

Wybrane zagadnienia pomiaru fotoprzewodnictwa w aspekcie badania struktury defektowej materiałów półprzewodnikowych

Streszczenie. W artykule zaprezentowano wybrane zagadnienia pomiaru fotoprzewodnictwa w aspekcie badania struktury defektowej materiałów półprzewodnikowych. Zaprezentowano dedykowany do tego celu system pomiarowy. Dokonano analizy niektórych przypadków związanych z niedokładnością pomiaru w prezentowanym systemie. Zaprezentowano wpływ pomiaru temperatury na niejednoznaczność otrzymanych na podstawie analizy fotoprądu parametrów centrów defektowych. Omówiono zagadnienia związane z wpływem sposobu wykonania kontaktów omowych na wyniki pomiaru. Opisano zjawiska związane z pomiarem niskich sygnałów oraz omówiono sposoby eliminacji zakłóceń w tych układach.

Abstract. The paper presents a measurement system for investigation of defect centres in semiconductor materials. Analysed were some aspects of measurement inaccuracies in the system. Shown was an influence of a temperature measurement on the ambiguity of parameters of defect centres obtained based on an analysis of photocurrent waveforms. Discussed were issues related to an influence of the way the ohmic contacts had been prepared on the measured signals. Described were the phenomena associated with the measurements of small signals and discussed were the ways of eliminating interferences from the system. (Selected issues of photoconductivity measurements in the aspect of studying defect centres in semiconductor materials).

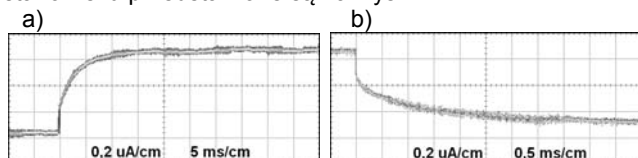
Słowa kluczowe: system pomiarowy, materiały półprzewodnikowe, centra defektowe.

Keywords: measurement system, semiconductor materials, defect centres.

Wprowadzenie

W ostatnich latach prowadzone są intensywne badania mające na celu uzyskanie materiałów półprzewodnikowych o nowych właściwościach, umożliwiających wytwarzanie przyrządów dla nowych rozwiązań układowych w energoelektronice. Nowe właściwości materiałów otrzymywane są za pomocą inżynierii struktury defektowej, pozwalającej na wprowadzanie do materiału centrów defektowych o odpowiednich właściwościach.

Niestacjonarne fotoprzewodnictwo materiałów półizolujących (np. arsenku galu Si GaAs) jest coraz szerzej wykorzystywane praktycznie zarówno podczas pomiaru właściwości centrów defektowych [1, 2], jak i w działaniu przełączników fotokonduktancyjnych [3]. Jedną z najbardziej efektywnych metod badania właściwości centrów defektowych jest niestacjonarna spektroskopia fotoprądowa PITS (ang. *Photo-Induced Transient Spectroscopy*) [4, 5]. Polega ona na impulsowym generowaniu nadmiarowych nośników ładunku w próbce materiału o wysokiej rezystywności poprzez pobudzenie fotonami o energii większej od szerokości przerwy zabronionej, a następnie rejestrowaniu relaksacyjnych przebiegów fotoprądu po wyłączeniu czynnika pobudzającego. Przebiegi te wywołane są termiczną emisją nośników ładunku wychwyconych przez centra defektowe podczas oświetlenia próbki i mają charakter będący sumą funkcji eksponencjalnych [6]. Przykładowe relaksacyjne przebiegi czasowe fotoprądu płynące przez próbkę materiału wykonaną z arsenku galu zmierzone na opisywanym stanowisku przedstawione są na Rys. 1.



Rys. 1. Relaksacyjne przebiegi czasowe prądu płynącego przez próbkę materiału wykonanego z GaAs podczas włączania oświetlenia (a) oraz podczas wyłączania oświetlenia (b) zmierzone na opisywanym stanowisku pomiarowym. Próbkę oświetlano światłem niebieskim o długości fali ok. 440 nm. Współczynnik wzmocnienia przetwornika prąd-napięcie wynosił 10^7 V/A.

Fotoprądy są rejestrowane w szerokim zakresie zmian temperatury, a następnie przekształcane do postaci widm dwuwymiarowych. Na widmach tych występują fałdy zwią-

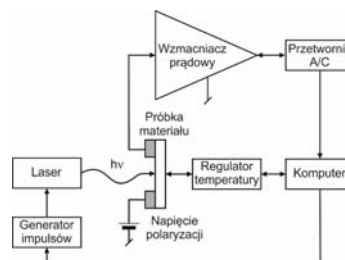
zane z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych. Przebiegi linii grzbietowych fałd ilustrują temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku z centrów defektowych, które opisywane są równaniem Arrheniusa:

$$(1) \quad e_T = AT^2 \exp(-E_a/kT),$$

gdzie E_a jest energią aktywacji, A iloczynem przekroju czynnego na wychwyt nośników σ i stałej materiałowej γ [7], T temperaturą bezwzględną, zaś k jest stałą Boltzmanna. Sposób wyznaczania koncentracji centrów defektowych opisano w pracach [8, 9].

Opis stanowiska pomiarowego

Na Rys. 2 pokazano schemat blokowy układu pomiarowego do badania centrów defektowych w wysokorezystywnych materiałach półprzewodnikowych metodą PITS. Układ ten wyposażony jest w źródło napięcia polaryzującego badaną próbkę materiału półprzewodnikowego oraz przetwornik prąd-napięcie ze wzmacniaczem do pomiaru generowanego fotoprądu. Próbkę, której temperatura może być zmieniana w szerokim zakresie, znajduje się w optycznym kriostacie helowym firmy Leybold model RDC 10 - 320. Temperatura stabilizowana jest z dokładnością do $\pm 0,5$ K za pomocą regulatora temperatury model LTC 60 firmy Leybold. W układzie zastosowano przetwornik prąd-napięcie w postaci wzmacniacza firmy Keithley model 428 oraz źródło napięciowe tej firmy model 236, umożliwiające polaryzację próbki napięciem do 110 V. Przetwarzanie analogowo-cyfrowe realizowane jest za pomocą karty firmy National Instruments model PCIe-6251 (16 bitów, 1,25 MS/s).



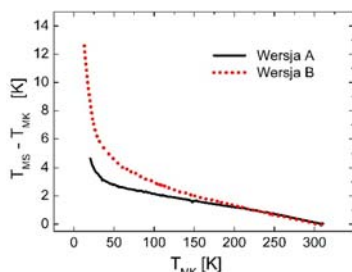
Rys. 2. Schemat blokowy układu pomiarowego do badania centrów defektowych metodą PITS ze wspomaganie symulacyjnym.

Nadmiarowe nośniki ładunku, którymi zapełniane są centra defektowe, generowane są impulsowo za pomocą strumienia fotonów o energii większej od szerokości przerwy zabronionej badanego materiału, emitowanych przez laser półprzewodnikowy. Strumień fotonów, którego natężenie może być regulowane za pomocą cienkowarstwowych filtrów optycznych, pada na obszar próbki zawarty pomiędzy dwoma kontaktami omowymi.

Na podstawie rejestrowanych w zadanych temperaturach przebiegów fotoprądu, wyznaczane są powierzchnie widmowe, a na ich podstawie parametry centrów defektowych zaobserwowanych w badanym materiale. Poprawne określenie parametrów centrów defektowych w dużej mierze zależy od dokładności pomiaru fotoprądu. Celem artykułu jest wskazanie czynników wpływających na dokładność określenia parametrów centrów defektowych badanych materiałów półprzewodnikowych oraz metody eliminacji niedokładności pomiarów. Na błędy określenia parametrów centrów defektowych mają wpływ: niedokładność pomiaru temperatury w zakresie kriogenicznym, aspekty związane z wykonaniem kontaktów omowych, dostosowanie układu pomiarowego do pomiaru małych prądów w zakresie submikroamperowym oraz wpływ zakłóceń związanych z pracą urządzeń służących do obniżania temperatury próbki.

Niedokładność pomiaru temperatury

Na niedokładność pomiaru temperatury próbki duży wpływ ma położenie czujnika temperatury. Zazwyczaj czujnik ten nie jest zintegrowany z próbką i nawet nie jest umieszczany w jej pobliżu. Różnice w warunkach termicznych próbki i czujnika temperatury są dodatkowo powodowane przez oświetlenie próbki. Jest to szczególnie ważne przy pomiarach z zastosowaniem silnych impulsów świetlnych i długiego czasu rejestracji relaksacji. Dodatkowo różnica w pomiarze temperatury wynikać może z dogrzewania próbki przez promieniowanie ścian obudowy kryostatu.



Rys. 3. Różnica temperatur mierzonych czujnikiem położonym w pobliżu próbki T_{MS} i przez kontroler temperatury kryostatu T_{MK} w zależności od temperatury mierzonej przez kontroler temperatury kryostatu T_{MK} dla dwu wersji konstrukcyjnych uchwytu próbki.

Na Rys. 3 przedstawiono różnice temperatur mierzonych czujnikiem położonym w pobliżu próbki T_{MS} i przez kontroler temperatury kryostatu T_{MK} w zależności od temperatury mierzonej przez kontroler temperatury kryostatu T_{MK} dla dwu wersji konstrukcyjnych uchwytu próbki A i B. Wzrost różnicy wskazań w zakresie niskich temperatur jest prawdopodobnie wynikiem omówionego powyżej wpływu. Dokładność pomiaru temperatury związana jest z techniką pomiarową. Przez obydwa elementy przepływają prądy pomiarowe, powodujące wydzielanie się mocy. Dodatkowo próbka i czujnik temperatury dołączone są przez przewody elektryczne, przez które może nastąpić przepływ ciepła. Przewody połączeniowe prowadzi się w pobliżu zimnego palca kryostatu, aby zapewnić im taką samą temperaturę, jak próbce.

Do obliczenia parametrów głębokiego centrum defektowego wykorzystuje się wykres Arrheniusa, pokazujący zależność znormalizowanej szybkości emisji i odwrotności temperatury. Wykres ten ma charakter prostej. Jej nachylenie określa energię aktywacji danego centrum defektowego, a przecięcie z osią szybkości emisji – przekrój czynny na wychwył nośników. Temperaturowa zależność szybkości emisji dana jest równaniem (1), które może być przedstawione w postaci liniowej:

$$(2) \quad \ln \left[\frac{T_S^2}{e_n(T_S)} \right] = \frac{E_a}{k_B} \frac{1}{T_S} - \ln(\sigma\gamma),$$

gdzie E_a jest energią aktywacji pułapki, a T_S temperaturą próbki.

W rzeczywistych warunkach różnica pomiędzy temperaturą próbki T_S a temperaturą pokazywaną przez kontroler temperatury T_M zazwyczaj jest większa niż 0,1 K. Jest to spowodowane głównie przez różne warunki termiczne próbki i czujnika temperatury. Trudności w uzyskaniu takich samych warunków termicznych wynikają z konieczności zachowania separacji elektrycznej obu tych elementów. Zbiór punktów pomiarowych tworzących wykres Arrheniusa opisywany jest współrzędnymi

$$(3) \quad \left\{ \ln \left[\frac{T_M^2}{e_n(T_S)} \right], \frac{1}{T_M} \right\}$$

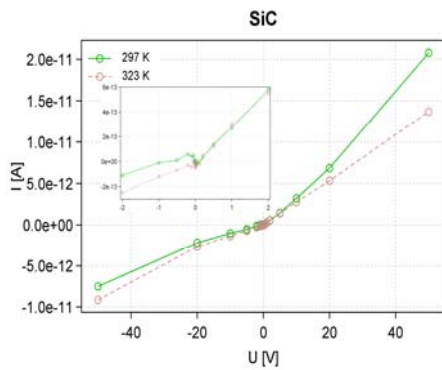
i aproksymowany linią prostą metodą najmniejszych sumy kwadratów. Otrzymuje się wtedy wartości energii aktywacji E_a i przekroju czynnego na wychwył nośników σ . Można zauważyć, że wykres Arrheniusa utworzony na płaszczyźnie opisanej współrzędnymi (3) może być nieliniowy, zatem wyznaczone parametry centrum defektowego mogą być obciążone znacznym błędem.

Aspekty związane z dokładnością wykonania kontaktów omowych

Próbka materiału do badań musi zostać w specjalny sposób przygotowana. Napawa się na nią kontakty omowe w celu elektrycznego podłączenia badanego materiału do źródła napięcia oraz do wzmacniacza pomiarowego. Wykonanie kontaktów omowych powoduje powstanie złącza metal-półprzewodnik ($m-s$). Złącze to powinno mieć charakterystykę liniową, aby nie wpływać na charakterystykę badanego materiału. Powinno się również charakteryzować stosunkowo niewielką rezystancją niezależną od kierunku polaryzacji. Jak widać na Rys. 4, gdzie przedstawiono charakterystyki prądowo-napięciowe zmierzone dla węgla krzemowego SiC, nie zawsze udaje się wytworzyć kontakty omowe o pożądanych właściwościach. Istnieje jednak metoda pozwalająca na eliminację wpływu nieliniowej charakterystyki złącza $m-s$.

Opiera się ona na modelu próbki jako szeregowego połączenia rezystancji liniowej materiału półprzewodnikowego oraz dwóch nieliniowych rezystancji złączy $m-s$.

Przedstawiając zmierzoną charakterystykę prądowo-napięciową całej próbki w skali półlogarytmicznej $\log[I(U)]$, gdzie część wykresu związana z nieliniowością złącza $m-s$ objawia się w postaci odcinka liniowego, można dla określonej wartości prądu wyznaczyć różnicę napięć między przedłużeniem odcinka liniowego a rzeczywistą charakterystyką, a następnie dzieląc tę różnicę przez obraną wartość prądu, obliczyć wartość rezystancji liniowej, będącej rezystancją próbki z pominięciem rezystancji nieliniowych kontaktów omowych.



Rys. 4. Wpływ kontaktów omowych na pomiar konduktancji materiału. Charakterystyki prądowo-napięciowe próbki materiału SiC zmierzone dla napięć w zakresie od -50 do +50 V. Wykres w postaci wstawki pokazuje te charakterystyki w węższym zakresie napięć tj. od -2 do +2 V. Pomiary dla tej próbki wskazują na nieliniowość charakterystyk złącza metal-półprzewodnik tworzących jej kontakty omowe.

Wpływ ograniczonego pasma przetwornika

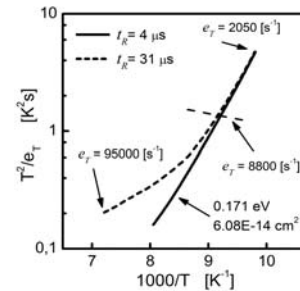
Do czynników w istotny sposób ograniczających dokładność pomiaru należy ograniczone częstotliwościowe pasmo przenoszenia wzmacniacza prądowego. Skończony czas narastania t_R wzmacniacza prądowego wprowadza błąd dynamiczny do rejestrowanych zaników. Relaksacje o krótkich stałych czasowych są maskowane przez odpowiedź czasową wzmacniacza, co powoduje błędy w obliczeniach położenia punktów na wykresie Arrheniusa dla małych szerokości okien szybkości emisji. Dodatkowo ograniczone pole wzmocnienia powoduje, że zmianie czułości wzmacniacza towarzyszy zawsze odwrotnie proporcjonalna zmiana szerokości pasma przenoszenia. Dlatego wielu eksperymentatorów w analizie relaksacji pomija zakres czasów mniejszy od dziesięciokrotnej wartości czasu narastania t_R [10]. Stosowane są również metody programowej korekcji błędów dynamicznych [11]. W tym przypadku maksymalny okres próbkowania rejestrowanego sygnału powinien być co najmniej o rząd wielkości mniejszy od stałej czasowej wzmacniacza.

Ze względu na ograniczone pole wzmocnienia, zwiększenie wzmocnienia powoduje zwiększenie czasu narastania odpowiedzi impulsowej wzmacniacza operacyjnego. Przykładowo, zgodnie z danymi technicznymi wzmacniacza prądowego Keithley 428 wartości czasów narastania wynoszą $t_{R1} = 5 \mu s$ i $t_{R2} = 30 \mu s$ dla zakresów pomiarowych odpowiednio $G_{01} = 10^6 V/A$ i $G_{02} = 10^8 V/A$. Jest zatem oczywiste, że szybkie zaniki fotoprądu będą maskowane przez wolną odpowiedź wzmacniacza, szczególnie na zakresach o dużej czułości ($G_0 > 10^8 V/A$).

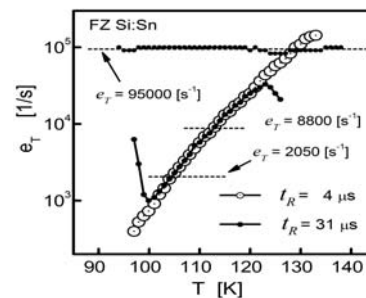
W celu analizy wpływu ograniczonego pasma przetwornika prąd-napięcie na wartości parametrów centrów defektowych wykonano rejestracje niestacjonarnych przebiegów fotoprądu w zakresie temperatur od 80 K do 150 K dla kryształu FZ Si:Sn napromieniowanego neutronami. W tym zakresie temperatur obserwowane jest centrum defektowe V-O (luka-tlen). Pomiary wykonano przy współczynniku przetwarzania przetwornika Keithley 428 równym $10^5 V/A$ z włączonym dodatkowym wewnętrznym stopniem wzmacniającego o wartości 10 V/V. Dokonano dwu rejestracji relaksacji fotoprądu z wyłączonym oraz włączonym dodatkowym filtrem $t_{FD} = 30 \mu s$. W tych warunkach oszacowany czas narastania t_R przetwornika wynosił w przybliżeniu odpowiednio 4 μs i 31 μs przy współczynniku przetwarzania $G_0 = 10^6 V/A$. Z kolei obliczono powierzchnie widmowe: korelacyjną i Laplace'a, a następnie wyznaczono prążki widmowe obrazujące eksperymentalne temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku z badanego centrum defektowego.

Wyznaczone wykresy Arrheniusa pokazano na Rys. 5 i Rys. 6 odpowiednio dla metody korelacyjnej i Laplace'a. Można zauważyć, że wykres Arrheniusa otrzymany metodą korelacyjną, wyznaczony z włączonym filtrem $t_R = 31 \mu s$, wykazuje odchylenie od linii prostej widoczne w zakresie szybkości emisji $e_T > 8800 s^{-1}$. Wykorzystanie tego fragmentu wykresu do obliczeń parametrów centrum defektowego prowadzi do otrzymania błędnych wartości. Parametry centrum V-O wyznaczone przy $t_R = 4 \mu s$ wynoszą $E_a = 0,171 eV$ i $\sigma = 6,08 \cdot 10^{14} cm^{-2}$.

W przypadku zastosowania metody Laplace'a do sygnałów zmierzonych przetwornikiem o ograniczonym pasmie przenoszenia, obserwuje się skrócenie i małe zdeformowanie prążka widmowego związanego z badanym defektem w porównaniu do prążka uzyskanego z pomiarów przetwornikiem o krótkim czasie narastania. Pojawia się również dodatkowy prążek widmowy niewykazujący zależności temperaturowej dla szybkości emisji $e_T = 10^5 s^{-1}$.



Rys. 5. Porównanie wykresów Arrheniusa dla defektu V-O (luka-tlen) obserwowanego w Si:Sn napromieniowanym neutronami, otrzymanych metodą korelacyjną dla czasów narastania przetwornika prąd-napięcie $t_R = 4 \mu s$ oraz $t_R = 31 \mu s$. Na rysunku zaznaczono punkty odpowiadające wartościom szybkości emisji $2050 s^{-1}$, $8800 s^{-1}$ i $95000 s^{-1}$.



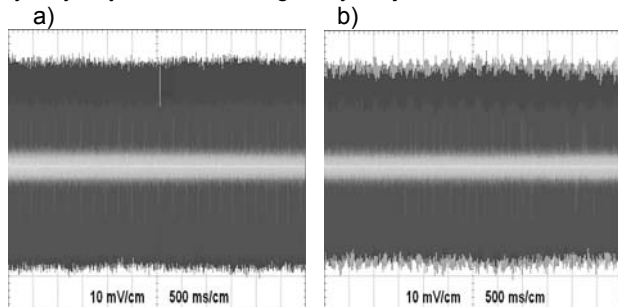
Rys. 6. Zestawienie prążków widmowych Laplace'a dla defektu V-O (luka-tlen) obserwowanego w Si:Sn napromieniowanym neutronami, otrzymanych dla czasów narastania przetwornika prąd-napięcie $t_R = 4 \mu s$ i $t_R = 31 \mu s$. Na rysunku zaznaczono poziomy odpowiadające wartościom szybkości emisji $2050 s^{-1}$, $8800 s^{-1}$ i $95000 s^{-1}$.

Wpływ ograniczonego pasma przetwornika można skorygować wykorzystując algorytmy Geara używane do numerycznego całkowania równań różniczkowych [12]. Metody te mają jednak ograniczone zastosowanie, ponieważ są bardzo czułe na szumy i zakłócenia zawarte w relaksacyjnych przebiegach fotoprądu. Przyjęcie zbyt wysokiego rzędu wielomianu korekcyjnego powoduje pojawienie się znacznej składowej losowej w widmie korelacyjnym. Amplituda tej składowej może być porównywalna z wysokością fałd na powierzchni widmowej, co praktycznie uniemożliwia precyzyjne określenie ich temperaturowego położenia. W widmie Laplace'a pojawia się rozrzut punktów maksimum, co również powoduje trudności z aproksymacją równaniem Arrheniusa rzutu linii grzbietowej. Równocześnie uzyskanie dużej dokładności korekcji wymaga precyzyjnej rejestracji niestacjonarnych przebiegów fotoprądu z małym okresem próbkowania oraz o dużej rozdzielczości

amplitudowej. Okres próbkowania, konieczny dla zapewnienia dokładności korekcji rzędu 1%, powinien być kilka rzędów wartości mniejszy od korygowanej stałej czasowej przetwornika prąd-napięcie, co nakłada wysokie wymagania na cyfrowy system rejestrujący.

Zakłócenia związane z pracą urządzeń służących do obniżania temperatury próbki

Szumy występujące w przebiegu fotoprądu wpływają na rozrzut punktów na wykresie Arrheniusa, w szczególności w zakresie małych szybkości emisji. Powoduje to statystyczny błąd obliczeń energii aktywacji.



Rys. 8. Wpływ zakłóceń pochodzących od silnika sprężarki drugiego stopnia schładzania kriostatu w opisywanym stanowisku pomiarowym. Przebiegi czasowe sygnału na wyjściu przetwornika prąd-napięcie przy nie uruchomionym chłodzeniu kriostatu (a) oraz w przypadku uruchomienia sprężarki kriostatu (b). Współczynnik wzmocnienia przetwornika prąd-napięcie wynosił 10^3 V/A.

Szumy pochodzą mogą nie tylko od obecnej najczęściej sieci zasilającej w postaci składowej 50-cio hercowej, ale również od różnego rodzaju urządzeń towarzyszących systemowi pomiarowemu. W przypadku opisywanego systemu obserwuje się zakłócenia związane z pracą urządzeń do obniżania temperatury badanej próbki, a pochodzące od znajdującego się wewnątrz kriostatu silnika, poruszającego tłokiem sprężającym czynnik chłodzący w drugim stopniu chłodzenia kriostatu. Tłok ten pracuje z częstotliwością ok. 1 Hz powodując nakładanie się sygnału o tej częstotliwości na sygnały relaksacyjne fotoprądów. Przykład takich zakłóceń obserwowanych w opisywanym systemie przedstawiony jest na Rys. 8.

Składowa losowa w zarejestrowanych przebiegach powoduje pojawienie się składowej losowej w widmie, co utrudnia wyznaczenie przebiegu prążka widmowego. Dlatego przy analizie zaników o dużej zawartości szumów należy zastosować uśrednianie wyników pomiarów. Można również zastosować funkcję wagową o mniejszej rozdzielczości, gdyż wrażliwość procedury korelacyjnej na szumy jest odwrotnie proporcjonalna do jej rozdzielczości [13]. W pierwszym przypadku, zastosowanie uśredniania prowadzi do znacznego wydłużenia czasu pomiaru, w drugim – zmniejszenie rozdzielczości powoduje trudności z rozróżnieniem i identyfikacją pałapek o zbliżonych wartościach parametrów [12]. Dodatkowym czynnikiem ograniczającym jest zmienność amplitudy rejestrowanych relaksacji. Amplituda relaksacji związanej z pałapką maleje przy obniżaniu temperatury i dla odpowiednio niskiej temperatury staje się porównywalna z poziomem szumów. Dlatego na wykresie Arrheniusa pojawia się rozrzut punktów pomiarowych w zakresie odpowiadającym małym szybkościom emisji.

Podsumowanie

W artykule zaprezentowano system pomiarowy do badania struktury defektowej materiałów półprzewodnikowych. Dokonano analizy wybranych źródeł błędów

w prezentowanym układzie i pokazano ich wpływ na niedokładność wyznaczenia parametrów centów defektowych. Opisano zjawiska związane z pomiarem małych prądów i ograniczeniem szerokości pasma wzmacniacza prądowego oraz omówiono sposoby eliminacji zakłóceń w tych układach.

Autorzy: dr inż. Marek Suproniuk, Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, Instytut Systemów Elektronicznych, e-mail: marek.suproniuk@wat.edu.pl, dr inż. Mariusz Wierzbowski, Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, Instytut Systemów Elektronicznych, e-mail: mariusz.wierzbowski@wat.edu.pl, dr hab. inż. Michał Pawłowski, Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, Instytut Systemów Elektronicznych, e-mail: michal.pawlowski@wat.edu.pl, dr inż. Ewelina Majda-Zdancewicz, Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, Instytut Systemów Elektronicznych, e-mail: ewelina.majda@wat.edu.pl, mgr inż. Piotr Paziewski, Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, Instytut Systemów Elektronicznych, e-mail: piotr.paziewski@wat.edu.pl.

LITERATURA

- [1] Hartmann F.: *Silicon tracking detectors in high-energy physics*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A, 666 (2012), 25-46.
- [2] Seidel S.: *Silicon detectors for super LHC*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research A, 628 (2011) 272-275.
- [3] C. Hettler, W. W. Sullivan III, J. Dickens, *Characterization of Annealed HPSI 4H-SiC for Photoconductive Semiconductor Switches*, Materials Science Forum, Vols. 717-720, (2012), pp. 301-304, 2012.
- [4] C. Hurtes, M. Boulou, A. Mitonneau and D. Bois, *Appl. Phys. Lett.* 32, 821 (1978).
- [5] O. Yoshie O., Kamiyama M., Photo-induced current transient spectroscopy in high-resistivity bulk material. I. Computer controlled multi-channel PICTS system with high-resolution, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 22, No. 4, April, 1983, str. 621-628.
- [6] Look D.C. The electrical and photoelectronic properties of semi-insulating GaAs. In: Willardson R.K., Beer A.C., editors. *Semiconductors and semimetals*, vol. 19. New York: Academic Press, 1983, p. 76-123.
- [7] Pawłowski M., Kamiński P., Kozłowski R., Jankowski S., Wierzbowski M.: *Intelligent measuring system for characterization of defect centers in semi-insulating materials by photoinduced transient spectroscopy*, Metrology and Measurement Systems, Vol. XII (2005), No 2, 207-228.
- [8] Kozłowski R., Kamiński P., Surma B., Żelazko J., *Zobrazowanie radiacyjnej struktury defektowej krzemowych detektorów cząstek dla akceleratorów zderzeniowych S-LHC*, Sprawozdanie merytoryczne z wykonania projektu międzynarodowego niewspółfinansowanego Nr 655/N-CERN/2010/0, ITME, Warszawa 2013.
- [9] Krupka J., Karcz W., Avdeyev S. P., Kamiński P., Kozłowski R.: *Electrical properties of deuterium irradiated high resistivity silicon*, Nuclear Inst. and Methods in Physics Research B (2014)
- [10] Reynolds S., Main C., Webb D.P., Grabtchak S., *Bandwidth consideration in modulated and transient photoconductivity measurements to determine localized state distributions*. J. Appl. Phys., vol. 88, nr 1, 1 July 2000, 278-282.
- [11] Kokaram A., N. Persad, J. Lasenby, W. Fitzgerald, A. Mc Kinnon, M. Welland, *Restoration of image from scanning-tunneling microscope*, 1995, Applied Optics, vol. 34, No. 23, August 1995, p. 5121-5132.
- [12] Pawłowski M., Analiza wpływu ograniczonego pasma przeniesienia przetwornika prąd-napięcie na dokładność wyznaczania parametrów centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej PITS, *Materiały Elektroniczne*, ITME, 32 (1/4), 2004, str. 23-35.
- [13] Istratov A. A.: *The resolution limit of traditional correlation functions for deep level transient spectroscopy*, Rev. Sci. Instrum., vol. 68, No.10, October, 1997, str. 3861-3865.