

Termodesorpcja argonu implantowanego do germanu

Streszczenie. Badano termodesorpcję Ar zaimplantowanego do germanu (z energią 100 keV i 150 keV, dawka $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$). Zaobserwowano gwałtowne uwolnienia Ar w temperaturach 790-840 K w postaci wąskich wierzchołków w widmach TDS, co świadczy najprawdopodobniej o uwalnianiu Ar zgromadzonego w postaci bąbli we wnękach w Ge. Analiza przesunięć położenia wierzchołków pozwoliła oszacować wartości energii aktywacji desorpcji – wynosi ona 3.2 eV (100 keV) i 2.2 eV (150 keV) - znacznie więcej niż uzyskane w przypadku He implantowanego do Ge.

Abstract. Thermal desorption of Ar implanted into germanium (with energies 100 keV and 150 keV, fluence $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$) was studied. Sudden release of Ar was observed as narrow peaks in temperature range 790-840 K in TDS spectra, which may be assigned to the release of gas trapped as bubbles in cavities in the Ge lattice. The analysis of peak shifts enabled estimation of desorption activation energies - it is 3.2 eV (100 keV) and 2.2 eV (150 keV) - these values are much larger than those measured for He implanted into Ge. (**Thermal desorption of argon implanted into germanium**).

Słowa kluczowe: implantacja jonowa, spektrometria termodesorpcyjna, desorpcja, defekty w ciałach stałych

Keywords: ion implantation, thermal desorption spectrometry, desorption, defects in solids

Wstęp

Spektrometria termodesorpcyjna opisywana w literaturze skrótami TDS (*thermal desorption spectroscopy*) bądź TPD (*thermal programmed desorption*) polega na śledzeniu uwalniania substancji z ogrzewanych próbek w funkcji ich temperatury. Szczegółowa analiza widm TDS (najczęściej lekkich gazów szlachetnych lub H) wprowadzonych do tarczy pozwala uzyskać ważne informacje o oddziaływaniu atomów domieszki z siecią krystaliczną próbki oraz jej niedoskonałościach, jak m.in. wakanie i ich klastery oraz wyznaczyć parametry opisujące ich dyfuzję [1]. Spektroskopia termodesorpcyjna TDS jest często stosowaną metodą badania nieuporządkowania w ciałach stałych spowodowanego bombardowaniem wiązkami cząsteczek, jak również retencji zanieczyszczeń w materiałach używanych zarówno w konstrukcji klasycznych reaktorów jądrowych jak i urządzeń wykorzystujących fuzję termojądrową, takich jak beryl [2], wolfram [3] czy grafit [4]. Należy w tym miejscu wspomnieć, że tworzenie się warstw zawierających wnęki, czy bąbli wypełnionych wprowadzonymi przez bombardowanie jonowe gazami w półprzewodnikach, metalach [5,6] i cienkich warstwach [7] przyciąga uwagę naukowców i inżynierów ze względu na możliwość wykorzystania tych procesów w technologiach Smart-cut [8] bądź w getterowaniu zanieczyszczeń [9,10]

Wytwarzanie się bąbli He na skutek implantacji jonowych (zazwyczaj charakteryzujących się dużym, t.j. powyżej 10^{16} cm^{-2} , dawkami) w krzemie było i jest tematyką badań prowadzonych przez różne grupy [11-14], skupiających swą uwagę m.in. na czynnikach takich jak parametry implantacji i wygrzewania. Na przestrzeni lat badano także uwalnianie się cięższych gazów szlachetnych zaimplantowanych w szerokim zakresie energii (od 100 eV do kilkudziesięciu keV) do krzemu, zwłaszcza argonu [15-17] czy ksenonu [18].

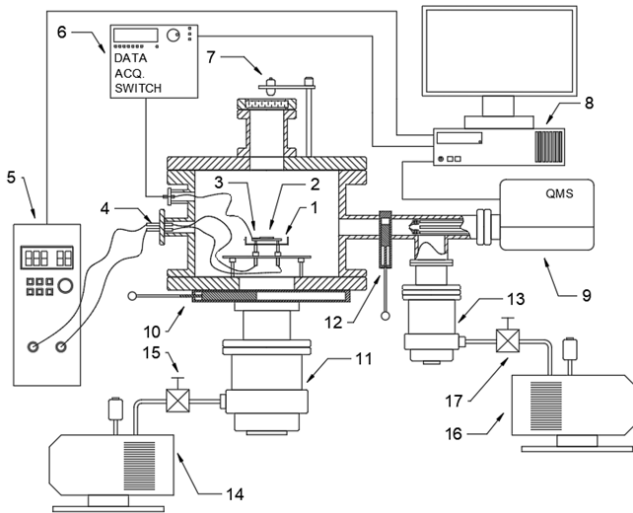
German, cechujący się znacznie większą niż krzem ruchliwością nośników ładunku, wydaje się być idealnym kandydatem na materiał, którego użycie pozwoli na radykalne zwiększenie wydajności urządzeń elektronicznych i optoelektronicznych. Perspektywa ta jest o tyle realna, że materiał ten cechuje duże podobieństwo do krzemu, co stanowi ogromne ułatwienie dla integracji Ge z technologią CMOS. Ostatnio udało się zademonstrować, że czysty german, materiał o skośnej przerwie energetycznej można zmienić w półprzewodnik o prostej przerwie energetycznej stosując inżynierię naprężeń,

domieszkowanie cyną oraz hiperdomieszkowanie fosforem na typ *n* [19,20] zwiększając jednocześnie jeszcze bardziej ruchliwość ładunków. Wytwarzanie warstw zawierających skupiska bąbli gazowych w germanie, zwłaszcza cienkich warstwach germanu na izolatorze (GeOI) może okazać się pożądane dla opracowania technologii typu Smart-cut dla tego materiału. W dotychczas prezentowanych badaniach pokazano, że implantacja (60 keV) jonami He z dawkami rzędu $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ prowadzi do powstania bąbli o średnicy rzędu 1-2 nm, co udało się stwierdzić dzięki m.in. pomiarom emisji He stymulowanej bombardowaniem wiązką elektronów [21]. Pomiary termodesorpcji He zaimplantowanego z dawkami $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ wykazały, że widma helu uwalnianego z próbek germanu mają postać szerokich wierzchołków, co sugeruje że w takim przypadku emisja gazu wynika raczej z dyfuzji w zdeformowanym materiale i uwalniania z niewielkich agregatów He-wakans [22]. Należy także wspomnieć, że implantacja jonami wodoru z dawką rzędu $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ wraz z późniejszym wygrzewaniem w temperaturze 200-350 doprowadzała do formowania się blisterów pod powierzchnią germanu [23].

Artykuł przedstawia wyniki badań termodesorpcji argonu zaimplantowanego do germanu z energiami 100 keV i 150 keV. Dawki naświetlania wynosiły $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ i były dwukrotnie większe niż w poprzednio badanym przypadku uwalniania He zaimplantowanego do germanu. Widma termodesorpcyjne zarejestrowano dla liniowego profilu narastania temperatury z tempami od 0.35 K/s do 2.5 K/s. W celu oszacowania energii aktywacji desorpcji zastosowano analizę przesunięć wierzchołków odpowiadających gwałtownemu uwalnianiu argonu. Uzyskane wyniki porównano z rezultatami uzyskanymi m.in. dla termodesorpcji helu z germanu. Artykuł uzupełniony jest krótkim opisem aparatury pomiarowej (spektrometru desorpcyjnego)

Opis eksperymentu

Próbki Ge o orientacji 110 zostały zaimplantowane jonami Ar⁺ o energii 100 keV i 150 keV. Implantacja przeprowadzona została w temperaturze pokojowej. Dawka naświetlania wynosiła w obydwu przypadkach $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-2}$, dwukrotnie więcej niż w przypadku implantacji helu [22]. Gęstość prądu jonowego padającego na próbkę utrzymywana była na poziomie $1 \mu\text{A}/\text{cm}^2$, by ograniczyć efekty związane z rozgrzewaniem się bombardowanej tarczy.



Rys. 1. Schemat układu pomiarowego (spektrometru termodesorpcyjnego): 1 – grzejnik, 2 – próbka, 3 – termopara, 4 – przepust elektryczny, 5 – zasilacz programowalny, 6 – switch układu termopara-PC, 7 – głowica pirometru, 8 – mikrokomputer sterujący, 9 – spektrometr kwadrupolowy, 10,12 – śluzi próżniowej, 11,13 – pompy turbomolekularne, 14,16 - pompy (rotacyjne) próżni wstępnej, 15,17- zawory odcinające pompy próżni wstępnej.

Spektrometr termodesorpcyjny używany do pomiarów opisany został w poprzednich artykułach [24-27]. Podany zostanie jedynie skrócony opis aparatury, konieczny choćby z uwagi na fakt, że ulega ona częstej modyfikacji. Schemat spektrometru przedstawiono na rysunku 1. Główne podzespoły spektrometru termodesorpcyjnego umieszczone są w komorze próżniowej wykonanej ze stali kwasoodpornej. Zawiera ona stół do mocowania próbek z grzejnikiem Borelectric HTR1002 (Momentive, Strongsville OH, USA). Stół wyposażony jest w osłonę z blach: molibdenowej i stalowej zapobiegającą nadmiernemu ogrzewaniu się ścian komory i ograniczającą osadzanie się par z ogrzewanych próbek na innych częściach urządzenia. Grzejnik, którego temperatura jest mierzona przy pomocy standardowej termopary typu K, zasilany jest przez programowalny zasilacz EA-PS 8080T (EA-Electro-Automatik GmbH, Viersen, Niemcy). Zarówno zasilacz jak i termopara komunikują się z mikrokomputerem klasy PC za pośrednictwem switcha Hewlett-Packard 34970A. Proces nagrzewania stolika i próbki kontrolowany jest przez autorskie oprogramowanie wykorzystujące algorytm typu PID. W trakcie pomiarów wykorzystywano liniowy profil narastania temperatury, który można opisać wzorem:

$$(1) \quad T(t) = T_0 + \beta t$$

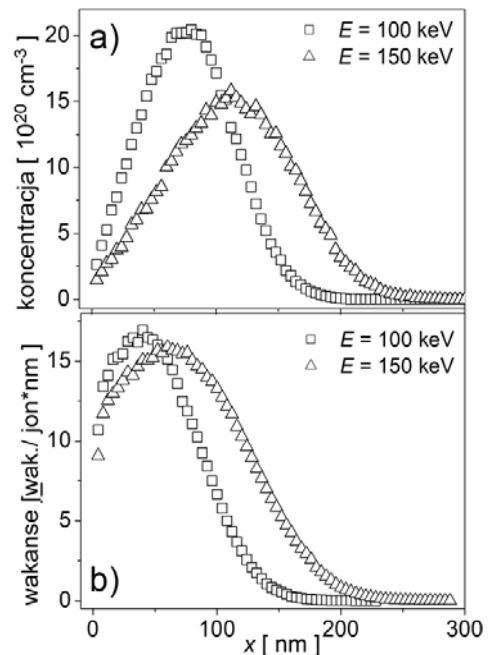
gdzie T_0 to temperatura początkowa (pokojowa), zaś β to stała narastania temperatury – w opisywanych pomiarach stała ta zmieniana była w zakresie od 0.35 K/s- 2.5 K/s. Ciśnienie par substancji desorbujących z próbki mierzone jest przez spektrometr kwadrupolowy QMG 220 M (Pfeiffer Vacuum, Asstar, Niemcy) wyposażony w powielacz elektronowy, co pozwoliło na istotne zmniejszenie progu czułości urządzenia w porównaniu z wcześniejszymi wersjami wykorzystującymi puszkę Faradaya do pomiaru prądów jonowych. Wyniki pomiarów dokonanych przez spektrometr kwadrupolowy rejestrowane są przez firmowe oprogramowanie Quadera™, które kontroluje też jego działanie.

Zmodyfikowany układ próżniowy ma dwa niezależne trakty obsługiwane przez zespół pompa turbomolekularna-pompa próżni wstępnej (rotacyjna). W trakcie rozruchu aparatury oba zespoły pomp pozwalają na szybkie osiągnięcie ciśnienia na poziomie 10^{-8} mbar. W trakcie pomiarów/ogrzewania próbki główny zespół pomp jest

odcinany przy pomocy śluzi próżniowej, tak by gazy emitowane w głównej komorze próżniowej kierowane były w stronę kwadrupolowego spektrometru masowego. Pozwala to na używanie stosunkowo małych próbek, o powierzchni rzędu 0.25 cm^2 .

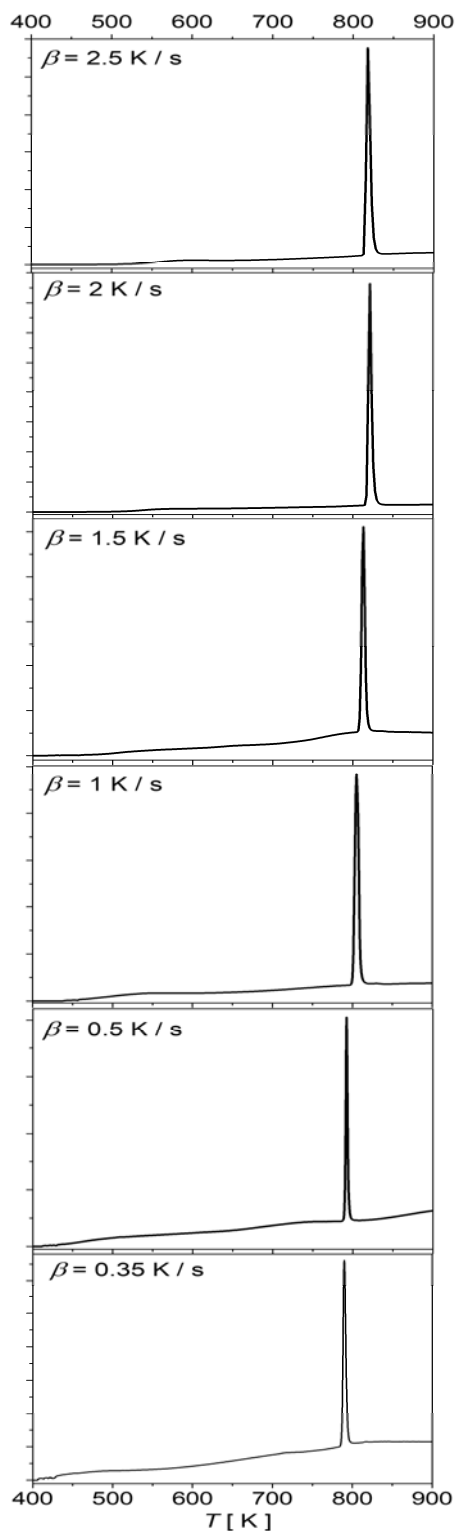
Wyniki

Rozkłady głębokościowe wprowadzonej do próbek domieszki (Ar) oraz wytworzonych wakansów przedstawiono na rysunku 2. Rozkłady te uzyskano przy użyciu pakietu SRIM [28]. Średni zasięg jonów Ar^+ dla energii implantacji 100 keV wynosił około 75 nm (z odchyleniem 35 nm), w przypadku energii 150 keV wzrastał do 110 nm (z odchyleniem około 50 nm). Około pięciokrotnie mniejszy zasięg jonów, a także dwukrotnie większa dawka implantacji skutkuje koncentracją wprowadzonej domieszki o rząd wielkości większą niż w poprzednio rozważanym przypadku termodesorpcji He. Maksymalne koncentracje wytworzonych wakansów są natomiast o blisko dwa rzędy wielkości wyższe od tych spowodowanych naświetlaniem bardzo lekkimi pociskami He^+ . Wspomniane wyżej różnice mają niebagatelny wpływ na kształt widm termodesorpcyjnych (widm TDS) w przypadku uwalniania argonu. Widma te zaprezentowane są na rysunku 3 (próbki implantowane z $E=100 \text{ keV}$) oraz na rysunku 4 (dla $E=150 \text{ keV}$). W przypadku emisji He widma TDS zawierały szerokie, wielokrotne wierzchołki o łącznej szerokości rzędu 200 K. W przypadku Ar zaimplantowanego do Ge emisja Ar ma postać pojedynczych, bardzo wąskich wierzchołków (o szerokości połówkowej rzędu kilku kelwinów).



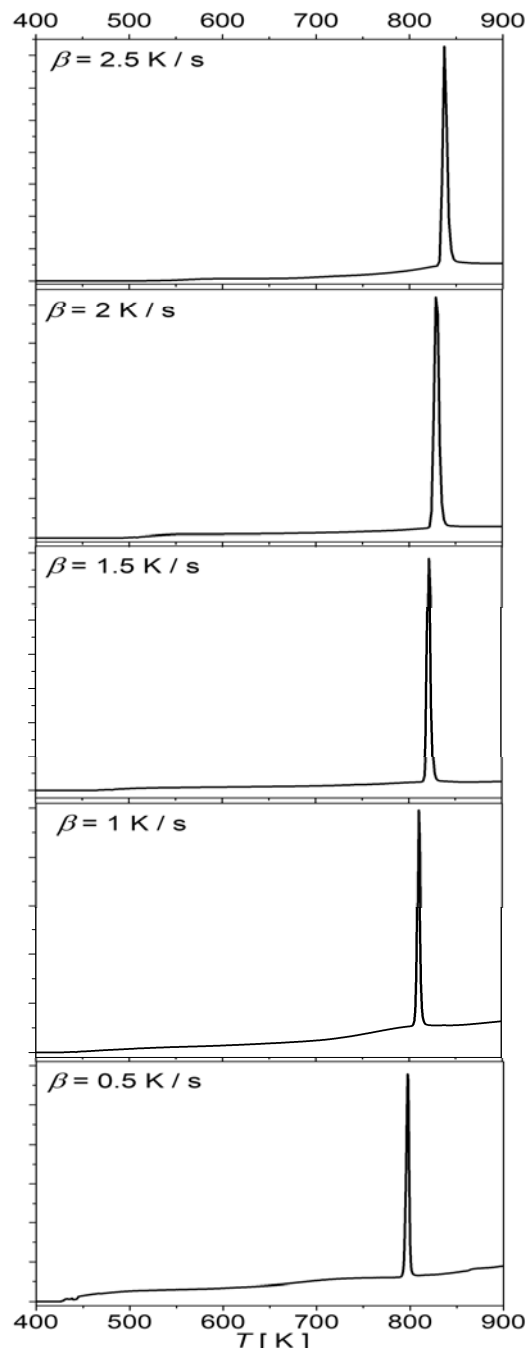
Rys. 2. Rozkłady głębokościowe gęstości Ar zaimplantowanego do Ge (a) oraz gęstości wytworzonych wakansów (b) obliczone przy pomocy programu SRIM.

Emisja argonu obserwowana była w zakresie 790-840 K, dla nieco większych temperatur niż maksima pierwszych wierzchołków He implantowanych jonami o tej samej energii (100 keV). Należy także w tym miejscu wspomnieć, że widma TDS zarejestrowane dla Ar implantowanego do krzemu [24] miały zupełnie inny jakościowo kształt. Wąskie wierzchołki obserwowane dla temperatur 930-940 K odpowiadał najprawdopodobniej emisji gazu z aglomeratów - bąbli wypełniających wnęki w strukturze krystalicznej.



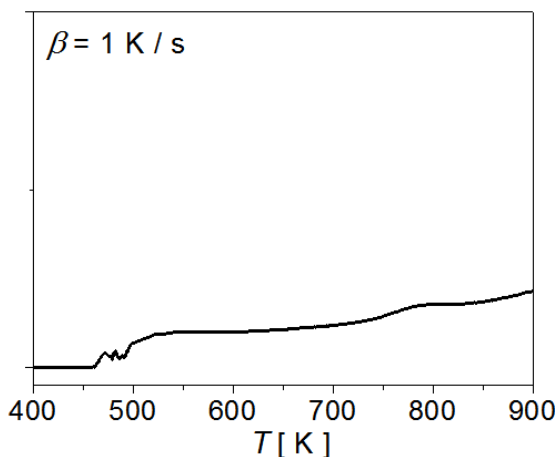
Rys. 3. Widma termodesorpcyjne Ar zaimplantowanego do Ge z energią $E=100$ keV.

Drugi wierzchołek, znacznie bardziej szeroki, obserwowany był dla wyższych temperatur i był skutkiem uwalniania argonu wydylundującego z próbki. Tego typu dualna struktura widma była także dyskutowana dla Ar implantowanego do krzemu ze znacznie niższymi energiami [17], przy czym autorzy tej pracy wskazują, że dla energii niższych niż 50 keV kolejność omawianych wierzchołków jest odwrotna - mylnie sugerując, że dla wyższych energii implantacji wierzchołek pochodzący od aglomeratów zanika.



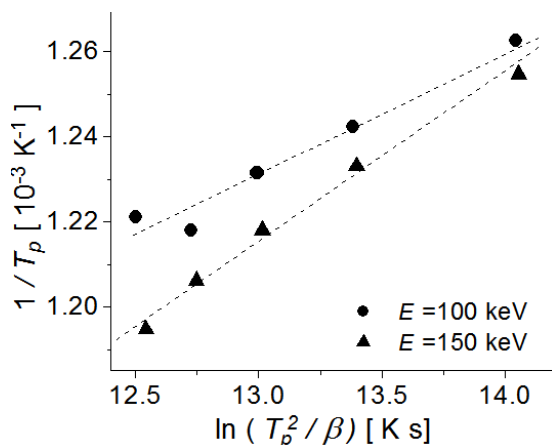
Rys. 4. Widma termodesorpcyjne Ar zaimplantowanego do Ge z energią $E=150$ keV.

W obecnie rozpatrywanym przypadku emisji Ar zaimplantowanego do germanu widoczny jest jedynie pojedynczy wierzchołek od gazu pochodzącego z próbki - jego kształt sugeruje, że jest to emisja gazu sprężonego w bąblach. Aby wyjaśnić wszelkie wątpliwości co do natury słabej emisji gazu widocznej już dla około 400 K, przeprowadzono pomiary widm tła, to jest bez umieszczania implantowanej próbki na piecyku. Przykład sygnału tła przedstawiony jest na rysunku 5. Wspomniana wyżej słaba emisja pochodzi od obecnego w atmosferze argonu adsorbowanego na różnych powierzchniach części aparatury, a uwalnianego w miarę stopniowego rozgrzewania się tych elementów - np. stolika i jego metalowych osłon.



Rys. 5. Widmo termodesorpcyjne Ar uwalnianego w spektrometrze TDS bez próbki (tło) zebrane dla $\beta = 1$ K/s. Skala na osi sygnału około dwukrotnie powiększona w stosunku rysunków 3. i 4.

Bardzo duża szerokość wierzchołków obserwowanych w przypadku He zaimplantowanego do Ge z dawką 10^{16} cm^{-2} , że emisja He związana jest z wydyfundowywaniem He uwięzionego w położeniach międzywęzłowych, wakansach albo w postaci klastrow He_nV_m [29,30]. Uwolnienie gazu w poprzednio rozpatrywanym przypadku mogło zachodzić także z niewielkich wnęk - klastrow złożonych z kilku wakansów. Wspomniana wyżej dawka implantacji była jedna zbyt niska dla utworzenie stabilnych bąbli wypełnionych gazem pod dużym ciśnieniem [31] - w przypadku implantacji wodorem wytworzenie bąbli i blisterów wymagało dawek powyżej 3×10^{16} cm^{-2} . Jak to już jednak było wcześniej wspomniane, dawka implantacji została zwiększona dwukrotnie, przy znacznie mniejszym zasięgu jonów. Skutkiem wysokiej koncentracji Ar i wytworzonych wakansów jest tworzenie wnęk wypełnionych gazem, a następnie gwałtowne uwalnianie gazu z bąbli, w momencie gdy ciśnienie przekracza wartość krytyczną, jak miało miejsce w przypadku cięższych gazów szlachetnych (Ar, Xe i Kr) implantowanych do krzemu [24,26,27].



Rys. 6. Wykresy Redheada dla wierzchołków w widmach termodesorpcyjnych otrzymanych dla próbek implantowanych jonami Ar^+ z energiami 100 keV i 150 keV.

Analizując otrzymane widma zaobserwować można, że położenie wierzchołków przesuwają się w stronę wyższych temperatur wraz ze wzrostem tempa narastania β . Przesunięcia te są jedna dużo mniejsze niż w przypadku uwalniania He z germanu - gdzie sięgały 60 K przy zmianie o 1 K/s. Widać także, że uwalnianie głębiej zaimplantowanego Ar zachodzi dla nieco większych

temperatur - jest to jednak przesunięcie rzędu kilku kelwinów przy wzroście E z 100 do 150 keV. Nie jest to tak wyraźny efekt jak w przypadku Xe czy Kr implantowanego do krzemu, gdzie przesunięcia przy zmianie energii implantacji o 50 keV sięgały kilkuset, nawet 400 K.

Analiza przesunięć wierzchołków z wykorzystaniem metody Redheada [32] pozwala oszacować wartości energii aktywacji desorpcji Q . Jeśli założymy, że proces termodesorpcji jest pierwszego rzędu, to liczba uwalnianych w jednostce czasu atomów argonu opisana jest równaniem:

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

W powyższym wzorze n to liczba uwalnianych/desorbujących atomów, k - stała Boltzmann, zaś γ - współczynnik proporcjonalności. Przyjmując, że temperatura zależy liniowo od czasu, jak we wzorze (1) a także uwzględniając fakt że dla maksimum emisji (w temperaturze T_p odpowiadającej wierzchołkowi) zachodzi $d^2n/dt^2 = 0$, otrzymuje się równanie:

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

Patrząc na równanie (3), łatwo można dostrzec że energię aktywacji desorpcji Q można wyznaczyć odkładając na osi y odwrotności temperatur odpowiadających wierzchołkom $1/T_p$, zaś na osi x wartości $\ln(T_p^2/\beta)$ a następnie wpasowując w te punkty prostą. Postępowanie to zilustrowane jest na rysunku 6, na którym widać, że nachylenie prostej dla $E=150$ keV jest nieco mniejsze. Oszacowane wartości Q zestawione są w Tabeli 1. Energia aktywacji desorpcji jest większa dla energii implantacji 100 keV i wynosi 3.2 eV, podczas gdy dla $E=150$ keV jest o 1 eV niższa. Niepewność tego oszacowania jest poniżej 10%. Tego typu tendencja była poprzednio obserwowana np. dla uwalniania Kr z krzemu. Należy też wspomnieć, że energia aktywacji desorpcji Ar z Ge jest znacznie większa niż w przypadku desorpcji implantowanego do Ge helu (Q rzędu 0.75 eV), czy w przypadku emisji He z Si (rzędu 1 -1.3 eV). Wzrost energii aktywacji desorpcji dla cięższych gazów szlachetnych ma zapewne związek z rosnącym wraz z liczbą Z promieniem atomowym [33].

Tabela 1. Położenie wierzchołków widma termodesorpcyjnego Ar uwalnianego z Ge i oszacowane wartości energii aktywacji desorpcji

E [keV]	β [K/s]	T_p [K]	Q [eV]
100	0.35	790	3.2 ± 0.3
	0.5	792	
	1	805	
	1.5	812	
	2	821	
	2.5	819	
150	0.5	797	2.2 ± 0.15
	1	811	
	1.5	821	
	2	829	
	2.5	837	

Uzyskane wartości są też wyraźnie większe od energii aktywacji desorpcji Ar implantowanego do krzemu. Interesującym zadaniem wydaje się, sprawdzenie jakie wartości osiągnie Q dla jeszcze cięższych gazów jak Kr, czy Xe i czy temperatury uwalniania w takich przypadkach będą zbliżać się do temperatury topnienia Ge, jak miało to miejsce w przypadku uwalniania Xe zaimplantowanego do krzemu [26]. Intrygującym zagadnieniem wydaje się także

zbadał wpływ wstępnego zdefektowania Ge poprzez autoimplantację na kształt uzyskiwanych widm termodesorpcyjnych He i cięższych gazów szlachetnych.

Podsumowanie

W artykule przedstawiono wyniki badań termodesorpcji argonu zaimplantowanego do próbek Ge z energiami 100 keV i 150 keV. Widma termodesorpcyjne zebrano dla liniowych profili narastania temperatury dla tempa narastania zmieniającego się w zakresie od 0.35 K/s do 2.5 K/s. Zaobserwowano uwalnianie Ar w postaci pojedynczego ostrego wierzchołka pojawiającego się dla temperatur w zakresie 790-840 K, a więc dla temperatur niższych niż w przypadku uwalniania He zaimplantowanego do germanu. Gwałtowna emisja argonu jest najprawdopodobniej efektem przekroczenia krytycznego ciśnienia gazu uwięzionego we wnękach utworzonych z łączących się wakansów wytworzonych w strukturze Ge. Zaobserwowano przesuwanie się temperatury uwolnienia gazu wraz ze wzrostem tempa ogrzewania próbki. Analiza przesunięć wierzchołków metodą Redheada pozwoliła na wyznaczenie energii aktywacji desorpcji Ar w germanie: dla energii implantacji 100 keV wyniosła ona 3.2 eV i zmalała do 2.2 przy energii implantacji 150 keV. Uzyskane wartości energii aktywacji desorpcji są kilkukrotnie większe niż dla He implantowanego do germanu.

Badania finansowane w ramach projektu Narodowego Centrum Nauki nr 2016/23/B/ST7/03451.

Przeprowadzone badania były dofinansowane przez Pełnomocnego Przedstawiciela Rządu RP w ZIBJ w Dubnej ramach Projektu № 75/07/2020

Autorzy: dr hab. Marcin Turek, Instytut Fizyki, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, pl. M. Marii Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, E-mail: mturek@kft.umcs.lublin.pl; dr Andrzej Drożdźiel, Instytut Fizyki, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, pl. M. Marii Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin, E-mail: adrozdowa@o2.pl; dr Krzysztof Pyszniak, Instytut Fizyki, Uniwersytet Marii Curie-Skłodowskiej, pl. M. Marii Curie-Skłodowskiej 1, 20-031 Lublin E-mail: kpysz1@o2.pl; Yuriy A. Vaganov, Joint Institute for Nuclear Research, Joliot-Curie 6, Dubna, Russia, E-mail: vaganov_ya@jinr.ru

LITERATURA

- [1] van Gorkum A.A., Kornelsen E.V., *Vacuum* 31 (1981), 89
- [2] Zibrov M., Gasparyan Yu., Ryabtsev S., Pisarev A., *Physics Procedia* 71 (2015), 83
- [3] 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
- [4] Airapetov A. A., Begrambekov L. B., Vergazov S. V., Kuzmin A. A., Fadina O. C., and Shigin P. A., *Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques* (2010) 4, 567
- [5] Morozov O., Zhurba V., Neklyudov I., Mats O., Rud A., Chernyak N., Progolaieva V., *Nanoscale. Res. Lett.* 10 (2015), 154
- [6] Trinkaus H., Singh B. N., *J. Nucl. Mater.* 323 (2003), 229
- [7] Chang S., Lin T., and Li T., *Journal of Nanomaterials* 2014 (2014), 690498
- [8] Bruel M.; Aspar B.; Charlet B.; Maleville C.; Poumeyrol T.; Soubie A.; Auberton-Herve A.J.; Lamure J.M.; Barge T. 1995 IEEE International SOI Conference Proceedings p.178
- [9] Kögler R., Peeva A., Lebedev A., Posselt M., Skorupa W., Oezelt G., Hutter H., Behar M., *J. Appl. Phys.* 94 (2003), 3834
- [10] Raineri V., Saggio M., Rimini E., *J. Mater. Res.* 15 (2000), 1449
- [11] Oliviero E., David M. L., Beaufort M. F., Barbot J. F., van Veen A., *Appl. Phys. Lett.*, 81 (2002), 4201
- [12] Corni F., Calzolari G., Gambetta F., Nobili C., Tonini R., Zapparoli M., *Materials Science and Engineering B* 71 (2000), 207
- [13] Cerofolini G.F., Calzolari G., Corni F., Frabboni S., Nobili C., Ottaviani G., Tonini R., *Phys. Rev. B* 61 (2000), 10183
- [14] Godey S., Ntsoenzok E., Sauvage T., van Veen A., Labohm F., Beaufort M.F., Barbot J.F., *Materials Science and Engineering B* 73 (2000), 54
- [15] Lau W. M., Bello I., Huang L. J., Feng X., Vos M., Mitchell I. V., *J. Appl. Phys.* 74 (1993), 7105
- [16] Filius A., van Veen A., Bijkerk K. R., and Evans J. H., *Radiat. Eff.* 108 (1989), 1
- [17] Hanada R., Saito S., Nagata S., Yamaguchi S., Shinozuka T., Fujioka I., *Mat. Sci. Forum* 196-201 (1995), 1375
- [18] 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., and Noakes T. C. Q., *Appl. Phys. Lett.* 86 (2005), 151904
- [19] Prucnal S., Berencén Y., Wang M., Grenzer J., Voelskow M., Hübner R., Böttger R., Yamamoto Y., Scheit A., Bärwolf F., Zviagin V., Schmidt-Grund R., Grundmann M., Žuk J., Turek M., Drożdźiel A., Pyszniak K., Kudrawiec R., Polak M. P., Leipoldt J., Rebohle L., Skorupa W., Helm M. and Zhou S. *Phys. Rev. Appl.* 10 (2018), 064055
- [20] Prucnal S., Liu F., Berencén Y., Vines L., Bischoff L., Grenzer J., Andric S., Tiagulskyi S., Pyszniak K., Turek M., Drożdźiel A., Helm M., Zhou S., and Skorupa W., *Semicond. Sci. Technol.* 31 (2016), 105012
- [21] David M-L., Alix K., Pailloux F., Mauchamp V., Couillard M., Botton G. A., and Pizzagalli L., *Journal of Applied Physics* 115 (2014), 123508
- [22] Turek M., Drożdźiel A., Pyszniak K., Prucnal, S. Zuk, J. Vaganov Yu. *Acta Physica Polonica A* 136 (2019) 285
- [23] F. Yang, X.-X. Zhang T.-C. Ye and S.-L. Zhuang *Journal of The Electrochemical Society*, 158 (12), H1233 (2011)
- [24] Drożdźiel A., Wójtowicz A., Turek M., Pyszniak K., Maczka D., Słowinski B., Yushkevich Y.V. and Żuk J., *Acta Phys. Pol. A* 125 (2014), 1400
- [25] Turek M., Drożdźiel A., Wójtowicz A., Filiks J., Pyszniak K., Maczka D., Yuschkevich Y., *Acta Phys. Pol. A* 132 (2017), 249
- [26] Turek M., Drożdźiel A., Pyszniak K., Wójtowicz A., Vaganov Yu. *Przegląd Elektrotechniczny* 2018-7 (2018) 159
- [27] Turek M., Drożdźiel A., Pyszniak K., Wójtowicz A., Maczka D., Yuschkevich Y., Vaganov Yu., Żuk J., *Acta. Phys. Pol. A* 128 (2015), 849
- [28] Ziegler J.F., Ziegler M.D., Biersack J.P., *Nucl. Instr. Meth. B* 268 (2010), 1818
- [29] Corni F., Calzolari G., Gambetta F., Nobili C., Tonini R., Zapparoli M., *Materials Science and Engineering B* 71 (2000), 207
- [30] Corni F., Nobili C., Ottaviani G., Tonini R., Calzolari G., Cerofolini G.F. and Queirolo G., *Phys. Rev. B* 56 (1997), 7331
- [31] Hasanuzzaman M. *Void Evolution And Defect Interactions In Silicon And Silicon Germanium*, Ph.D. Thesis, McMaster University 2012
- [32] Redhead P.A., *Vacuum* 12 (1962), 203
- [33] Blackburn R. *International Materials Reviews*, 11 (1966), 159