametr tej sieci jest o 6% większy od parametru zwykłego niklu. Natomiast Bredig i jego współpracownicy (1927 i 1931) stwierdzili w niklu rozpylonym katodowo w atmosferze wodoru strukturę heksagonalną. Büssem i Gross (1934) potwierdzili to spostrzeżenie. Według nich, zawartość wodoru w niklu rozpylonym w atmosferze wodorowej waha się od stosunku stechiometrycznego NiH do Ni₂H.

W niklu Raneya znaleziono 100 cm³ wodoru na 1 g metalu (Kokes i Emmett, 1959), co odpowiada w przybliżeniu stosunkowi Ni₂H. W niklu Raneya rentgenograficzne badania strukturalne nie pozwoliły na stwierdzenie żadnej wyraźniejszej zmiany budowy niklu pod wpływem tak silnego nawodorowania. Na ogół przyjmuje się, że większość wodoru jest w tym przypadku zaadsorbowana na powierzchni metalu.

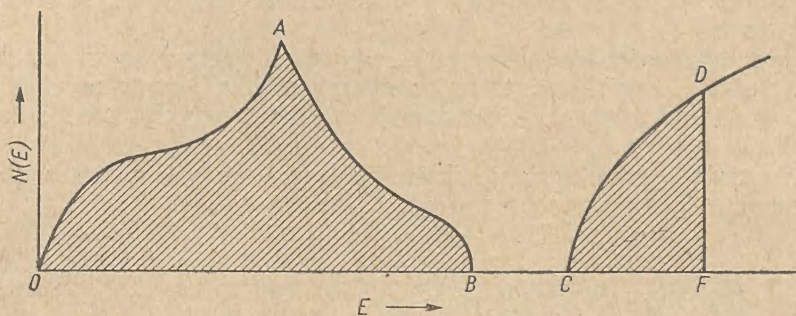
Tak więc — dotychczasowe doświadczalne dane co do istnienia wodorków metali rodziny żelaza są sprzeczne — niektóre fakty przemawiają na korzyść przypuszczenia, że związki takie istnieją, inne zdają się raczej zaprzeczać tej możliwości.

Warto w związku z tym zaznaczyć Czytelnika z teoretycznymi przesłankami dotyczącymi możliwości istnienia międzymetalicznych związków wodoru z metalami rodziny żelaza.

Kryształ metalu, podobnie jak kryształ związku jonowego, musi być rozpatrywany jako pewna całość — w przeciwieństwie do związków atomowych, w których traktowane być mogą pojedyncze cząsteczki jako oddzielne indywidua w obrębie większej całości. Według ujęcia nowoczesnej teorii metali opartej na mechanice kwantowej, wszystkie elektrony wartościowości tworzą pewien kolektywny zespół. Charakterystyka tego zespołu daje się najlepiej przedstawić za pomocą liczby stanów energetycznych przypadających na jednostkę objętości metalu jako funkcji energii posiadanej przez elektrony wartościowości.

Na rys. 1 przedstawiono przykładowo krzywe $N(E)$ jako funkcję E . Wskazuje on, w jaki sposób rozłożone są stany elektronowe $N(E)$ w różnych obszarach energii (E). W przypadku uwidocznionym na rys. 1 widać, że liczba stanów energetycznych na jednostkę objętości metalu najpierw rośnie ze wzrostem energii osiągając maksimum w punkcie A, potem spada do zera w punkcie B i dopiero od wartości energii zaznaczonej

punktem C znowu rośnie. Nie ma stanów elektronowych o energiach w zakresie BC — jest to tzw. zakres wzbroniony. Pole zakreskowane oznacza stany obsadzone w temperaturze zera bezwzględnej — kończą się one ostrą krawędzią przy wartości energii wyrażonej odcięta

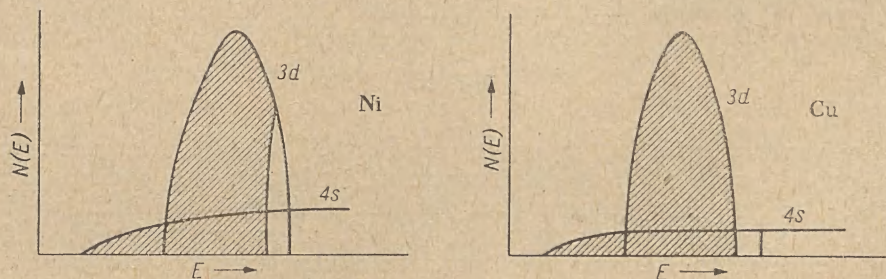


Rys. 1

punktu D . Natomiast w wyższych temperaturach mogą również występować stany bogatsze w energię.

Tego rodzaju krzywe obliczono teoretycznie na podstawie założeń mechaniki kwantowej dla szeregu typowych struktur krystalicznych i sprawdzono doświadczalnie za pomocą pomiarów natężeń miękkiego promieniowania rentgenowskiego różnych metali. Większość tych pomiarów przeprowadził fizyk angielski Skinner (1939/40).

Na podstawie rozważań teoretycznych Mott i Jones (1936) doszli do wniosku, że w kryształach niklu i miedzi o wszechstronnie centrowanej sieci kubicznej, pasma $3d$ i $4s$ są bardzo podobne i częściowo się pokrywają, przy czym jednak nikiel wykazuje pewną lukę w pasmie $3d$. Luka ta w przeliczeniu na 1 atom niklu wynosi przeciętnie 0,61. Na rys. 2 przedstawiono krzywe $N(E)$ dla niklu i miedzi.



Rys. 2

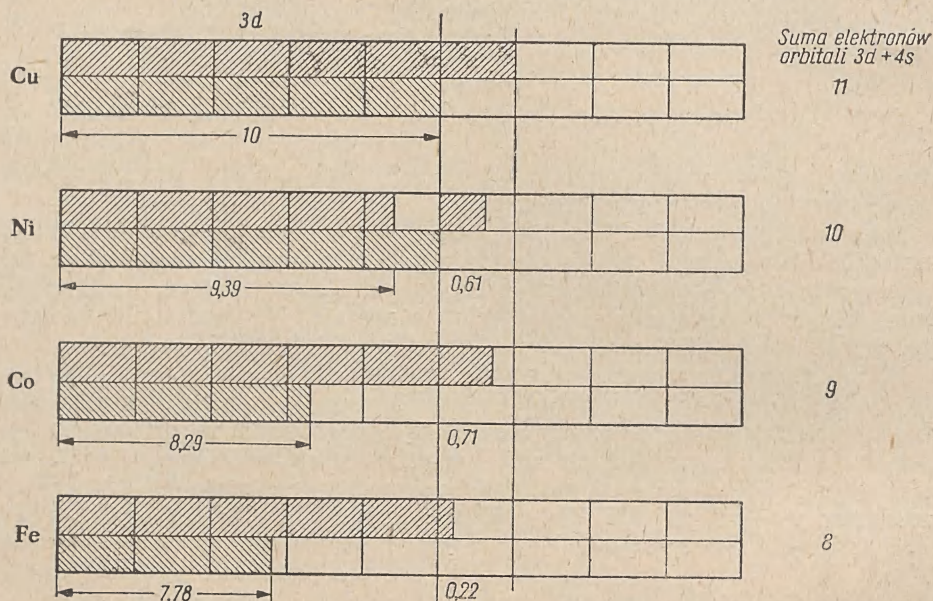
Podobną strukturę według tych samych autorów wykazują i dwa pozostałe metale rodziny żelaza, tzn. kobalt i nikiel, a z innych metali ósmej grupy także pallad, przy czym liczba luk w pasmie d wynosi:

- w kobaltcie 1,7 na 1 atom
- w żelazie 2,2 na 1 atom
- w palladzie 0,55 na 1 atom.

Mott i Jones wyrazili przypuszczenie, że przyczyną znacznie mniejszego przewodnictwa elektrycznego niklu niż miedzi albo palladu w porównaniu ze srebrem, jest możliwość przeskakiwania elektronów z pasma s do luk w pasmie d . Zjawisko takie zmniejsza liczbę nośników prądu elektrycznego, czyli powoduje wzrost oporu lub spadek przewodnictwa elektrycznego.

Również własności magnetyczne, a mianowicie ferromagnetyzm żelaza, kobaltu i niklu, oraz silny paramagnetyzm palladu, jest w myśl poglądu Motta i Jonesa powodowany obecnością niezapełnionych pasm d w tych metalach.

Inny sposób przedstawienia budowy zewnętrznych warstw elektronowych metali przedstawiono na rys. 3.



Rys. 3

Miedź poza powłoką argonową zawiera 11 elektronów, z których 10 całkowicie wypełnia 5 orbitali pasma d , jedenasty zaś występuje na poziomie $4s$. W niklu natomiast w pasmie $3d$ zamiast dziesięciu występuje tylko 9,39 elektronów na atom, deficyt nieparzystych elektronów wynosi więc 0,61 elektronu na atom. Dziesiąty elektron statystycznie rozkłada się między poziomy $3d$ i $4s$ w podanym stosunku.

W kobaltcie zamiast 10 mamy 8,3 elektronu na poziomie $3d$, czyli deficyt w tym pasmie wynosi 1,7 elektronu na atom.

W żelazie zamiast 10 mamy 7,8 elektronów w pasmie $3d$, deficyt wynosi więc 2,2, na poziomie zaś $4s$ występuje 0,2 elektronu na atom.

Jeżeli — zakładają Mott i Jones — na metal zawierający niecałkowicie wypełnione pasmo d — podziałamy czynnikiem mogącym oddawać elektrony, wtedy może nastąpić wypełnianie poziomów elektronami pozbawionymi od partnera. Efektem powinno być: po pierwsze — zwiększenie

przewodnictwa elektrycznego, gdyż elektrony przewodzące prąd nie są już rozpraszane przez pobieranie ich do poziomów d ; po drugie — zmniejszenie momentu magnetycznego, zależnego od obecności luk w pasmie d ; po trzecie — zmiana własności chemicznych w kierunku upodobnienia metalu do jego najbliższego sąsiada w układzie okresowym, bogatszego w elektrony. Tak np., jeżeli nikiel przybierze elektrony potrzebne do wypełnienia deficytu w pasmie d , wtedy jego własności powinny się zbliżyć do własności miedzi. Podobnie, pallad powinien się w analogicznych warunkach upodobnić do srebra itd.

Słuszność tej koncepcji sprawdzono na przykładzie palladu. Istotnie okazało się, że po nasyceniu palladu wodorem do stężenia odpowiadającego w przybliżeniu stechiometrycznemu wzorowi $\text{PdH}_{0,7}$ staje się on diamagnetyczny, jego przewodnictwo elektryczne wzrasta i metal nawodorowany wykazuje zdolność amalgamowania się, której to zdolności pallad wolny od wodoru nie ma.

Jeżeli chodzi o metale rodziny żelaza, do niedawna brak było eksperymentalnych dowodów słuszności koncepcji Motta i Jonesa.

Duże zamieszanie do tego zagadnienia wniosła amerykańska monografia Smitha (1948) pt. *Hydrogen in Metals*, której autor w ostry sposób wyróżnił tzw. „pochłaniacze egzotermiczne i endotermiczne”. Podstawą tej klasyfikacji był efekt cieplny towarzyszący przejściu od cząstkowego wodoru w fazie gazowej w normalnych warunkach ciśnienia i temperatury do stanu roztworu stałego wodoru w metalu. Efekt ten jest wypadkową dwóch różnych procesów: 1) endotermicznej reakcji dysocjacji cząstek wodoru na atomy, zużywającej 105 kcal/mol, oraz 2) egzotermicznej reakcji rozpuszczania się atomów wodoru w metalu. Wypadkowa ta daje dla palladu wartość ujemną wynoszącą około -2 kcal/mol wodoru, natomiast dla niklu i żelaza daje wartości dodatnie, wynoszące odpowiednio około 5,6 i około 7 kcal/mol. Dlatego Smith nazwał pallad egzotermicznym pochłaniaczem wodoru, a żelazo i nikiel zaliczył do pochłaniaczy endotermicznych. Przyjął on, że endotermiczne pochłaniacze mogą okłudować wodór tylko w wewnętrznych pułapkach strukturalnych, nie tworzą śródwęzłowego roztworu H w metalach i nie dają wodorków — w przeciwieństwie do egzotermicznych pochłaniaczy. Rozumowanie Smitha jednakże nie wytrzymuje krytyki.

Barrer, Kelemen i inni podkreślili, że ponieważ wodór występuje w oddzielnych metalach w postaci atomowej, a nie cząsteczkowej, więc słuszniejsze jest porównywanie z sobą efektów cieplnych towarzyszących reakcji atomowego wodoru z metalami. Wychodząc z wodoru atomowego pod ciśnieniem normalnej atmosfery w temperaturze 800 °C otrzymuje się dla wszystkich trzech rozważanych układów wartości ujemne:

dla palladu — 52,7 kcal/mol
dla żelaza — 48,2 „
dla niklu — 48,9 „

tzn. że wszystkie trzy te przemiany są egzotermiczne. Różnica między wodorkiem palladu, jeżeli przypuścimy jego istnienie, a wodorkami żelaza i niklu jest jedynie taka, że w zetknięciu z cząsteczkowym wodorem gazowym w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia wodorek palladu jest trwałe, natomiast wodorki żelaza i niklu — jeżeli udałoby się je otrzymać — byłyby w tych samych warunkach nietrwałe.

Okazało się na podstawie wyników prac Zakładu Fizykochemii Procesów Elektrodoowych Instytutu Chemii Fizycznej PAN, że nietrwały wodorek niklu o składzie:



tzn. dość zbliżonym do stosunku odpowiadającego zawartości luk w pasmie 3d niklu, powstaje w czasie katodowej polaryzacji niklu dostatecznie dużą gęstością prądu w elektrolicie kwaśnym zawierającym trującą katalityczną, w temperaturze nie przekraczającej 70°C.

Wodorek ten, który przez analogię z nazwą przyjętą w literaturze dla podobnego związku w palladzie, nazywamy fazą beta, nie ma ściśle określonego składu stechiometrycznego, gdyż jest niemal powszechną cechą związków międzymetalicznych, że mogą one rozpuszczać w stanie stałym nadmiar jednego lub drugiego składnika.

Przybranie przez nikiel do pasma 3d prawie po 1 elektronie na atom przez odebranie tych elektronów atomom rozpuszczonego wodoru, powinno upodobnić ten metal do najbliższego pierwiastka bogatszego w elektrony o jednostkę, tzn. do miedzi. Pewne cechy otrzymanego wodoru niklu istotnie — przynajmniej w sensie jakościowym — ulegają zmianie w spodziewanym kierunku. Tak więc nawodorowany nikiel staje się słabiej ferromagnetyczny niż czysty nikiel, przewodnictwo elektryczne rośnie pod wpływem nawodorowania, potencjał elektrodowy staje się bardziej dodatni i nawodorowany nikiel wykazuje zdolność do amalgamowania się. Oczywiście, nie można oczekiwać pełnej ilościowej analogii między miedzią i nawodorowanym niklem, ani między fazą beta w niklu i w palladzie, gdyż ta ostatnia jest w normalnych warunkach temperatury i ciśnienia cząstkowego wodoru trwała, podczas gdy faza beta w niklu może istnieć tylko w warunkach sztucznie wytworzonego wysokiego potencjału atomowego wodoru w zetknięciu z powierzchnią.

Najistotniejsza, być może, różnica efektów obserwowanych w palladzie i w niklu pod wpływem nawodorowania polega na tym, że w palladzie zmiany własności dokonywują się w przybliżeniu odwracalnie, tzn., że paramagnetyczny metal, przeprowadzony w stan diamagnetyczny przez nasycenie wodorem, powraca znowu do stanu paramagnetycznego po usunięciu wodoru, oraz że dowolnie grube warstwy palladu mogą być wysyczone wodorem do składu odpowiadającego fazie beta. Natomiast w niklu zmiany własności są w znacznej mierze nieodwracalne, i nie można uzyskać pełnego nasycenia warstw o przekroju większym niż 30 μ , na skutek najrozmaitszych efektów wtórnych. Przyczyną tych wtórnych efektów jest przede wszystkim niejednorodność budowy metalu. Żaden metal nigdy w praktyce nie ma idealnej struktury krystalicznej — zawiera on zawsze pewne defekty strukturalne. Związek międzymetaliczny, powstały na skutek hybrydyzacji pasm elektronowych jednego ze składników z drugim, może oczywiście istnieć tylko w obszarach ściśle wypełnionych fazą metaliczną. Jeżeli natomiast w obrębie próbki metalu występują pewne defekty strukturalne, np. dyslokacje, dziury, mikroporowatości lub zanieczyszczenia niemetaliczne, to będą one oczywiście źródłem zaburzeń. W przypadku wodoroków będzie się miało do czynienia z tendencją do wydzielenia gazowego składnika do wnętrza porowatości czy też innego defektu. W normalnej temperaturze trwałą postacią wodoru niezwiązanego z metalem jest forma cząsteczkowa. Dziura czy też inny defekt będzie się zatem wypełniał cząsteczkowym wodorem gazowym.

W palladzie, jak widzieliśmy, faza beta jest w normalnych warunkach temperatury w zetknięciu z wodorem gazowym pod ciśnieniem normalnej atmosfery trwała. Tym trwalsza będzie ona w zetknięciu z gazowym wodorem pod ciśnieniem większym od atmosferycznego. Jeżeli więc nawet w strukturze próbki palladu istnieją pewne defekty, które wypełniają się wodorem gazowym, to po usunięciu wodoru z otoczenia będziemy mieli do czynienia ze stosunkowo swobodnym uchodzeniem wodoru z tych wewnętrznych pułapek — metal będzie mógł powrócić z łatwością do stanu niezbyt odbiegającego od wyjściowego, jaki istniał przed nawodorowaniem.

Zupełnie inaczej przedstawiać się będą stosunki w przypadku nasycenia wodorem niklu. Działanie na ten metal cząsteczkowym wodorem gazowym w normalnej temperaturze nie wywiera prawie żadnego efektu. Wytwarzanie fazy beta zachodzi tylko wtedy, gdy na powierzchnię próbki działamy atomowym wodorem, wytwarzanym np. przez katodową polaryzację wysoką gęstością prądu w obecności trucizn hamujących reakcję rekombinacji atomów wodoru w cząsteczki. Wtedy poczynając od powierzchni stopniowo w głąb metalu zaczyna się posuwać wytwarzanie fazy beta. Ponieważ jednak metal zawiera defekty strukturalne, rozpoczyna się w nich rozpad fazy beta. Można przyjąć, że głębokość, do jakiej sięgać będzie faza beta, powinna być funkcją dwóch zmiennych:

- 1) potencjału atomowego wodoru na powierzchni katody, zależnego od gęstości prądu i od rodzaju użytej trucizny katalitycznej;
- 2) ilości, rodzaju i rozmieszczenia defektów strukturalnych w badanej próbce niklu.

Dotychczasowe doświadczenia zdają się potwierdzać w ogólnych zarysach słuszność tego wniosku.

Wydzielanie się wodoru w defektach strukturalnych powoduje powstawanie pułapek, w których wodór zostaje zmagazynowany w stanie gazowym w sposób nieodwracalny. Istnieje on tam pod wysokim ciśnieniem, wynikiem czego są duże naprężenia, które w sposób pośredni wpływają na takie własności, jak np.: opór elektryczny lub własności magnetyczne.

Rentgenograficzne badania strukturalne pozwoliły na stwierdzenie, że faza beta w niklu wykazuje ten sam typ wszechstronnie centrowanej sieci kubicznej, jaką ma nikiel, ale parametr sieci tej fazy jest o około 6% większy niż parametr czystego niklu. Pod tym względem zaznacza się również podobieństwo z palladem, w którym odnośnie zwiększenie parametru sieci wynosi 3,5%. Wyniki badań rentgenograficznych są ciekawe przede wszystkim dlatego, że pozwalają uchwycić zmiany parametru podczas desorpcji wodoru z fazy beta. Jeżeli nikiel bezpośrednio po przerwaniu katodowej polaryzacji wykazuje obecność dodatkowych prążków dyfrakcyjnych, to po godzinie czy dwóch te prążki znikają. Natężenie prążków wodorku stopniowo z biegiem czasu słabnie na korzyść wzmacniania się prążków niklu. Wskazuje to, że nowa faza wodorkowa tworzy się z niklu i z powrotem przemienia w nikiel po ujęciu wodoru. Zmiana parametru jest skokowa, a nie stopniowa, co potwierdza fakt występowania odrębnej fazy. Wydaje się, że zachodzi pewne opóźnienie pomiędzy procesem desorpcji wodoru i powracaniem niklu do pierwotnej struktury, tzn., że wodór uchodzi szybciej niż może za tym procesem nadążyć regeneracja sieci krystalicznej niklu.

Wyniki dotychczasowych badań pozwalają na częściowe, przynajmniej, wyjaśnienie wielu zagadkowych zjawisk, np. faktu występowania różnych współczynników dyfuzji w czasie badania przenikania wodoru przez metale grupy żelaza, asymetrii procesu dyfuzji itd. Ponieważ oprócz śródwęzłowej dyfuzji wodoru w tych metalach zachodzi wytwarzanie pewnego rodzaju związków międzymetalicznych, więc oprócz kinetyki dyfuzji, dochodzi także do głosu kinetyka tworzenia i rozkładania się fazy wodorkowej. Tworzenie się fazy wodorkowej jest związane ze zmianami struktury sieci krystalicznej, toteż czynniki strukturalne silnie wpływają na obserwowane wartości i nie możemy się spodziewać ani odwracalności, ani symetryczności zjawisk.

Nie ulega wątpliwości, że omawiane zagadnienia muszą odgrywać ogromną rolę w procesach katalitycznego wodorowania. Wydaje się, że właśnie fakt stosunkowo znacznego rozszerzania się parametru niklu pod wpływem nasycania wodorem i fakt jego kurczenia się po usunięciu wodoru, mają duże znaczenie dla reakcji zachodzących na powierzchni niklowego kontaktu. Także labilność wodorkowej fazy niklu, a mianowicie tworzenie i rozkładanie się jej zależnie od warunków wywiera przypuszczalnie silny wpływ na przebieg reakcji katalitycznej.

Okazało się, że magnetyczne własności niklu pod wpływem katodowego nasycania wodorem zostają prawie że nieodwracalnie przeprowadzone w stan odpowiadający słabemu ferromagnetyzmowi lub paramagnetyzmowi, co może być powodowane daleko idącym rozdrobnieniem krystalicznej struktury metalu. Jest rzeczą wiadomą, że ferromagnetyzm zaczyna się zaznaczać dopiero począwszy od pewnej dolnej granicy wielkości ziaren metalu.

Jeżeli chodzi o dwa pozostałe metale rodziny żelaza, to badania nie doszły jeszcze do stadium pozwalającego na ogólniejsze podsumowanie wyników. Pewne przesłanki doświadczalne zdają się wskazywać na to, że w żelazie i kobaltcie istnieją fazy wodorkowe, podobne do fazy beta w niklu i palladzie, ale nie udało się dotychczas uchwycić ani ich składu, ani innych cech charakterystycznych.

Jeżeli chodzi o żelazo, które ze względu na swoje zastosowania techniczne jest metalem szczególnie zasługującym na uwagę, to nasuwa ono w toku prac eksperymentalnych jeszcze większe trudności niż nikiel ze względu na luźniejszą budowę sieci krystalicznej i na większą zawartość zanieczyszczeń i defektów strukturalnych. Szybkość dyfuzji wodoru w żelazie jest w przybliżeniu o cztery rzędy wielkości większa niż w niklu, co także nie ułatwia pomiarów.

Badania nad powstawaniem faz wodorkowych w metalach rodziny żelaza pod działaniem katodowego nasycania są intrygujące z jednego jeszcze względu: pozwalają one na śledzenie wpływu trucizn katalitycznych, stanowiącego jedną z najbardziej zagadkowych zjawisk fizykochemicznych. Znikome ślady siarkowodoru, fosforowodoru lub arsenowodoru mogą całkowicie zniweczyć działanie kontaktu wobec reakcji jednego typu, a wzmóc jego aktywność wobec innych reakcji. Pomiaru głębokości wnikanía wodoru do katody podczas elektrolizy pozwalają na ilościowe porównywanie wpływu różnych trucizn, co z kolei umożliwia wysuwanie wniosków na temat mechanizmu ich działania. Niestety badania w tym zakresie są jeszcze słabo zaawansowane.

Roman Teisseyre i Bożenna Wojtczak

WYKRYWANIE PODZIEMNYCH WYBUCHÓW JĄDROWYCH ZA POMOCĄ METOD SEJSMICZNYCH

Odbывające się od kilku lat konferencje ekspertów w Genewie poświęcone zagadnieniom wykrywania wybuchów jądrowych są stale przedmiotem powszechnej uwagi.

Pierwsza z nich (lipiec — sierpień 1958) poświęcona „Badaniom możliwości wykrycia naruszenia ewentualnego układu o zakazie prób jądrowych“ i druga poświęcona „Wykrywaniu wybuchów na dużych wysokościach“ zakończyły się uzgodnieniem stanowisk w zakresie zagadnień technicznych.

Trzecia z kolei konferencja (Techniczna Grupa Robocza 2) zakończona w grudniu 1959 poświęcona była przeanalizowaniu sprawy wykrywania podziemnych wybuchów jądrowych. Konferencja ta nie przyniosła ostatecznych rezultatów ujawniając szereg rozbieżności w kwestiach natury technicznej.

Przedmiotem niniejszego artykułu jest bliższe omówienie i naświetlenie tzw. zagadnień technicznych związanych z wybuchami podziemnymi. Interesować nas będzie zarówno przebieg procesów wewnątrz Ziemi, jak i metody sejsmiczne pozwalające identyfikować eksplozję i określać jej siłę.

Metody sejsmicznego badania wybuchów podziemnych są jedynym praktycznym źródłem wykrywania wybuchów lub wykrywania zjawisk, które mogą być podejrzane o to, że są eksplozjami. W tym drugim przypadku konieczna jest uzupełniająca inspekcja w miejscu zlokalizowanym metodami sejsmicznymi, która ostatecznie ustali charakter badanego zjawiska.

Trudnością zasadniczą przy wykrywaniu wybuchów podziemnych jest ogromna roczna ilość trzęsień Ziemi w zakresie energii odpowiadających energiom wybuchów podziemnych. Potencjalnie każdy wstrząs naturalny o energii leżącej w tym interwale może być podejrzany o charakter jądrowy.

Zasadnicze rozbieżności Konferencji Grupy Roboczej 2 dotyczyły stopnia efektywności metod wykrywania wybuchów podziemnych, jak również rocznej ilości trzęsień Ziemi ekwiwalentnych określonej energii wybuchu jądrowego. Wreszcie odmienne poglądy wyrażano na możliwość maskowania wybuchów. Zagadnienie to sprowadza się do ustalenia wielkości błędu przy określaniu energii wybuchów, dokonanych w różnych warunkach we wnętrzu Ziemi, czyli przy różnych sprzężeniach między wybuchem a ośrodkiem otaczającym. Stopień sprzężenia określony jest

przez stosunek energii wypromieniowanej w postaci drgań sejsmicznych do całkowitej energii wybuchu. Trzeba jednak jeszcze dodać, że w szeregu kwestii technicznych stanowiska ekspertów w Genewie były zgodne w szczególności odnośnie fizycznej istoty proponowanych metod wykrywania wybuchów.

Przyjrzyjmy się tym sprawom bliżej.

Procesy zachodzące przy podziemnym wybuchu jądrowym są zjawiskiem bardzo złożonym, które może być rozpatrywane z wielu punktów widzenia. Uogólniając jednak, można wyróżnić pewien zasadniczy schemat składający się z kilku charakterystycznych etapów.

Faza pierwsza to tzw. faza jądrowa. Faza ta trwa kilka mikrosekund i w tym czasie zostaje wyzwolona całkowita energia eksplozji. Temperatura w najbliższym otoczeniu miejsca wybuchu jest rzędu kilku milionów stopni, a ciśnienie rzędu kilku milionów atmosfer.

Czas trwania następnej fazy — fazy hydrodynamicznej wynosi kilka milisekund. Skąły ulegają stopieniu i wyparowaniu. Mały obszar otaczający miejsce eksplozji rozszerza się w dużą kawernę.

Wytworzona fala uderzeniowa powoduje kruszenie się skał oraz wyzwolenie się energii sejsmicznej (rzędu 40% całości energii).

Trzeci etap to faza quasi-statyczna (sekundy i minuty). Po gwałtownym spadku temperatury kawerna zaczyna zapadać się i jednocześnie tworzy się komin, który w niektórych przypadkach dochodzi aż do powierzchni Ziemi, powodując wytworzenie się krateru.

Wreszcie ostatnia faza, to faza długoterminowa trwająca dni, a nawet miesiące. Można wówczas zaobserwować zmiany w rozkładzie głębokim temperatur, można zbadać rozkład radioaktywności i stopniowy jej zanik.

Pomijając złożone procesy w obszarze wybuchu zatrzymamy się nad zagadnieniem przejścia potężnego impulsu ciśnienia wywołanego eksplozją w pierwotny impuls sejsmiczny.

Tylko pewna część energii wybuchu zamienia się w energię fal sejsmicznych. Obszar otaczający miejsce wybuchu doznaje trwałych zmian. Charakterystyczne promienie wyodrębniające różne rodzaje zmian materiału natury mechanicznej (całkowita dezintegracja materiału, obszar spękań, obszar płynięcia itd.) są proporcjonalne do trzeciego pierwiastka z energii wybuchu:

$$r_c = CW^{1/3}.$$

Jakkolwiek radiacja rośnie z wielkością energii wybuchu, to jednak zależność taka nie jest tak prosta, jak dla promieni charakterystycznych. Sprawę komplikuje zależność wielkości radiacji od głębokości wybuchu. Zwykle uważa się, że istnieje optymalna wielkość energii wybuchu, dla której efektywność radiacji albo tzw. sprzężenie (stosunek energii sejsmicznych do energii wybuchu) jest największe. Wielkość takiej optymalnej energii jest jednak znacznie poniżej energii wybuchów nuklearnych. W obszarze wybuchów nuklearnych efektywność radiacji będzie w wielkim uproszczeniu niezależna od promienia obszaru krytycznego (r_c) zdefiniowanego jako granica między ośrodkiem wewnętrznym o trwałych zmianach materiału a obszarem odkształceń elastycznych. Jeśli energia wybuchu przypadająca na obszar wewnętrzny wynosi E_w , a energia ra-

diacji sejsmicznej E_s , i jeśli przyjmiemy w bardzo dużym przybliżeniu, że $E_W \cong kr_c$, to będziemy mieli $\frac{E_s}{W} \cong 1 - \frac{kr_c^3}{W}$, a stąd korzystając z po-

przedniej relacji dla r_c wynika, że stosunek $\frac{E_s}{W} = \text{const}$, a więc efektywność radiacji jest stała. Na tej podstawie można w przybliżeniu z obserwacji sejsmicznych określić energię wybuchu. Sprawą tą zajmiemy się poniżej. Teraz jednak należy podkreślić, że przy szczególnych rodzajach sprężeń mogą nastąpić duże odchylenia od stałej efektywności radiacji. Delegacja amerykańska poruszyła w obradach zagadnienie tzw. „maskowanych” wybuchów jądrowych. Maskowanie w najbardziej krańcowym przypadku polega na wytworzeniu wybuchu w odpowiednio dużej komorze powietrznej. Wprowadzenie wybuchów w powietrzu ma zmniejszyć stopień sprężenia i w efekcie prowadzić do mylnego określenia energii wybuchu przez dane sejsmiczne lub też uniemożliwić wykrycie eksplozji. Wielkość kawerny powinna być na tyle duża, by jej ścianki znajdowały się w obszarze odkształceń elastycznych. Z wzoru $\frac{E_s}{W} \cong$

$\cong 1 - \frac{kr_c^3}{W}$ wynika, że przy odpowiednio dużym r_c (nawet przy zmianie

czynnika k) wielkość radiacji może bardzo zmaleć. Oczywiście jest to więcej niż uproszczony rachunek. Delegacja amerykańska podała, że wielkość kawerny $7 \cdot 10^4 \text{ m}^3$ na 1 KT na głębokości 1 km daje przeszło stokrotne zmniejszenie sygnału sejsmicznego, prowadząc w efekcie do zjawisk sejsmicznych znajdujących się poniżej poziomu ustalonego przez ekspertów w Genewie. Powyższe zagadnienie maskowania budzi jednak szereg zastrzeżeń. Przeprowadzone szczegółowe obliczenia teoretyczne zawierają dużo usterek, głównie ze względu na trudności odkształceń skończonych, jak i szereg założeń wymagających szczegółowego sprawdzenia. Sprawa maskowania wybuchów będzie jeszcze przedmiotem bardziej wyczerpujących badań i dyskusji.

Przy określaniu wielkości trzęsień Ziemi na podstawie danych sejsmicznych wprowadzono umowną wielkość magnitudy M . Pierwszy wzór Gutenberga i Richtera łączący energię z magnitudą był: $\log E = -12 + 1,8M$. Zależnie od sposobu liczenia, od rodzaju użytych fal rozróżniono z czasem szereg skal magnitud. W roku 1956 Gutenberg i Richter podali następującą zależność między energią a magnitudą:

$$\log E = 9,4 + 2,14M - 0,054M^2.$$

Jednak do tej pory zagadnienie magnitud i związku magnitud z energią nie jest dostatecznie rozwiązane. Trudności wynikają przy wyznaczaniu współczynników liczbowych.

Podany wyżej wzór Gutenberga i Richtera był podstawą dla obliczeń przeprowadzonych przez amerykańskich sejsmologów w celu określenia magnitudy eksplozji nuklearnych Rainier, Logan, Blanca dokonanych w Nowadzie (USA) w latach 1957—1958.

Spróbowano oszacować wielkość energii sejsmicznej na podstawie pomiaru amplitudy przemieszczeń gruntu i okresu fal.

Zakładając, że energia sejsmiczna rozchodzi się w postaci fali kulistej o jednorodnym rozkładzie energii Carder i Cloud podali następującą zależność dla całkowitej energii sejsmicznej:

$$E_s = 2\pi e_s Q R^2 \cdot 10^{kR}$$

gdzie

- e_s — jest energią fali sejsmicznej na jednostkę powierzchni wyznaczoną za pomocą amplitud przemieszczeń gruntu i okresu fali,
- Q — czynnik odpowiedzialny za straty energii przez refrakcję,
- R — odległość stacji od źródła wybuchu,
- k — współczynnik absorpcji.

Obliczone na podstawie wzoru wartości energii były rzędu $10^{17.5} - 10^{18.5}$ ergów (całkowita energia eksplozji Rainier była rzędu $7,2 \cdot 10^{19}$ ergów; a energia silnych trzęsień Ziemi jest rzędu 10^{24} ergów).

Podanym wyżej wartościom energii odpowiadają wyliczone z wzoru Gutenberga i Richtera magnitudy zawarte w granicach 4,6—4,9.

Podobne wielkości uzyskano obliczając magnitudy z danych stacji telesejsmicznych (do odległości ca 4000 km):

dla eksplozji Blanca $M = 4,1 - 5,1$

„ „ Logan $M = 3,8 - 4,9$

Trudność, którą podkreśla wielu autorów, polega m.in. na tym, że naturalne trzęsienia Ziemi o takiej magnitudzie są odczuwalne na powierzchni Ziemi w promieniu przynajmniej 60 mil, gdy tymczasem przy eksplozji Rainier ruch gruntu był odczuwalny do 2,5 mili, a przy eksplozji Blanca do 16 mil. Wynikałby stąd wniosek, że wzór Gutenberga-Richtera wiążący energię z magnitudą należy stosować bardzo ostrożnie przy badaniach eksplozji jądrowych.

Zastosowanie skali magnitud do wybuchów jest jednak konieczne ze względu na potrzebę porównywania ich energii do energii wstrząsów naturalnych. Natrafiono jednak na szereg rozbieżności liczbowych. Delegacja amerykańska w dokumencie z 5 stycznia 1959 r. podała wielkości magnitud niektórych silniejszych wybuchów nuklearnych jak następuje:

Rainier (1,7 KT) $M = 4,07 \pm 0,4$,

Logan (5 KT) $M = 4,4 \pm 0,4$,

Blanca (19 KT) $M = 4,8 \pm 0,4$.

Eksperci radzieccy przeprowadzili szczegółową analizę tych wartości i na ostatniej konferencji w Genewie delegacja radziecka przedstawiła te wielkości sprowadzone już do nowej tzw. jednolitej skali magnitud. Wynoszą one kolejno $4,7 \pm 0,1$, $4,95 \pm 0,1$, $5,2 \pm 0,1$.

Różnice te prowadzą dalej do poważnych rozbieżności, co do rocznej liczby równoważnych takim wybuchom trzęsień Ziemi. Liczby te mają duże znaczenie, określając ilość przypadków koniecznych do przebadania.

Statystyczne dane określające roczną liczbę trzęsień o różnych magnitudach mogą być ujęte w ogólny wzór: $\log N = g - fM$, gdzie g i f współczynniki liczbowe. Wzór ten można rozpatrywać tak dla poszczególnych obszarów sejsmicznych, jak i dla całej kuli ziemskiej, przy czym uzyskuje się oczywiście różne wartości współczynników g i f . Współczynnik f jest

mniej więcej stały i wynosi około jedności. Natomiast współczynnik g zależy istotnie od tego, jaki obszar sejsmiczny rozpatrujemy. W przypadku trzęsień płytkich dla obszaru całej kuli ziemskiej mamy

$$\log N = 6,72 - 0,90 M.$$

Ze względu na różnicę przy oszacowaniu magnitud wybuchów nuklearnych uzyskano następujące ilości trzęsień równoważnych eksplozjom o podanych poniżej ładunkach w KT:

KT	ZSRR	GENEWA	USA
	1959	1958	Dokument 5.1.1959
1	3000	10000	26000
5	1500	3800	5800
10	1000	2400	3000
20	800	1500	1600

Największe różnice w ilości ognisk wymagających badania dotyczą słabych wybuchów. Jednym z podstawowych kryteriów wyróżniających pewną grupę trzęsień od eksplozji jest ich duża głębokość. Nie jest to jednak kryterium ostateczne, gdyż duża ilość trzęsień ma miejsce również blisko powierzchni ziemi, a ponadto współczesne metody wyznaczania głębokości nie są jeszcze dostatecznie precyzyjne.

Dalsze kryteria prowadzące do rozróżniania metodami sejsmicznymi trzęsień Ziemi i eksplozji jądrowych opierają się na badaniu zapisów jednych i drugich wydarzeń.

Rejestracje sejsmiczne eksplozji prowadzone były w szerokim zakresie i dały podstawę licznym nieraz bardzo specjalnym opracowaniom.

Można przy tym stwierdzić, że poszczególne zapisy eksplozji nie różnią się zasadniczo w ogólnym charakterze od zapisów naturalnych trzęsień Ziemi. Na wszystkich zapisach wyróżniano na ogół fazy charakterystyczne dla wstrząsów bliskich: P_n — odpowiadająca fali o prędkości ~ 8 km/sek, P^* — fali o prędkości 6 km/sek, P_g — fali o prędkości $\sim 5,5$ km/sek.

Drgania poprzeczne zapisywały się znacznie słabiej.

Stwierdzono również obecność fal powierzchniowych zarówno krótkookresowych L_g ($0^s,5 - 1^s,5$), jak i fal Rayleigha-Love'a o $T = 10^s - 15^s$.

Jedynym wyraźnym kryterium, które pozwoliłoby wyróżnić eksplozję od trzęsienia naturalnego jest przestrzenny rozkład kierunków wychyleń pierwszego impulsu i jego charakter. Eksperci amerykańscy są zdania, że dla tych celów można rozpatrywać tylko wyraźne, dobrze zdefiniowane impulsy.

Amplituda pierwszego wychylenia takiego wyraźnego impulsu musi być przynajmniej 2 razy większa niż amplituda szumów sejsmicznych w ciągu kilku minut przed pojawieniem się impulsu. Maksymalne wychylenia w tej pierwszej grupie muszą być (w zależności od odległości od źródła 20—40 razy większe niż poziom szumów). Żądania te są poważnym ograniczeniem stosowanej metody i wywołały dyskusję na posiedzeniu w Genewie. Trudnością jest tutaj fakt, że amplitudy wychyleń gruntu dla pierwszych impulsów pochodzących od eksplozji są nieduże: od śladowych o bardzo małej amplitudzie do przeszło 2 cm w zależności od odległości od źródła. Maksymalne przemieszczenia na stacjach bliskich źródła eksplozji osiągają 5—6 cm. O ile wielkości te są duże w obszarze

epicentralnym, o tyle szybko zanikają z odległością: przy 13 km maksymalne przemieszczenia mają wartość 0,005 cm, a na odległościach ca 500 km są już rzędu 10^{-6} cm. Zmniejszanie się amplitudy drgań z odległością opisane zostało wzorami empirycznymi:

$$A = \frac{0,7}{R^2} \quad \text{dla odległości } 0,3\text{—}3 \text{ km,}$$

$$A = \frac{0,32}{R} 10^{-0,006R} \quad \text{dla odległości } 3\text{—}100 \text{ km,}$$

$$A = \frac{0,0075}{\sqrt{R}} 10^{-0,0025R} \quad \text{dla odległości } 180\text{—}1000 \text{ km.}$$

Jak wspomnieliśmy przy badaniu pierwszych impulsów istotnym elementem jest kierunek wychylenia stanowiący decydujące kryterium różnicowania wstrząsów.

Zaobserwowano, że dla eksplozji jądrowych kierunek wychylenia na sejsmogramach stacji położonych tak w pobliżu, jak i dla większych odległości odpowiada kompresji. Dla trzęsień naturalnych notujemy występowanie kierunków wychyleń odpowiadających zarówno kompresji, jak i dylatacji w zależności od położenia stacji. Przestrzenny rozkład znaków charakterystyczny jest dla trzęsień naturalnych i dlatego na tej podstawie można orzekać o mechanizmie wydarzenia sejsmicznego powodującego dany zapis.

Pewne dodatkowe informacje pozwalające odróżnić trzęsienia naturalne od eksplozji jądrowych mogą wynikać z obserwacji fal powierzchniowych.

Fale powierzchniowe trzęsień naturalnych obejmują fale Rayleigha i Love'a o dużej rozpiętości okresów. Ze względu na przestrzenne rozmieszczenie źródeł trzęsień naturalnych spektrum fal powierzchniowych przesunięte jest w stronę długich okresów. Dla eksplozji jądrowych spektrum fal powierzchniowych przesunięte jest w stronę krótkich okresów.

Ponadto charakterystyczne są dla eksplozji stosunkowo małe amplitudy fal Love'a, które według teorii wybuchów nie powinny zresztą w ogóle występować.

Przy identyfikowaniu wybuchów pomocne są również kryteria związane z tym, że przy trzęsieniach występują wstrząsy wstępne i repliki.

W dokumencie delegacji amerykańskiej znajdują się następujące propozycje odnośnie sprawy wstrząsów wstępnych i replik:

Jeżeli badany wstrząs w ciągu 48 godzin poprzedzał duże trzęsienie o magnitudzie co najmniej 6 o zgodnym epicentrum, to uważać należy wstrząs wstępny za naturalny.

Sprawę wstrząsu następczego należy rozważyć oddzielnie. Przyjęto, że jako replikę można uważać wydarzenie sejsmiczne, które nastąpiło po trzęsieniu Ziemi o magnitudzie co najmniej 6 i które można określić wg wszelkich innych kryteriów jako trzęsienie naturalne.

Cgólnie rzecz biorąc w rejonach sejsmicznych analiza wstrząsów musi być dokładniejsza, a sieć stacji kontrolnych gęstsza.

W niniejszym artykule nie zajmujemy się bliżej sprawą szczegółowych inspekcji w wypadku uzyskania danych wskazujących na jądrowy

charakter zjawiska w Ziemi. Ograniczymy się tylko do ogólnej uwagi, że wyposażenie stacji kontrolnej zwiększono w propozycjach z 1959 r. w stosunku do ustaleń z 1958 r. Stacja taka poprzez zainstalowanie dużej ilości przyrządów pozwoliłaby na zwiększenie stosunku pierwszego impulsu do wielkości szumów, co z kolei umożliwi identyfikację wybuchu według znaku pierwszego impulsu. Bogate wyposażenie stacji kontrolnych przyczynić się powinno również do dalszego postępu w zakresie normalnych badań sejsmologicznych.

Na zakończenie parę słów o zbliżonym problemie identyfikacji zjawisk podziemnych, który od szeregu lat zajmuje badaczy tąpnięć i zjawisk tektonicznych na Śląsku. Problem rozróżnienia między tąpnięciem a naturalnym wstrząsem tektonicznym komplikuje nie zawsze prosty mechanizm tąpnięcia. Przyjmuje się zwykle, że pierwsze impulsy rejestrowanych sygnałów od tąpnięcia mają charakter dylatacji. Dodatkowe kryteria jak głębokości, związek energii z magnitudą i inne są jeszcze nie w pełni możliwe do wykorzystania ze względu na niejednorodność budowy geologicznej i jej jeszcze niepełne poznanie.

Zagadnienie identyfikacji wstrząsów podziemnych na podstawie danych sejsmicznych jest ogólnie problemem badania mechanizmu w obszarze ogniska wstrząsu. Postępy badań w tym zakresie wymagają szybkiego rozwoju wyposażenia, jak i dalszego rozwoju sieci stacji.

J. G. Crowther *

TOWARZYSTWO KRÓLEWSKIE W LONDYNIE

Towarzystwo Królewskie, którego trzechsetlecie obchodzone jest w bieżącym roku, wyrosło z głębokich zmian, jakie spowodowane zostały w Anglii przez wyparcie feudalizmu, a szczególnie odkrycie Ameryki w 1422 r. Poprzez tysiąclecie leżała Anglia na granicy cywilizacji, której centrum stanowił Rzym i obszar Morza Śródziemnego, jej zaś kultura i nauka będąc pochodną nie miały szczególnych cech i rysów.

Przemieszczenie się europejskiego centrum działania z obszaru śródziemnomorskiego do obszarów leżących nad Atlantykiem, które nastąpiło po odkryciu Ameryki, postawiło Anglię na głównej linii przyszłego rozwoju. Prawie od razu nastąpił rozwój nowych dziedzin nauki, które rozwiązać miały problemy wynikające z nowych możliwości oraz nowej sytuacji w Anglii. Najważniejszymi z nich były zagadnienia nawigacji oceanicznej w mglistych i burzliwych warunkach, jakie panują na Północnym Atlantyku.

Pod kierunkiem Roberta Recorda (ur. 1510), którego interesowało szczególnie uproszczenie i ulepszenie obliczeń astronomicznych dla celów nawigacyjnych, powstała nowa klasa matematyków-praktyków. Zapoczątkowali oni wiele ulepszeń w symbolice matematycznej wprowadzając znaki $+$; $-$; $=$; $>$; $<$; x . Kulminacyjnym punktem tych starań było wynalezienie logarytmów dokonane przez Johna Napiera. Ci nowi matematycy zupełnie niepodobni do uczonych klasztornych pisali dla ludzi posiadających doświadczenie praktyczne i dlatego też wydawali większość swych książek w rodzinnym języku angielskim.

Wysiłki zmierzające do ulepszenia przyrządów nawigacyjnych i kompasów magnetycznych rozwinęły w równym stopniu nauki doświadczalne. Doprowadziło to do nowych odkryć w dziedzinie magnetyzmu. „Zdolny żeglarz i pomysły mechanik“ Robert Norman odkrył odchylenie igły magnetycznej. Rzemieślnik ów w ogóle nie znał łaciny i opisał swe odkrycia oraz ulepszone przyrządy w broszurze napisanej w języku angielskim.

Prace te zebrał i rozszerzył Wiliam Gilbert w swej rozprawie *De Magnete*. Gilbert — lekarz Królowej Elżbiety, jako wykształcony przedstawiciel klasy wyższej utrzymywał tradycję pisaną po łacinie. W wyniku tego odkrycia angielskich żeglarzy i rzemieślników oraz jego własne stały się znane w Europie.

* Tłumaczenie artykułu, który ukazał się w nrze 2 (1960) kwartalnika „Scientific World“

Przywódcy rządzącej klasy uznawali znaczenie nowej, praktycznej wiedzy. Sir Thomas Gresham, który zawiądywał finansami Królowej Elżbiety oraz był założycielem giełdy londyńskiej, zapisał swój dom i majątek na rzecz utworzenia Gresham College, gdzie miałyby być nauczane matematyka, geometria oraz te sztuki, które mogłyby być przydatne dla obywateli Londynu. Gresham College zostało otwarte w 1597 r. Było ono kierowane przez zrzeszenie handlowe miasta Londynu, pensje zaś profesorów pochodziły z czynszów dzierżawnych płaconych przez sklepy na giełdzie. Była to pierwsza instytucja na poziomie uniwersyteckim w Anglii nie opanowana przez kościół oraz posiadająca profesora matematyki. Był nim Henry Briggs, który wyliczył pierwsze tablice logarytmów dziesiętnych, będące odąd podstawą wszystkich tablic logarytmicznych używanych po dziś dzień przez inżynierów i uczonych.

Francis Bacon

Zasadnicze wnioski wynikające z nowych badań naukowych oraz odkrycia Ameryki zostały wyłożone po raz pierwszy w adekwatny sposób przez Francis'a Bacona. Rycina tytułowa jego głównego dzieła *The Great Instauration*, którego główną częścią było *Novum Organum*, przedstawia okręt żeglujący do Nowego Świata nauki poprzez słupy Herkulesa.

Przewidując z prawie niepojętym geniuszem wnioski wynikające z nowej nauki, nawet na sto lat naprzód i dalej, nie potrafił jednak Bacon mimo ponawianych starań znaleźć odpowiedniej organizacji dla popierania rozwoju nauk w jego czasach. Został on pierwszym ministrem Jakuba I, pod którego panowaniem niszczył zarówno stary społeczny porządek feudalny, jak i wiara w boskie prawa królów.

Przypuszczano, że Jakub, król protestanckiego kraju, pomoże swemu zięciowi, królowi czeskiemu i elektorowi Palatynatu, w walce przeciw katolickiemu cesarzowi niemieckiemu — w walce, która doprowadziła do fatalnej klęski sił protestanckich w bitwie pod Pragą w 1620 r. W rzeczywistości Jakub pomógł katolikom. Fakt ten oraz oszukiwanie Czechów rozjędrzyli Anglików i ostatecznie były jedną z głównych przyczyn rewolucji Cromwellowskiej.

Naród angielski powstał i zniszczył stary porządek społeczny, a siły społeczne wyzwolone w wyniku tego działania umożliwiły zorganizowanie towarzystwa naukowego uprawiającego naukę jako wynik społecznej współpracy, według wskazówek naszkicowanych przez Bacona w *Nowej Atlantydzie*.

Dzieło to wywarło głębokie wrażenie na uczonych, którzy zwykli spotykać się na dyskusjach w Gresham College, i wpłynęło na międzynarodowych reformatorów politycznych, oświatowych i religijnych, takich jak Hartlib i Komensky, którzy przybyli do Anglii, aby zapewnić sobie pomoc w walce przeciw reakcji w Europie środkowej.

John Wilkins

W okresie panowania Cromwella daly się zaobserwować pierwsze znaki świadczące o tym, że propozycje Bacona zaczynają przynosić owoce. Ową praktyczną działalnością kierował John Wilkins, który przewo-

niczył zebraniu w Gresham College w dniu 28 listopada 1660 r., na którym założone zostało Towarzystwo Królewskie i gdzie zbierano się nadal raz w tygodniu przez większość następnych 40 lat.

Wilkins urodził się w 1614 r. Wykształcony przez przodujących ideologów purytańskich wydał w wieku 24 lat godną uwagi książkę pt. *The Discovery of a New World* (Odkrycie Nowego Świata), w której rozważał możliwości podróży na księżyc. Stanowi ona jedno z najwcześniejszych przewidywań nauki o przestrzeni kosmicznej.

Wilkins został tutorem dzieci ówczesnego elektora Palatynatu i króla Czech, który żył na wygnaniu w Londynie. Pozostawał więc w styczności z kręgami parlamentarnymi i dworskimi, znajdując się jednocześnie w jednym z centralnych ośrodków walki między dwoma wielkimi ideologiami katolicyzmu i protestantyzmu o panowanie w Europie. W Londynie zbliżył się on z Cromwellem i stał się jego doradcą w sprawach naukowych i akademickich. Pod wpływem Wilkinsa grupa uczonych spotykających się w Gresham College już w 1645 r. zaczęła się przekształcać z kręgu dyskusyjnego w organizację o pewnych celach.

Po upadku Oxfordu, który był główną kwatērą Karola I, Cromwell powołał w 1648 r. Wilkinsa na kierownika Wadham College z zadaniem zreformowania uniwersytetu i przekształcenia go z uczelni o ideach rojalistycznych i tendencjach katolickich w uczelnię reprezentującą ideologię parlamentaryzmu i protestantyzmu.

Cromwell zajęty był nie tylko rozbijaniem katolicyzmu i monarchii, lecz również zwalczaniem proletariackiego skrzydła swego własnego ruchu kierowanego przez Lewellerów. Żądali oni zakazu działalności reakcyjnego uniwersytetu.

Wilkins był członkiem komitetu trzech, który został powołany, aby udaremnić żądanie Lewellerów. Działal on na rzecz prawego skrzydła ruchu parlamentarzyistów i postępował w myśl linii Cromwella, przyjmując profesorów i studentów o poglądach rojalistycznych, jeśli posiadali oni zdolności i byli gotowi do rozsądnej uległości.

Wielka polityczna zręczność oraz inteligencja naukowa umożliwiły Wilkinsowi skupienie wokół siebie znakomitej grupy młodych uczonych. Przyciągnął on ku sobie najlepszych z Londynu i Cambridge oraz zaprosił do Oxfordu Roberta Boyle'a. Pod wpływem Wilkinsa Boyle rozpoczął swą efektywną działalność naukową.

Poza tymi, których sprowadził ze sobą, był Wilkins inspiratorem takich znakomych studentów, jak Christopher Wren, Robert Hooke i Thomas Sprat. W ciągu jedenastu lat pobytu Wilkinsa w Oxfordzie skupieni wokół niego uczeni zaczęli uważać się za formalne towarzystwo naukowe.

W roku 1654 Wilkins umocnił swą pozycję poślubiając siostrę Cromwella i stając się tym samym członkiem rodziny panującej. Po śmierci Cromwella Wilkins, który w międzyczasie został zwierzchnikiem Trinity College w Cambridge, został wyrzucony ze swego stanowiska. Przybył on do Londynu, gdzie jeszcze raz inspirował spotkania uczonych. Pomoc jaką okazywał studentom-rojalistom w Oxfordzie, działała obecnie na jego korzyść. Planował zapewnić sobie życzliwość Karola II i być może, to dążenie do zapewnienia łask królewskich było jednym z motywów popierania utworzenia Towarzystwa pod patronatem króla. Ponieważ Wilkins nie był jeszcze w stanie wystąpić do króla o patronat, podjął to

zadanie osobisty przyjaciel Karola sir Robert Moray, który towarzyszył królowi na wygnaniu. Zabawianie się chemią, w której Moray był uzdolniony, pozwalało Karolowi zapominać o ponurych godzinach wygnania.

Zarówno Wilkins, jak i Karol byli mistrzami kompromisu i zaczęli bardzo dobrze rozumieć się wzajemnie. W roku 1668 Karol mianował Wilkinsa biskupem, a kiedy ów zmarł młodo w wieku 58 lat, krążyły pogłoski, że miał zostać jednym z ministrów króla. Dzięki kompromisowości i zręczności Wilkinsa dochodziło do kontaktów między uczonymi o różnych poglądach i opiniach politycznych. Odnosił on też sukcesy w ich organizowaniu. Jednakże to wielkie konstruktywne osiągnięcie nie zostało dokonane bez pewnych strat społecznych. Uzgodniwszy bowiem, że należy unikać spornych zagadnień, „zorganizowana” nauka stała się oficjalnie odseparowana od działalności politycznej. Jednak w rzeczywistości była ona nauką bardzo „polityczną”. Związki, jakie istniały między Towarzystwem i dworem, były niezwykle ścisłe. Karol znał osobiście czołowych członków i dyskutował z nimi.

Żalążyciele Towarzystwa działając pod wpływem Bacona uważali definitywnie naukę za czynnik polepszenia dobrobytu ludzi, uważali też, że należy dążyć ku temu celowi. Z konieczności więc zbliżali się ku działalności politycznej, jednak ze względów politycznych żądali od siebie apolityczności.

Thomas Sprat, który pod kierownictwem Wilkinsa napisał pierwszą historię Towarzystwa, w znakomity sposób wyłożył to stanowisko. Historia Towarzystwa została wydana w 1667 r., a więc już w siedem lat po jego założeniu. Sprat rozpoczął swą książkę od podkreślenia, że najlepszego wyjaśnienia celów i rodowodu Towarzystwa należy szukać w niektórych pismach Bacona. Opisał on dalej, w jaki sposób Towarzystwo utworzyło komitety i grupy współpracując na zasadach baconowskich, aby rozwijać naukę dla pożytku ludzkości poprzez planowaną i systematyczną pracę zespołową.

Podając z entuzjazmem, co zostało już zrobione, wyjaśnił Sprat, w jaki sposób członkowie przyjęli nową formę języka unikając wszelkich emocjonalnych sposobów wyrażania z zamiarem unikania wszelkich sporów politycznych i religijnych.

Z równą wymownością proponował autor zniesienie wymowności i utrzymanie niezależności nauki od polityki oraz szybki rozwój nauki aby uczynić Anglię najbogatszym i najpotężniejszym krajem świata.

Mimo przeciwnych tendencji oryginalna baconowska inspiracja „kolektywna” przetrwała przez około 30 lat. W okresie tym, który zakończył się ok. 1688 r., kiedy to przewaga City oraz landlordów ustaliła się ostatecznie co najmniej na następne 200 lat, założyciele Towarzystwa dokonali cudownych odkryć. Christopher Wren największy architekt angielski skutecznie współzawodniczył z Pascalem w dziedzinie geometrii. Newton opisał go w *Principia* razem z Huygensem i Wallisem, jako jednego z największych geometrów epoki. Oparł on na podstawie doświadczeń prawa zderzeń. Wynalazł automatyczne maszyny dla zapisów meteorologicznych, stanowiące ważny krok w automatyce. Przeprowadzał doświadczenia nad siewnikiem rządowym do mechanicznej uprawy zbóż. Ustalił prawidłową technikę transfuzji krwi, wynajdując przypadkowo zasadę strzykawki do zastrzyków podskórnych oraz przeprowadził oryginalne obserwacje nad anatomią mózgu.

Wren został profesorem astronomii Gresham College w wieku 25 lat. Właśnie po jednym z jego wykładów dwudziestu spośród zgromadzonych zebrało się i zdecydowało założyć Towarzystwo.

Robert Hooke

Boyle dopomógł Towarzystwu dostarczając mu sekretarza — Oldenburga oraz zawodowego eksperymentatora Roberta Hooke'a. Obaj oni byli niezwykle ludźmi. Oldenburg, który był w Londynie konsulem rodzimej Bremy, prowadził szeroką korespondencję z Huygensem i przodującymi uczonymi Europy. Założył on również *Philosophical Transactions* wydawane przez Towarzystwo. Hooke, który został profesorem geometrii Gresham College, poproszony był o wykonanie oryginalnego doświadczenia na każdym z cotygodniowych zebrań Towarzystwa, a także o przeprowadzanie prób doświadczeń proponowanych przez członków. Hooke z powodzeniem realizował ten program przez blisko 40 lat i przeprowadził około tysiąca podstawowych przykładów badań eksperymentalnych.

Wymyślił on pierwszą wygodną pompę próżniową dla celów badawczych. Za pomocą tej pompy Boyle odkrył swe słynne prawo. Udzielał wskazówek Newcomenowi wynalazcy silnika parowego, ulepszył projekty termometrów, barometrów i przyrządów astronomicznych. Wynalazł celowniki teleskopowe dla przyrządów astronomicznych i sporządził plany teleskopu zegarowego. W trakcie wymyślania świdra do przyrządów astronomicznych wynalazł uniwersalny przegub używany obecnie do osi samochodów. Wynalazł on również przesłone wycinkową stosowaną w aparatach fotograficznych dla zwiększenia ostrości obrazu.

Hooke ulepszył technikę mikroskopową szczególnie w zakresie oświetlania przedmiotów oraz podkreślił korzyści oglądania przedmiotu w cieczy. Wynalazł on refraktometr i przyrządy sondujące do badania dna mórz. Prawdopodobnie wynalazł on niezależnie wagę sprężynową oraz uchwyt kotwiczny do zegarów. Badania nad sprężystością doprowadziły Hooke'a do odkrycia prawa nazwanego jego imieniem. Wynalazł on również pierwszą maszynę do wycinania kół zegarowych.

Hooke łączył przenikliwą intuicję naukową z geniuszem wynalazcy. Kiedy miał lat 30, opublikował pod auspicjami Towarzystwa w 1665 r. swój znakomity traktat dotyczący mikroskopii pt. *Micrographia*. Zawiera on po raz pierwszy rozpoznaną komórkową budowę roślin, a także i propozycję wytwarzania włókien syntetycznych za pomocą przeciągania substancji plastycznej poprzez oczko matrycy sposobem jedwabnika. Badania nad węglem drzewnym doprowadziły go do poznania, że węgiel jest skamieniałym drzewem, a to z kolei do nowoczesnych poglądów na kopaliny i naturę warstw geologicznych. Nawiasem mówiąc, badania nad węglem drzewnym doprowadziły Hooke'a do postępowych poglądów na chemię spalania.

Odkrycie interferencji światła na cienkich warstwach dokonane przez Hooke'a przypisano następnie Newtonowi, który przeprowadził bardziej dokładną analizę tego zjawiska w badaniu tzw. pierścieni Newtona. Było to jednym z kilku powodów sporu między dwoma wielkimi uczonymi. Hooke miał wiele płodnych myśli, co do natury grawitacji i ma zasadni-

czy udział w inspirowaniu Newtona do najwyższego wysiłku w tej kwestii.

Najbardziej istotną cechą osiągnięć Hooke'a była nie tyle jego niewyczerpana wynalazczość i wszechstronność, same w sobie cudowne, lecz baconowskie podejście, polegające na systematycznym doświadczalnym badaniu każdej strony natury. Nigdy przedtem nie próbowano takich rozległych badań eksperymentalnych. Były one produktem ducha wspólnoty wywodzącego się z postępowych ruchów społecznych epoki Cromwella.

Podobne wysiłki i starania prowadziło wielu innych, a w szczególności Boyle w dziedzinie chemii, Ray w biologii i Willis w anatomii; William Petty muzyk i anatom (a także organizator Cromwellowskiego komisariatu dla spraw zaopatrzenia w czasie kampanii irlandzkiej) zastosował tą samą metodę w ekonomii. Można go uważać według Marksa za założyciela ekonomii politycznej. Impuls wspólnego działania przetrwał tak długo, jak długo działali uczeni, których poglądy uformowane zostały w epoce Cromwella.

Izaak Newton

Najznakomitszy członek Towarzystwa Królewskiego — Izaak Newton nie był jednym z jego założycieli. Należał on do następnego pokolenia i wywarł zasadniczy wpływ na powstanie nowego ducha i formy Towarzystwa, gdy jego założyciele odeszli.

W odróżnieniu od założycieli Towarzystwa Newton nie ukończył studiów wyższych w okresie Cromwella. Wstąpił do Cambridge bezpośrednio po restauracji monarchii i wychował się w atmosferze pozbawionej złudzeń społecznych. Nigdy nie zetknął się z duchem wspólnoty założycieli Towarzystwa. Jego introspektywny umysł kierował go ku indywidualizmowi, tendencja zaś ta została umocniona przez cyniczną atmosferę społeczną. Wilkins, Boyle, Wren, Hooke i inni znakomici starsi od Newtona członkowie znajdowali się pod wpływem postępowych, konstruktywnych ruchów społecznych okresu swej młodości, a ich poglądy były już ukształtowane w chwili powrotu Karola II.

Poglądy Newtona ukształtowały się już po klęsce demokratycznych elementów ruchu Cromwella. Stąd jakby dwie strony jego osobowości: technik, który doprowadził badania swych poprzedników do nieporównywalnego poziomu; indywidualizm społeczny pozbawione demokratycznych i kolektywnych inspiracji swej młodości.

Te okoliczności tłumaczą paradoks, którym pozostaje fakt, że najznakomitszy okres Towarzystwa Królewskiego zakończył się z chwilą, gdy wybrało ono na przewodniczącego swego największego członka.

Wkład Newtona do nauki nie wymaga zrekapitulowania. Jego wkład do matematyki czystej i stosowanej, do astronomii oraz fizyki doświadczalnej tworzy zbiór dzieł, któremu prawdopodobnie nie dorównał jakikolwiek inny uczony. Jednakże z jego wyborem na przewodniczącego Towarzystwa w 1703 r., na którym to stanowisku pozostał Newton przez następne 24 lata, rozpoczyna się wyraźnie obniżenie temperatury intelektualnej, aczkolwiek Newton przyczynił się wiele do stabilizacji Towarzystwa, a może i uchronił je od rozpadu.

Rozbrat z oryginalnym duchem Towarzystwa zadecydowany został przez wypadki 1687—1688 r. W latach tych Newton opracował swe

Principia stanowiące apoteozę oryginalnej inspiracji Towarzystwa. Następnie przyłączył się do walki o zapobieżenie klęsce kompromisu politycznego, na który zgodził się Karol II. Po śmierci bowiem tego ostatniego w 1685 r. jego sukcesorowie starali się przywrócić uznanie boskich praw królów i zlikwidować korzyści zdobyte przez kupców i dzierżawców w rewolucji przeciw Karolowi I. Newton odegrał ważną rolę w przeciwstawieniu się nowej reakcji. Z uwagi na to, że pierwsze kroki skierowano przeciw Uniwersytetowi w Cambridge, Newton zjednoczył swych kolegów dla skutecznego oporu.

Porażka starań o przywrócenie starego porządku nie ożywiła postępowych ruchów ludowych w Anglii. Wynikiem jej było powstanie nowych miejskich magnatów i dzierżawców i oczyszczenie drogi dla powstania nowoczesnego kapitalizmu i industrializacji.

Sam Newton wyczerpany niezwykle wysiłkiem użytym na opracowanie *Principiów* zapragnął po 1667 r. jedynie wycofać się z życia badawczego. Upraszał bez należytej godności o stanowisko w służbie państwowej i po ponawianych nagabywaniach został przyjęty do Mennicy w 1696 r.

Gdy Newton został przewodniczącym Towarzystwa Królewskiego, miał już 61 lat, główna zaś jego działalność naukowa była już dawno zakończona. Jego osobistą ambicją było stać się członkiem służby państwowej, zabrał się więc do przekształcenia Towarzystwa w organizację państwową. Ustalił on w Towarzystwie regularną procedurę i formalistycznie ją przeprowadzał. Prowadził je raczej jako urzędnik niż mąż stanu. Oznaczało to odseparowanie nauki od tego, co nazywamy odpowiedzialnością społeczną. Wynikiem tej polityki było wyeliminowanie w rozwoju nauki ducha wspólnego działania na rzecz dobra ludzi. Towarzystwo stało się jakby prywatną organizacją uczonych, dążącą do rozwoju nauki dla ich własnych celów. Doprowadziło to do szczególnej uległości nauki angielskiej wobec wymagań indywidualizmu kapitalistycznego.

Newton wyobrażał sobie Towarzystwo jako źródło powagi naukowej, prestiżu i honoru, nie zaś jako odpowiedzialny wykonawczy departament państwowy. Miało ono służyć ustalaniu poziomu naukowego oraz udzielaniu porad i wskazówek. Ta węższa polityka zmierzała do przekształcenia Towarzystwa raczej w organizację ekspertów technicznych. Jednym z pierwszych wniosków Newtona, gdy jako młody człowiek przyłączył się do Towarzystwa, było „usunięcie wszystkich bezużytecznych członków”. Rozumiał on pod nimi elementy pozanaukowe, nieprofesjonalne. Obejmowało to ludzi o dużym znaczeniu społecznym posiadających zainteresowania naukowe. Wyłączenie tych członków zredukowało kontakty Towarzystwa ze społeczeństwem oraz jego wpływ na starania, aby prowadzona była naukowa polityka ku pożytkowi państwa. Ta „profesjonalizacja” uczonych zmierzała do obejścia obowiązków społecznych za pomocą tłumaczenia jakoby nie mieli oni szczególnych kwalifikacji, pozwalających na uczestniczenie w sprawach politycznych. Była to postawa powodująca i obecnie trudności zarówno w krajach kapitalistycznych, jak i socjalistycznych.

Przekształcenie się Towarzystwa w organizację typu zawodowego rozpoczęte przez Newtona dokonało się poprzez zmiany w jego organizacji w drugim ćwierćwieczu dziewiętnastego wieku. Ogólnie jednak forma i funkcje Towarzystwa, które ustalił Newton, pozostały nie zmienione

poprzez dwieście trzydzieści trzy lata, jakie przeszły od zakończenia jego prezesury. W tych ramach, w jakie je wyposażył, różnych w rodzaju i daleko węższych niż ramy baconowskich założycieli, nagromadziło Towarzystwo wspaniałą historię.

Poprzez trzy stulecia było ono głównym centrum naukowym kraju, w którym jako pierwszy nabrał swych kształtów współczesny kapitalizm i rewolucja przemysłowa. Wielka liczba odkryć naukowych dokonanych w czasie jego rozwoju została ogłoszona na zebraniach Towarzystwa i w jego czasopismach. Pod kierownictwem Halleya i Cooka w XVIII wieku Towarzystwo w istotny sposób wpływało i inspirowało badania w astronomii i nawigacji. Oprócz swej służby dla nauki brytyjskiej, jego istnienia oraz autorytet przyciągały wiele komunikatów zza granicy. Odkrycia Benjamina Franklina w dziedzinie elektryczności ogłoszono po raz pierwszy w Towarzystwie, Wolta zaś przesłał doń pierwsze sprawozdanie o swym stosie.

W drugiej połowie dziewiętnastego stulecia charakter Towarzystwa stał się bardziej akademicki. Ześrodkowało się ono na badaniach podstawowych publikując wielkie prace Kelvina, Maxwella, Rayleigha i wielu innych. Posunęło się to do takiego stopnia, że w 1906 r. Rayleigh ówczesny przewodniczący miał wątpliwości, czy właściwe dla Towarzystwa byłoby przyjąć notatkę o 50 rocznicy odkrycia barwników syntetycznych dokonanego przez Perkinsa, odkrycia, które stanowiło podstawę rozwoju współczesnego przemysłu chemicznego.

Od tego czasu Towarzystwo rozszerzyło nieco swą działalność organizując ogólne wykłady omawiające pracę instytucji badawczych, zarówno przemysłowych, jak i zajmujących się nauką czystą oraz organizując sympozja na tematy dotyczące wielu dziedzin nauki. Owe sprawozdawczo-dyskusyjne zebrania poświęcone obecnemu stanowi wiedzy posiadają najbardziej inspirujący wpływ.

Na początku dwudziestego wieku Towarzystwo odegrało kierowniczą rolę w założeniu Międzynarodowej Rady Unii Naukowych (International Council of Scientific Unions). Obecny Międzynarodowy Rok Geofizyczny jest najbardziej znanym przykładem szerokiej międzynarodowej działalności przeprowadzonej pod auspicjami tej organizacji.

Od czasów prezesury Newtona, w ciągu klasycznego okresu rozwoju kapitalistycznego, Towarzystwo jako honorowe i zawodowe stowarzyszenie uczonych dokonało w ramach omawianych punktów co najmniej tak wiele, jak można było się spodziewać. Odchodząc od oryginalnego planowania baconowskiego oraz ducha wspólnoty ludowej rewolucji Cromwellowskiej, przystosowało się Towarzystwo do potrzeb następnego okresu historycznego.

Można przewidzieć z pewnością, iż nadejdzie czas, gdy Towarzystwo ulegnie jeszcze większym przemianom, aby dostosować się do uczestniczenia w epoce, która będzie pełniejsza chwałą niż czasy Bacona i świetniejsza niż okres Newtona.

Zbigniew Weiss

WSPÓŁCZESNA PROBLEMATYKA TERMALIZACJI NEUTRONÓW

WSTĘP

Reakcje prowadzące do wyzwiania energii jądrowej drogą rozszczepienia ciężkiego jądra możemy podzielić na dwa zasadnicze typy.

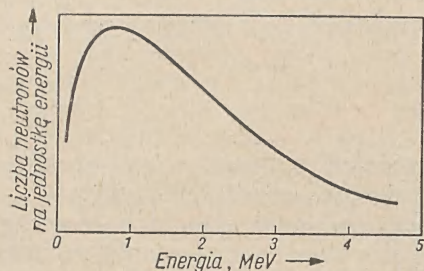
Typ pierwszy odpowiada przeniknięciu do jądra neutronu o energii rzędu 0,1 — 10 MeV, w wyniku czego jądro ulega rozszczepieniu na fragmenty z pewną liczbą neutronów mogących służyć do dalszego podtrzymania reakcji łańcuchowej.

Typ drugi, na którym w zasadzie opiera się ogromna większość pracujących obecnie reaktorów, to przeniknięcie do jądra materiału rozszczepialnego neutronu o energii odpowiadającej energii ruchu ciepłego atomów w umiarkowanych temperaturach (rzędu ułamków elektronowolta), prowadzące również do rozszczepienia.

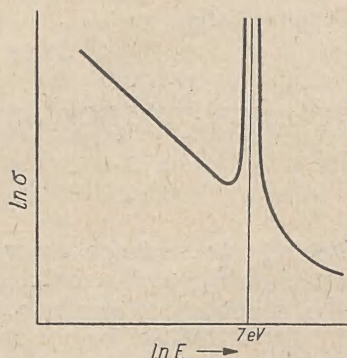
Reaktory, w których decydującą rolę gra drugi z wymienionych typów reakcji, noszą nazwę reaktorów termicznych w przeciwieństwie do nielicznych dziś jeszcze reaktorów tzw. prędkich, w których zasadniczą rolę grają rozszczepienia pierwszego typu. Nie wchodząc w szczegóły powyższego rozgraniczenia obu typów reaktorów warto wspomnieć, że do celów fizyki jądrowej jak również do celów produkcji energii nadają się najlepiej reaktory na neutronach termicznych, łatwiejsze w obsłudze i eksploatacji. Natomiast konieczność budowy reaktorów na neutronach prędkich wynika z dążenia do lepszego wykorzystania zasobów uranu, którego przeszło 99% stanowi izotop ^{238}U nie ulegający rozszczepieniu pod wpływem neutronów termicznych.

W wyniku rozszczepienia jądra, czy to przez neutron prędkie, czy termiczny, powstają neutrony rozszczepieniowe, których energia waha się od 0,1 do 17 MeV (energiją najbardziej prawdopodobną jest 0,72 MeV, energiją średnią 2 MeV) (rys. 1). Wprawdzie duża część emitowanych neutronów w chwili rozszczepienia ma jak widać energię większą od 1 MeV, a więc wystarczającą do wywołania reakcji rozszczepienia następnych z kolei jąder ^{238}U (99% uranu metalicznego), to jednak nie mógłby w masie ^{238}U ustalić się stacjonarny proces łańcuchowy. Neutrony prędkie mają małe prawdopodobieństwo wywołania reakcji rozszczepienia w stosunku do dużego prawdopodobieństwa ucieczki z układu w wyniku procesu dyfuzji oraz utraty energii na skutek zderzeń elastycznych i nieelastycznych z jądrami ^{238}U . Właśnie ten fakt mieli zapewne na uwadze niektórzy poważni uczeni, którzy przez długi czas po odkryciu zjawiska rozszczepienia przez Strassmanna i Hahna w 1939 r. nie wró-

żyli szybkiej realizacji praktycznego wykorzystania energii jądrowej. Stwierdzenie, że izotop uranu ^{235}U zawierający się w znikomym procencie (0,7%) w uranie metalicznym ulega rozszczepieniu pod wpływem neutronów termicznych i to z dużym, bo blisko kilkaset razy większym prawdopodobieństwem, było ważnym punktem zwrotnym w dążeniu do praktycznego wykorzystania energii jądrowej. Nie wystarczy jednakże



Rys. 1. Widmo neutronów rozszczepieniowych



Rys. 2. Pochłanianie rezonansowe neutronów w ^{238}U

pozwoić neutronom tracić swobodnie energii w wyniku zderzeń z jądrami uranu, aby po wielu zderzeniach mogły wejść w obszar owych niskich energii. Przeszkodę stanowił tu ostry rezonans pochłaniania ^{238}U w pobliżu energii 0,7 eV, który „przechwytywałby” neutrony spowalniające się małymi porcjami energii. Tak więc w uranie naturalnym nie może zajść samoczynna reakcja łańcuchowa (rys. 2), co z kolei wyjaśnia oczywisty fakt, że naturalne złoża uranu nie stanowią podziemnych reaktorów albo jeszcze gorzej — wybuchających bomb atomowych.

Aby zainicjować reakcję łańcuchową, zmuszeni jesteśmy wybrać jedną z następujących dróg:

1. Spowolnić neutrony od energii rozszczepieniowych (2 MeV) do energii termicznych poza uranem (w tzw. moderatorze) i dopiero w postaci „gotowych” neutronów termicznych pozwolić im penetrować w materiale rozszczepialnym.

2. Zwiększyć sztucznie koncentrację izotopu ^{235}U (czysty ^{235}U posiada w obszarze wysokich energii jeszcze wystarczająco duży przekrój czynny na rozszczepienie aby przy odpowiednich wymiarach stanowić masę krytyczną (bomba atomowa)).

3. Zastosować w pewnym stopniu obie wymienione możliwości.

Mechanizm spowalniania neutronu jest prosty. W wyniku licznych przypadkowych zderzeń z jądrami moderatora, neutron traci stopniowo swą początkową energię. Aby neutron mógł się spowolnić w ciągu jak najmniejszej liczby zderzeń, masa jąder moderatora musi być jak najmniejsza. Z drugiej strony, aby zapobiec stratom liczby neutronów podczas spowalniania prawdopodobieństwo zaabsorbowania neutronu przez moderator powinno być również minimalne. Tylko cztery substancje spełniają oba powyższe warunki: woda zwykła, ciężka woda, beryl i grafit.

W procesie spowalniania wyróżnić możemy dwa okresy. W okresie pierwszym (2 MeV — 1 eV) neutrony zderzają się z jądrami moderatora sprężyste w układzie środka masy, na wzór kul bilardowych, zgodnie z zasadami zachowania energii i pędu. Innymi słowy możemy w odniesieniu do zderzających się cząstek stosować całkowicie model klasyczny, a jądra moderatora przed zderzeniem uważać za praktycznie nieruchome w układzie laboratoryjnym.

W okresie drugim spowalniania neutrony dochodzą do stanu równowagi termicznej z jądrami moderatora. Coraz częściej energia neutronu po zderzeniu zwiększa się w wyniku zderzeń drugiego rodzaju, tzn. takich, w których neutron pobiera energię od przypadkowo napotkanej „gorętszej” cząsteczki. W tym okresie spowalniania (w przypadku ośrodka nieskończonego i braku pochłaniania) średnia energia neutronów zbliża się asymptotycznie do średniej energii ruchu cieplnego moderatora.

Chociaż oba wymienione okresy odnoszą się w zasadzie do tego samego procesu spowalniania, to jednak ze względu na odrębność metod badawczych (zarówno teoretycznych, jak i doświadczalnych) przyjęło się nazywać okres pierwszy spowalnianiem, a okres drugi termalizacją. Oczywiście granica pomiędzy tymi obszarami jest płynna. Wymieniona powyżej graniczna energia 1 eV oznacza tylko wartość energii, powyżej której można zaniedbać efekty wiązań chemicznych i ruchów cieplnych jąder moderatora na przekrój czynny na rozpraszanie (transfer energii).

Teoria spowalniania rozwinęła się znacznie wcześniej, jeszcze przed zbudowaniem pierwszego reaktora w 1942 r. (USA). Teoria termalizacji jest jedną z najmłodszych dziedzin teorii reaktorów i rozwinęła się w samodzielną dyscyplinę fizyki jądrowej po II Konferencji Genewskiej.

RÓWNANIE KINETYCZNE

Historia poszczególnych neutronów podczas ich termalizacji składa się z szeregu aktów rozproszenia na cząsteczkach czy siatce krystalicznej moderatora, pomiędzy którymi neutron jako cząstka obojętna porusza się ruchem swobodnym. Możemy stąd opisać ruch termalizującego się neutronu przebiegiem jego kolejnych zderzeń. Rozkład prawdopodobieństwa energii i kierunku lotu neutronu po zderzeniu, w zależności od wartości tychże wielkości przed zderzeniem, określa odpowiednie prawo zderzenia. Postać analityczna praw zderzeń zależy od układu dynamicznego, na którym neutron zostaje rozproszony i wyznacza ją mechanika kwantowa w postaci odpowiedniego przekroju czynnego $\sigma(E \rightarrow E, \mu_0)$. Pomiędzy poszczególnymi zderzeniami neutron przebywa drogę rzędu centymetra, tzn. mija za każdym razem blisko 10^8 atomów. Z tego względu możemy uważać materiał za jednorodny, a prawdopodobieństwo przejścia za niezależne od zmiennych przestrzennych.

Podstawową wielkością, która interesuje nas w teorii termalizacji jest postać funkcyjna rozkładu przestrzennego i energetycznego strumienia neutronów w rozważanym ośrodku $\psi(\underline{r}, E, \underline{\Omega})$. Funkcję tę wyznacza nam równanie kinetyczne lub inaczej równanie Boltzmanna:

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \underline{\Omega} \text{ grad } \psi + \Sigma_t \psi - \int_0^\infty dE' \int_{4\pi} d\Omega' \sigma(E' \rightarrow E, \mu_0) \psi(E', \underline{\Omega}', \underline{r}) \quad (1)$$

gdzie, μ_0 — cosinus kąta zawartego między kierunkami lotu neutronu przed i po zderzeniu, $\Sigma_t(E) = \Sigma_s(E) + \Sigma_a(E)$.

Równanie (1) posiada prosty sens fizyczny bilansu neutronów w elemencie przestrzeni $dVdE dr d\Omega$.

Znajomość funkcji rozkładu ψ w pełni opisuje nam mikroskopowy kinetyczny stan układu termalizujących się neutronów i pozwala wyznaczyć:

$$\text{rozkład widmowy strumienia: } \varphi(r, E) = \int_{4\pi} \psi(r, E, \underline{\Omega}) d\Omega,$$

$$\text{strumień całkowity: } \varphi(r) = \int_0^{\infty} \varphi(r, E) dE.$$

$$\text{energie średnią: } \langle E \rangle = \left[\int_0^{\infty} \varphi(r, E) dE \right]^{-1} \cdot \int_0^{\infty} E \varphi(r, E) dE,$$

liczbę reakcji określonego typu w jednostce objętości:

$$R = \int \Sigma(E) \varphi(r, E) dE \text{ itd.}$$

Niestety równanie (1) w swej ogólnej postaci jest bardzo skomplikowane. Zmuszeni jesteśmy posługiwać się szeregiem przybliżeń, których znaczenie fizyczne zostanie omówione w dalszym ciągu. Współczesna problematyka termalizacji neutronów skupia się w zakresie teorii głównie nad pomnażaniem możliwości przybliżonego rozwiązywania równania (1), oraz powiększenia dokładności już uzyskanych rezultatów.

TERMALIZACJA NEUTRONÓW JAKO PROCES NIEODWRACALNY

Wyobraźmy sobie, że w chwili początkowej pewna liczba neutronów została wprowadzona do nieskończonego, niepochlaniającego moderatora. Neutrony te rozpoczną dyfundować dążąc do najprawdopodobniejszego równomiernego rozkładu w przestrzeni zajętej przez moderator. Gdyby nie było „ucieczki“ neutronów z powierzchni bryły (która w rzeczywistości musi mieć zawsze określone skończone wymiary), po pewnym czasie rozkład gęstości byłby istotnie równomierny. Jest to charakterystyczny przykład procesu nieodwracalnego, podobnego w istocie do dyfuzyjnego rozchodzenia się cząsteczek gazu skupionego pierwotnie w jednym punkcie naczynia.

Termalizacja neutronów jest również procesem nieodwracalnym z punktu widzenia degradacji widma energetycznego. W rezultacie poszczególnych zderzeń, neutrony, aż do momentu, w którym ich średnia energia zrówna się ze średnią energią ruchu cieplnego moderatora, będą przeciętnie tracić więcej energii niż jej odzyskiwać w zderzeniach drugiego rodzaju. Rozkład widmowy w ośrodku nieskończonym bez pochłaniania dążyć będzie niezależnie od rozkładu początkowego do rozkładu Maxwella, niezależnego od kierunku i miejsca w układzie moderującym

$$M^T(E) = E/T^2 \exp(-E/T). \quad (2)$$

Również i ten proces ma charakter wybitnie nieodwracalny i może być porównany do dążenia gazu gorętszego do wyrównania swej temperatury

z gazem zimniejszym. Tendencja ta w przypadku „gazu neutronowego” jest tylko jednostronna, gdyż w porównaniu z liczbą jąder dowolnej substancji w stanie stałym czy ciekłym rzędu 10^{23} j/cm³, gaz neutronowy jest niesłychanie rozrzedzony (przy największych spotykanych strumieniach rzędu 10^{15} n/cm²sek gęstość neutronów nie przekracza 10^{10} n/cm³) a więc nie może zmienić stanu termodynamicznego ośrodka.

Ten oczywisty fakt dążenia temperatury neutronów (ściślej: energii średniej) do wyrównania się z temperaturą ośrodka zapewnia w równaniu kinetycznym pewna ogólna własność przekroju na transfer energii zwana zasadą mikro-równowagi. Formalnie jest ona konsekwencją uśredniania przekroju na transfer na rozkład Boltzmannian stanów energetycznych układu rozpraszającego.

$$\sigma(E \rightarrow E') M^T(E) = \sigma(E' \rightarrow E) M^T(E'), \quad (3)$$

gdzie

$$\sigma(E \rightarrow E') = \int \sigma(E \rightarrow E', \mu_0) d\mu_0.$$

Ponieważ każda „fizycznie dobra” postać analityczna przekroju różniczkowego $\sigma(E \rightarrow E')$ musi spełniać powyższą zasadę, w równaniu kinetycznym jest już automatycznie zawarty wyżej wymieniony nieodwracalny charakter procesu. Aby się o tym przekonać, wystarczy zauważyć, że w ośrodku nieskończonym, w którym żaden kierunek ani żaden z punktów przestrzeni nie jest uprzywilejowany — rozkład kątowy i przestrzenny strumienia będzie równomierny. Równanie kinetyczne (1) można więc napisać przy założeniu braku absorpcji w postaci

$$\sigma_s(E) \varphi(E) = \int \sigma(E' \rightarrow E) \varphi(E') dE' \quad (4)$$

i jak łatwo się przekonać na mocy (3) rozkład (2) spełnia go jednoznacznie.

Jednakże sam fakt dążenia rozkładu strumienia neutronów do widma maxwellowskiego nic nam nie mówi o szybkości, z jaką zachodzi ten proces. Do tego celu potrzeba rozwiązać odpowiednie równanie kinetyczne i wynik obliczenia (pomimo tego samego rezultatu dla $t \rightarrow \infty$) zależy będzie od konkretnego modelu przyjętego do opisu układu dynamicznego rozpraszającego neutrony. Posługując się analogią termodynamiczną powiedzielibyśmy, że szybkość wyrównywania się temperatur zależy od przewodnictwa cieplnego i pojemności cieplnej obu gazów, które z kolei zależą od struktury molekularno-kinetycznej.

Szereg rozważań w teorii termalizacji opiera się na założeniu, że w pobliżu stanu równowagi między gazem neutronowym a moderatorem, rozkład energetyczny neutronów zbliżony jest do rozkładu Maxwella scharakteryzowanego wyższą wartością energii średniej. Gdy różnica pomiędzy energią średnią obu ośrodków jest niewielka, wówczas zmiana energii średniej widma

$$\frac{d\langle E \rangle}{dt} = -\gamma(\langle E \rangle - 3/2 kT), \quad (5)$$

gdzie γ jest pewnym „objętościowym” makroskopowym współczynnikiem wymiany „ciepła” między gazem neutronowym a moderatorem (G. von Dardel). Wielkość $1/\gamma$ może być interpretowana jako czas relaksacji procesu wyrównywania temperatur gazu neutronowego i moderatora w ośrodku nieskończonym w końcowej fazie termalizacji.

PRZEKRÓJ CZYNNY NA TRANSFER ENERGII

Wyznaczeniem przekroju na transfer energii $\sigma(E \rightarrow E', \mu_0)$ zajmuje się fizyka neutronowa. Przekrój ten wyraża prawdopodobieństwo, że neutron, który przed zderzeniem posiadał energię E posiadać będzie po zderzeniu energię E' i rozproszy się przy tym pod kątem $\arccos \mu_0$ do kierunku padającego neutronu. Problem ten stoi w pewnym sensie poza zakresem zainteresowania teorii termalizacji, gdyż podobnie jak w teorii transportu i w tej teorii wykorzystuje się gotową postać analityczną przekroju na transfer. Na tym odcinku fizyka neutronowa wyprzedziła znacznie teorię termalizacji. Wystarczy wspomnieć, że w chwili obecnej jesteśmy w stanie obliczyć $\sigma(E \rightarrow E', \mu_0)$ neutronu rozproszonego na dowolnej molekułe gazu, uwzględniając jej rotacyjne i oscylacyjne stopnie swobody (Zemach, Glauber), lub siatce krystalicznej moderatora stałego (Kotahari, Singwi). Podsumowanie naszych możliwości w tym zakresie dla potrzeb teorii termalizacji znajduje się w doskonałej pod tym względem pracy Schoffieda i Hassita. Ostatnio próbuje się opracować teorię zderzeń neutronów termicznych z molekułami stanu ciekłego (Van Hove).

Chociaż uzyskane wyniki na przekrój czynny na transfer energii zgadzają się dobrze z doświadczeniem, jednakże nie nadają się do bezpośredniego wykorzystania w równaniu kinetycznym (1) ze względu na ich złożoną postać analityczną. Nic więc dziwnego, że teoria termalizacji radzi sobie w tym wypadku aproksymując powyższe zależności za pomocą funkcji prostszych o odpowiednio dobranych współczynnikach liczbowych. Zazwyczaj i w tym przypadku zmuszeni jesteśmy korzystać z pomocy maszyn cyfrowych (Brown i St. John).

Inną drogę, która okazała się niezwykle owocna, stanowi przyjęcie pewnego uproszczonego modelu moderatora w postaci jednoatomowego gazu ciężkiego. Model taki odpowiada konsekwentnemu uwzględnieniu translacyjnych ruchów termicznych oraz w pewnym stopniu, dzięki wprowadzeniu efektywnej masy (Sachs i Teller), ruchów rotacyjnych drobiny. W modelu tym oczywiście efekty wiązań chemicznych są pominięte. Dla jednoatomowego gazu

$$\sigma(E \rightarrow E', \mu_0) = \sigma_s^b \frac{1}{4\pi} \left(\frac{E'}{E} \right)^{1/2} \left(\frac{M}{2\pi T k^2} \right) \exp \left[-\frac{M}{2T k^2} \left(E - E' + \frac{k^2}{2M} \right)^2 \right], \quad (6)$$

gdzie

T — temperatura gazu,

$k^2 = E + E' - 2(E E')^{1/2} \mu_0$,

σ_s^b — przekrój czynny na rozpraszanie neutronów na jądrze nie-ruchomo związanym z nieskończoną masą,

M — masa jąder gazu.

Wykorzystanie wzoru (6) do równania termalizacji (1) nastrocza również nieprzezwyciężone trudności analityczne. Przyjęło się więc rozważać dwa asymptotyczne przypadki:

Przypadek 1. $M=1$. Jądro wodoru. Wtedy, jak to pokazali Wigner i Wilkins, można w przypadku ośrodka nieskończonego (z uwzględnieniem absorpcji $1/v$) sprowadzić równanie całkowite termalizacji do pewnego równania różniczkowego 2 rzędu.

Przypadek 2. $M \gg 1$. Aproksymacja ta nosząc ogólnie nazwę „modelu gazu ciężkiego“ okazała się narzędziem bardzo skutecznym, gdyż pozwala na rozwinięcie dowolnego przekroju na transfer w potęgach $1/M$ (Wilkins, Placzek, Wick, Corngold). Poza tym nawet w przypadku moderatora w postaci zwykłej wody efektywna masa protonów wynosi około 1,9, a nie jedność, można więc kusić się o rozwiązanie problemu stosując powyższą aproksymację.

Rozwijając ogólne wyrażenie na przekrój czynny (6) w potęgach $1/M$ otrzymujemy sposobem podanym przez Hurwitza

$$\sigma(E \rightarrow E', \mu_0) = \frac{1}{2} \sigma_s^b \delta(E' - E) + \frac{1}{2M} \sigma_s^b (E' + E_b) \left(\frac{E'}{E} \right)^{1/2} [\delta'(E' - E) + T \delta''(E' - E)] - \frac{\sigma_s^b}{M} \mu_0 E [\delta'(E' - E) + T \delta''(E' - E)],$$

gdzie δ' δ'' oznaczają odpowiednio pierwszą i drugą pochodną funkcji „delta“ względem E' . Ze względu na obecność pochodnych funkcji δ pod znakiem całki, równanie całkowite termalizacji (1) przechodzi w równanie różniczkowe drugiego rzędu o zmiennych współczynnikach. Podobnego rozwinięcia w potęgach $1/M$ dokonano dla przekroju na transfer energii neutronów rozpraszanych na kryształach ciała stałego.

WIDMO NEUTRONÓW TERMALIZUJĄCYCH SIĘ W OŚRODKU NIESKOŃCZONYM POCHŁANIAJĄCYM

Powyżej opisane metody aproksymacji zastosowane do opisu zjawiska termalizacji neutronów w ośrodku nieskończonym i pochłaniającym dały ciekawe rezultaty potwierdzające w zupełności obserwacje eksperymentalne.

Z ogólnej teorii spowalniania w obszarze pierwszym wiadomo, że dla „niskich“ energii, tzn. rzędu 1—100 eV widmo energetyczne neutronów przyjmuje w ośrodku nieskończonym kształt $\varphi(E) = \lambda/E$. Widmo to nosi nazwę widma Fermiego. Wynik zarówno numerycznego, jak i analitycznego całkowania równania różniczkowego termalizacji w obu wymienionych przypadkach asymptotycznych $M=1$ i $M \gg 1$ potwierdza tę zależność, uzupełniając widmo w kierunku niskich energii (a więc już w obszarze termalizacji) charakterystycznym widmem (tzw. „utwardzonym“) (rys. 3). Na skutek nierównomiernego pochłaniania typu $1/v$ w stanie ustalonym ubywa stale więcej neutronów w zakresie niższych energii w stosunku do liczby neutronów pochłanianych przy wyższych energiach. W rezultacie tego procesu, widmo przesuwa się ku wyższym energiom, zachowując swój quasi-maxwellowski kształt, aby potem płynnie przejść w widmo Fermiego już w obszarze pierwszym.

Części widma, która przypomina swym kształtem rozkład Maxwella, można przypisać pewną temperaturę. Istnieje szereg różnych definicji tej

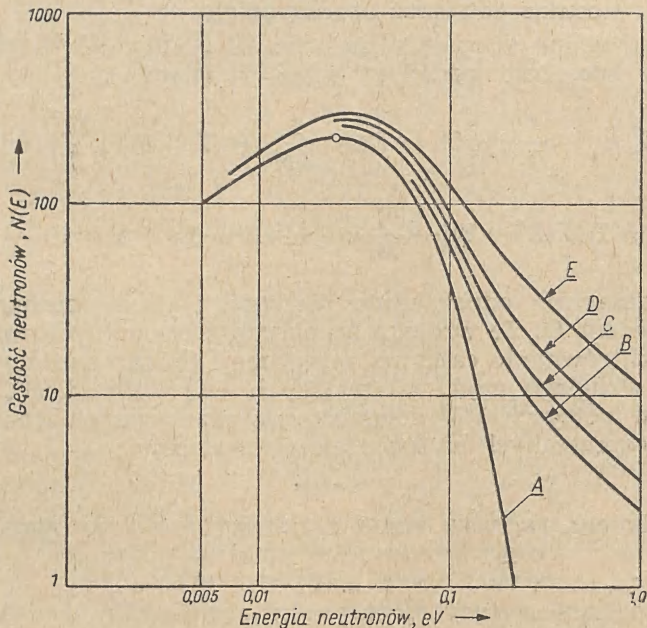
wielkości, które prowadzą do nieco różniących się wartości liczbowych. Najbardziej „fizyczną” definicję stanowi

$$T_n = \frac{\langle E \rangle_\varphi}{2},$$

gdzie $\langle E \rangle_\varphi$ oznacza średnią energię strumienia neutronów, lub

$$T_n = 2/3 \langle E \rangle_N,$$

gdzie $\langle E \rangle_N$ oznacza średnią energię rozkładu gęstości neutronów.



Rys. 3. Rozkład widmowy neutronów termicznych. A — rozkład Maxwellowski przy braku pochłaniania B, C, D, E — rozkłady widmowe neutronów przy różnych wartościach pochłaniania (w porządku rosnącym). Groty strzałek wskazują w przybliżeniu miejsce przejścia widma w rozkład Fermiego

Określenie temperatury neutronów ma zasadnicze znaczenie w procesie uśrednienia przekrojów czynnych na widmo neutronów dla uzyskania możliwie „prawdziwych” ilości interesujących nas reakcji jądrowych.

TERMALIZACJA NEUTRONÓW W OŚRODKU SKOŃCZONYM

W ośrodku o skończonych wymiarach strumień neutronów ze względu na istnienie „ucieczki” zależęć będzie również od współrzędnych przestrzennych i kątowych.

Jeżeli rozmiary układu są wystarczająco duże, tzn. rzędu co najmniej kilku długości dyfuzji $L = (D/\sigma_a)^{1/2}$, gdzie D oznacza współczynnik dyfuzji neutronów termicznych, wówczas możemy posłużyć się przybliżeniem

dyfuzyjnym, które zakłada izotropowy rozkład kątowy strumienia neutronów w dowolnym punkcie. Oczywiście przybliżenie to zawodzi w pobliżu granic układu, jak również w pobliżu źródeł.

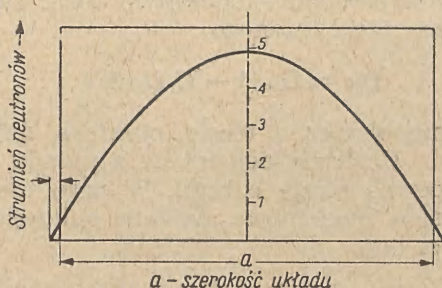
Równanie kinetyczne w przybliżeniu dyfuzyjnym przyjmuje postać:

$$-\frac{1}{v} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -D \nabla^2 \varphi + \Sigma_0 \varphi - \int_0^\infty \sigma(E' \rightarrow E) \varphi(E') dE' + \varphi(E) \int_0^\infty \sigma(E \rightarrow E') dE' - S.$$

Ciekawie zachowuje się rozkład przestrzenny strumienia neutronów w skończonym ośrodku po impulsie. W ośrodku nieskończonym, jak wiemy z poprzednich rozważań, na skutek nieodwracalności procesu dyfuzji rozkład ten dąży do rozkładu równomiernego w całej przestrzeni. W przypadku termalizacji neutronów w bryle moderatora o określonych skończonych wymiarach, asymptotyczną formą rozkładu jest tzw. pierwsza harmoniczna, będąca rozwiązaniem równania Helmholtza

$$\nabla^2 \varphi(r) + B^2 \varphi(r) = 0$$

dla danego kształtu geometrycznego bryły (rys. 4).



Rys. 4. Asymptotyczny rozkład przestrzenny strumienia neutronów termicznych w prostopadłościanie. Uwaga: Podobny rozkład istnieje w pozostałych dwóch kierunkach. Amplituda rozkładu maleje wykładniczo z czasem

W fizyce reaktorowej rozwinęły się od czasu I Konferencji Genewskiej metody impulsowe badania wielkości dyfuzyjnych, takich jak: D , L^2 , σ_a itp. Interpretacja teoretyczna metod impulsowych opiera się głównie na zdobycach teorii termalizacji. Jeżeli do równania (9) podstawimy rozwiązanie w postaci

$$\varphi(E, \underline{r}, t) = \varphi'(\underline{r}, E) e^{-\lambda t},$$

gdzie współczynnik λ oznacza charakterystyczną stałą zaniku czasowego mierzoną eksperymentalnie, wówczas otrzymujemy odpowiednie równanie na wartość własną λ . Zazwyczaj dąży się do rozwinięcia tej wielkości w szereg względem parametru geometrycznego układu B_0^2 , które otrzymujemy przez odpowiednie przedstawienie rozwiązania równania (9). Z rozwiązania powyższego wynika, że współczynniki rozwinięcia wielkości λ względem B_0^2 mają określony sens fizyczny

$$\lambda = \lambda_0 + \overline{D} B_0^2 - C B_0^2 + O(B_0^4),$$

gdzie

λ_0 — stała zaniku w ośrodku nieskończonym ($B_0^2 = 0$),

$\bar{D}$ — współczynnik dyfuzji w ośrodku nieskończonym (uśredniony na rozkład Maxwella widma),

C — współczynnik liczbowy, którego sens fizyczny wyjaśniony zostanie w następnym punkcie.

Mierząc doświadczalnie zależność λ od B_0^2 (tzn. zmieniając stałe wymiary układu) jesteśmy w stanie z charakteru uzyskanej zależności odczytać interesujące nas parametry σ_a , $\bar{D}$ i C .

ZJAWISKO „DIFFUSION COOLING“

Współczynnik C w rozwinięciu (10) interpretuje się jako wpływ zjawiska diffusion cooling na wartość stałej zaniku czasowego. Zjawisko powyższe polega na ustalaniu się, w wyniku „ucieczki“ neutronów z układu, rozkładu widmowego strumienia odpowiadającego temperaturze niższej od temperatury ośrodka moderującego. Innymi słowy, współczynnik dyfuzji w ośrodku skończonym różni się od tejże wartości obliczonej dla ośrodka nieskończonego

$$D_{sk} = D_{\infty} (1 - C_1 D_{sk} B_0^2).$$

Przybliżoną fenomenologiczną teorię zjawiska diffusion cooling podał G. von Dardel. Ucieczka neutronów z układu stanowi dla całego gazu neutronowego pewną stratę energii. W przeliczeniu na jeden neutron opuszczający bryłę moderatora według obliczenia podanego przez Beckurtsa wynosi ona

$$E_u = 1/2 T_0 + T^2 d(\ln D)/dT$$

przy założeniu, że rozkład energetyczny neutronów zbliżony jest do rozkładu Maxwellowskiego. Całkowita energia oddana przez „uciekające“ neutrony do otoczenia wyniesie

$$\frac{dE}{dt} = DB_0^2 (E_n - 3/2 T_0).$$

Ilość ta musi być skompensowana odpowiednim „przyływem“ energii z moderatora drogą „wymiany ciepła“ między moderatorem a gazem neutronowym w przybliżeniu proporcjonalnej do różnicy temperatur

$$-\frac{dE}{dt} = 3/2 (T_n - T_0).$$

W stanie równowagi obie te wielkości muszą być sobie równe:

$$DB_0^2 \left[T^2 \frac{d(\ln D)}{dT} \right]_{T=T_n} = \frac{3}{2} \gamma (T_0 - T_n).$$

Rozwiązanie powyższego przestępnego równania ze względu na niewiadomą T_n jest zarazem odpowiedzią na postawione pytanie.

Zazwyczaj temperatura neutronów T_n różni się niewiele od temperatury ośrodka, możemy więc wyrazić współczynnik dyfuzji w ośrodku skończonym korzystając z następującego rozwinięcia

$$D(T_n) = D(T_0) - (T_n - T_0) \left. \frac{dD}{dT} \right|_{T=T_0},$$

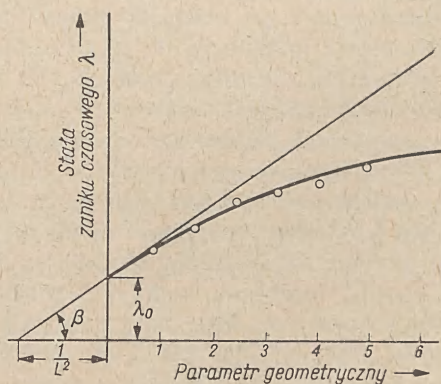
które po podstawieniu (14) daje wyrażenie na D i C

$$D(T_n) = D(T_0) - \frac{2}{3\gamma} T_n^2 \left(\frac{dD}{dT} \right)^2 \Big|_{T=T_0} B_0^2,$$

skąd

$$C = \frac{2}{3\gamma} T_n^2 \left(\frac{dD}{dT} \right)^2 \Big|_{T=T_0}.$$

Na doświadczalnie zdjętej przykładowej charakterystyce λ od B_0^2 (rys. 5) widać wyraźnie paraboliczny charakter zależności. Teoria zjawiska



Rys. 5. Zależność stałej zaniku czasowego od wartości parametru geometrycznego B_0^2 . Dla prostopadłościanu $B_0^2 = 1/a^2 + 1/b^2 + 1/c^2$; dla kuli $B_0^2 = 1/R^2$; o — punkty doświadczalne

chłodzenia dyfuzyjnego została ostatnimi czasy znacznie pogłębiona dzięki pracom K. S. Nelkina.

UWAGI KOŃCOWE

Przedstawiona powyżej problematyka obejmuje jedynie część zagadnień, którymi interesuje się teoria termalizacji. Teoria ta jest, jak już wspomniano, dopiero w początkach swego rozwoju, o czym może świadczyć fakt, że jak dotąd nie doczekała się pełnego monograficznego opracowania w rodzaju książki Davisona pt. *Teoria transportu neutronów*. Wiele problemów, jak np. zagadnienie rozkładu widmowego neutronów w ośrodku o zmiennej temperaturze (rdzeń reaktora — reflektor), zostało dopiero rozpoczętych (Kottwitz).

Szczepan Szczeniowski — *Fizyka Doświadczalna*, Część V. 2,
PWN, Warszawa 1960.

Jedynym do tej pory podręcznikiem akademickim, poświęconym zagadnieniom fizyki jądrowej, była na polskim rynku wydawniczym znana *Fizyka atomowa* E. W. Szpolskiego, a w szczególności jej tom drugi. Podręcznik ten, będący tłumaczeniem z języka rosyjskiego, mimo swych braków zarówno merytorycznych, jak i dydaktycznych, był dla studentów fizyki podstawowym źródłem wiedzy o jądrze. *Fizyka Atomowa* Szpolskiego została wydana w Moskwie w 1951 r. Od chwili ukazania się tej książki zwiększył się jednak znacznie nasz zasób wiedzy o jądrze i cząstkach elementarnych, przy czym rozwój fizyki w ubiegłym dziesięcioleciu wprowadził głęboko nieraz sięgające zmiany do naszego opisu zjawisk przyrody. A więc *Fizyka Atomowa* Szpolskiego zdążyła się już poważnie „zestarzeć“.

W tej sytuacji ukazanie się pierwszego, oryginalnego, polskiego podręcznika akademickiego — Część V, 2. *Fizyka Doświadczalna* Sz. Szczeniowskiego — poświęconego w całości fizyce jądra, nabiera szczególnego znaczenia. Znaczenie to polega nie tylko na pionierskim charakterze omawianej pozycji, ale przede wszystkim na tym, iż książka ta jest tak aktualna, jak tylko w naszych warunkach być może. Mam tu na myśli fakt, iż wiele zagadnień omawia Sz. Szczeniowski na podstawie prac oryginalnych, z których „najmłodsze wiekiem“ zostały opublikowane w 1957 r. Zważywszy, że polski cykl produkcji podręcznika akademickiego trwa 2—3 lata, uznać należy, iż książka Szczeniowskiego ma walor maksymalnej w naszych warunkach aktualności.

Omawiana pozycja zawiera olbrzymi i aktualny materiał informacyjny. O szerokim zakresie poruszanych w niej zagadnień świadczy poniższy spis rozdziałów: rozdz. VIII — Podstawowe własności jąder atomowych, rozdz. IX — Promieniotwórczość naturalna, rozdz. X — Reakcje jądrowe, rozdz. XI — Neutrony, rozdz. XII — Składniki jądra atomu i ich wzajemne oddziaływania, rozdz. XIII — Budowa jądra atomowego, rozdz. XIV — Rozszczepianie najcięższych jąder; wyzwalamie energii jądrowej na wielką skalę; energetyka jądrowa, rozdz. XV — Promienie kosmiczne (numeracja rozdziałów zaczyna się od rozdziału VIII, gdyż omawiana Część V, nosząca podtytuł *Fizyka Jądrowa*, stanowi drugą część *Fizyki atomowej* tegoż autora).

Materiał wyłożony jest w sposób systematyczny, przy czym autor ilustruje go wieloma rysunkami, wykresami oraz tablicami.

Język książki jest, mimo swej zwięzłości, a niekiedy nawet lapidarności, bardzo jasny, co naturalnie stanowi jej dużą zaletę dydaktyczną.

Przy omawianiu wielu zagadnień autor nie ogranicza się tylko do opisu zjawisk i metod pomiarowych, ale w wielu miejscach rozważania jakościowe uzupełnia

szkicem rachunkowym. Jasną jest rzeczą, że taki właśnie sposób podawania materiału sprzyja jego głębszemu rozumieniu. I tak np. zagadnienia związane z rozpadami α , β , oraz z reaktorami uzupełnione są odpowiednimi rozważaniami teoretycznymi. Autor omawia również obalenie zasady zachowania parzystości w słabych sprzężeniach i wiążące się z tym doświadczenia Wu, rozmaite modele jądra, a także poświęca wiele uwagi kontrolowanym reakcjom termojądrowym, przytaczając opis działania słynnego już dziś urządzenia ZETA. Ponadto książka zawiera informacje dotyczące natężenia promieniowania kosmicznego na wysokościach od 200 do 1500 km, uzyskane za pomocą sputników amerykańskich i radzieckich. Powyższe, wyrywkowo wybrane przeze mnie zagadnienia, świadczą dobitnie o aktualności omawianej książki.

Autor w sposób obiektywny przedstawia ostatnie osiągnięcia fizyki oddając Zachodowi to co zachodnie, a Wschodowi to co wschodnie.

W rozdziale poświęconym promieniowaniu kosmicznemu autor omawia odkrycie hyperfragmentów dokonane przez fizyków polskich M. Danysza i J. Pniewskiego podkreślając tym samym wkład Polaków do tej dziedziny fizyki.

Omawiana książka jest w zasadzie pomyślana jako podręcznik akademicki. Adresowana jest więc głównie do studentów starszych lat fizyki. Może być ona również z powodzeniem podstawą ich prac seminaryjnych z fizyki doświadczalnej.

Książka ta może być także wielką pomocą dla inżynierów pracujących w technice jądrowej. Trudno byłoby w tej chwili przecenić jej znaczenie, wydaje się jednak, że jak na podręcznik akademicki książka jest zbyt obszerna. Książka zaopatrzona jest w szczegółowy indeks nazwisk oraz indeks rzeczowy. Wydało ją bardzo starannie Państwowe Wydawnictwo Naukowe.

Bohdan Karczewski

Nuclear Hazards Newsletter

Decyzją Zgromadzenia Ogólnego Światowej Federacji Pracowników Nauki, które obradowało we wrześniu 1959 r. w Warszawie postanowiono wydawać regularny biuletyn zawierający ważniejsze oświadczenia oraz sprawozdania z działalności związanej z problemami energii jądrowej, zakazu broni jądrowej i prób z tą bronią. Przypada nam, że Federacja, która od chwili swego powstania rozpoczęła i uparcie kontynuuje działalność na rzecz zakazu broni jądrowej, ma prawo być szczególnie zainteresowana postępem i zasięgiem, jaki posiada zainicjowany między innymi przez nią ruch. Aczkolwiek bowiem porozumienie międzynarodowe w sprawie zakazu prób, a następnie rozbrojenia jądrowego, ku powszechnemu ubolewaniu nie zostało jeszcze zawarte, to wypada stwierdzić, że ruch na rzecz jego zawarcia staje się coraz powszechniejszy. Stanowi więc na pewno powód do zadowolenia, a także pewnego rodzaju komplement dla ŚFPN, że utraciła już dawno monopol w akcji występowania przeciw przygotowywaniu wojny jądrowej oraz obiektywnego informowania najszerszej opinii publicznej o tragicznych skutkach takiej wojny (p. broszura *Unmeasured Hazards* opublikowana w tłumaczeniu polskim w Nr 4 (20) „Nauki Polskiej“).

W obecnej więc sytuacji wydało się celowe systematyczne zbieranie materiałów dotyczących problemów broni jądrowej publikowanych na całym świecie.

Publikację biuletynu rozpoczęto w 1960 r. i do sierpnia br. otrzymaliśmy dwa pierwsze numery wydawnictwa.

W wstępie do pierwszego numeru czytamy, iż materiał jest publikowany bez zmian dokonywanych przez redakcję, i że zawierać może dokumenty nie zawsze odzwierciedlające poglądy i stanowisko Federacji. Biuletyn rozsyłany jest do organizacji członkowskich i materiał, który zawiera może być wykorzystywany w sposób, jaki organizacje członkowskie uznają za właściwy.

Materiał pierwszego numeru wydanego w marcu 1960 r. zawiera dokumenty związane z toczącą się wówczas w Genewie dyskusją na Konferencji obradującej nad porozumieniem o zakazie prób z bronią jądrową. Oprócz jednobrzmiących listów Prezesa Federacji do kierowników delegacji J. Wadswortha, sir M. Wrighta, S. K. Carapkina, precyzujących poglądy Federacji na problemy dyskutowane na konferencji, znajdujemy również artykuł znanych fizyków radzieckich zamieszczony w „Prawdzie“, wyjaśniający istotę rozbieżności między ZSRR i USA w sprawie wybuchów podziemnych, a także artykuł z „N.Y. Herald Tribune“ przedstawiający poglądy rządu kanadyjskiego na problem zakazu prób jądrowych.

Zwraca uwagę oświadczenie III konferencji okrągłego stołu Wschód-Zachód obradującej w lutym w Pałacu Westminsterskim oraz sprawozdanie z działalności stałego Komitetu Pugwash. W sprawie francuskich prób atomowych przytoczono z Indii m. in. oświadczenia Premiera Nehru, prof. Homi Bhabba oraz Sanjiva Reddy — Przewodniczącego Hinduskiego Kongresu Narodowego cytowane za „Times of India“ oraz z Francji komunikat Syndykatu pracowników atomowych. Numer 1 kończy list prof. E. H. S. Burhopa — redaktora Biuletynu zamieszczony w londyńskim „Times'ie“.

Numer drugi Biuletynu z datą lipiec 1960 r. zawiera m. in. pełne teksty radzieckich propozycji ogólnego i całkowitego rozbrojenia przedłożonych 3 czerwca 1960 r. oraz amerykańskich propozycji rozbrojeniowych z 27 czerwca 1960 r. Znajdujemy w nim również wspólną deklarację dotyczącą prób jądrowych wydaną przez prezydenta Eisenhowera i premiera Macmillana w Camp David w dniu 29 marca 1960 r. oraz oświadczenie S. K. Carapkina przynoszące odpowiedź radziecką na wymienioną deklarację. Poza rezolucjami rozbrojeniowymi z Australii, Mongolii, Francji, Japonii zwrócimy uwagę na dokumenty SFPN związane z przygotowywaną paryską konferencją na szczycie w maju br. Składają się na nie list oraz memorandum przygotowane do wręczenia szefom rządów. Z uwagi na załamanie się konferencji dokumenty te zostały opublikowane. Dając wyraz poczuciu szczególnej odpowiedzialności jaką ponoszą uczeni, memorandum stwierdza: „...my uczeni zapewniamy Pana o naszym serdecznym poparciu dla wszelkich środków, które usunąć mogą śmiertelne niebezpieczeństwo oraz popierać sprawiedliwość i dobro.... Uważamy za sprawę zasadniczą, aby pewne szczególnie delikatne sprawy w stosunkach międzynarodowych zostały postawione i aby nawet wówczas, jeśli nie byłoby możliwe ich bezpośrednie rozwiązanie, stało się powszechnie uznane, że dalsze ich załatwianie odbywać się będzie bez odwoływania się do użycia siły“.

W dalszym ciągu memorandum zwraca uwagę na wyjątkową ważność problemu niebezpieczeństwa wojny jądrowej i jako dobry przykład dyskusji prowadzącej do porozumienia przytacza pozytywne wyniki obrad Genewskiej Komisji Ekspertów technicznych oraz zawarcie porozumienia w sprawie Antarktydy „Wydaje się nam

i konieczne i możliwe, aby badanie problemów międzynarodowych było przeprowadzane w duchu dyskusji naukowej i przy pomocy metody naukowej" — podkreśla dokument.

Nowy biuletyn Federacji ma wszelkie dane, aby stać się ciekawym i pożytecznym wydawnictwem. Jego pierwsze dwa numery, które tu pokrótce omówiliśmy umacniają to przekonanie. Byłoby dobrze, aby materiały zawarte w Biuletynie były wykorzystywane w jak najszerszym stopniu, co byłoby z pewnością ułatwione przez prawidłowy kolportaż wydawnictwa pomiędzy redakcje pism oraz biblioteki uczelni i instytutów.

Jacek Kornacki

TREŚĆ

Włodzimierz Zonn — O współczesnej kosmogonii	259
Michał Śmiałowski — Nietrwałe wodorki metali grupy żelaza	267
Roman Teisseyre, Bożenna Wojtczak — Wykrywanie podziemnych wybuchów jądrowych za pomocą metod sejsmicznych	275
J. G. Growther — Towarzystwo Królewskie w Londynie	283
Zbigniew Weiss — Współczesna problematyka termalizacji neutronów . . .	291

RECENZJE

Bohdan Karczewski, Szczepan Szczeniowski — Fizyka Doświadczalna Część V.2	303
Jacek Kornacki — Nuclear Hazards Newsletter	304

**Warunki prenumeraty czasopisma pt.
KOSMOS Seria B — Kwartalnik**

Cena w prenumeracie zł 60,— rocznie, 30,— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch“, Warszawa, ul. Srebrna 12, konto PKO Nr I-6-100.020.

2. Urzędy pocztowe.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO Nr I-6-100.024.

Bieżące numery do nabycia w księgarniach naukowych „Dom Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

REDAKCJA

zawiadania

P. T. CZYTELNIKÓW

że już od dn. 15.XI.60 r. zamówienia na prenumeratę na rok 1961 przyjmują: Centrala Kolportażu „Ruch“ Warszawa, Srebrna 12 konto PKO nr 1-6-100.02, oraz w całym kraju urzędy pocztowe, listonosze i delegatury „Ruchu“. Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopism

Cena rocznego abonamentu wynosi zł 60.—, półrocznie zł 30.—