

Termodesorpcja ksenonu implantowanego do krzemu

Streszczenie. Artykuł prezentuje wyniki badań termodesorpcji Xe zaimplantowanego do krzemu (energii 80 keV, 100 keV oraz 150 keV). Zaobserwowano gwałtowne emisje Xe w temperaturach od 1060 K do ~1600 K, pochodzące najprawdopodobniej od uwalniania gazu zgromadzonego w aglomeratach we wnękach w matrycy Si. Oszacowano wartości energii aktywacji desorpcji – jest ona rzędu 3 do 3,4 eV w rozpatrywanym zakresie energii implantacji, a więc jest większa niż dla badanych wcześniej lżejszych gazów szlachetnych w matrycy Si.

Abstract. Studies of the thermal desorption of Xe implanted into Si (with energies 80 keV, 100 keV and 150 keV) are presented. Sudden Xe emission at temperatures ranging from 1060 K up to ~1600 K, probably due to releases of gas bubbles agglomerated in Si matrix cavities are observed. Values of desorption activation energy are estimated - it is in the range 3-3.4 eV in the considered implantation energy range, larger than for lighter noble gases implanted into Si. (**Thermal desorption of xenon implanted into silicon**).

Słowa kluczowe: Spektroskopia termodesorpcyjna, implantacja jonowa, krzem.

Keywords: Thermal desorption spectroscopy, ion implantation, silicon.

Wstęp

Formowanie się wnęk i bąbli wypełnionych atomami gazów na skutek implantacji jonami pierwiastków takich jak wodór czy gazy szlachetne od lat przyciągało uwagę naukowców badających te procesy zarówno w metalach [1,2] jak i w półprzewodnikach [3,4]. Przykłady technologii wykorzystujących bąble gazowe w przemyśle elektronicznym to łączenie podłoży metodą Smart-cut™ [5] bądź getterowanie domieszek w Si [6].

Spektroskopia termodesorpcyjna (TDS – *ang. thermal desorption spectroscopy*), niekiedy określana skrótem TPD (*ang. thermal programmed desorption*) jest popularną metodą badania nieuporządkowania w ciałach stałych wywołanego naświetlaniem wiązkami jonowymi – analiza widm uwalniania domieszek gazowych (głównie lekkich gazów szlachetnych) wprowadzonych do tarczy może dostarczyć licznych informacji o oddziaływaniu atomów domieszki z zaburzeniami sieci krystalicznej (wakanse i ich aglomeraty) i ich dyfuzji [7].

Spektroskopia termodesorpcyjna jest też często wykorzystywana do badań uszkodzeń wywołanych promieniowaniem jak również retencji i uwalniania gazów z materiałów mających kontakt z gorącą plazmą np. w tokamakach, takich jak grafit, wolfram bądź beryl [8-10]. Spektroskopia TDS wykorzystywana jest także w badaniach podstawowego materiału wykorzystywanego w elektronice jakim jest krzem [11], implantowanych metali [12] i cienkich warstw [13]. Szczególnie intensywnie studiowano formowanie się bąbli, a także uwalnianie gazu z Si na skutek implantacji He [14], kładąc nacisk na wpływ parametrów implantacji [15], wygrzewania [16], jak i ko-implantacji jonami wodoru [17] na przebieg tych procesów.

Formowanie się bąbli wypełnionych cięższymi gazami szlachetnymi w Si na skutek implantacji i wygrzewania było nieco rzadziej opisywane w literaturze, przede wszystkim z racji na mniejszą mobilność ich atomów w Si. Uwalnianie argonu z implantowanego Si przebadano w szerokim zakresie energii: od 100 eV [18] po energie rzędu dziesiątek keV [19]. Stwierdzono, że Ar może znajdować się w dwu stanach: rozproszony w całej zaimplantowanej objętości oraz w postaci aglomeratów wypełniających wnęki formujące się z łączenia wakansów. W pracy [20] wykazano, że kolejność wierzchołków w widmach TDS odpowiadających tym dwóm postaciom Ar może się zmieniać ze wzrostem energii implantacji. Wykazano też, że energia aktywacji desorpcji Kr implantowanego do Si sięga nawet 2,6 eV (przy $E=100$ keV) i maleje z energią implantacji [21].

Przedmiotem zainteresowania było także zachowanie

domieszek Xe w różnego typu materiałach jak metale [22] półprzewodniki [23,24] i izolatory [25]. Badano także formowanie się blisterów na skutek implantacji Xe do grafenu na podłożu irydowym, jak również widma TDS ksenonu uwalnianego z takiej struktury [26]. W przypadku Xe implantowanego do krzemu wykazano, że gromadzi się on w postaci wytrąceń w defektach struktury krystalicznej [27]. Inne doniesienia sugerują z kolei, że możliwa jest również sytuacja, gdy pojedyncze atomy Xe bądź niewielkie aglomeraty są równomiernie rozproszone w Si [23]. Warto w tym miejscu wspomnieć, że wbudowywanie się Xe implantowanego do warstw węglowych i krzemowych badano pod kątem wykorzystania w terapii antynowotworowej [28].

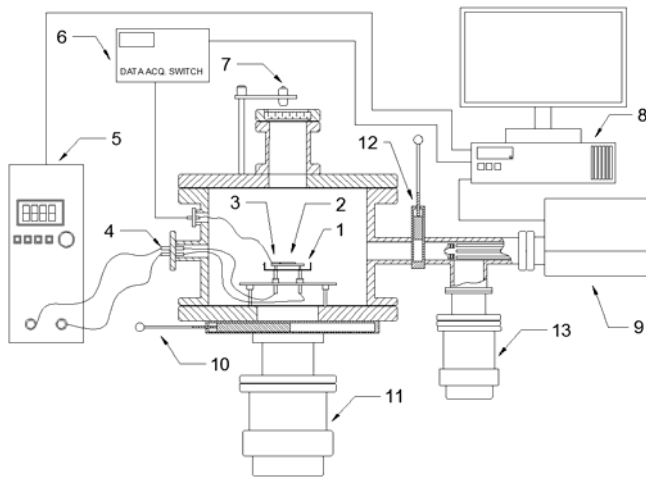
Prezentowany artykuł poświęcony jest badaniom uwalniania Xe zaimplantowanego do tarcz Si. Energie implantacji mieściły się w zakresie 80-150 keV. Zaprezentowano i przedyskutowano widma termodesorpcji zebrane dla szybkości narastania temperatury w zakresie od 0,1 K/s do 0,9 K/s. Analiza przesunięć wierzchołków odpowiadających uwalnianiu Xe pozwoliła wyznaczyć wartości energii aktywacji desorpcji Xe z krzemu. Artykuł zawiera także opis aparatury pomiarowej ze szczególnym uwzględnieniem poczynionych w ostatnim czasie modernizacji.

Opis aparatury i eksperymentu

Próbki krzemu o orientacji 100 implantowane były jonami $^{129}\text{Xe}^+$ o energiach 80 keV, 100 keV oraz 150 keV. Dawka implantacji wynosiła 10^{16} cm⁻², gęstość prądu wiązki jonowej w trakcie implantacji utrzymywana była na poziomie 1-2 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$. Implantacje zostały wykonane w temperaturze pokojowej.

Spektrometr termodesorpcyjny wykorzystywany do pomiarów widm TDS został szczegółowo opisany w poprzednich artykułach. Krótkie omówienie zostanie tu podane ze względu na kompletność opisu doświadczenia, a także by uwzględnić pewne istotne zmiany konstrukcyjne, jakie wprowadzono w trakcie ostatnich kilku miesięcy.

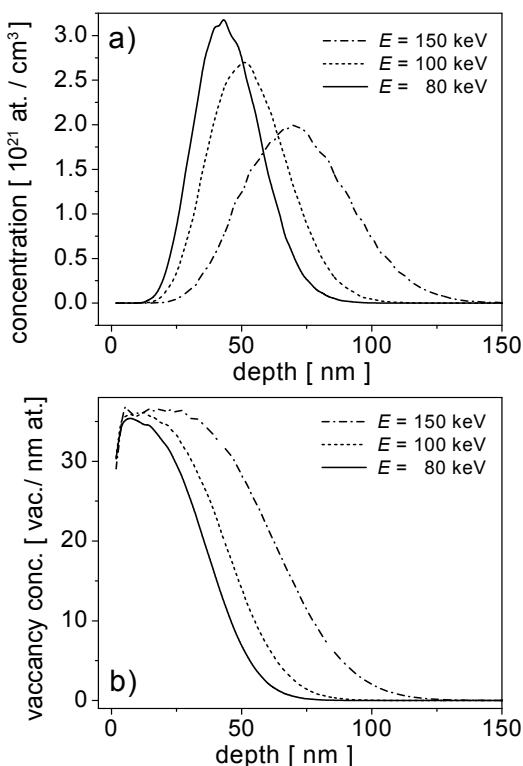
Masywna cylindryczna komora spektrometru wykonana jest ze stali kwasoodpornej. Mieści ona w sobie grzejnik próbek (HTR1002 Boralectric, Momentive, Strongsville OH, USA) osłonięty ekranami z blachy molibdenowej (wierzch) oraz płytki stalowej (spód). Grzejnik zasilany jest zasilaczem programowalnym EA-PS 8080T (EA-Electro-Automatik GmbH, Viersen, Niemcy). Osiągane przez taką konfigurację temperatury (~1600 K) ograniczone są przede wszystkim z powodu wykorzystywania termopary typu K.



Rys.1. Schemat układu pomiarowego: 1 – grzejnik, 2 – próbka, 3 – termopara, 4 – przepust elektryczny, 5 – zasilacz programowalny, 6 – switch termopara-PC, 7 – głowica pirometru, 8 – mikrokomputer (PC) sterujący, 9 – spektrometr kwadrupolowy, 10,12 – śluzy próżniowe, 11,13 – pompy turbomolekularne

Termopara przekazuje dane na temat temperatury do sterującej aparatury mikrokomputera klasy PC za pośrednictwem switcha Hewlett-Packard 34970A. Dane te są wykorzystywane przez bazujący na algorytmie PID program sterujący pracą zasilacza, zapewniający pożądany profil grzania próbki.

Rysunek 1 przedstawia schemat używanego spektrometru. W odróżnieniu od jego pierwotnej wersji użyto dwu pomp turbomolekularnych (10 i 12) połączonych z główną częścią komory śluzami próżniowymi 11 i 13. W trakcie rozruchu aparatury obie śluzy są w pełni otwarte aż do osiągnięcia pożądanego ciśnienia roboczego rzędu 10^{-8} mbar. Gdy rozpoczyna się pomiar, śluza 11 jest w znacznym stopniu zamknięta.



Rys.2. Rozkłady gęstości Xe zaimplantowanego do Si (a) oraz gęstości wytworzonych wakansów (b) obliczone przy pomocy programu SRIM

Należy w tym miejscu wspomnieć, że zastosowany został kwadrupolowy spektrometr mas QMG 220M (Pfeiffer Vacuum, Asslar, Niemcy) wyposażony w detektor SEM, znacznie czulszy od dotychczas używanego QMG 220 F (z puszką Faradaya). Możliwe dzięki temu stało się odsunięcie spektrometru masowego od próbki, co w znacznym stopniu ograniczyło problemy z naporowywaniem m.in. krzemu na jego elementy. Zastosowane rozwiązania pozwoliły podnieść próg czułości aparatury o około dwa rzędy wielkości (najniższe mierzone ciśnienie parcjale rzędu 10^{-14} mbar, wedle deklaracji producenta). W rezultacie redukcji uległ rozmiar ogrzewanej próbki – obecnie ma ona powierzchnię rzędu $0,5 \text{ cm}^2$, co korzystnie wpływa na jednorodność rozkładu temperatury. Uwalniany z próbki izotop ^{129}Xe rejestrowany jest przez wspomniany wyżej spektrometr kwadrupolowy, pracujący pod kontrolą oprogramowania Quadera™. W trakcie opisanych w artykule pomiarów wykorzystywane było grzanie próbki z liniowym narastaniem temperatury:

$$(1) \quad T(t) = T_o + \beta t ,$$

gdzie: T_o to temperatura początkowa próbki (temperatura pokojowa), zaś β to szybkość narastania temperatury, zmieniająca się w zakresie od 0,1 K/s do 0,9 K/s.

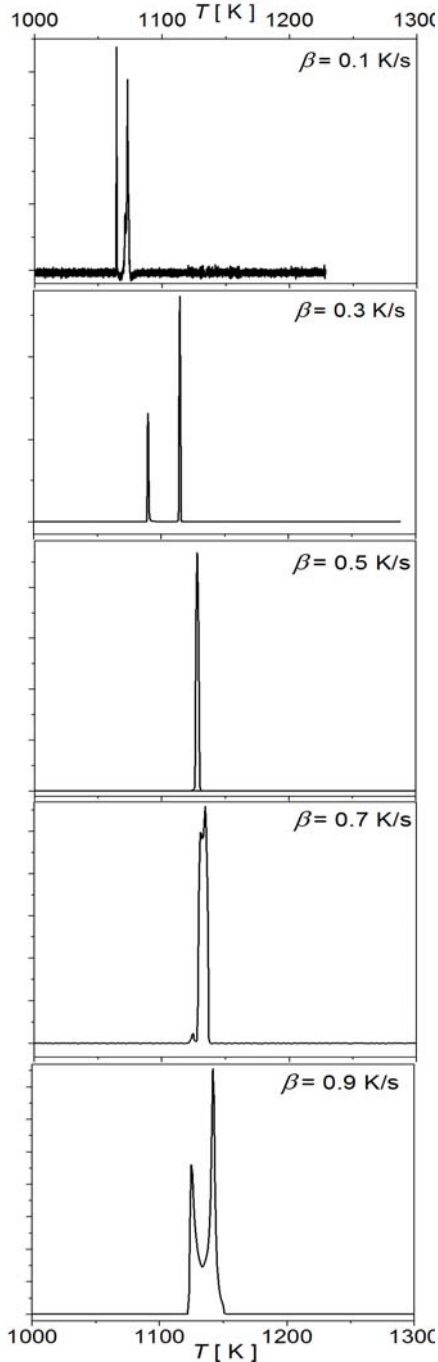
Rezultaty

Rozkłady głębokościowe zaimplantowanego Xe oraz wytworzonych wakansów w podłożu Si uzyskane zostały za pomocą programu SRIM [29]. Wyniki obliczeń zaprezentowane są na rysunku 2. Zasięg implantacji zmienia się od około 45 nm (80 keV) do 70 nm (150 keV), zasięgi te są o około 20% mniejsze niż w rozpatrywanym poprzednio przypadku implantacji Kr. Warstwa zdefektowana ma nieco mniejszą grubość, niż zasięg implantacji. Koncentracja wytworzonych wakansów w niewielkim stopniu zależy od energii implantacji i jest o około 30% wyższa niż w przypadku implantacji Kr.

Widma termodesorpcji przedstawione są na rysunku 3 (przypadek $E=80 \text{ keV}$), rysunek 4 ($E=100 \text{ keV}$) oraz rysunek 5 ($E=150 \text{ keV}$). Położenia wierzchołków widm zebrane są w Tabeli 1. Gwałtowne uwolnienia Xe obserwowane były w zakresie temperatur od 1060 K ($E=80 \text{ keV}$) do nawet 1580 K ($E=150 \text{ keV}$). Temperatury te są wyższe niż te, w których zachodziły uwolnienia He (~700-800 K [30]), Ar (~1000 K [20]) czy nawet Kr (1050 K-1400 K [21]). Gorsza mobilność cięższych atomów może się wiązać z rosnącym wraz z masą promieniem atomowym, od około 1,2 Å dla He, aż do 2,2 Å dla Xe [31]. Położenie wierzchołka wyrażenie przesuwa się w kierunku wyższych temperatur aż o około 500 K gdy energia implantacji rośnie do 150 keV. Należy mieć na uwadze, że temperatury, do jakich grzana była próbka implantowana z $E = 150 \text{ keV}$ są już bardzo bliskie temperaturze topnienia krzemu, co dobitnie pokazuje jak utrudnione jest uwolnienie mocno związanej z matrycą domieszki. Stosunkowo wąski kształt wierzchołków, zwłaszcza dla mniejszych energii implantacji świadczy o tym, że mamy do czynienia z gwałtowną emisją Xe, najprawdopodobniej jest to raptowne uwolnienie gazu z bąbli formujących się w defektach, bądź w ich aglomeracjach, jak miało to też miejsce w przypadku lżejszych gazów szlachetnych. Stan powierzchni wygrzanych próbek potwierdza tą tezę. Jest ona pokryta licznymi kraterami, pozostałościami po złuszczeniu i odpryskiwaniu wierzchniej warstwy krzemu na skutek wzrostu ciśnienia w blisterze wypełnionym gazem.

Warto zwrócić uwagę, że obecność dwóch wierzchołków odseparowanych od siebie o kilka a nawet kilkanaście kelwinów może świadczyć o istnieniu różnego typu wnęk w zaimplantowanym krzemie. Podobne zjawisko obserwowane było uprzednio także dla kryptonu

implantowanego do Si [21], jednak należy zauważyć, że w obecnie rozpatrywanym przypadku uwalniania Xe dystans między wierzchołkami maleje z E . Ponadto szerokość wierzchołków wyraźnie rośnie wraz z energią implantacji, co może mieć związek z rosnącymi wraz z E zasięgiem implantacji oraz szerokością profilu rozkładu wprowadzonej domieszki (rys.2.). W rezultacie w przypadku widm TDS uzyskanych dla $E = 150$ keV obserwowany jest w zasadzie pojedynczy szeroki (rzędu 50 K FWHM) wierzchołek.



Rys.3. Widma termodesorpcyjne Xe zaimplantowanego do Si z energią $E = 80$ keV.

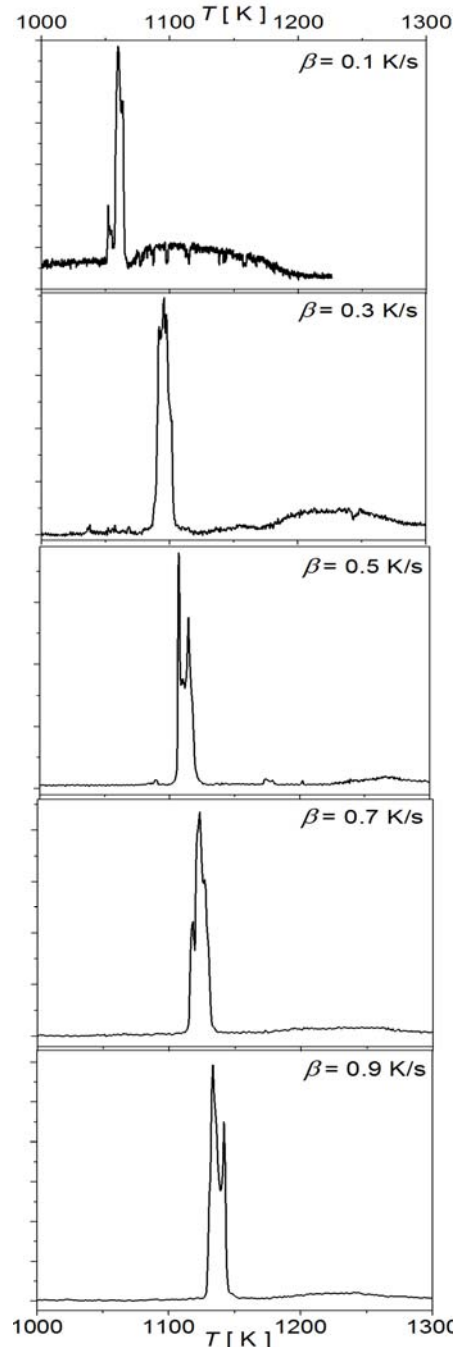
Położenie wierzchołków w widmie TDS zmienia się wraz z szybkością ogrzewania próbki β , co jest typowe dla uwalniania domieszki z zaimplantowanych próbek [20,30]. Podobnie jak w przypadku Kr efekt ten jest wyraźniejszy dla mniejszych E przy przejściu od $\beta=0.1$ K/s do $\beta=0.9$ K/s. Analiza przesunięć wierzchołków z wykorzystaniem metody

Redheada [32] pozwala na wyznaczenie wartości energii aktywacji desorpcji Q . Przy założeniu, że proces termodesorpcji jest pierwszego rzędu, liczba uwalnianych w jednostce czasu atomów Xe opisana jest równaniem:

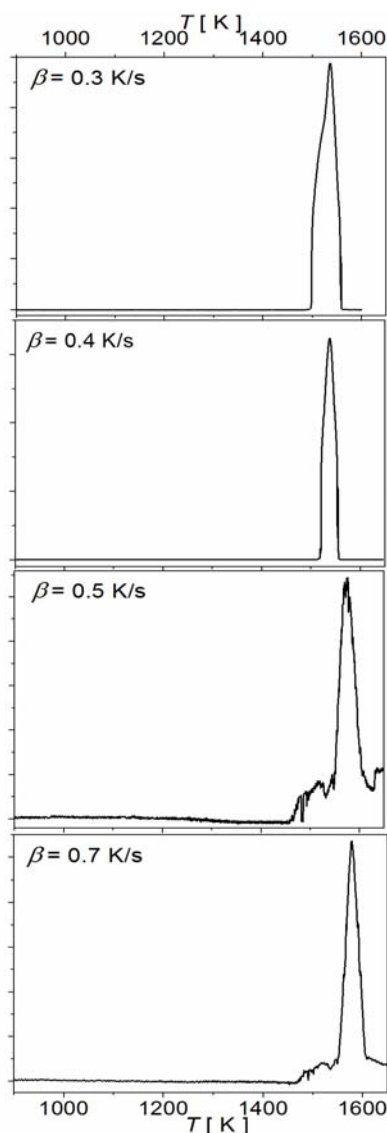
$$(2) \quad \frac{dn}{dt} = -\gamma n \exp\left(-\frac{Q}{kT}\right),$$

gdzie n – liczba desorbujących atomów, k – stała Boltzmanna, zaś γ – pewien współczynnik proporcjonalności. Mając na uwadze, że temperatura zależy liniowo od czasu a także pamiętając, że dla maksimum emisji (w temperaturze odpowiadającej wierzchołkowi) zachodzi $d^2n/dt^2 = 0$ otrzymuje się równanie:

$$(3) \quad \frac{1}{T_p} = \frac{k}{Q} \ln\left(\frac{T_p^2}{\beta}\right) + \frac{k}{Q} \ln\left(\gamma \frac{k}{Q}\right).$$



Rys.4. Widma termodesorpcyjne Xe zaimplantowanego do Si z energią $E=100$ keV



Rys.5. Widma termodesorpcyjne Xe zaimplantowanego do Si z energią $E = 150$ keV

Wynika z niego, że energię aktywacji desorpcji można wyznaczyć odkładając na osi y wartości $1/T_p$, zaś na osi x wartości $\ln(T_p^2/\beta)$ i wpasowując w punkty doświadczalne prostą.

Obliczone wartości energii aktywacji zebrane są w Tabeli 1. Wartości te są rzędu 3-3,4 eV w całym rozpatrywanym zakresie energii implantacji. Ze względu na znaczną wartość błędu pomiarowego dla $E = 150$ keV trudno orzec, czy Q maleje wraz z rosnącą energią E , jak miało to miejsce w przypadku implantacji Kr. Niemniej jednak wyznaczone wartości energii aktywacji są wyraźnie większe niż w rozpatrywanych poprzednio przypadkach He (0,8-1,3 eV), Ar (1,7-2 eV), bądź nawet Kr (0,8-2,6 eV). Najprawdopodobniej wiąże się to nie tylko ze wspomnianym faktem zmian promienia atomowego domieszki, czy z kwestią malejącej ruchliwości coraz cięższych domieszek [25], lecz także z silniejszą amorfizacją warstwy przypowierzchniowej przez bombardowanie cięższymi jonami. Warto w tym miejscu wspomnieć, że wzrost energii aktywacji desorpcji wraz ze stopniem zdefektowania matrycy obserwowany był m.in. w przypadku implantacji He do Si [30]. Podobny efekt będący skutkiem implantacji

podwójnej stwierdzony został także w przypadku naświetlania Si wiązką kryptonu [21].

Jak to już wcześniej było wspomniane, temperatury osiągane w czasie wygrzewania próbki implantowanej z $E = 150$ keV zbliżają się do temperatury topnienia krzemu (jedna z próbek w trakcie wygrzewania uległa nawet częściowemu nadtopieniu na skutek niedoszacowania bezwładności cieplnej układu). Ciekawym, na razie otwartym pytaniem jest: jak zachowywałyby się temperatury uwalniania Xe dla jeszcze wyższych energii implantacji i/lub dodatkowym zdefektowaniu matrycy np. przez implantację jonami Si^+ . Warto sprawdzić, na ile bliskie temperatury topnienia Si będą temperatury uwalniania Xe zaimplantowanego z E rzędu 250 keV lub więcej, lub Xe implantowanego do tarczy Si wstępnie zdefektowanego przez implantację jonami Si^+ .

Tabela 1. Położenie wierzchołków widma termodesorpcyjnego i oszacowane wartości energii aktywacji desorpcji

E [keV]	β [K/s]	T_p [K]	Q [eV]
80	0,1	1064 / 1073	$3,1 \pm 0,6$ $3,2 \pm 0,3$
	0,3	1090 / 1115	
	0,5	1128	
	0,7	1130 / 1134	
	0,9	1124 / 1142	
100	0,1	1060	$3,0 \pm 0,2$
	0,3	1096	
	0,5	1107	
	0,7	1123	
	0,9	1134	
150	0,3	1536	$3,5 \pm 1,3$
	0,4	1538	
	0,5	1574	
	0,7	1578	

Posumowanie

W artykule opisane zostały wyniki badań termodesorpcji Xe z krzemu. Próbki Si zaimplantowane zostały jonami Xe^+ o energiach 80-150 keV. Widma TDS zmierzono dla szybkości narastania temperatury próbki w zakresie 0,1 – 0,9 K/s. Obserwowano gwałtowną emisję Xe – wąskie wierzchołki w widmie TDS sugerują uwalnianie gazu z bąbli tworzących się we wnękach w warstwie przypowierzchniowej. Stwierdzono znaczny wzrost temperatury uwalniania Xe wraz z energią implantacji: od około 1060 K dla $E = 80$ keV aż do blisko 1600 K dla $E = 150$ keV. Stwierdzono także poszerzenie wierzchołków widma, co może mieć związek ze wzrostem stopnia zdefektowania matrycy Si. Dla niższych energii implantacji zaobserwowano dwa wierzchołki, mogące świadczyć o dwu stanach Xe w Si. Dla największej energii implantacji podwójne wierzchołki zlewają się w jeden bardzo szeroki. Analiza przesunięć wierzchołków (rzędu kilkudziesięciu kelwinów) wraz ze zmianą szybkości narastania temperatury próbki pozwoliła oszacować wartości energii aktywacji desorpcji Xe. Wartości tej energii wynoszą około 3-3,4 eV i są wyższe niż te zmierzone dla lżejszych gazów szlachetnych.

Autorzy: dr hab. Marcin Turek, dr Andrzej Drożdźiel, dr Krzysztof Pyszniak, dr Artur Wójtowicz, Instytut Fizyki, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, pl. M. Marii Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, E-mail: mturek@kft.umcs.lublin.pl, adrozdzowa@o2.pl, kpysz1@o2.pl, artur.wojtowicz@poczta.umcs.pl; dr Yuriy Yushkevich, Joint Institute for Nuclear Research, Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Rosja, E-mail: yushkevich@jinr.ru.

LITERATURA

- [1] Chernikov V.N., Ullmaier H., Zakharov A.P., *Journal of Nucl. Mat.* 694 (1998), 258

- [2] Zibrov M., Gasparyan Yu., Ryabtsev S., Pisarev A., *Physics Procedia* 83 (2015), 71
- [3] Kaschny J.R., Fichtener P.F.P., Muecklich A., *Nucl. Instrum. Meth.* 583 (1998), B136
- [4] Godey S., Sauvage T., Ntsoenzok E., Erramli H., Beaufort M.F., Barbot J.F., Leroy B., *J. Appl. Phys.* 87 (1999), 2158
- [5] Bruel M., Aspar B., Charlet B., Maleville C., Poumeyrol T., A. Soubie, Auberton-Herve, A.J., Lamure J.M., T. Barge *et al.* 1995 *IEEE International SOI Conference Proceedings* p.178
- [6] Kögler R., Peeva A., Lebedev A., Posselt M., Skorupa W., Oezelt G., Hutter H., Behar M., *J. Appl. Phys.* 94 (2003), 3834
- [7] van Gorkum A.A., Kornelsen E.V., *Vacuum* 31 (1981), 89
- [8] Atsumi H., Takemura Y., Konishi T., Tanabe T., Shikama T., *Journal of Nuclear Materials* 438 (2013) S963
- [9] Alimov V.Kh., Tyburska-Püschel B., Lindig S., Hatano Y., Balden M., Roth J., Isobe K., Matsuyama M., Yamanishi T., *J. of Nucl. Mater.* 420 (2012), 519
- [10] Porosnicu C., Anghel A., Sugiyama K., Krieger K., Roth J., Lungu C.P., *Journal of Nuclear Materials* 415 (2011), S713
- [11] Pivac B., Milat O., Dubček P., Bernstorff S., Corni F., Nobili C., Tonini R. *Phys. Stat. Sol. A* 198 (2003), 29
- [12] Morozov O., Zhurba V., Neklyudov I., Mats O., Rud A., Chernyak N., Progolaieva V. *Nanoscale Res Lett.* 10 (2015), 154
- [13] Chang S., Lin T., Li T., *Journal of Nanomaterials* 2014, 690498 (2014)
- [14] Godey S., Ntsoenzok E., Sauvage T., van Veen A., Labohm F., Beaufort M.F., Barbot J.F., *Materials Science and Engineering B73* (2000), 54
- [15] Oliviero E., David M.L., Beaufort M.F., Barbot J.F., van Veen A. *Appl. Phys. Lett.*, 81 (2002), 4201
- [16] Corni F., Calzolari G., Gambetta F., Nobili C., Tonini R., Zapparoli M., *Materials Science and Engineering B71* (2000), 207
- [17] Cerofolini G.F., Calzolari G., Corni F., Frabboni S., Nobili C., Ottaviani G., Tonini R., *Phys. Rev. B* 61 (2000), 10183
- [18] Lau W.M., Bello I., Huang L. J., Feng X., Vos M., Mitchell I.V., *J. Appl. Phys.* 74(1993), 7105
- [19] Hanada R., Saito S., Nagata S., Yamaguchi S., Shinozuka T., Fujioka I., *Mat. Sci. Forum* 196-201 (1995), 1375
- [20] Drozdziel A., Wojtowicz A., Turek M., Pyszniak K., Maczka D., Slowinski B., Yushkevich Y.V., Zuk J. *Acta Phys. Pol. A* 125 (2014), 1400
- [21] Turek M., Drozdziel A., A. Wójtowicz, J. Filiks, K. Pyszniak, D. Maczka, Y. Yuschkevich (przyjęte do druku w Acta Physica Polonica A)
- [22] vom Felde A., Fink J., Müller-Heinzerling T., Pflüger J., B. Scheerer, Linker G., *Phys. Rev. Lett.* 53(1984), 922
- [23] Faraci G., Pennisi A.R., Terrasi A., *Phys. Rev. B* 38(1988), 13468
- [24] Barbieri P. F., Landers R., and Marques F. C., *Appl. Phys. Lett.* 90 (2007), 164104
- [25] Ntsoenzok E., Assaf H., Ruault M.O., *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* 864 (2005), E7.3.1
- [26] Herbig C., Ahlgren E.H., Schroeder U.A., Martinez-Galera A.J., Arman M.A., Kotakoski J., Knudsen J., Krasheninnikov A.V. and Michely T., *Physical Review B* 92 (2015), 085429
- [27] Werner M., van den Berg J. A., Armour D. G., Carter G., Feudel T., Herden M., Bersani M., Giubertoni D., Ottaviano L., Bongiorno C., Mannino G., Bailey P., Noakes T. C. Q., *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005), 151904
- [28] Marques F.C., Barbieri P.F., Viana G.A., da Silva D.S., *Applied Surface Science* 275(2013), 156
- [29] Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P., *Nucl. Instr. Meth. B* 268 (2010), 1818
- [30] Turek M., Drozdziel A., Pyszniak K., Wójtowicz A., Maczka D., Yuschkevich Y., Vaganov Y., J. Żuk *Acta Physica Polonica A* 127 (2015), 849
- [31] Blackburn R., *Metallurgical Review* 11 (1966), 159
- [32] Redhead P.A., *Vacuum* 12 (1962), 203