

ARTYKUŁY

SPEKTROSKOPIA ANIHILACJI POZYTONÓW W ZJEDNOCZONYM INSTYTUCIE BADAŃ JĄDROWYCH W DUBNEJ

Positron Annihilation Spectroscopy at Joint Institute for Nuclear Research in Dubna

Paweł Horodek

Streszczenie: W artykule przedstawiono spektroskopię anihilacji pozytonów, jako metodę dedykowaną do badań defektów struktury krystalicznej. Omówiono jej podstawy fizyczne i zaprezentowano technikę dopplerowskiego poszerzenia linii anihilacyjnej. Wskazano zakres stosowalności odnosząc się do najnowszych rozwiązań opartych na tzw. wiązkach powolnych pozytonów. Idea takiej wiązki, działającej w Laboratorium Problemów Jądrowych im. Dżelepowa w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej, została szerzej zaprezentowana. Przedstawiono zasadę działania oraz przykłady zastosowań z podstawami analizy otrzymywanych wyników.

Abstract: Positron annihilation spectroscopy (PAS) as a method dedicated to study structural defects was presented. Physical basics of PAS and the Doppler broadening of annihilation line technique were discussed. Application range based on the newest technology, namely slow positron beams was presented. The idea of the beam, working at Dzelepov Laboratory of Nuclear Problems at Joint Institute for Nuclear Research, along with the basic analysis of the results were described in details.

Słowa kluczowe: spektroskopia anihilacji pozytonów, defekty struktury krystalicznej, wiązka powolnych pozytonów, przykłady zastosowań

Key words: positron annihilation spectroscopy, lattice defects, slow positron beam, examples of application

Wstęp

Symetryczny i uporządkowany kryształ w rzeczywistym świecie jest niezwykle trudno otrzymać. Realne materiały zawierają domieszki i defekty, które bezpośrednio wpływają na ich własności optyczne, elektryczne i mechaniczne. Zaburzenia struktury mogą pojawiać się naturalnie, podczas powstawania materiału, jak również zostać wprowadzone do wnętrza w wyniku różnych procesów. Tworzą się one pod wpływem np. tarcia, obróbki powierzchniowej, czy w kontakcie z promieniowaniem. Obecnie posiadamy wiedzę, zgodnie z którą defekty są celowo wprowadzane, aby modyfikować własności materiałów. Należy jednak podkreślić, że ich obecność może być również niepożądana i mieć negatywny wpływ. Defekty na poziomie atomowym, a więc miliardy razy mniejsze od ziarenka piasku okazują się być podstawą przyszłych zmian w materiale.

Metodą umożliwiającą detekcję defektów strukturalnych jest spektroskopia anihilacji pozytonów PAS (z ang. Positron Annihilation Spectroscopy). Pozyton jest przedstawicielem antyświata – światła, który nie istnieje, choć mógłby. Jest antycząstką elektronu, co oznacza, że posiada identyczne własności za wyjątkiem ładunku - w tym

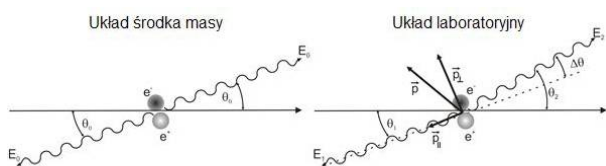
przypadku przeciwnego. Powstaje on w procesach fizycznych, np. rozpadach promieniotwórczych. W materii napotyka elektron i ulega procesowi tzw. anihilacji. W najprostszym ujęciu masa pozytonu, zgodnie z popularną formułą $E=mc^2$ zamieniana jest w energię unoszoną przez kwanty promieniowania gamma. Podczas takiej transformacji obowiązują zasady zachowania pędu i energii. Największe prawdopodobieństwo ma proces, w którym pojawiają się dwa kwanty anihilacyjne o energii ok. 511 keV. Ich detekcja stanowi podstawę PAS.

Technika dopplerowskiego poszerzenia linii anihilacyjnej

Najpopularniejszymi technikami eksperymentalnymi PAS są spektroskopia dopplerowskiego poszerzenia linii anihilacyjnej (DB) oraz pomiary czasów życia pozytonów. Obie techniki umożliwiają detekcję defektów struktury, określenie zmian ich koncentracji oraz w przypadku pomiarów czasów życia otrzymywana jest również informacja o rodzaju defektu. Poniżej krótko o metodzie DB.

Jak wspomniano wcześniej, spotkanie pozytonu z elektronem prowadzi do procesu anihilacji zazwyczaj na dwa kwanty gamma. W układzie środka masy pojawią się fotony o energii 511 keV rozchodzące się w dokładnie

przeciwnych kierunkach. W układzie laboratoryjnym obserwuje się jednak pewne odchylenie od kolinearności będące podstawą kolejnej techniki, tzn. pomiarów rozkładów kątowych kwantów anihilacyjnych.



Rys. 1. Proces anihilacji pary pozyton-elektron o pędzie p w dwóch układach odniesienia

Fig. 1. The annihilation process of pair positron-electron with momentum p in two reference frames

Dodatkowo, na skutek ruchu pary pozyton-elektron, ma miejsce zmiana energii za sprawą tzw. efektu Dopplera. Schemat procesu anihilacji dwukwantowej w obu układach odniesienia został przedstawiony na rys. 1. Energię w układzie laboratoryjnym można wyrazić jako:

$$E_{\gamma} = \frac{p_{\parallel} c}{2}, \quad (1)$$

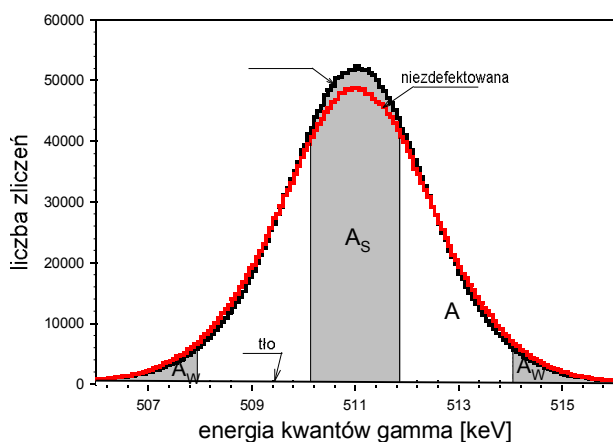
gdzie E_b jest energią wiązania pary pozyton-elektron w materiale,

p_{\parallel} – rzutem pędu anihilującej pary na kierunek równoległy do kierunku rozchodzenia się kwantu anihilacyjnego, m – masą spoczynkową elektronu, c – prędkością światła w próżni.

W powyższej formule pęd pozytonu można zaniedbać, bowiem w procesie anihilacji biorą udział tzw. sternalizowane pozytony posiadające energię ok. 25 meV. Energia anihilującego elektronu to ok. kilka eV. W ten sposób pomijając energię wiązania E_b wzór (1) przyjmie postać:

$$E_{\gamma} = \sqrt{\frac{1}{2} m c^2 E}, \quad (2)$$

gdzie E jest energią anihilującego elektronu – przyjmując, że wynosi ona wynosi 7 eV (energia Fermiego dla miedzi – Cu) zmiana energii kwantu anihilacyjnego wyniesie 1,34 keV.



Rys. 2 Linie anihilacyjne zmierzone dla zdeformowanej (linia czarna) i niezdeformowanej (linia czerwona) próbki

Fig. 2. Annihilation lines measured for defected (the black one) and non-defected (the red one) samples

Mierzona wówczas linia anihilacyjna, rejestrowana w wyniku anihilacji pozytonów w gazie swobodnych elektronów, oznaczona czerwonym kolorem na rys. 2 będzie naturalnie poszerzona o czynnik 2,68 keV. Takie energie można z łatwością obserwować przy użyciu detektorów germanowych, których zdolność rozdzielcza jest na poziomie 1 keV.

W przypadku pułapkowania pozytonu i anihilacji w defekcie struktury np. w wakancji, gdzie pędy elektronów są mniejsze, na podstawie wzoru (1) energie kwantów anihilacyjnych będą także mniejsze. Tym samym dopplerowskie poszerzenie linii 511 keV będzie również mniejsze – czarna linia na rys. 2. W ten oto prosty sposób otrzymuje się informację o obecności defektów struktury przy użyciu techniki dopplerowskiego poszerzenia linii anihilacyjnej. Istotnym jest duża selektywność tej metody, ponieważ dodatnio naładowany pozyton z łatwością rozpoznaje defekty typu wakancje i ich skupiska.

Analiza wyników pomiarów nie polega jednak na oszacowaniu szerokości linii jądrowej 511 keV lecz wyznaczeniu z jej kształtu charakterystycznych wielkości tzw. parametrów S i W . Parametr S (ang. shape parameter) jest dany jako stosunek pola powierzchni pod centralną częścią linii anihilacyjnej (A_s) do całkowitego pola powierzchni pod tą linią (A)

$$S = \frac{A_s}{A}. \quad (3)$$

Czuły jest on na udział elektronów o niskich pędach obecnych w defektach typu wakancja oraz ich skupiskach. Z reguły większa jego wartość oznacza większą koncentrację tych defektów. Drugi ze wspomnianych parametrów, tzw. parametr W (ang. wing parameter) definiuje się jako stosunek pola powierzchni pod boczną częścią linii 511 keV (A_w) do całkowitego pola powierzchni pod tą linią (A), czyli:

$$W = \frac{A_w}{A}. \quad (4)$$

Parametr W reprezentuje udział wysokopędowych pozytonów, obecnych w rdzeniu atomowym. Oba parametry wyznacza się po odjęciu tła, a pola A_s i A_w dobiera w sposób arbitralny. W praktyce parametr S jest bliski 0,5, podczas gdy wartość parametru W jest z reguły mniejsza od 0,1. Warto podkreślić, że interwały ΔE ustalone są na początku sesji pomiarowej i obowiązują niezmiennie podczas jej trwania.

Rejestracja linii 511 keV odbywa się przy użyciu spektrometru dopplerowskiego poszerzenia linii anihilacyjnej. Najłatwiej obserwowany jest jeden kwant gamma z anihilacji dwukwantowej. Główną jego częścią jest detektor germanowy HpGe (ang. High Purity Germanium Detector) otoczony niezbędną elektroniką do zasilania i formowania sygnału. Finalnie otrzymuje się tzw. widmo w analizatorze wielokanałowym. Przedstawione w dalszej części przykłady zastosowań zostały otrzymane przy użyciu detektora germanowego o zdolności rozdzielczej 1,2 keV dla energii 511 keV.

Źródła pozytonów

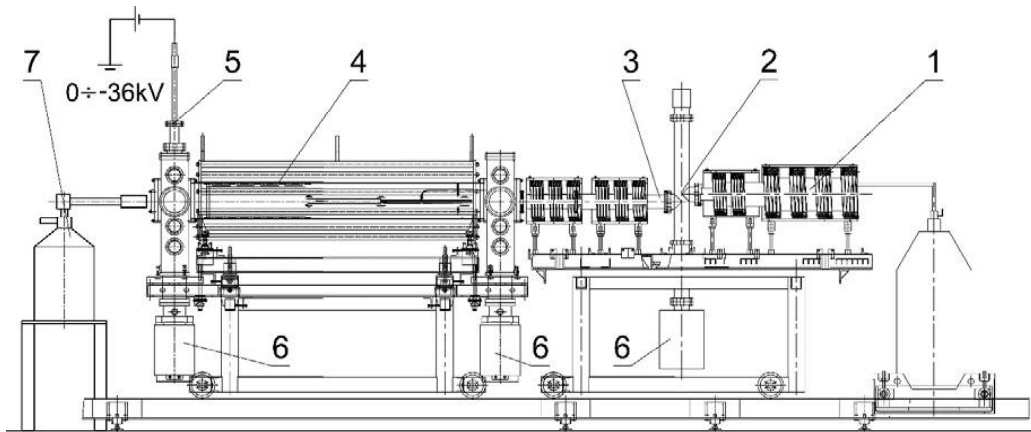
Źródłami pozytonów są izotopy promieniotwórcze β^+ , w których proton w jądrze atomowym ulega rozpadowi na neutron, pozyton i neutrino elektronowe. Pozyton wraz z neutrinem opuszczają jądro i tak otrzymany pozyton jest implantowany do materiału. W przyrodzie występuje ok. 200 tego typu izotopów, jednak należy zauważyć, że tylko kilka z nich znalazło zastosowanie w spektroskopii anihilacji pozytonów. W przypadku badań PAS najczęściej spotykanymi źródłami pozytonów są ^{22}Na ($T_{1/2}=2,62$ lata) i ^{68}Ge ($T_{1/2}=275$ dni).

Cechą specyficzną pozytonów wyemitowanych bezpośrednio ze źródła jest ich ciągłe widmo energetyczne. Pozytony posiadają wówczas energie w przedziale od zera do pewnej maksymalnej wartości charakterystycznej dla danego źródła. Jest to przykładowo 0,545 MeV w przypadku ^{22}Na oraz 1,88 MeV dla ^{68}Ge . Eksperymenty PAS przy użyciu pozytonów otrzymywanych bezpośrednio z takich izotopów dostarczają ciekawych informacji o stanie zdeformowania materiałów pod warunkiem, że uszkodzenia

znajdują się w odpowiednio głębokiej warstwie pod powierzchnią. W praktyce jest to przynajmniej kilkadziesiąt mikrometrów. Przykładowo, średni zasięg pozytonów implantowanych z ^{22}Na do aluminium wynosi ok. 90 μm . Oznacza to, że zmiany pojawiające się tuż przy powierzchni, od nanometrów do kilku mikrometrów, są praktycznie nie do wykrycia. Będą one jednak widoczne dla tzw. wiązki powolnych pozytonów.

Wiązka powolnych pozytonów

Wiązka powolnych pozytonów to strumień monoenergetycznych pozytonów o określonej energii z zakresu od kilkudziesięciu eV do kilkudziesięciu keV. Średni zasięg takich pozytonów zawiera się w przedziale od pojedynczych nanometrów do kilku mikrometrów, w zależności od energii pozytonów i medium. Takie podejście umożliwia badania warstw przypowierzchniowych materiałów, pozwalając jednocześnie na bardzo precyzyjną implantację pozytonu na daną głębokość.



Rys. 3. Schemat wiązki powolnych pozytonów działającej w ZIBJ w Dubnej. 1) źródło pozytonów ^{22}Na pod napięciem +50V, 2) diafragma, 3) jonowód, 4) pułapka Surko, 5) komora pomiarowa 6) pompy próżniowe 7) detektor germanowy HpGe

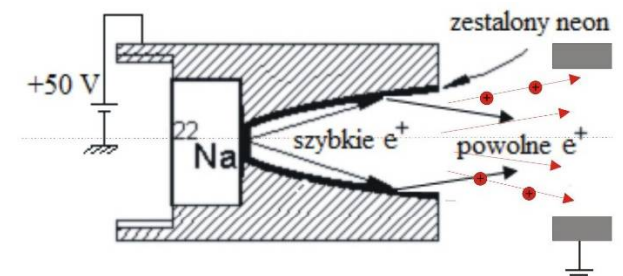
Fig. 3. The scheme of slow positron beam at JINR in Dubna

- 1) positron source ^{22}Na under the potential of +50 V,
- 2) diaphragm,
- 3) transfer channel,
- 4) Surko trap,

- 5) sample chamber,
- 6) vacuum pumps,
- 7) HpGe detector

Na rys. 3 przedstawiony został schemat takiego urządzenia pracującego w Laboratorium Problemów Jądrowych im. Dzhelepowa w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej (ZIBJ). Jak już wspomniano pozytony wyemitowane bezpośrednio ze źródła np. ^{22}Na posiadają energię kilkuset keV i szerokie rozmycie energetyczne. Spowolnienie ich do energii kilku, czy kilkudziesięciu keV nie jest zadaniem łatwym, choć nie niemożliwym. Wykorzystuje się w tym celu proces spowalniania pozytonów.

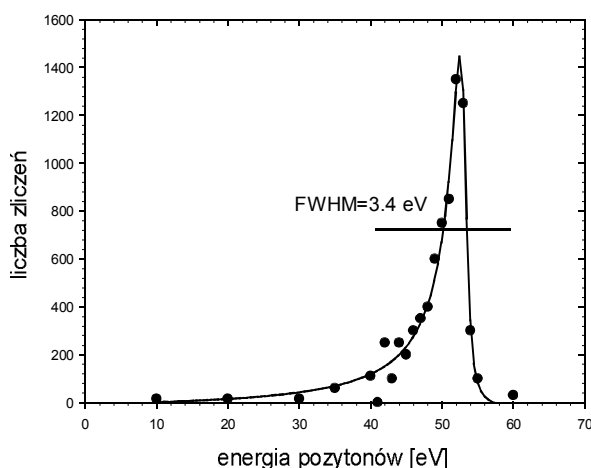
A oto zasada tworzenia i działania wiązki powolnych pozytonów. Izotop ^{22}Na (1) o intensywności ok. 30 mCi zamknięto w miedzianej kapsule posiadającej okno w postaci cienkiej tytanowej folii, przez którą emitowane są pozytony.



Rys. 4. Idea moderacji pozytonów realizowana na wiązce powolnych pozytonów w ZIBJ w Dubnej

Fig. 4. The idea of positron moderation process realized at slow positron beam at JINR in Dubna

Takie źródło umieszczone jest w specjalnym cylindrze w kształcie stożka (schemat na rys. 4). Do jego wnętrza podawany jest gazowy neon. Temperatura stożka oraz źródła to 7 K, co sprzyja zestaleniu neonu w cienką warstwę, ok. 80 μm . Do tej warstwy implantowane są pozytony. Część z nich anihiluje w jej wnętrzu. Niewielka część, po tzw. termalizacji znajduje się blisko powierzchni i za sprawą ujemnej pracy wyjścia, a właśnie taką posiada zestalony neon, zostanie z niej wyrzucona z energią ok. kilku eV. I to takie niskoenergetyczne pozytony będą formowane w wiązkę. Przykładając napięcie +50 V do stożka pozytony zostają z niego usunięte i mając już energię ok. 50 eV przemieszczane są do dalszej części aparatury. Aby oczyścić wiązkę z pozytonów, które nie uległy moderacji, na ich drodze stosuje się układ pól magnetycznych i diafragm pozwalających przejść tylko monoenergetycznym pozytonom. Wiązka ta ma nie tylko niewielką energię, ale również jej rozmycie energetyczne jest też ok. 1 eV. To jedyny i bardzo skuteczny sposób aby otrzymać tak nisko energetyczne pozytony. Warto podkreślić, że najpopularniejszym stosowanym moderatorem jest cienka folia wolframowa o grubości kilku mikrometrów. Wiązki działające w oparciu o taką folię są stosunkowo proste do skonstruowania, niemniej posiadają niską wydajność. Dla moderatora wolframowego jest to ok. 10^{-4} . W przypadku zestalonego neonu i specjalnej geometrii źródła jaką zastosowano w ZIBJ w Dubnej wynosi ona 10^{-2} . Dalej wiązka jest prowadzona pod próżnią i w układzie pól magnetycznych ogniskowana do średnicy ok. 5 mm. W komorze pomiarowej znajduje się uchwyt z próbkami podwieszonymi na specjalnym manipulatorze, który posiada możliwość ruchu pionowego, a więc zmiany położenia próbek w osi wiązki. Próbkę znajdują się na wysokim potencjale w stosunku do źródła i to on ustala ostateczną energię, z jaką pozytony są implantowane do próbki. Ich energię można regulować w zakresie od 0,05 do 36 keV.

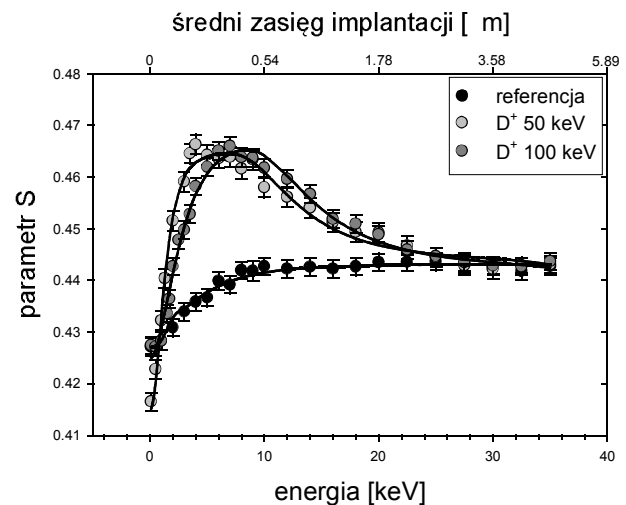


Rys. 5. Eksperymentalne widmo zmoderowanych pozytonów opuszczające źródło zamieszczone na rys. 4

Fig. 5. Experimental spectrum of moderated positrons leaving the source presented in Fig. 4

Na rys. 5 pokazano zmierzone widmo pozytonów po opuszczeniu moderatora i przyspieszeniu do energii 50 eV.

Zastosowanie wiązki powolnych pozytonów

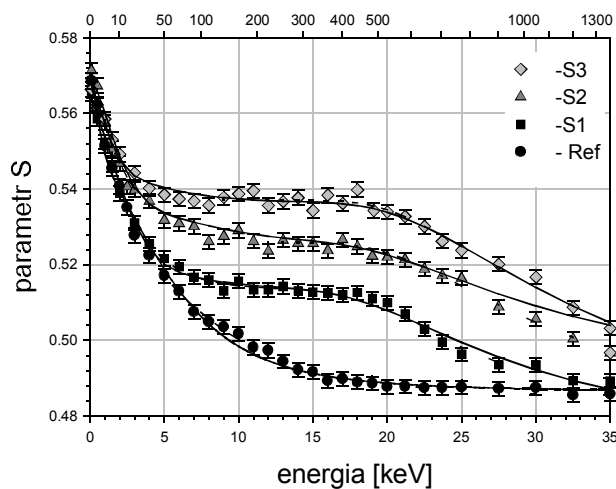


Rys. 6. Parametr S w funkcji energii implantowanych pozytonów dla próbek Si (100) poddanych uprzednio implantacji deuterem D^+ o energii 50 i 100 keV temperaturze pokojowej z dawką $6 \times 10^{16} D^+/\text{cm}^2$. Linie ciągłe reprezentują najlepsze dopasowanie funkcji modelowej do otrzymanych zależności

Fig. 6. S parameter in dependency on positron energy for Si (100) samples implanted with 50 and 100 keV deuterium D^+ in room temperature. Solid lines represent the best fits of presented profiles

Poniżej przedstawiono kilka przykładowych zastosowań wiązki powolnych pozytonów. Na rys. 6 zaprezentowano profile parametru S w funkcji energii implantowanych pozytonów dla próbek Si (100) poddanych implantacji deuterem D^+ . Implantację przeprowadzono w temperaturze pokojowej z dawką $6 \times 10^{16} D^+/\text{cm}^2$ dla dwóch energii, tzn. 50 i 100 keV. Na górnej osi pokazano średni zasięg implantacji pozytonów oszacowany na podstawie zależności $\bar{z} = AE^n / \rho$, gdzie E to energia pozytonów, ρ jest gęstością, natomiast A i n to tzw. współczynniki Makhova indywidualne dla danego materiału i wyznaczone przy użyciu symulacji Monte Carlo.

Wzrost parametru S w rejonie małych wartości energii jest charakterystyczny dla tego typu materiału. Jest on związany z obecnością warstwy tlenku na powierzchni oraz dyfuzji wstecznej pozytonów. Profile próbek poddanych implantacji ich profile ujawniają maksimum w okolicy energii ok. 8 keV. Wyższą wartość parametru S należy wytłumaczyć obecnością defektów typu wakanca powstałych w wyniku implantacji. Następnie obserwowany jest spadek parametru S do wartości identycznej jak dla próbki referencyjnej, wolnej od defektów, oznaczający koniec zdefektowanego obszaru. Dopasowanie funkcji modelowej do otrzymanych profili (linie ciągłe) pozwala określić zasięg defektów oraz wyznaczyć tzw. drogę dyfuzji pozytonów (L_+). L_+ ulega skróceniu w przypadku obecności defektów i w niektórych przypadkach pozwala na określenie ich koncentracji. Ustalono, że grubość zdefektowanej warstwy w przypadku próbki zaimplantowanej D^+ o energii 50 keV to 571 (18) nm, dla 100 keV to 877 (27) nm. Droga dyfuzji pozytonów dla próbki niezdefektowanej wyniosła 220 (13) nm. W przypadku próbek implantowanych było to 43 (1) nm oraz 50 (1) nm odpowiednio dla implantacji 50 keV i 100 keV. W ten sposób oszacowana koncentracja diwakanacji była na poziomie $7,2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dla mniejszej energii implantacji oraz dla $5,3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dla większej.



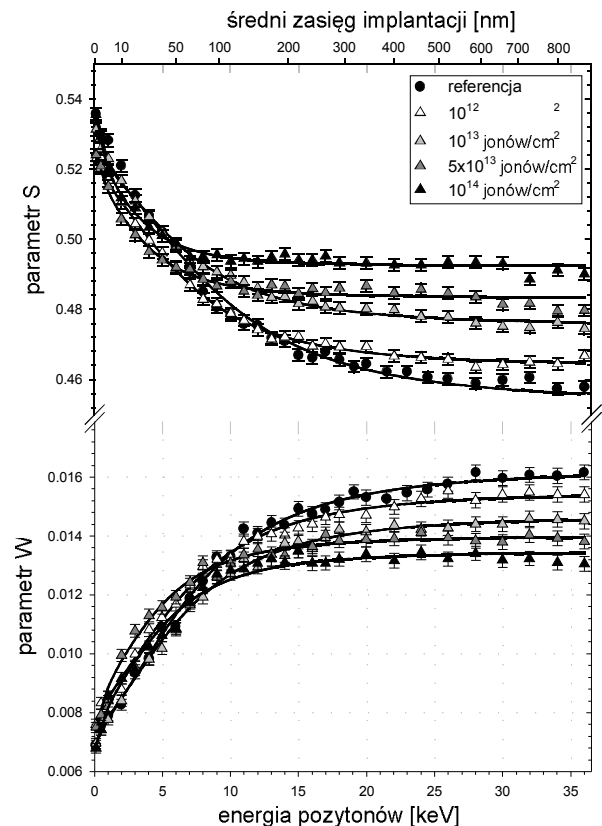
Rys. 7. Zależność parametru S od energii implantowanych pozytonów w stali AISI 304 poddanej 7-krotnej implantacji protonami o energiach z zakresu 90–220 keV. Oznaczenie „Ref” oznacza próbkę referencyjną jako dobrze wygrzaną i nie implantowaną. Próbka S1 została poddana implantacji całkowitą dawką $9,5 \times 10^{14}$ jonów/cm², S2 – $3,2 \times 10^{15}$ jonów/cm² oraz S3 – $9,5 \times 10^{13}$ jonów/cm²

Fig. 7. S parameter versus positron energy in 304 AISI stainless steel exposed to 7-time implantation with protons in energy range of 90 – 220 keV. “Ref” means unimplanted sample. Sample S1 was implanted with the total dose of $9,5 \times 10^{14}$ ions/cm², S2 – $3,2 \times 10^{15}$ ions/cm² and S3 – $9,5 \times 10^{13}$ ions/cm²

Rys. 7 przedstawia zależność parametru S od energii implantowanych pozytonów w stali AISI 304 poddanej 7-krotnej implantacji protonami o energiach z zakresu 90–220 keV. Próbka referencyjna oznacza dobrze wygrzaną i wolną od defektów. Z kolei próbka S1 została poddana implantacji całkowitą dawką $9,5 \times 10^{14}$ jonów/cm², S2 – $3,2 \times 10^{15}$ jonów/cm² oraz S3 – $9,5 \times 10^{13}$ jonów/cm². Podobnie jak we wcześniejszym przypadku na osi górnej oznaczono średni zasięg implantacji pozytonów. Wszystkie rozkłady charakteryzują się spadkiem wartości parametru S wraz ze wzrostem energii implantowanych pozytonów. Jest to zachowanie przeciwne do obserwowanego dla krzemu, ale poprawne dla tego typu materiałów i spowodowane dokładnie identycznymi czynnikami. Dla próbek implantowanych wyróżniamy trzy obszary. W obszarze przypowierzchniowym profile się pokrywają. Następnie pojawia się wysycenie, po którym wartości parametru S dążą do poziomu identycznego jak dla próbki referencyjnej. Należy zauważyć, że wartość parametru S w obszarze wysycenia wzrasta wraz z całkowitą dawką zaimplantowanych protonów. Oznacza to wzrost koncentracji defektów typu wakancja wraz ze wzrostem dawki. Dokładny matematyczny opis prezentowanych profili pozwala na określenie głębokości dystrybucji defektów wynoszących kolejno 840 (10) nm dla S1, 940 (30) nm dla S2 oraz 1080 (17) nm dla S3. Oszacowana koncentracja monowakancji wzrastała od 300 do 2600 ppm.

Kolejny przykład przedstawia wyniki badań próbek palladu poddanych naświetlaniu ciężkimi jonami Kr^{+17} o energii 107 MeV. Naświetlanie wykonano dla różnych dawek tzn. 10^{12} , 10^{13} , 5×10^{13} i 10^{14} jonów/cm². Maksymalny zasięg jonów o wspomnianej energii wyniósł ok. 6,5 μ m.

Na górnej osi zaprezentowano średni zasięg implantacji pozytonów. Podczas gdy wiązka pozytonów sięgała najgłębiej do głębokości ok. 870 nm.

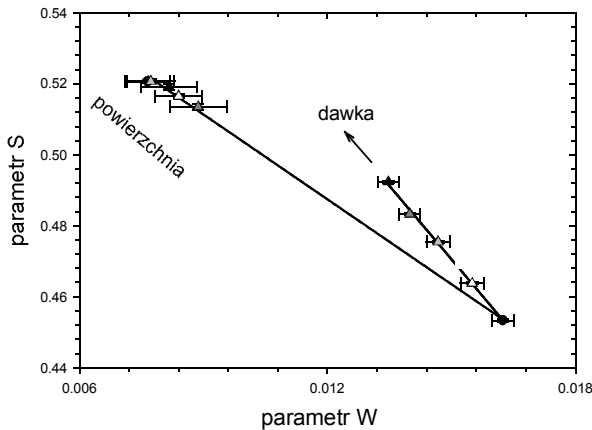


Rys. 8. Zależność parametrów S i W od energii implantowanych pozytonów dla próbek palladu poddanych naświetlaniu ciężkimi jonami Kr^{+17} o energii 107 MeV z różnymi dawkami. Na osi górnej zaznaczono średni zasięg implantacji powolnych pozytonów. Linie czarne reprezentują najlepsze dopasowanie funkcji modelowej do otrzymanych profili

Fig. 8. S parameter and W parameter in dependency on the positron incident energy (bottom) and mean depth (top) for samples of Pd exposed to irradiation with 107 MeV Kr^{+17} heavy ions with different doses. Solid black lines represent the best fit of these profiles

Przedstawione na rys. 8 zależności parametru S maleją ze wzrostem energii implantowanych pozytonów, a tym samym z głębokością i dla największej energii dążą do wysycenia. Jego poziom świadczy o wzroście koncentracji defektów wraz ze wzrostem dawki implantowanych jonów. Należy zaznaczyć, że ten parametr jest również czuły na zmiany rodzaju defektu.

Zaprezentowane poniżej zależności $W(E)$ charakteryzują się dokładnie przeciwnym zachowaniem. Parametr W rośnie z energią i dąży do saturacji. Obecność defektów struktury krystalicznej ujawnia się w tym przypadku wysyceniem przy mniejszych wartościach W . Odwrotne zachowanie $W(E)$ w stosunku do $S(E)$ można wytłumaczyć następująco. W defektach większy jest udział pozytonów anihilujących z elektronami o niskich pędach co powoduje wzrost parametru S . Tym samym zmniejsza się udział anihilacji z elektronami o wysokich pędach, prowadząc do mniejszych wartości W .



Rys. 9. Zależność $W(S)$ wartości parametrów S i W otrzymanych z dopasowania funkcji modelowej do profili prezentowanych na rys. 8 (rys. z arch. autora)

Fig. 9. $W(S)$ plot of parameters (S and W) obtained from the fitting of model function to profiles presented in Fig. 8

Szersza analiza otrzymanych wyników jest możliwa w wyniku dopasowania modeli do otrzymanych zależności. Jest to szczególnie istotne, gdy energia implantowanych pozytonów nie była wystarczająca do zaobserwowania wysycenia profilu. Najlepsze dopasowania reprezentują linie ciągłe na rys. 8. Z kolei otrzymane wartości parametrów dopasowania wykreślono na rys. 9 w postaci zależności $W(S)$. I tak, punkty $W(S)$ reprezentujące powierzchnię wszystkich próbek i saturację dla próbki referencyjnej wyznaczają prostą. Natomiast, punkty pochodzące od wysycenia profili naświetlonych próbek ujawniają kolejną prostą o innym nachyleniu. Jest to interesujące zachowanie, świadczące o zmianie rodzaju defektów powodowanych przez implantację z inną dawką. Analiza tego typu zależności sprowadza się do określenia ułożenia otrzymanych punktów. Jeśli leżą one na jednej prostej, świadczy to o obecności jednego typu defektu. Najprawdopodobniej wzrost dawki w analizowanym tu przypadku generuje większe skupiska wakancji w postaci tzw. klastrów.



Fot. 1. Wiązka powolnych pozytonów w ZIBJ w Dubnej (fot. Paweł Horodek)
Photo 1. Slow positron beam at JINR in Dubna

Zakończenie

Spektroskopia anihilacji pozytonów jest interesującą metodą pozwalającą na detekcję defektów struktury krystalicznej. Techniki PAS z powodzeniem stosowane są do badań z zakresu fizyki ciała stałego czy inżynierii materiałowej dostarczając szerokiej informacji na temat natury tworzenia się defektów strukturalnych i ich wpływu na materię. W polskich jednostkach naukowych realizowane są badania wyłącznie w oparciu o pozytony wyemitowane bezpośrednio ze źródeł radioaktywnych. W ostatnich latach, na arenie międzynarodowej oprócz ciekawych rezultatów obserwuje się tworzenie coraz bardziej wyrafinowanych technik pomiarowych oraz urządzeń w tej dziedzinie. Przykładem jest właśnie wiązka powolnych pozytonów w ZIBJ w Dubnej. Jest to porównywalna ze światowymi aparatura stosowana do detekcji zmian w bardzo wąskim zakresie głębokości. Na chwilę obecną jest ona dostępna również dla polskich naukowców zajmujących się spektroskopią anihilacji pozytonów i nie tylko. Pozostaje mieć nadzieję, że w przyszłości takie urządzenie pojawi się również w rodzimych jednostkach naukowych.

Paweł Horodek,
Instytut Fizyki Jądrowej PAN,
Kraków,
Laboratorium Problemów Jądrowych,
Zjednoczony Instytut Badań Jądrowych,
Dubna, Rosja

Literatura

- [1] J. Dryzek, Wstęp do spektroskopii anihilacji pozytonów w ciele stałym, Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 1997.
- [2] J. Dryzek, T. Stegeman, B. Cleff, Badania warstwy wierzchniej metodą anihilacji pozytonów, Raport IFJ ISBN 83-902980-5-8, Kraków, 1997.
- [3] J. Dryzek, Charakterystyki procesu anihilacji pozytonów w fazie skondensowanej, Wydawnictwo Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, 2005.
- [4] P. Coleman, Positron beams and their applications, World Scientific, Singapur, 2000.
- [5] J. Dryzek, P. Horodek, The solution of the positron diffusion trapping model tested for profiling of defects induced by proton implanted in stainless steel, Appl. Phys. A 121 (2015) 289-295.
- [6] P. Horodek, V.A. Skuratov, Variable Energy Positron Beam Studies of Defects in Heavy Ion Implanted Palladium, Surf. Coat. Technol. 296 (2016) 65-68.