

ANNALES
UNIVERSITATIS MARIAE CURIE-SKŁODOWSKA
LUBLIN — POLONIA

VOL. XLIX, 16

SECTIO AAA

1994

Instytut Fizyki UMCS
Pracownia Oddziaływań Nadsubtelnych UMCS

Mieczysław BUDZYŃSKI

Zastosowanie metod jądrowych do badania ciał stałych

The Application of Nuclear Methods in Solid State Investigation

WSTĘP

W latach sześćdziesiątych w naszym ośrodku prowadzono badania z zakresu spektroskopii jądrowej. Zintensyfikowanie tych prac nastąpiło po nawiązaniu współpracy ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej. W roku 1963 rozpoczęły się systematyczne wyjazdy naszych pracowników do Dubnej oraz sprowadzanie stamtąd radioaktywnych źródeł do pomiarów w Lublinie. Wyznaczano kwantowe charakterystyki stanów wzbudzonych jąder atomowych metodą korelacji kierunkowych *gamma-gamma* i *beta-gamma*. W roku 1968 włączyliśmy się do prac w ramach programu Jasnapp-1. W rok później do Dubnej została przewieziona aparatura do pomiaru korelacji kierunkowych *gamma-gamma* zbudowana w Lublinie. Pomiarzy z dziedziny spektroskopii jądrowej członkowie naszej grupy wykonywali w ZIBJ dla izotopów o krótkim okresie połowicznego zaniku (od około 20 minut do kilku dni), a w Lublinie dla izotopów o dłuższym czasie życia — sprowadzanych z Dubnej. Do badań zaangażowano dużą grupę fizyków, w skład której wchodził: Jan Wawryszczuk, Jan Sarzyński, Edward Krupa, Wiktoria Tańska-Krupa, Halina Niezгода, Mieczysław Budzyński — z profesorami Włodzimierzem Żukiem i Mieczysławem Subotowiczem na czele.

Istotnym rozszerzeniem problematyki badawczej było rozpoczęcie w roku 1974 pomiarów całkowitych zaburzonych korelacji kierunkowych $\gamma - \gamma$. Pozwoliło to na wyznaczenie momentów magnetycznych jąder atomowych lub

wewnętrznych pól magnetycznych (gradientów pól elektrycznych) w ciałach stałych. Rezultatem tych badań było ponad sto publikacji naukowych oraz kilkanaście prac doktorskich naszych pracowników: Tomasza Goworka, Jana Wawryszczuka, Edwarda Krupy, Jana Sarzyńskiego, Mieczysława Budzyńskiego, Wiktorii Tańskiej-Krupy, Haliny Niezgody i członków lubelskiej grupy w Dubnej — obywateli innych krajów: Christo Fuji, Amredina Chalikułowa, Isabeka Cholbajewa, Taira Chazratowa, Olega I. Koczetowa oraz rozprawa habilitacyjna dr. Budzyńskiego.

Jakościową zmianą było rozpoczęcie pomiarów różniczkowych zaburzonych korelacji kierunkowych $\gamma - \gamma$ w ^{181}Ta . Izotop ten, wytwarzany w reaktorze jądrowym jest stosunkowo tani i znakomicie nadaje się do badania lokalnego otoczenia próbników jądrowych w laboratoriach, w których nie ma akceleratora do produkcji izotopów promieniotwórczych.

ODDZIAŁYWANIA NADSUBTELNE

Oddziaływanie momentów magnetycznych i elektrycznych jąder atomowych z polami zewnętrznymi nazywane jest oddziaływaniem nadsubtelnym. Energię oddziaływania nadsubtelnego można, w ogólnej postaci, zapisać następująco:

$$E_{hfi} = E_{\mathcal{E}0} + E_{M1} + E_{M2} + E_{\mathcal{E}2} \dots \quad (1)$$

Energia oddziaływania monopolowego $E_{\mathcal{E}0}$ jądra o ładunku Ze zależy od gęstości elektronów typu s w obszarze jądra atomowego — $|\Psi_s(0)|^2$ oraz średniego promienia kwadratowego jądra — $\langle r^2 \rangle$

$$E_{\mathcal{E}0} = 2/3 \pi Z e^2 |\Psi_s(0)|^2 \langle r^2 \rangle. \quad (2)$$

Oddziaływanie momentu magnetycznego jądra

$$\mu = g \mu_N I \quad (3)$$

z polem magnetycznym H wnosi do jądra atomowego dodatkową energię, która rozszczepia jego stany o spinie I na szereg podpoziomów znakowanych magnetyczną liczbą kwanową m :

$$E_{M1} = -g \mu_N H m. \quad (4)$$

W wyrażeniach powyższych g oznacza czynnik giromagnetyczny jądra, μ_N magneton jądrowy.

Energię oddziaływania spektroskopowego momentu kwadrupolowego jądra atomowego Q_s z osiowo symetrycznym ($V_{xx} = V_{yy}$) gradientem V_{zz} pola elektrycznego określa następujące wyrażenie:

$$E_{\mathcal{E}2} = \frac{e Q_s V_{zz}}{4I(2I-1)} [3m^2 - I(I+1)]. \quad (5)$$

W przypadku, kiedy gradient pola elektrycznego nie jest osiowo symetryczny, $E_{\mathcal{E}2}$ zależy również od parametru asymetrii

$$\eta = \frac{|V_{xx} - V_{yy}|}{V_{zz}}. \quad (6)$$

Jeśli kolejne człony wyrażenia (1) istnieją, to ich wpływ na energię oddziaływania nadsubtelnego jest znikomy.

Energia oddziaływania nadsubtelnego wynosi około 10^{-7} eV. Tak małe zmiany energii jądra atomowego mogą być mierzone z zastosowaniem metody różniczkowych zaburzonych korelacji kierunkowych (TDPAC), efektu Mössbauera (ME), jądrowego rezonansu magnetycznego (NMR), orientacji jąder atomowych (NO), spektroskopii laserowej (LS). Z pomiarów E_{hf} można wyznaczyć wielkości charakteryzujące jądro atomowe: $\langle r^2 \rangle$, μ , Q_s lub wielkości charakteryzujące lokalne otoczenie próbników jądrowych: H , V_{zz} , η oraz względne zmiany $|\Psi_s(0)|^2$, które zawierają informację o wiązaniu chemicznym próbника jądrowego.

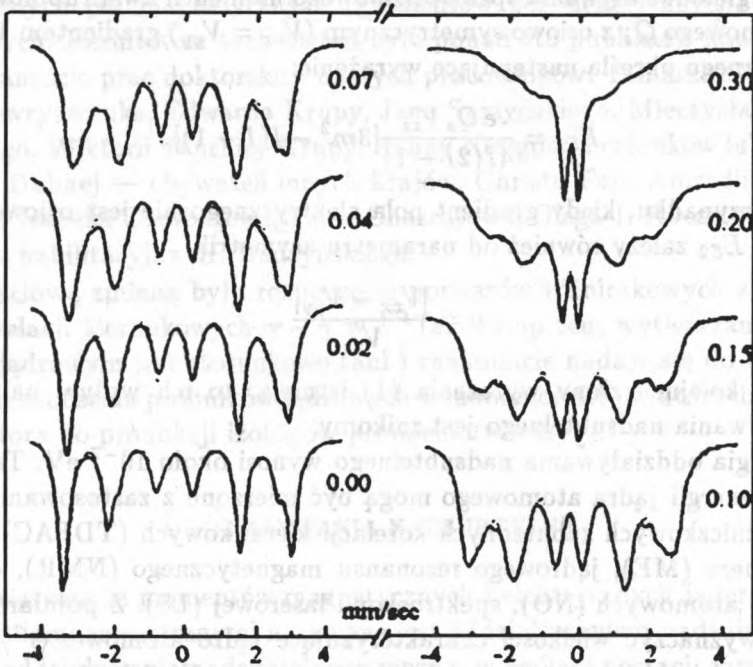
PRZYKŁADOWE ZASTOSOWANIE SPEKTROSKOPII MÖSSBAUEROWSKIEJ DO BADANIA ZWIĄZKÓW $Zr(Fe_{1-x}Ni_x)_2$

Możliwości badania ciał stałych, jakie stwarzają pomiary oddziaływań nadsubtelnych pokażemy na przykładzie związków typu $ZrFe_2$. Prześledzimy zmiany spowodowane zastąpieniem części atomów żelaza przez niemagnetyczne atomy Al i Si [1, 2], a także zmiany, jakie w takich związkach powodują magnetyczne atomy Ni [3]. W modelu pasmowym żelazo zaliczane jest do słabych, niklu zaś do silnych ferromagnetyków.

Do pomiaru pól wewnętrznych w krystalograficznych położeniach Fe wykorzystano spektroskopię mössbauerowską ^{57}Fe . Zmierzone widma pokazane są na Ryc. 1.

W wyniku opracowania tych widm znaleziono wartości: wewnętrznych pól magnetycznych — Ryc. 2, oddziaływań monopolowych i kwadrupolowych — Ryc. 3 w zależności od składu chemicznego próbki.

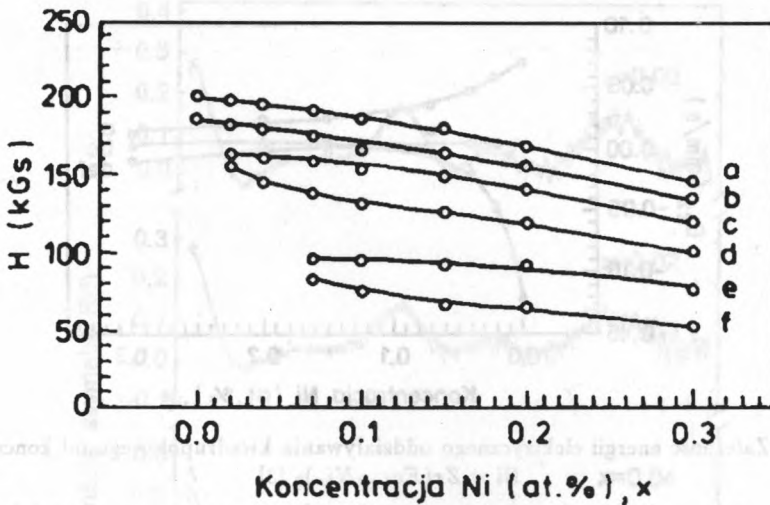
Oddziaływanie monopolowe (a dokładniej przesunięcie izomeryczne, jako że pomiary mają charakter względny; w naszym przypadku za wzorzec służy



Ryc. 1. Widmo mössbauerowskie ^{57}Fe w $\text{Zr}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2$ [3]

α -Fe) jest dla wszystkich próbek stale i wynosi $-0,17$ mm/s. Jest to zrozumiałe, jako że atomy Fe i Ni (lokujące się w położeniach krystalograficznych żelaza) różnią się konfiguracją elektronów $3d$, których pośredni wpływ na gęstość elektronów typu $3s$ jest znikomy.

Na Ryc. 2 pokazano wartości magnetycznych pól nadsubtelnych na jądrach ^{57}Fe w badanych próbkach w zależności od zawartości niklu. W czystym ZrFe_2 występują dwa magnetycznie nieekwiwalentne położenia żelaza, to jest położenia I i II. Krzywe a i b przedstawiają zmiany wartości wewnętrznych pól magnetycznych w tych położeniach w przypadku, gdy najbliższe otoczenie próbника jądrowego nie ulega zmianie, to jest otacza go 6 innych atomów Fe. Stosunek amplitud składowych pola magnetycznego (stosunek obsadzeń pól I i II w ZrFe_2 wynosi $3 : 1$. Wraz ze wzrostem zawartości niklu w próbkach stosunek amplitud składowych odpowiadających wyższym i niższym wartościom pola magnetycznego systematycznie maleje i dla $x = 0,30$ wynosi $0,8 : 1$. Stąd wynika, że dla atomów niklu korzystniejsze energetycznie jest położenie w podstawach czworościanów utworzonych przez atomy żelaza w komórce elementarnej sieci krystalicznej (położenia I) niż w wierzchołkach (położenia II).

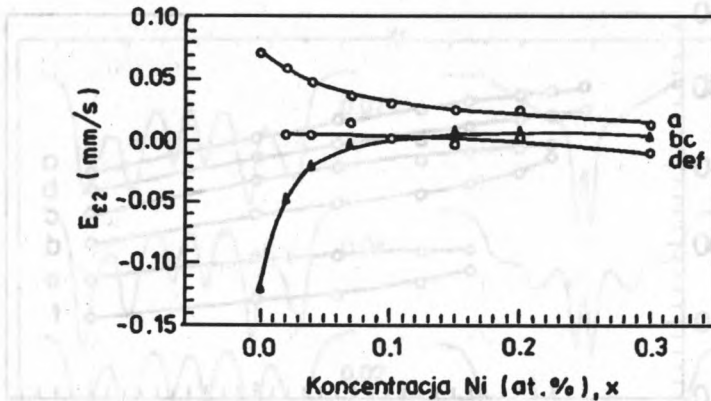


Ryc. 3. Zależność energii elektrycznego oddziaływania kwadrupolowego od koncentracji od Ni w $Zr(Fe_{1-x}Ni_x)_2$ [3]

Krzywe c i d są analogiczne do a i b, ale tutaj próbnik jądrowy w położeniach I i II otacza 5 atomów Fe i 1 atom Ni. Podobnie krzywe e i f przedstawiają wartości wewnętrznych pól magnetycznych na jądrach ^{57}Fe w dwu magnetycznie nieekwiwalentnych położeniach w przypadku, gdy w najbliższym sąsiedztwie znajdują się 4 atomy Fe i 2 atomy Ni.

Różnica pomiędzy krzywymi a i c lub b i d wynosi średnio 33 kGs. Spowodowana jest ona zamianą 1 atomu Fe na atom Ni. Zastanawiające jest to, że takie samo obniżenie wartości nadsubtelnego pola magnetycznego w badanych związkach wywołuje podstawienie 1 atomu Fe przez niemagnetyczny atom Al lub Si [1, 2] i przez magnetyczny atom Ni. Oznaczać to może, iż w związkach typu $ZrFe_2$ dominującą rolę w kreowaniu nadsubtelnych pól magnetycznych odgrywa polaryzacja elektronów przewodnictwa, która nie zależy od typu atomów podstawiających Fe — pod warunkiem, że podstawień tych jest niezbyt dużo. Można przypuszczać, że zastąpienie trzeciego atomu Fe przez Ni spowoduje obniżenie pola magnetycznego o około 70–100 kGs. Może to doprowadzić do wystąpienia obszarów o zerowym polu magnetycznym.

Zależność energii elektrycznego oddziaływania kwadrupolowego od koncentracji Ni oraz powiązanie go z lokalnym otoczeniem ^{57}Fe pokazane jest na Ryc. 3. Widać, że przy małej koncentracji niklu ($x < 0,05$), gdy atom Fe nie ma w swoim najbliższym sąsiedztwie atomów Ni (krzywe a i b) lub posiada tylko 1 atom Ni, ale sam jest ulokowany w położeniu I (krzywa c), bezwzględne wartości $E_{\mathcal{E}2}$ są stosunkowo duże. Przy większej koncentracji atomów Ni wokół próbnika jądrowego energia oddziaływania kwadru-

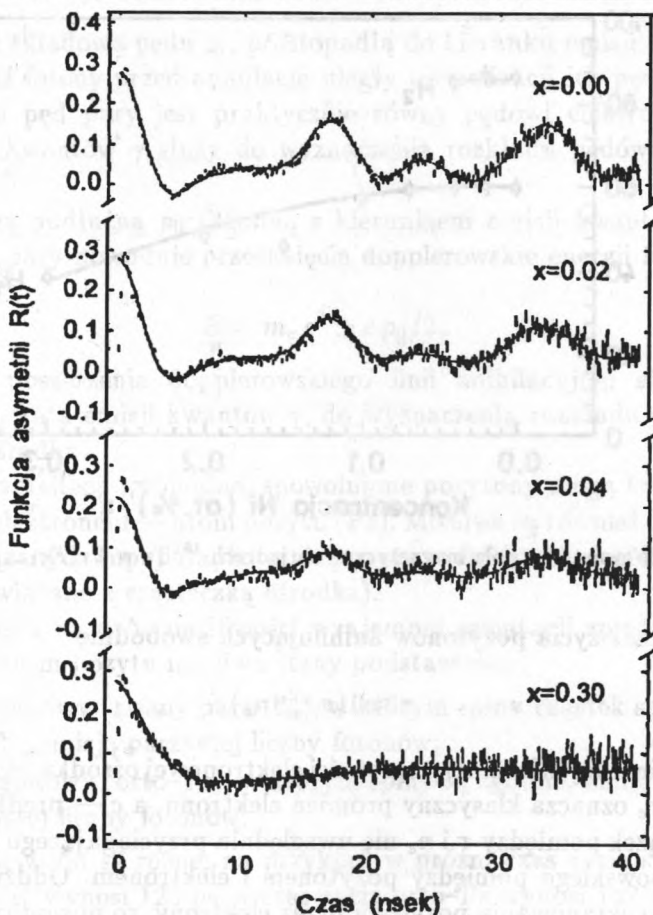


Ryc. 3. Zależność energii elektrycznego oddziaływania kwadrupolowego od koncentracji Ni w $Zr(Fe_{1-x}Ni_x)_2$ [3]

polowego zbliża się do zera. To zjawisko jest prawdopodobnie związane ze zmniejszaniem się stałej sieci badanych próbek wraz ze wzrostem zawartości niklu [3].

PRZYKŁADOWE ZASTOSOWANIE METODY ZABURZONYCH KORELACJI KIERUNKOWYCH DO BADANIA ZWIĄZKÓW $Zr(Fe_{1-x}Ni_x)_2$

Pomiar oddziaływań nadsztylnych w położeniach Zr możliwy jest metodą zaburzonych korelacji kierunkowych $\gamma - \gamma$. Atomy domieszkowe radioaktywnego ^{181}Ta , z racji podobieństwa chemicznego, powinny obsadzać położenia krystalograficzne charakterystyczne dla atomów Zr. Zmierzone widma precesji spinowej pokazane są na Ryc. 4. Na ich podstawie wyznaczono składowe magnetycznych pól nadsztylnych (Ryc. 5). Jak widać, na próbniki jądrowe ^{181}Ta działają dwa pola magnetyczne H_1 i H_2 . Wartości składowej H_1 pozostają stałe dla $x \leq 0,05$, a dla $x \geq 0,07$ maleją. Uważamy, że składowa H_1 związana jest z próbnikami ^{181}Ta (Hf) obsadzającymi położenia Zr. Wyniki te staną się zrozumiałe, jeśli przypomnimy, że pole magnetyczne w położeniach Zr indukowane jest przez magnetyczne atomy Fe oraz w naszym przypadku Ni. Dla $x \leq 0,07$ ponad 79 % (co wynika z rozkładu dwumianowego) próbników jądrowych ma w swoim najbliższym otoczeniu nie więcej niż 1 atom Ni. Obecność tylko 1 atomu Ni nie zmienia momentu magnetycznego indukowanego w położeniach Zr i dlatego H_1 pozostaje stałe. Z przeprowadzonych przez nas pomiarów TDPAC oraz dostępnych danych w literaturze wynika, że nie jest możliwa w chwili obecnej jednoznaczna interpretacja składowej H_2 . Stosunkowo duża wartość jej amplitudy nakazuje związać ją z próbnikami obsadzającymi położenia Fe.

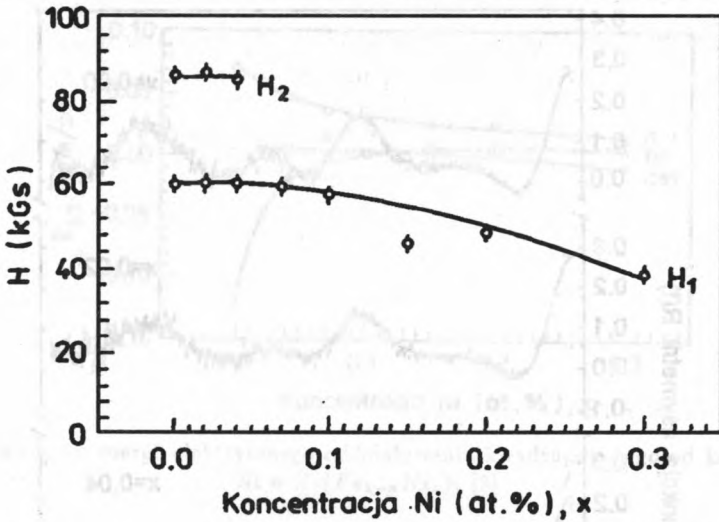


Ryc. 4. Widmo precesji spinowej ^{181}Hf w $Zr(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2$ [3]

WPROWADZENIE DO ANIHILACJI POZYTONÓW W CIAŁACH STAŁYCH

Badania anihilacji pozytonów rozpoczął w naszym ośrodku Profesor Tomasz Goworka w roku 1973. Rezultatem tych badań jest kilkadziesiąt publikacji oraz 4 rozprawy doktorskie: Czesława Rybki, Wiesława Gustawa, Renaty Wasiewicz, Waldemara Górniaka, a także rozprawa habilitacyjna prof. Goworka.

Pozytony emitowane np. w rozpadzie promieniotwórczym β^+ ^{22}Na tracą swoją energię w wyniku oddziaływania z materią głównie poprzez jonizację i wzbudzenie cząsteczek ośrodka. Proces termalizacji pozytonów trwa około 10^{-12} s. Po spowolnieniu pozytony mogą anihilować swobodnie w zderzeniach z elektronami lub w niektórych ośrodkach (gazy, ciecze, izolatory) utworzyć stan związany z elektronem — atom pozytu.



Ryc. 5. Wewnętrzne pola magnetyczne na jądrach ^{181}Ta w $\text{Zr}(\text{Fe}_{1-x}\text{Ni}_x)_2$ [3]

Średni czas życia pozytonów anihilujących swobodnie

$$\tau \approx 1/(\pi r_e^2 c n_e) \quad (7)$$

daje bezpośrednią informację o gęstości elektronowej ośrodka — n_e . W wyrażeniu tym r_e oznacza klasyczny promień elektronu, a c — prędkość światła. Prosty związek pomiędzy τ i n_e nie uwzględnia przyciągającego oddziaływania kulombowskiego pomiędzy pozytonem i elektronem. Oddziaływanie to prowadzi do ekranowania pozytonu przez elektrony, co powoduje wzrost gęstości elektronowej w jego otoczeniu (w stosunku do wartości równowagowej n_e w ośrodku). Obliczenia uwzględniające te efekty możliwe do przeprowadzenia są jednak trudne, jako że problem wielu ciał dobrze opracowany jest tylko dla gazu elektronów prawie swobodnych.

Innym źródłem informacji o stanie dwukwantowo anihilującego układu elektron–pozyton są pomiary kąta emisji i energii fotonów anihilacyjnych. W układzie odniesienia, w którym para e^+e^- jest w spoczynku, anihilacja dwukwantowa zachodzi z emisją fotonów o identycznych energiach:

$$E = m_e c^2, \quad (8)$$

w dokładnie przeciwnych kierunkach. Natomiast niezerowy pęd pary powoduje odchylenie od kolinearnego rozkładu fotonów. Miarą tego odchylenia jest niewielki kąt ϑ

$$\vartheta = p_l/m_e c \quad (9)$$

związany ze składową pędu p_l , prostopadłą do kierunku emisji kwantów.

Ponieważ fotony przed anihilacją uległy termalizacji ich pędy są bliskie zeru. Zatem pęd pary jest praktycznie równy pędowi elektronu. Pomiar kąta emisji kwantów γ służy do wyznaczenia rozkładu pędów elektronów w ośrodku.

Składową podłużną $p_{||}$ (zgodną z kierunkiem emisji kwantów γ) pędu anihilującej pary powoduje przesunięcie dopplerowskie energii fotonów anihilacyjnych

$$E = m_e c^2 \pm c p_{||}/2. \quad (10)$$

Pomiar poszerzenia dopplerowskiego linii anihilacyjnej służy, razem z rozkładem kąta emisji kwantów γ , do wyznaczenia rozkładu pędów elektronów w ośrodku.

Oprócz anihilacji swobodnej spowolnione pozytony mogą tworzyć stany związane z elektronem — atom pozytu (Ps). Możliwe są również inne rodzaje stanów związanych (np. pułapkowanie pozytu w defektach sieci krystalicznej lub stany związane z cząsteczką ośrodka).

Ze względu na dwie możliwości wzajemnej orientacji spinów pozytonu i elektronu atom pozytu ma dwa stany podstawowe:

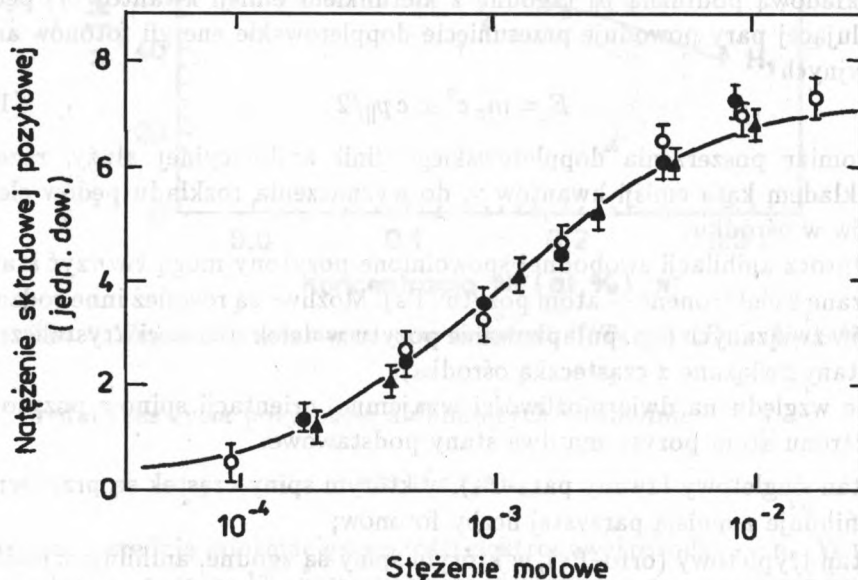
- stan singletowy (zwany para-Ps), w którym spiny cząstek są przeciwne, anihiluje z emisją parzystej liczby fotonów;
- stan trypletowy (orto-Ps), w którym spiny są zgodne, anihiluje z emisją nieparzystej liczby fotonów.

Ich czasy życia są różne, na przykład w próżni czas życia stanu singletowego (p-Ps) wynosi 125 ps, a czas życia orto-Ps wynosi 142 ns. Te czasy życia ulegają znacznej zmianie kiedy atom pozytu tworzy się w ośrodku materialnym. Oddziaływanie z materią prowadzi do znacznego skrócenia czasu życia stanu trypletowego (tzw. proces *pick-off*); w paramagnetykach następuje zmiana stosunku orto do para-pozytu (poprzez odwrócenie spinu elektronu Ps).

Już to pobieżne przedstawienie procesu anihilacji pozytonów pokazuje, że pomiary: czasów życia pozytonów w ośrodku; rozkładów kątowych kwantów anihilacyjnych; poszerzenia dopplerowskiego linii anihilacyjnej; prawdopodobieństwa anihilacji trójkwantowej zawierają istotne informacje o substancji, w której ten proces zachodzi.

PRZYKŁADOWE DANE O OŚRODKACH MOLEKULARNYCH UZYSKANE
METODĄ ANIHILACJI POZYTONÓW

W naszym ośrodku badaniami anihilacji pozytonów w kryształach molekularnych zajmuje się Zakład Fizyki Jądrowej, którego kierownikiem jest profesor Tomasz Goworek.



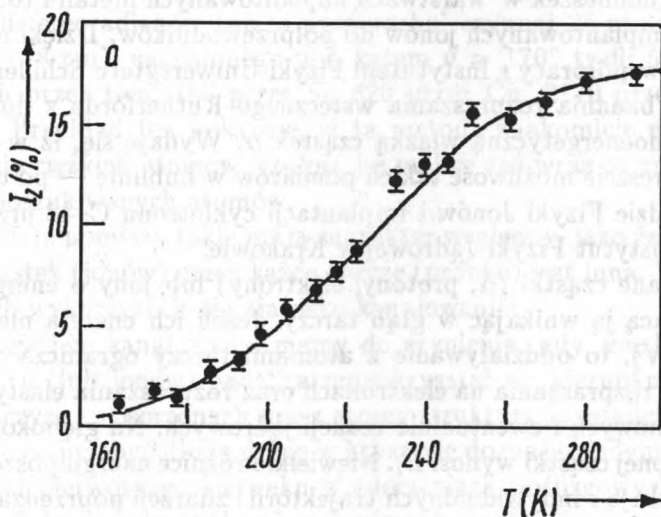
Ryc. 6. Natężenie składowej pozytonowej jako funkcja stężenia domieszki antracenu (kółka) lub benzofluorenu (trójkąty w p-terfenylu)

Przedmiotem badań były zjawiska anihilacji w ośrodkach molekularnych, głównie krystalicznych. W odróżnieniu od poprzedników, zajmujących się procesami chemicznymi warunkującymi tworzenie się pozytu, zespół prof. Goworka zwrócił uwagę na czynniki fizyczne, przede wszystkim rolę defektów typu objętości swobodnej jako centrów tworzenia się i pułapowania pozytu.

Wykazano, że tymi centrami mogą być objętości swobodne obok obcych molekuł wbudowanych w strukturę krystaliczną ośrodka, o ile rozmiary molekuly obcej są mniejsze niż głównego składnika. W wielu czystych kryształach związków aromatycznych pozyt nie tworzy się, natomiast wprowadzenie domieszek powoduje wzrost natężenia składowej pozytonowej rosnący wraz ze stężeniem domieszki, od zera do pewnej wartości nasycenia. Jeżeli pozyt lokuje się w sąsiedztwie obcych molekuł, jego czas życia powinien być tym dłuższy, im mniejsza jest molekula domieszki, a szerokość rozkładu pędów anihilującego para-pozytu powinna być mniejsza. Obydwa te efekty znalazły

zły doświadczalne potwierdzenie. Ryc. 6 przedstawia typową zależność natężenia tworzenia pozytu od stężenia domieszki na przykładzie p-terfenylu z domieszką antracenu lub benzofluorenu [4].

Defekty wspomniane wyżej mają rozmiary mniejsze niż molekula. Pułapkowanie może zachodzić też na defektach generowanych termicznie, takich jak wakanse. Tworzenie się pozytu w dostatecznie wysokich temperaturach zostało wykazane między innymi na przykładzie naftalenu, to jest ośrodka, w którym po raz pierwszy obserwowane było występowanie pozytu w fazie stałej [5]. W naftalenie ilość tworzącego się pozytu osiąga już w temperaturze pokojowej nasycenie, ale wraz z obniżaniem temperatury maleje do zera — Ryc. 7. Z zależności temperaturowej można wyznaczyć entalpię tworzenia defektów pułapkujących. Energia ta okazała się w wielu przypadkach (naftalen, bifenyl, chryzen) mniejsza niż energia tworzenia wakansów, a czas życia mniejszy niż spodziewany dla luki o rozmiarach molekuly; tak więc pułapkami są raczej defekty dynamiczne, wolne objętości powstające przy ruchach molekularnych [6].



Ryc. 7. Zależność natężenia składowej pozytywowej od temperatury naftalenu

Pomysł wyznaczania energii tworzenia defektów na podstawie zależności natężenia pozytu od temperatury został następnie szeroko wykorzystany przez Eldrupa i Sherwooda w badaniach kryształów plastycznych.

Wykazana została nieidentyczność rozkładów pędowych par anihilujących w procesie *pick-off* i w procesie anihilacji swobodnej; z czego korzysta się dość powszechnie w metodzie dopplerowskiej [7].

Oryginalny przykład zastosowania metody anihilacyjnej stanowiły badania fenantrenu. Pomiar wykazały, że jest to piroelektryk; zmiana temperatury wywołuje w nim powstanie ładunków elektrycznych, a pole elektryczne redukuje natężenie tworzenia pozytu. Można było na przykład obserwować szybkość zaniku pola elektrycznego w czasie w różnych temperaturach [8].

ZASTOSOWANIE ROZPRASZANIA WSTECZNEGO RUTHERFORDA DO BADANIA ROZKŁADU ATOMÓW W CIAŁACH STAŁYCH

Metoda ta rozwinęła się w naszym ośrodku dzięki współpracy z Laboratorium Fizyki Neutronowej ZIBJ w Dubnej. Pierwsze pomiary obecności krzemków Hf, Ni i Pd w detektorach krzemowych z barierą powierzchniową (wykorzystywanych do detekcji promieniowania jądrowego), przeprowadziła tam w roku 1982 Irena Bryłowska. Potem badania tą metodą prowadzili również Krzysztof Paprocki, Marek Sowa, Danuta Jaworska, Mirosław Kulik i Rajmund Kuduk. Badano między innymi proces geterowania w krzemie, dyfuzję domieszek w warstwach implantowanych metali i rozkłady głębokościowe implantowanych jonów do półprzewodników. Dzięki nawiązaniu w roku 1985 współpracy z Instytutem Fizyki Uniwersytetu Schillera w Jenie, prowadzono badania rozpraszania wstecznego Rutherforda z dobrze skolimowaną monoenergetyczną wiązką cząstek α . Wydaje się, iż w roku 1995 pojawi się wreszcie możliwość takich pomiarów w Lublinie — po uruchomieniu w Zakładzie Fizyki Jonów i Implantacji cyklotronu C-48 przekazanego nam przez Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie.

Naładowane cząstki (α , protony, elektrony) lub jony o energii początkowej E_0 tracą ją wnikając w głąb tarczy. Jeżeli ich energia nie jest duża (0,5–2,0 MeV), to oddziaływanie z atomami tarczy ogranicza się do nieelastycznego rozpraszania na elektronach oraz rozpraszania elastycznego na jądrach atomowych i ewentualnie reakcji jądrowych. Na głębokości x energia rozproszonej cząstki wynosi E_i . Niewielkie różnice energii poszczególnych cząstek wynikają z indywidualnych trajektorii i zdarzeń poprzedzających dotarcie poszczególnych cząstek na daną głębokość. Po zderzeniu elastycznym z jądrem atomowym energia cząstki jest równa:

$$E'_i = E_i \left(\frac{m \cos \vartheta + (M - m^2 \sin^2 \vartheta)^{1/2}}{M + m} \right)^2, \quad (11)$$

gdzie: m — masa rozpraszanej cząstki, M — masa jądra tarczy, ϑ — kąt rozproszenia w stosunku do pierwotnego kierunku.

Prawdopodobieństwo rozproszenia cząstki pod kątem ϑ (różniczkowy przekrój czynny) opisuje wzór Rutherforda:

$$d\sigma = \left(\frac{Zze^2}{E'_i} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\vartheta}{2}} d\Omega, \quad (12)$$

gdzie Ze oznacza ładunek jąder rozpraszających wiązkę cząstek o ładunku ze , a $d\Omega$ jednostkowy kąt bryłowy. Widać, że przekrój czynny zależy od energii bombardujących cząstek E_o (E'_i) i rodzajów rozpraszających atomów (Z) dla danej tarczy przy ustalonych ϑ i z . Pozwala to identyfikować rodzaj i rozkład rozpraszających atomów w danej próbce, ponieważ energia cząstek E_i zmienia się wraz z głębokością i kierunkiem (w monokryształach) bombardowania próbki. Rozpraszanie wsteczne Rutherforda (*Rutherford back-scattering*, RBS) zilustrujemy przykładem rutynowej analizy wykonywanej za pomocą wiązki naładowanych jonów ${}^4\text{He}^+$ o energii 2 MeV rozpraszanych na monoatomowej warstwie zawierającej 10^{15} atomów/cm². Prąd wiązki wynosił 20 nA. W ciągu 15 minut analizy do detektora o rozwarości 4 milistereoradianów (np. o powierzchni czynnej 25 mm² oddalonego od próbki o 8 cm), ustawionego pod kątem $\vartheta = 170^\circ$ trafi: 56 jonów rozproszonych przez tlen, 186 przez Si, 820 przez Cu, 2170 przez Ag i 6160 przez Au. Przykład ten pokazuje, iż ta metoda znakomicie nadaje się do wykrywania ciężkich atomów, czułość jej maleje zaś wraz ze zmniejszaniem się masy poszukiwanych atomów.

Oczywiście pomiary takie mają charakter względny, jako że zdolność hamująca cząstek (jonów) przez każdą tarczę (próbkę) jest inna. W badaniach ciał stałych wykorzystuje się zjawisko kanałowania.

Ze zjawiskiem kanałowania mamy do czynienia, gdy wiązka naładowanych cząstek (lub jonów) pada na monokryształ w kierunku pustych tuneli (płaszczyzn) utworzonych przez atomy struktury krystalicznej. Cząstka może wówczas przebyć długą drogę w kryształach doznając jedynie niewielkich odchyień od pierwotnego kierunku w zderzeniach poślizgowych z atomami kryształu. Gdy cząstka pada niemal równolegle do płaszczyzny krystalograficznej, jej ruch może odbywać się na długiej drodze dzięki niewielkim oscylacjom. Kąt krytyczny:

$$\psi \approx \left(\frac{2Zze^2}{dE_o} \right)^{1/2} \quad (13)$$

decyduje o losach jonu. W tym wzorze d oznacza odległość pomiędzy atomami (szerokość kanału). Przekroczenie jego powoduje wypadnięcie jonu z kanału.

Z przejściem jonów przez kanały w strukturze krystalicznej wiąże się strata energii. Gdy te straty stają się znaczące (np. ze wzrostem głębokości) i energia E_i' jest odpowiednia (wzór 12), następuje rozpraszanie zwrotne Rutherforda i jon wypada z kanału. Rozpraszanie Rutherforda następuje najczęściej na defektach struktury, zanieczyszczeniach lub też naprężeniach wewnętrznych. Dekanałowanie związane jest głównie z rozpraszaniem jądrowym. Rozpraszanie jądrowe zależy od drgań termicznych atomów w badanej próbce, podczas gdy rozpraszanie elektronowe bardzo słabo zależy od temperatury.

Kanałowanie jonów (cząstek) w kryształach połączone z pomiarem rozprożeń pod dużymi kątami ($\vartheta > 90^\circ$) pozwala na ścisłą lokalizację interesujących nas atomów (domieszek, zanieczyszczeń) w kryształach.

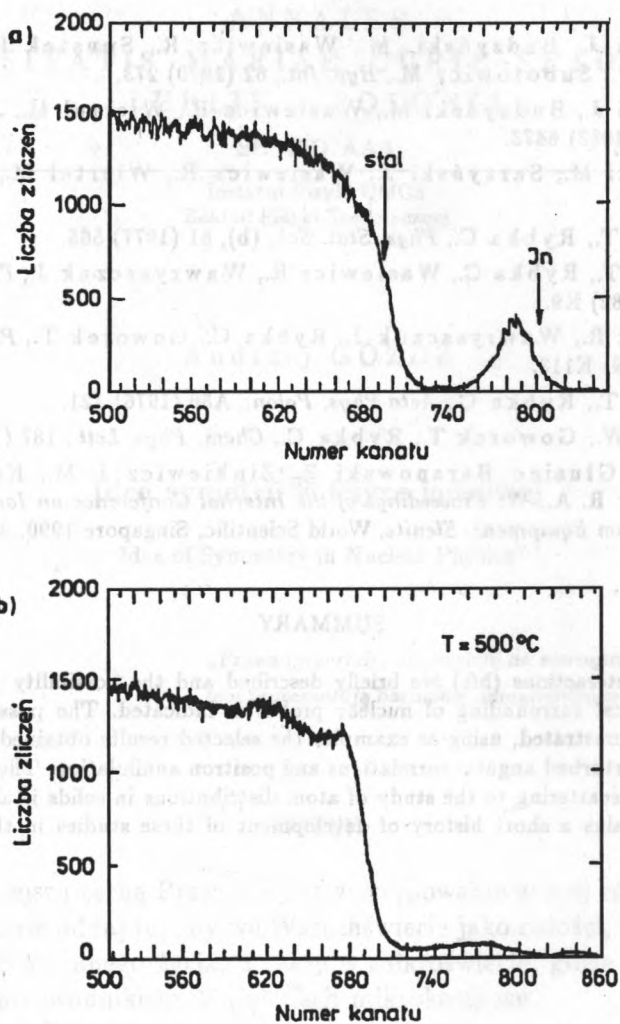
Pomiary widm RBS przez naszych pracowników wykonywane są głównie w celu:

- dokonania analizy ilościowej i jakościowej zawartości pierwiastków w badanej próbce,
- wyznaczania głębokościowych rozkładów koncentracji określonych atomów w próbce,
- uzyskania zmian wskutek dyfuzji koncentracji zaimplantowanych atomów do próbki.

Ilustracją możliwości metody RBS są zmiany głębokościowego rozkładu atomów indu w próbce stalowej wskutek dyfuzji [9]. Do próbki najpierw implantowano jony neonu z energią 250 keV w celu wytworzenia defektów punktowych. Po czym do tej samej próbki z energią również 250 keV implantowano jony indu. Widmo RBS tak przygotowanej próbki pokazane jest na Ryc. 8a. Obecność tych atomów jest wyraźnie zaznaczona. Po wygrzewaniu w temperaturze 773 K ind dyfunduje do całej objętości próbki. Nie widać jego obecności na określonej głębokości próbki — Ryc. 8b. Proces dyfuzji został wydatnie przyspieszony przez obecność dużej ilości defektów punktowych.

Zaletą pomiarów RBS jest:

- nieniszczący charakter badań;
- możliwość dokonania analizy warstw powierzchniowych i przypowierzchniowych (do 10 μm);
- możliwość detekcji niemal wszystkich pierwiastków;
- stosunkowo duża czułość, np. dla żelaza wynosi ona 10^{-4} at %;
- stosunkowo krótki czas pomiaru 10–90 minut;
- głębokościowa zdolność rozdzielcza do 50 Å;
- dokładność pomiaru wynosi 5 %.



Ryc. 8. Widmo RBS indu implantowanego do próbki stalowej o dużej ilości defektów punktowych: a) przed, b) po wygrzewaniu w temperaturze 773 K [9]

LITERATURA

- [1] Sarzyński J., Budzyński M., Wasiewicz R., Spustek H., Tańska-Krupa W., Subotowicz M., *Hyp. Int.*, 62 (1990) 273.
- [2] Sarzyński J., Budzyński M., Wasiewicz R., Wiertel M., *J. Phys. Cond. Matter.*, 4 (1992) 6473.
- [3] Budzyński M., Sarzyński J., Wasiewicz R., Wiertel M., *Hyp. Int.*, 88 (1994) 121.
- [4] Goworek T., Rybka C., *Phys. Stat. Sol.*, (b), 81 (1977) 565.
- [5] Goworek T., Rybka C., Wasiewicz R., Wawryszczuk J., *Phys. Stat. Sol.*, (b), 113 (1982) K9.
- [6] Węclawik R., Wawryszczuk J., Rybka C., Goworek T., *Phys. Stat. Sol.*, (b), 95 (1979) K113.
- [7] Goworek T., Rybka C., *Acta Phys. Polon.*, A50 (1976) 121.
- [8] Górniak W., Goworek T., Rybka C., *Chem. Phys. Lett.*, 187 (1991) 597.
- [9] Sowa M., Głusiec Baranowski R., Zinkiewicz J. M., Kobzev A. P., Ilchamow R. A., W: *Proceedings of the Internal Conference on Ion Implantation and Ion Beam Equipment, Elenite*, World Scientific, Singapore 1990, 359.

SUMMARY

Hyperfine interactions (hfs) are briefly described and the possibility to apply them to study the local surrounding of nuclear probes is indicated. The possibilities of hfs method are demonstrated, using as examples the selected results obtained in Mössbauer spectroscopy, perturbed angular correlations and positron annihilation. The application of Rutherford backscattering to the study of atom distributions in solids is also mentioned. The paper contains a short history of development of these studies in the Institute of Physics UMCS.