WYZNACZANIE KONCENTRACJI CENTRÓW DEFEKTOWYCH W PÓŁPRZEWODNIKACH WYSOKOREZYSTYWNYCH NA PODSTAWIE PRĄŻKÓW WIDMOWYCH LAPLACE'A OTRZYMYWANYCH W WYNIKU ANALIZY RELAKSACYJNYCH PRZEBIEGÓW FOTOPRĄDU

Roman Kozłowski, Paweł Kamiński, Jarosław Żelazko

Instytut Technologii Materiałów Elektronicznych
ul. Wólczyńska 133, 01-919 Warszawa; e-mail: roman.kozlowski@itme.edu.pl

Streszczenie: Przedstawiono procedurę wyznaczania koncentracji centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych na podstawie prążków widmowych Laplace'a otrzymywanych w wyniku analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu. Stwierdzono, że intensywność prążka Laplace'a jest proporcjonalna do amplitudy składowej wykładniczej przebiegu relaksacyjnego związanej z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych o określonych właściwościach. Nową procedurę wykorzystano do określenia koncentracji wybranych radiacyjnych centrów defektowych w krzemowej warstwie epitaksjalnej napromieniowanej dawką protonów równą 1,7 x 10^{16} cm^{-2}, a także w objętościowym monokrysztale krzemu, otrzymanym metodą Czochralskiego w polu magnetycznym (MCz Si), napromieniowanym różnymi dawkami wysokoenergetycznych neutronów. Stwierdzono, że koncentracja radiacyjnych pułapek TX1 (69 meV), identyfikowanych z kompleksami C_iC_s w krzemowej warstwie epitaksjalnej wynosi 2,5 x 10^{15} cm^{-3}. Koncentracja pułapek TA6 (410 meV) identyfikowanych z lukami podwójnymi V_2 (-/0) w MCz Si napromieniowanym dawkami neutronów 3 x 10^{15} cm^{-2} i 1 x 10^{16} cm^{-2} wynosi odpowiednio 4,0 x 10^{14} cm^{-2} i 5,5 x 10^{14} cm^{-3}.

Słowa kluczowe: HRPITS, radiacyjne centra defektowe, Si, procedura Laplace'a

Determining defect center concentration in high-resistivity semiconductors from the Laplace spectral fringes obtained by the analysis of the photocurrent relaxation waveforms

A new procedure for determining the defect center concentration from the Laplace spectral fringes, obtained as a result of analysis of the photocurrent waveforms, has been developed. It was found that the intensity of a Laplace spectral fringe is proportional to the amplitude of the exponential component of the relaxation waveform related to the thermal emission of charge carriers from a defect center with the given properties. The procedure is exemplified by the determination of the concentrations of selected radiation defect centers in an epitaxial layer of Si irradiated with a proton fluence of 1.7 x 10^{16} cm^{-2}, as well as in samples of MCz Si irradiated with high energy neutrons. It was found that in the epitaxial layer, the concentration of the TX1 (69 meV) trap attributed to the C_iC_s complex is 2.5 x 10^{15} cm^{-3}. In the latter material, the concentrations of the TA6 (410 meV) trap, identified with divacancies V_2 (-/0), were found to be 4 x 10^{14} and 5.5 x 10^{14} cm^{-3} for the fluences of 3 x 10^{15} and 1 x 10^{16} cm^{-2}, respectively.

Key words: HRPITS, radiation defect centres, Si, Laplace procedure

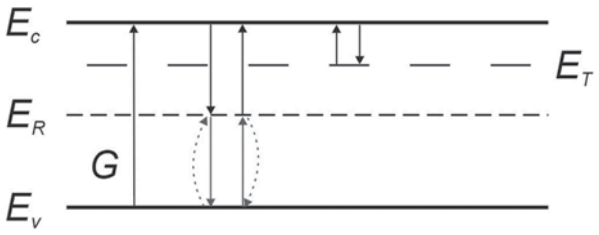
1. WPROWADZENIE

Niestacjonarna spektroskopia fotoprądowa o wysokiej rozdzielczości (*High-Resolution Photoinduced Transient Spectroscopy* - HRPITS) jest efektywną metodą określania parametrów centrów defektowych w półprzewodnikach wysokorezystywnych. Opracowany i wdrożony w ITME system pomiarowy umożliwia uzyskiwanie wyników na najwyższym poziomie światowym [1 - 2]. Nieprzerwanie prowadzone są również prace badawcze w kierunku zwiększenia rozdzielczości metody oraz opracowania algorytmu wyznaczania koncentracji centrów defektowych. W artykule przedstawiono sposób określania koncentracji centrów defektowych wykrywanych metodą HRPITS w półprzewodnikach wysokorezystywnych w oparciu o intensywność prążków Laplace'a otrzymywanych w wyniku analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zmierzonych w zadanym zakresie temperatur. Dla zilustrowania tego sposobu

wyznaczono koncentrację wybranych radiacyjnych centrów defektowych w krzemowej warstwie epitaksjalnej napromieniowanej protonami oraz w objętościowym monokrysztale Si napromieniowanym neutronami. Nowy sposób określania koncentracji centrów defektowych znacznie rozszerza możliwości badawcze metody HRPITS. W szczególności pozwala na badanie procesów anihilacji i transformacji defektów obserwowanych poprzez zmiany ilościowe w strukturze defektowej materiału.

2. MODEL

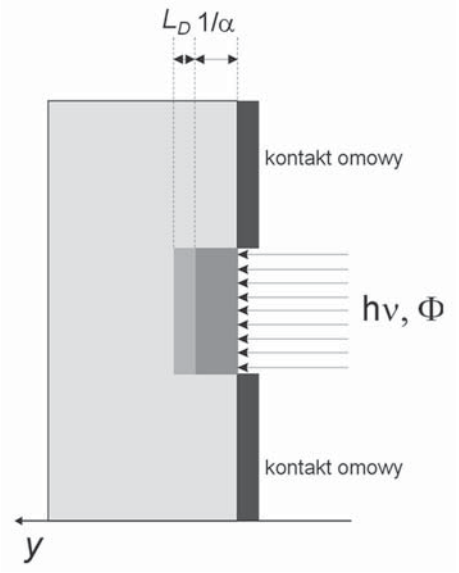
Wyznaczanie parametrów centrów defektowych metodą HRPITS dokonywane jest na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu wywołanych termiczną emisją nośników ładunku, które rejestrowane są w szerokim zakresie temperatur. Zapełnianie tych centrów nadmiarowymi nośnikami ładunku zachodzi poprzez impulsowe oświetlanie próbki promieniowaniem o określonej długości fali. Na Rys. 1 przedstawiono model pasmowy półprzewodnika z uwzględnieniem związanego z pułapkami elektronowymi poziomu pułapkowego E_T, położonego w górnej części przerwy energetycznej, oraz poziomu rekombinacyjnego E_R, położonego w pobliżu środka przerwy zabronionej. W modelu tym założono, że poziomy E_T i E_R są reprezentatywne dla defektów punktowych, których wielkość jest porównywalna



Rys. 1. Model pasmowy półprzewodnika przyjęty do określenia wyrażenia opisującego relaksacyjny przebieg fotoprądu związany z termiczną emisją elektronów z pułapek E_T zapełnianych w wyniku optycznej generacji par elektron-dziura z szybkością G. Poziom E_R jest poziomem rekombinacyjnym, determinującym czas życia nadmiarowych nośników ładunku.

Fig. 1. Model of a semiconductor bandgap assumed for determining the photocurrent relaxation waveform related to the thermal emission of electrons from traps E_T filled due to optical generation of electron-hole pares. G denotes the rate of the excess carrier concentration and E_R is the level related to a recombination center controlling the lifetime of the carriers.

do stałej sieci krystalicznej, charakteryzujących się funkcjami falowymi krótkiego zasięgu.



Rys. 2. Przekrój poprzeczny próbki stosowanej do badania centrów defektowych metodą HRPITS. Widoczny jest obszar, w którym następuje zmiana obsadzenia centrów defektowych w wyniku generacji nadmiarowych nośników ładunku wskutek działania strumienia fotonów Φ o energii $h\nu > E_g$. Głębokość tego obszaru równa jest sumie odwrotności współczynnika absorpcji α i długości drogi dyfuzji L_D.

Fig. 2. Cross section of a sample used for investigation of defect centers by HRPITS technique. The region in which the occupation of defect centers changes due to the generation of excess charge carriers by the flux Φ of photons with the energy $h\nu > E_g$ is visualized. The depth of region is equal to the sum of the reciprocal of the absorption coefficient α and the diffusion length L_D.

Na Rys. 2 pokazano przekrój poprzeczny próbki półprzewodnika o wysokiej rezystywności z dwoma planarnymi kontaktami omowymi. Po włączeniu impulsu oświetlającego na obszar pomiędzy kontaktami omowymi pada strumień fotonów Φ o energii $h\nu > E_g$ i można przyjąć, że w obszarze o objętości określonej szerokością kontaktów, odległością pomiędzy kontaktami oraz głębokością $w = 1/\alpha$, gdzie α jest współczynnikiem absorpcji materiału, generowane są pary elektron-dziura ze średnią szybkością G_m. Należy dodać, że szybkość generacji nadmiarowych nośników ładunku jest funkcją odległości od powierzchni próbki, którą można opisać równaniem [3 -4]:

$$G(y) = G_0 e^{-\alpha y} \tag{1}$$

gdzie G_0 jest szybkością generacji w obszarze przypowierzchniowym próbki. Parametr G_0 zależny jest od właściwości materiału oraz od energii i strumienia

fotonów padających na powierzchnię próbki. Parametr ten można opisać wyrażeniem:

$$G_0 = \eta\alpha\,(1 - R)\Phi \tag{2}$$

w którym η jest sprawnością kwantową generacji par elektron-dziura, zaś R – współczynnikiem odbicia. Średnią szybkość generacji par elektron-dziura G_m można wyrazić w postaci:

$$G_m \approx 0{,}63\ G_0 \tag{3}$$

Z równań (2) i (3) wynika, że dla $\eta = 1$, $a = 4 \times 10^3$ cm^{-1} i $R = 0{,}3$ średnia szybkość generacji G_m przy strumieniu fotonów równym 1×10^{18} cm^{-2}s^{-1} wynosi $1{,}76 \times 10^{21}$ cm^{-3}s^{-1}. Uwzględniając rozpływ nośników w kierunku osi y (Rys. 2) można przyjąć, że głębokość obszaru, w którym centra defektowe zapełniane są nośnikami ładunku, równa jest $1/\alpha + L_D$ [4].

Po wyłączeniu oświetlenia relaksacyjny przebieg fotoprądu związany z termiczną emisją elektronów z zapełnionych pułapek można opisać wyrażeniem [5 - 7]:

$$i(t) = qn_T(0)\,\mu_n\tau_n ECe_{nT}\exp(-e_{nT}t) \tag{4}$$

w którym q oznacza ładunek elementarny, $n_T(0)$ – koncentrację pułapek zapełnionych elektronami w chwili wyłączenia oświetlenia, $\mu_n\tau_n$ – iloczyn ruchliwości i czasu życia elektronów, e_{nT} – szybkość termicznej emisji elektronów, E - natężenie pola elektrycznego powodującego unoszenie emitowanych z pułapek elektronów, zaś C - pole powierzchni przekroju poprzecznego obszaru, w którym zachodzi termiczna emisja elektronów.

Równanie (4) można przedstawić w postaci:

$$(i)t = I_0 \exp(-e_{nT}t) \tag{5}$$

gdzie I_0 jest amplitudą relaksacyjnego przebiegu fotoprądu określoną wyrażeniem:

$$I_0 = qn_T(0) = \mu_n\tau_n ECe_{nT} \tag{6}$$

Z równania (6) wynika, że amplituda składowej wykładniczej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu zależna jest od koncentracji pułapek zapełnionych elektronami w chwili wyłączenia impulsu oświetlającego. Zgodnie z wynikami obliczeń przeprowadzonych w pracy [7] koncentrację $n_T(0)$ można wyrazić w postaci:

$$n_T(0) = \frac{N_T}{1 + \dfrac{e_{nT}}{G_m\tau_n c_{nT}}} \tag{7}$$

gdzie N_T oznacza koncentrację pułapek, zaś c_{nT} - współczynnik wychwytu elektronów. Tak więc, amplitudę relaksacyjnego przebiegu fotoprądu można przedstawić w postaci wyrażenia [6 - 7]:

$$I_0 = qN_T\mu_n\tau_n ECe_{nT} \tag{8}$$

przy założeniu $\dfrac{e_{nT}}{G_m\tau_n c_{nT}} \to 0$, które spełnione jest dla małych wartości szybkości emisji oraz dostatecznie dużego strumienia fotonów determinującego szybkość generacji G_m. Równanie (7) wskazuje, że w celu określenia koncentracji pułapek N_T należy z równania (6) wyznaczyć zależność $n_T(0) = f(e_{nT})$, a następnie określić wartość $f(e_{nT})$ dla $e_{nT} \to 0$. Szybkość emisji elektronów e_{nT} w danej temperaturze T określona jest równaniem Arrheniusa:

$$e_{nT}(T) = AT^2 \exp(-E_\alpha/kT) \tag{9}$$

w którym E_a oznacza energię aktywacji pułapek, zaś A jest iloczynem przekroju czynnego na wychwyt elektronów i stałej materiałowej γ_n.

3. OKREŚLENIE ZALEŻNOŚCI POMIĘDZY INTENSYWNOŚCIĄ PRĄŻKÓW LAPLACE'A A AMPLITUDĄ SKŁADOWYCH WYKŁADNICZYCH SYMULOWANYCH RELAKSACYJNYCH PRZEBIEGÓW FOTOPRĄDU

Do symulowania relaksacyjnych przebiegów fotoprądu na podstawie zadanych parametrów centrów defektowych wykorzystano program komputerowy napisany w środowisku MATLAB. Program ten pozwala na obliczenie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu w zadanym zakresie temperatur z uwzględnieniem termicznej emisji nośników ładunku z maksymalnie pięciu różnych pułapek, których właściwości określone są wartościami energii aktywacji E_a i współczynnika przedeksponencjalnego A występującymi w równaniu (9). W obliczeniach wykorzystywane są również wartości parametru K, który określony jest równaniem:

$$K = N_T\mu\tau CqE \tag{10}$$

opartym o założenie, że dla każdego rodzaju pułapek $n_T(0) = N_T$. Interfejs użytkownika programu umożliwia wprowadzenie zakresu temperatur i kroku temperaturowego, a także danych opisowych, które wykorzystywane są również przez program ZanVis, służący do analizy przebiegów relaksacyjnych. Parametry elektryczne oraz parametry geometryczne

przyjęte do symulacji relaksacyjnych przebiegów fotoprądu przedstawiono w Tab. 1.

Tabela 1. Parametry elektryczne i geometryczne przyjęte do symulacji relaksacyjnych przebiegów fotoprądu.
Table 1. Electrical and geometrical parameters used for the simulation of photocurrent relaxation waveforms**.**

$\mu\tau$ [cm^2/V]	$C = l \times w$ [cm^2]	q [C]	U [V]	d [cm]	E [V/cm]
1,0x10^6	2,10x10^{-4}	1,6x10^{-19}	20	0,07	285,71

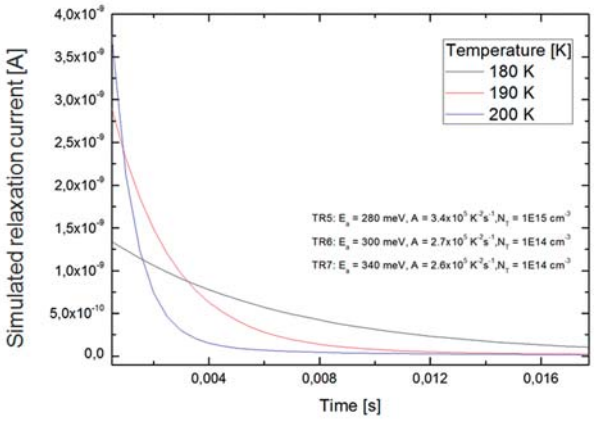
Podane w Tab. 1 wartości iloczynu $\mu\tau$ określone zostały dla elektronów w materiale poddanym napromieniowaniu dawką neutronów 3 x10^{15} cm^{-2}. Przyjęto, że czas życia elektronów w tym materiale wynosi ~1 x 10^{-9} s, zaś ruchliwość ~ 1000 cm^2/Vs [4, 9]. Założono również, że iloczyn $\mu\tau$ nie zależy od temperatury w zakresie 150-250 K. Wartość parametru C określono przyjmując wartość współczynnika absorpcji α=1 x 10^3 cm^{-1} oraz szerokość kontaktu 0,21 cm. Przebiegi relaksacyjne wyznaczono dla termicznej emisji elektronów z trzech rodzajów centrów defektowych, których parametry oraz wartości koncentracji zestawiono w Tab. 2. W tabeli tej podano również wartości parametru K będącego zgodnie z równaniem (8) ilorazem amplitudy składowej wykładniczej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu i szybkości emisji nośników ładunku.

Tabela 2. Parametry i wartości koncentracji centrów defektowych oraz odpowiadające im wartości współczynnika K wykorzystane do symulacji relaksacyjnych przebiegów fotoprądu**.**
Table 2. The parameters and concentration values of defect centres and their corresponding values of K used to simulate photocurrent fotoprądu relaxation.

Oznaczenie centrum defektowego	E_a (meV)	A (K^{-2}s^{-1})	N_T[cm^{-3}]	K [C]
TR5	280	3,4x10^5	1x10^{15}	9,61x10^{-12}
TR6	300	2,7 x10^5	1x10^{14}	9,61x10^{-13}
TR7	340	2,6 x10^5	1x10^{14}	9,61 x10^{-13}

Przedstawione w Tab. 2 parametry pułapek zgodne są z parametrami centrów radiacyjnych TR5, TR6 i TR7 obserwowanych w MCz Si po napromieniowaniu dawką neutronów 3x10^{15} cm^{-2} [10]. Różnice pomiędzy wartościami energii aktywacji oraz parametru A dla tych pułapek są niewielkie i ich rozróżnienie możliwe było dzięki zastosowaniu procedury Laplace'a. Ponadto dane w Tab. 2 wskazują, że założona koncentracja pułapek TR5 jest o rząd wielkości większa zarówno od koncentracji pułapek TR6, jak i od koncentracji pułapek TR7. Należy zwrócić uwagę, że wartości parametru K odzwierciedlają różnice w wartościach koncentracji pułapek.

Na Rys. 3 przedstawiono otrzymane w wyniku symulacji relaksacyjne przebiegi fotoprądu, będące sumą składowych wykładniczych związanych z termiczną emisją nośników ładunku z poszczególnych pułapek: TR5 (280 meV), TR6 (300 meV) i TR7 (340 meV). Przebiegi te przedstawiono przykładowo dla trzech temperatur: 180 K, 190 K i 200 K.



Rys. 3. Symulowane relaksacyjne przebiegi fotoprądu, będące sumą składowych wykładniczych związanych z termiczną emisją nośników ładunku z trzech głębokich pułapek TR5, TR6 i TR7 o zbliżonych właściwościach, obliczone dla temperatur 180 K, 190 K i 200 K. Założona koncentracja pułapek TR5 wynosi 1 x 10^{15} cm^{-3}, zaś przyjęte wartości koncentracji pułapek TR6 i TR7 są o rząd wielkości mniejsze.
Fig. 3. Simulated photocurrent relaxation waveforms, being the sum of the exponential components related to the thermal emission from three deep traps TR5, TR6 and TR7 with close properties, calculated for temperatures 180, 190 and 200 K. The assumed concentration of traps TR5 is 1 x 10^{15} cm^{-3} and the concentrations of traps TR6 and TR7 are by the order on magnitude lower.

Warto zauważyć, że szybkość zaniku przebiegu relaksacyjnego silnie wzrasta ze wzrostem temperatury w zakresie 180-200 K. Przebiegi zilustrowane na Rys. 3 opisywane są równaniem

$$i(t) = K_1 e_{T1}(T) \exp(-e_{T1} t) + K_2 e_{T2}(T) \exp(-e_{T2} t) + K_3 e_{T3}(T) \exp(-e_{T3} t) \quad (11)$$

w którym kolejne składowe związane są z termiczną emisją nośników ładunku z pułapek TR5, TR6 i TR7. Przykładowo, wartości amplitudy poszczególnych wykładniczych przebiegów relaksacyjnych $I_{01}=K_1 e_{T1}$, $I_{02}=K_2 e_{T2}$ i $I_{03}=K_3 e_{T3}$ oraz wartości szybkości emisji e_{T1}, e_{T2} i e_{T3} dla tych pułapek w temperaturze 200 K zestawiono w Tab. 3.

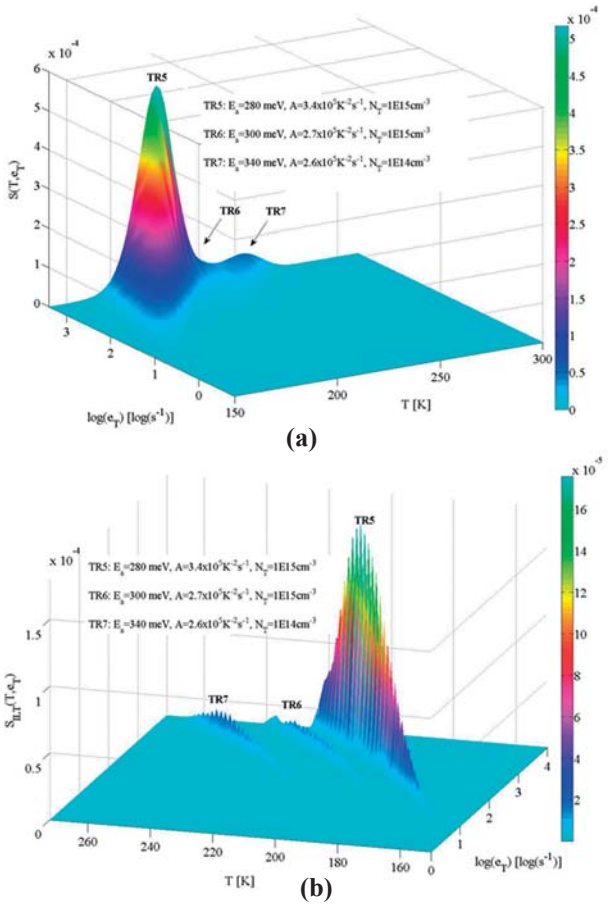
Tabela 3. Zestawienie wartości amplitudy (I_0) składowej wykładniczej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu oraz wartości szybkości emisji nośników ładunku w temperaturze 200 K dla centrów defektowych TR5 (280 meV), TR6 (300 meV) i TR7 (340 meV).
Table 3. Amplitudes (I_0) of the exponential photocurrent relaxation waveforms and the emission rates of charge carriers at 200 K for defect centres TR5 (280 meV), TR6 (300 meV) and TR7 (340 meV).

Oznaczenie pułapki	E_a (meV)	A ($K^{-2}s^{-1}$)	N_T [cm^{-3}]	I_0 [A]	e_T [s^{-1}]
TR5	280	$3{,}4x10^5$	$1x10^{15}$	$1{,}15x10^{-8}$	$1{,}20x10^3$
TR6	300	$2{,}7\ x10^5$	$1x10^{14}$	$2{,}87x10^{-10}$	$2{,}99x10^2$
TR7	340	$2{,}6\ x10^5$	$1x10^{14}$	$2{,}72x10^{-11}$	$2{,}83x10^1$

Jak wynika z danych zamieszczonych w Tab. 3, w danej temperaturze amplituda składowej wykładniczej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu związanej z termiczną emisją nośników ładunku z określonych pułapek zależna jest zarówno od koncentracji centrów defektowych, jak i od szybkości emisji. Fakt ten wynika z przyjętego modelu (równanie (6)). Zmianie koncentracji centrów defektowych o rząd wielkości odpowiada natomiast zmiana o rząd wielkości ilorazu I_0/e_T, którego wartości dla centrów TR5, TR6 i TR7 wynoszą odpowiednio 9,6 x 10^{-12} A/s, 9,6 x 10^{-13} A/s i 9,6 x 10^{-13} A/s.

Na Rys. 4 (a) i Rys. 4 (b) przedstawiono obraz dwuwymiarowego widma korelacyjnego oraz obraz dwuwymiarowego widma Laplace'a w przestrzeni trójwymiarowej otrzymany na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu, obliczonych w zakresie temperatur od 150 do 260 K, będących sumą składowych wykładniczych związanych z termiczną emisją elektronów z centrów TR5, TR6 i TR7.

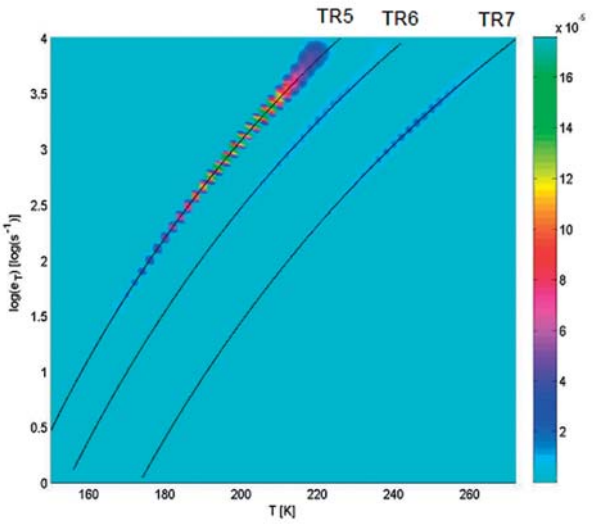
Wyniki symulacji przedstawione Rys. 4 są bardzo dobrym przykładem świadczącym o znacznie większej rozdzielczości uzyskiwanej za pomocą procedury wykorzystującej odwrotne przekształcenie Laplace'a niż za pomocą procedury korelacyjnej. Pomimo zbliżonych wartości parametrów E_a i A oraz różnych o rząd wielkości wartości koncentracji, w przypadku pułapek TR5 i TR6 uzyskano za pomocą procedury Laplace'a dwie wyraźnie rozdzielone fałdy. Należy zauważyć, że dla danej szybkości emisji wysokość poszczególnych fałd występujących na powierzchni widmowej Laplace'a jest proporcjonalna do koncentracji centrów defektowych. W praktyce wyniki otrzymywane za pomocą dwuwymiarowej analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu wygodnie jest



Rys. 4. Obraz dwuwymiarowego widma korelacyjnego (a) oraz obraz dwuwymiarowego widma Laplace'a (b) w przestrzeni 3D otrzymany na podstawie symulowanych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu związanych z termiczną emisją nośników ładunku centrów defektowych TR5 (280 meV), TR6 (300 meV) i TR7 (340 meV) o założonych właściwościach.
Fig. 4. Visualized in the 3D space images of two-dimensional correlation (a) and Laplace (b) spectral fringes obtained from simulated photocurrent relaxations waveforms related to the thermal emission rate of charge carriers form defect centers TR5 (280 meV), TR6 (300 meV) and TR7 (340 meV) with assumed properties.

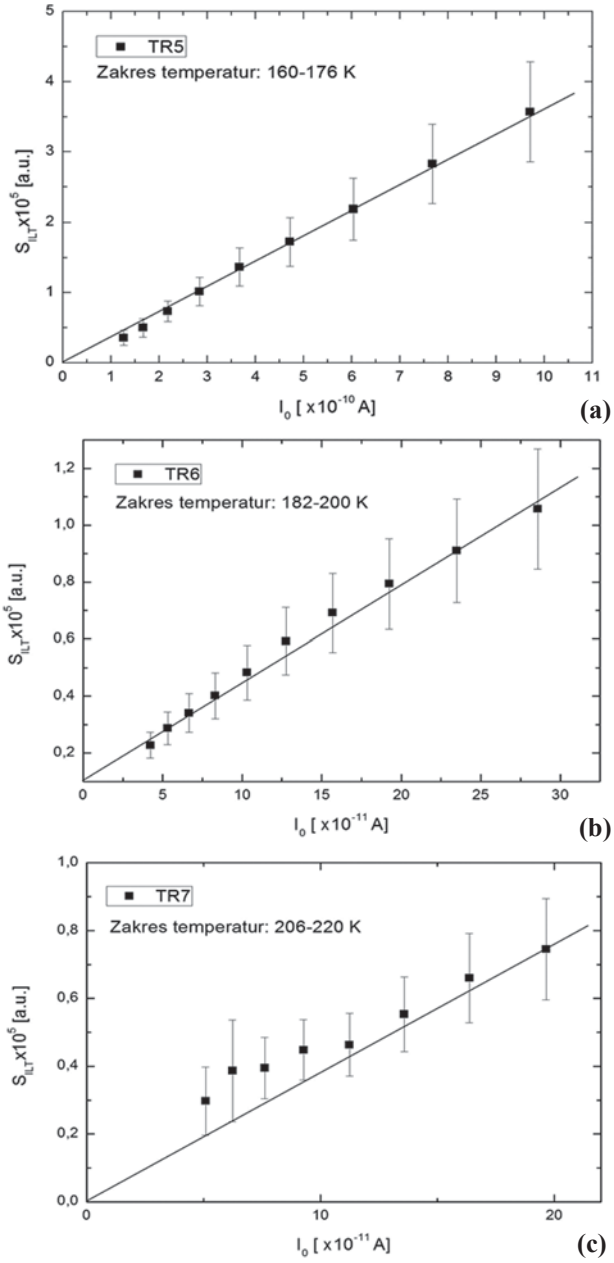
przedstawiać w postaci prążków widmowych będącymi rzutami fałd na płaszczyznę wyznaczoną osią temperatury (T) oraz osią szybkości emisji (e_T). Linie grzbietowe fałd ilustrują wówczas temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku dla poszczególnych centrów defektowych. Rzuty fałd widocznych na Rys. 4(b) dla centrów TR5, TR6 i TR7 na płaszczyznę określoną osiami T i e_T przedstawiono na Rys. 5. Liniami ciągłymi zaznaczono temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku dla poszczególnych pułapek. Wysokość fałd w dwuwymiarowym widmie Laplace'a reprezento-

wana jest poprzez intensywność prążków Laplace'a wizualizowaną za pomocą skali barw.



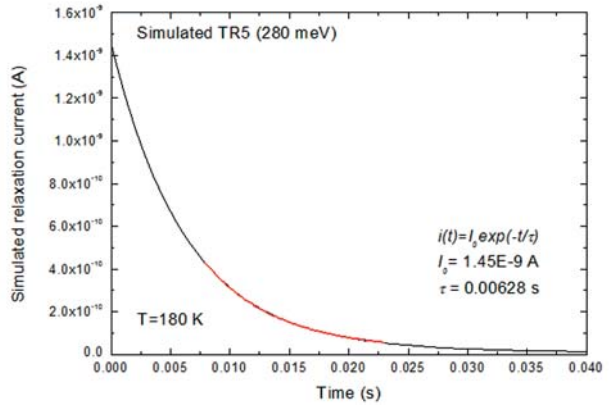
Rys. 5. Prążki widmowe Laplace'a dla centrów defektowych TR5 (280 meV), TR6 (300 meV) i TR7 (340 meV) otrzymane poprzez rzutowanie widm dwuwymiarowych przedstawionych na Rys. 4(b) na płaszczyznę wyznaczoną przez oś temperatury T oraz szybkości emisji e_T. Linie ciągłe ilustrują temperaturowe zależności szybkości emisji dla poszczególnych centrów defektowych.
Fig. 5. Laplace spectral fringes for defect centers TR5 (280 meV), TR6 (300 meV) and TR7 (340 meV) received by the projection of the two-dimensional spectra shown in Fig. 4(b) on the plane given by the axes of temperature T and emission rate e_T. The solid lines illustrate the temperature dependences of emission rate for the assumed defect centers.

Na Rys. 6 przedstawiono zależności intensywności prążków Laplace'a od amplitudy składowych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu związanych z termiczną emisją nośników ładunku z pułapek TR5, TR6 i TR7 w zakresie temperatur 160 – 220 K. Dla wszystkich pułapek widoczna jest liniowa zależność pomiędzy wartościami intensywności prążka Laplace'a (S_{ILT}), określonymi dla poszczególnych temperatur, a amplitudą składowej wykładniczej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu (I_0). Należy dodać, że wartości nachylenia prostych pokazanych na Rys. 6 (a), Rys. 6 (b) i Rys. 6 (c) wynoszą odpowiednio 3,71 x 10^4 A^{-1}, 3,87 x 10^4 A^{-1} i 3,84 x 10^4 A^{-1}, zaś ich wartość średnia równa jest 3,81 x 10^4 A^{-1} przy odchyleniu standardowym równym 0,07 A^{-1}. Tak więc, można przyjąć, że niezależnie od wartości koncentracji centrów defektowych intensywność prążka Laplace'a powiązana jest z amplitudą składowej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu związanego z termiczną emisją nośników ładunku z danego rodzaju centrów defektowych poprzez stały współczynnik, który w przypadku przebiegów symulowanych wynosi 3,81 x 10^4 A^{-1}.



Rys. 6. Zależności intensywności prążków Laplace'a od amplitudy symulowanych składowych wykładniczych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu związanych z termiczną emisją nośników ładunku dla centrów defektowych TR5(a), TR6(b) i TR7(c) o energii aktywacji równej odpowiednio 280 meV, 300 meV i 340 meV.
Fig. 6. Intensity of Laplace spectral fringes as a function of the amplitude of the simulated relaxation waveform's component related to thermal emission of charge carriers from defect centers TR5(a) TR6(b) and TR7(c) with activation energies of 280, 300 and 340 meV, respectively.

Zgodnie z równaniem (5) amplitudę składowej wykładniczej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu związanego z termiczną emisją nośników ładunku z danego rodzaju centrów defektowych, których właściwości określane są na podstawie prążka Laplace'a można wyznaczyć poprzez aproksymację relaksacyjnego przebiegu fotoprądu przebiegiem wykładniczym w oknie czasowym odpowiadającym zadanej wartości szybkości emisji. Sposób ten zilustrowano na Rys. 7 na przykładzie przebiegu relaksacyjnego dla centrów TR5 (280 meV) obliczonego dla temperatury 180 K.



Rys. 7. Relaksacyjny przebieg fotoprądu związany z termiczną emisją elektronów z centrów defektowych TR5 (280 meV) obliczony dla temperatury 180 K i szybkości emisji 160 s^{-1}. Kolorem czerwonym zaznaczono fragment ograniczony punktami t_1= 7,7 ms i t_2 = 23 ms poddany aproksymacji przebiegiem wykładniczym.
Fig. 7. Simulated photocurrent relaxation waveform for T = 180 K and emission rate 160 s^{-1} related to the thermal electron emission from the TR5 (280 meV) defect center. The red line marks the part of the waveform in the time window limited by t_1=7,7 ms and t_2=23 ms subjected to the approximation with the exponential function.

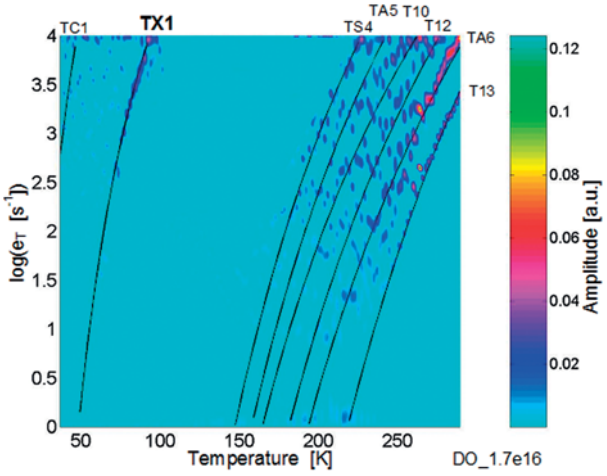
Na podstawie zilustrowanego na Rys. 6 prążka Laplace'a dla centrów TR5 (280 meV) łatwo można zauważyć, że w temperaturze 180 K szybkość emisji elektronów z tych centrów wynosi ~160 s^{-1} ($\log(e_T)$ = 2,2). Biorąc pod uwagę tę wartość, oraz podaną dla tych centrów w Tab. 2 wartość parametru K, można przyjąć, że w temperaturze 180 K stała czasowa τ przebiegu relaksacyjnego wywołanego termiczną emisją elektronów równa jest 6,25 ms ($\tau = 1/ e_T$), zaś amplituda tego przebiegu $I_0 = Ke_T$ wynosi ~ 1,5 x 10^{-9} A. Bardzo zbliżone wartości τ = 6,28 ms i I_0 = 1,45 x 10^{-9} A uzyskano w wyniku aproksymacji przedstawionego na Rys. 7 przebiegu relaksacyjnego przebiegiem wykładniczym, przeprowadzonej na podstawie danych zawartych w oknie czasowym określonym punktami $t_1 \approx$ 7,7ms ($t_1 = e_T$/1,23) oraz $t_2 \approx$ 23 ms ($t_2 = 3t_1$). Należy dodać, że w ten właśnie sposób wybierane są punkty czasowe do analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu za pomocą procedury korelacyjnej [1].

Podsumowując, należy stwierdzić, że intensywność prążka Laplace'a jest proporcjonalna do amplitudy składowej wykładniczej przebiegu relaksacyjnego związanego z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych o określonych właściwościach. Tak więc, określana eksperymentalnie wartość intensywności prążka Laplace'a może być wykorzystana do wyznaczenia koncentracji centrów defektowych. Znając wartość szybkości emisji nośników ładunku, amplitudę tej składowej można także wyznaczyć w wyniku aproksymacji przebiegu relaksacyjnego, zarejestrowanego w odpowiedniej temperaturze, przebiegiem wykładniczym. Należy podkreślić, że aproksymowany fragment relaksacyjnego przebiegu fotoprądu powinien być wybrany na podstawie punktów czasowych odpowiadających zadanej wartości szybkości emisji nośników ładunku.

4. WYZNACZENIE KONCENTRACJI RADIACYJNYCH CENTRÓW DEFEKTOWYCH W WYBRANYCH PRÓBKACH Si

Wnioski z badań przeprowadzonych dla symulowanych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zastosowano do opracowania procedury wyznaczania koncentracji centrów defektowych na podstawie intensywności eksperymentalnych prążków widmowych Laplace'a otrzymywanych w wyniku analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu zarejestrowanych w określonym zakresie temperatur. Przykładowo, procedurę tę zastosowano do wyznaczenia koncentracji wybranych radiacyjnych centrów defektowych w krzemowej warstwie epitaksjalnej wzbogaconej w tlen, napromieniowanej dawką protonów o wysokiej energii równą 1,7 x 10^{16} cm^{-2}, a także w próbkach objętościowego monokryształu Si, otrzymanego metodą Czochralskiego w polu magnetycznym (MCz Si), napromieniowanych różną dawką wysokoenergetycznych neutronów (1 MeV), równą 3 x 10^{15} i 1 x 10^{16} cm^{-2}. Należy dodać, że po napromieniowaniu próbki Si znajdowały się w otoczeniu o temperaturze pokojowej przez ~ 10 dni, a następnie przechowywane były w temperaturze -18 ^{o}C.

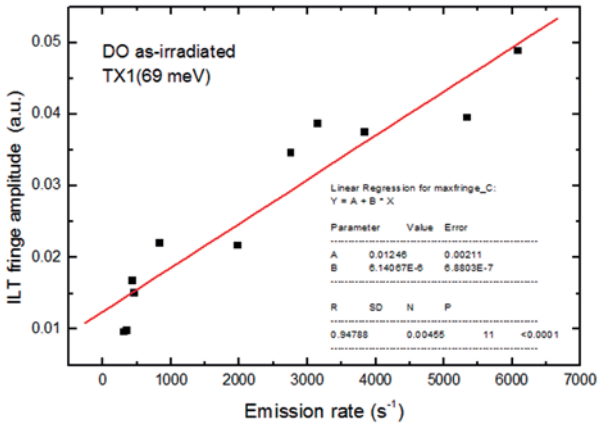
Na Rys. 8 przedstawiono obraz prążków Laplace'a dla radiacyjnych centrów defektowych wykrytych w warstwie epitaksjalnej Si napromieniowanej protonami.



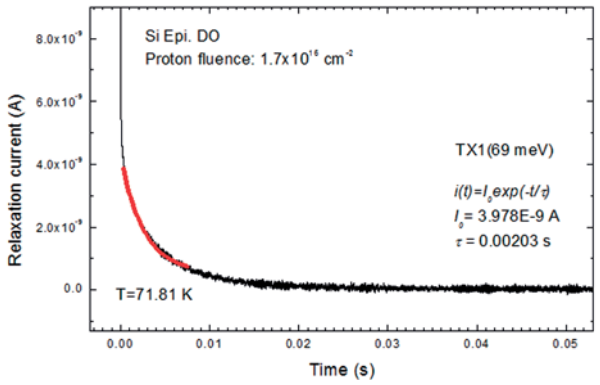
Rys. 8. Obraz prążków widmowych Laplace'a dla radiacyjnych centrów defektowych w krzemowej warstwie epitaksjalnej napromieniowanej dawką wysokoenergetycznych (24 GeV/c) protonów równą 1,7 x 10^{16} cm^{-2}. Linie ciągłe ilustrują temperaturowe zależności szybkości emisji nośników ładunku dla wykrytych centrów defektowych.
Fig. 8. Image of the Laplace spectral fringes for radiation defect centers detected in Si epitaxial layer irradiate with fluence of high-energy (24 GeV/c) protons equal to 1,7 x 10^{16} cm^{-2}. The solid lines illustrate the temperature dependences of the emission rate of charge carriers.

Do wyznaczenia koncentracji wytypowano prążek Laplace'a dla centrów defektowych, oznaczonych symbolem TX1 (Rys. 8), charakteryzujących się energią aktywacji 69 meV i parametrem *A* równym 5,7 x 10^3 $K^{-2}s^{-1}$, które identyfikowane są z centrami donorowymi będącymi kompleksami złożonymi z międzywęzłowych i podstawieniowych atomów węgla C_iC_s(B) (+/0) [10].

Na podstawie wyników uzyskanych za pomocą procedury CONTIN określono zależność intensywności prążka Laplace'a dla centrów TX1 od szybkości emisji nośników ładunku (Rys. 9) w celu sprawdzenia zgodności z przyjętym modelem. Należy dodać, że centra TX1 (69 meV) są pułapkami dziurowymi i intensywność prążka Laplace'a zależna jest od koncentracji dziur wychwyconych w chwili wyłączenia impulsu pobudzającego. Jak wskazują wyniki przedstawione na Rys. 9 zgodność z modelem widoczna jest w zakresie szybkości emisji od 100 do 7000 s^{-1}. W tym bowiem zakresie, zgodnie z równaniem (6), amplituda składowej wykładniczej przebiegu relaksacyjnego jest proporcjonalna do szybkości emisji nośników ładunku. W celu wyznaczenia tej amplitudy wybrano relaksacyjny przebieg fotoprądu zarejestrowany w temperaturze 71,8 K (Rys. 10).



Rys. 9. Zależność intensywności prążka widmowego Laplace'a, wyznaczonego na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu dla centrów defektowych TX1(69 meV) występujących w warstwie epitaksjalnej Si napromieniowanej dawką protonów 1,7 x 10^{16} cm^{-2}, od szybkości emisji nośników ładunku.
Fig. 9. Intensity of the Laplace spectral fringe, obtained from the photocurrent relaxation waveforms for the TX1(69 meV) defect center, present in the Si epitaxial layer after irradiation with a proton fluence of 1.7 x 10^{16} cm^{-2}, versus the charge carriers emission rate.



Rys. 10. Relaksacyjny przebieg fotoprądu zmierzony w temperaturze 71,8 K wybrany do wyznaczenia amplitudy składowej wykładniczej związanej z termiczną emisją nośników ładunku z centrów TX1(69 meV). Kolorem czerwonym zaznaczono fragment relaksacyjnego przebiegu fotoprądu odpowiadający szybkości termicznej emisji nośników z centrów TX1 równej 492 s^{-1} (stała czasowa 2,03 ms).
Fig. 10. Photocurrent relaxation waveform recorded at 71.8 K selected to determine the amplitude of the component related to the thermal emission of charge carriers from the TX1 (69 meV) center. The red line marks the part of the waveform corresponding to the time window for the emission rate 492 s^{-1} (time constant 2.03 ms).

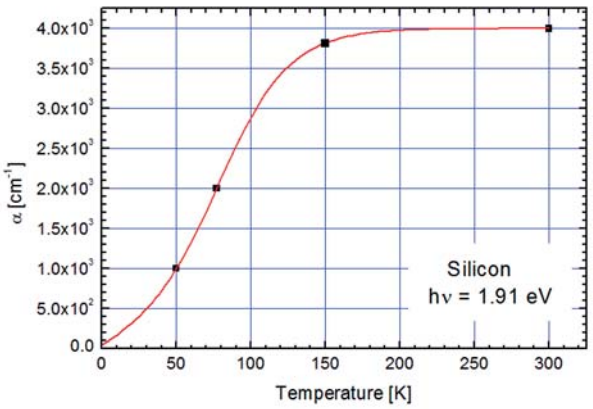
Zgodnie z temperaturową zależnością szybkości emisji nośników ładunku dla centrów TX1 (Rys. 8) szybkość emisji dziur z tych centrów w temperaturze 71,8 K wynosi 492 s^{-1} i odpowiada stałej czasowej składowej przebiegu relaksacyjnego równej 2,03 x 10^{-3} s. W wyniku aproksymacji relaksacyjnego przebiegu fotoprądu przebiegiem wykładniczym o stałej czasowej równej 2,03 x 10^{-3} s otrzymana wartość amplitudy składowej wykładniczej przebiegu relaksacyjnego związanej z termiczną dziur z centrów TX1 wynosi 3,98 x 10^{-9} A. W analogiczny sposób wyznaczono amplitudę składowej wykładniczej przebiegów relaksacyjnych zarejestrowanych w temperaturze 68 K i 75,4 K, która wynosi odpowiednio 2,46 x 10^{-9} A i 5,84 x 10^{-9} A. Na podstawie równań (6 - 7) amplitudę tej składowej wykładniczej można przedstawić w postaci:

$$I_0 = qp_T(0)\mu_p\tau_p ECe_{pT} \tag{12}$$

gdzie $p_T(0)$ oznacza koncentrację dziur wychwyconych przez pułapki TX1 (69 meV) w chwili wyłączenia impulsu generującego nadmiarowe nośniki ładunku. Zgodnie z równaniem (7), przy założeniu $e_{pT} << G\tau_p c_{pT}$, koncentrację $p_T(0)$ można przedstawić jako:

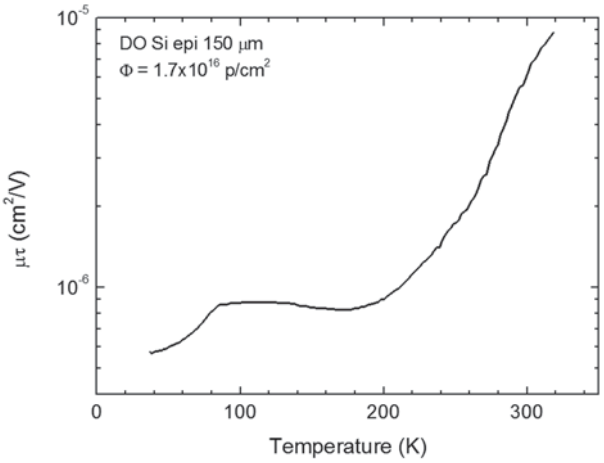
$$p_T(0) = N_T\left(1 - \frac{e_{pT}}{G\tau_p c_{pT}}\right) \tag{13}$$

Jak wskazuje równanie (12) koncentrację dziur wychwyconych przez pułapki TX1 (69 meV) można określić na podstawie amplitudy składowej wykładniczej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu dla danej szybkości emisji nośników ładunku przy znanych wartości natężenia pola elektrycznego E, parametru geometrycznego C oraz iloczynu $\mu\tau$. W celu wyznaczenia koncentracji pułapek N_T należy z równania (13) obliczyć wartości $p_T(0)$ dla kilku wartości szybkości emisji, a następnie dokonać ekstrapolacji otrzymanej zależności dla $e_{pT} \rightarrow 0$. W przypadku pułapek TX1 (69 meV) wartości e_{pT} dla temperatur 68 K, 71,8 K i 75,4 K wynosiły odpowiednio 246 s^{-1}, 492 s^{-1} i 946,2 s^{-1}. Natężenie pola elektrycznego, przy którym rejestrowano relaksacyjne przebiegi fotoprądu w tych temperaturach wynosiło 285,7 V/cm. Wartości parametru C dla tych temperatur określono na podstawie parametrów geometrycznych próbki oraz temperaturowej zależności współczynnika absorpcji krzemu (Rys. 11). Otrzymane wyniki wskazują, że w temperaturze 68 K, 71,8 K i 75,4 K współczynnik absorpcji Si wynosi odpowiednio 1,6 x 10^3 cm^{-1}, 1,8 x 10^3 cm^{-1} i 1,9 x 10^3 cm^{-1}.



Rys. 11. Zależność współczynnika absorpcji krzemu od temperatury dla energii fotonów 1,91 eV. Linia ciągła została dopasowana do wartości eksperymentalnych określonych na podstawie danych literaturowych [19 - 20].
Fig. 11. Temperature dependence of the Si absorption coefficient for a photon energy of 1.91 eV. The solid line was obtained by fitting to the reference data [19 - 20].

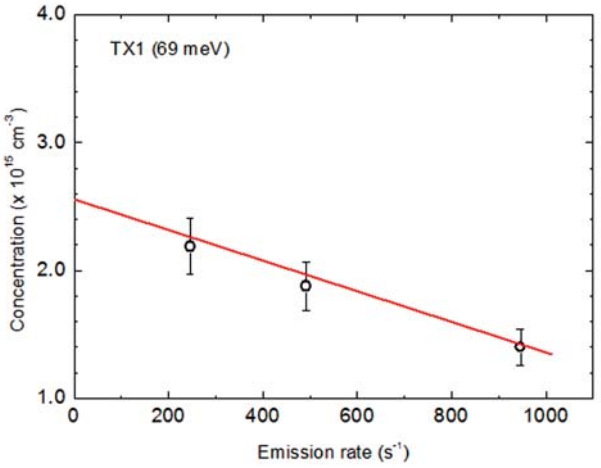
Wartości parametru C wyznaczone dla tych wartości współczynnika absorpcji są następujące: 1,43 x 10^{-4} cm^2, 1,32 x 10^{-4} cm^2 i 1,25 x 10^{-4} cm^2. Wartości iloczynu $\mu\tau$ dla powyższych temperatur określono na podstawie temperaturowej zależności wysokości impulsu fotoprądu wyznaczonej zgodnie z metodyką opisaną w pracy [4] przy strumieniu fotonów, wynoszącym ~ 1 x 10^{15} $s^{-1}cm^{-2}$. Temperaturową zależność iloczynu $\mu\tau$ dla próbki krzemowej warstwy epitaksjalnej napromieniowanej dawką protonów 1,7 x 10^{16} cm^{-2} przedstawiono na Rys. 12.



Rys. 12. Temperaturowa zależność iloczynu ruchliwości i czasu życia nośników ładunku dla próbki krzemowej warstwy epitaksjalnej napromieniowanej dawką protonów 1,7 x 10^{16} cm^{-2}.
Fig. 12. Temperature dependence of the $\mu\tau$ product for a silicon epilayer irradiated with a proton fluence of 1.7 x 10^{16} cm^{-2}.

Jak wskazują dane przedstawione na Rys. 12 wartość $\mu\tau$ w temperaturze 68 K, 71,8 K i 75,4 K wynosi odpowiednio 7,0 x 10^{-7} cm^2/V, 7,1 x 10^{-7} cm^2/V i 7,7 x 10^{-7} cm^2/V.

Wartości koncentracji dziur wychwyconych przez pułapki TX1 (69 meV) w temperaturach odpowiadających wartościom szybkości emisji 246 s^{-1}, 492 s^{-1} i 946,2 s^{-1} wynoszą odpowiednio 2,19 x 10^{15} cm^{-3}, 1,88 x 10^{15} cm^{-3} i 1,4 x 10^{15} cm^{-3}. Widoczny jest zatem wpływ szybkości emisji nośników ładunku na stopień obsadzenia pułapek TX1 (69 meV) i w celu określenia koncentracji tych pułapek należy określić zależność $p_T(0)$ od szybkości emisji i dokonać ekstrapolacji tej zależności do wartości szybkości emisji równej zeru. Zmiany $p_T(0)$ w funkcji szybkości emisji dla pułapek TX1 (69 meV) zilustrowano na Rys. 13.

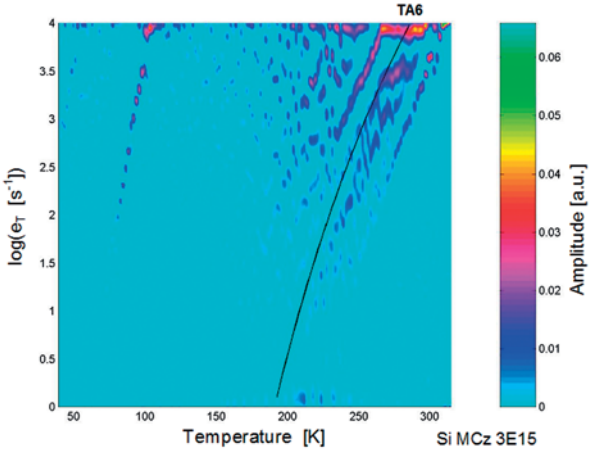


Rys. 13. Zależność koncentracji nośników ładunku wychwyconych przez pułapki TX1 (69 meV) od szybkości emisji nośników. Linia ciągła dopasowana została metodą regresji liniowej do punktów eksperymentalnych. Dla zerowej szybkości emisji koncentracja nośników odpowiada koncentracji całkowicie zapełnionych pułapek TX1 (69 meV).

Fig. 13. Concentration of the charge carriers captured by the trap TX1 (69 meV) as a function of the emission rate. The solid line illustrates the result of the linear regression analysis. At the emission rate equal to zero, the carrier concentration corresponds to the fully filled TX1 (69 meV) trap.

Otrzymana w wyniku ekstrapolacji koncentracja pułapek TX1 (69 meV) w próbce krzemowej warstwy epitaksjalnej napromieniowanej protonami wynosi 2,5 x 10^{15} cm^{-3}. Biorąc pod uwagę fakt, że określona metodą SIMS koncentracja atomów węgla w tej warstwie wynosiła ~ 2 x 10^{16} cm^{-3}, wyznaczona wartość koncentracji radiacyjnych centrów C_iC_s, powstałych w wyniku napromieniowania dawką protonów równą 1,7x10^{16} cm^{-2}, jest bardzo prawdopodobna [11].

Na Rys. 14 przedstawiono obraz prążków Laplace'a dla radiacyjnych centrów defektowych wykrytych w próbce MCz Si napromieniowanym dawką neutronów 3,0 x 10^{15} cm^{-2}. Do wyznaczenia koncentracji centów defektowych wybrano prążek odpowiadający termicznej emisji elektronów z centrów TA6 charakteryzujących się energią aktywacji 410 meV i parametrem A równym 2,5 x 10^6 $K^{-2}s^{-1}$. Linią ciągłą zaznaczono określoną dla tych centrów temperaturową zależność szybkości emisji elektronów.



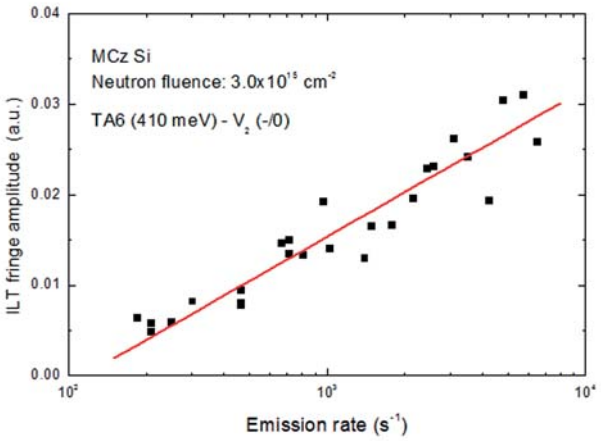
Rys. 14. Obraz prążków widmowych Laplace'a dla radiacyjnych centrów defektowych w MCz Si napromieniowanym dawką wysokoenergetycznych neutronów równą 3,0 x 10^{15} cm^{-2}. Linia ciągła ilustruje temperaturową zależność szybkości emisji elektronów dla centrów defektowych TA6 (410 meV).

Fig. 14. Image of the Laplace spectral fringes for radiation defect centers detected in MCz Si irradiated with a 1-MeV neutron fluence of 3.0 x 10^{15} cm^{-2}. The solid line illustrates the temperature dependence of the emission rate of charge carriers from defect centers TA6 (410 meV).

Podobnie jak w przypadku radiacyjnych centrów TX1 (69 meV) w krzemowej warstwie epitaksjalnej, dla centrów TA6 (410 meV) określono zależność intensywności prążka Laplace'a od szybkości emisji elektronów, którą przedstawiono na Rys. 15.

Widoczny na Rys. 15 rozrzut wartości eksperymentalnych spowodowany jest fluktuacjami wartości amplitud składowych wykładniczych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu wyznaczanych za pomocą procedury CONTIN [5, 8]. Obserwowane rozrzuty wartości intensywności prążka Laplace'a odzwierciedlają zatem fluktuacje wartości amplitud składowych relaksacyjnych wyznaczanych w procesie aproksymacji. Innymi słowy, rozrzuty te są wynikiem działa-

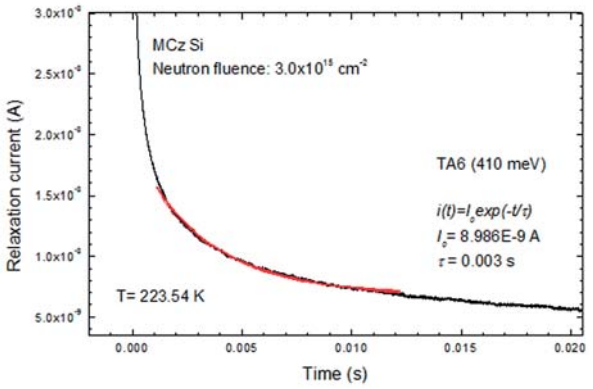
nia zastosowanej procedury obliczeniowej i świadczą o zawartości składowej szumowej w relaksacyjnych przebiegach fotoprądu. Warto jednak zauważyć, że wyznaczone metodą regresji liniowej (linia ciągła na Rys. 15) zmiany intensywności prążka Laplace'a w funkcji szybkości emisji elektronów są dobrze zdefiniowane i zgodne z modelem opisanym równaniem (6).



Rys. 15. Zależność intensywności prążka widmowego Laplace'a wyznaczonego na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu dla centrów TA6 (410 meV) identyfikowanych z lukami podwójnymi V_2 (-/0) w MCz Si napromieniowanym dawką neutronów 3,0 x 10^{15} cm^{-2}.
Fig. 15. Intensity of the Laplace spectral fringe, obtained from the photocurrent relaxation waveforms for the defect center TA6 (410 meV) assigned to divacancy V_2 (-/0) present in the MCz Si after irradiation with a neutron fluence of 3.0 x 10^{15} cm^{-2}, versus the charge carriers emission rate.

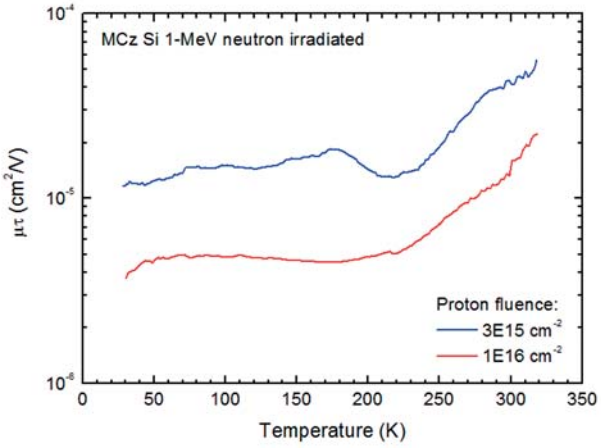
W celu wyznaczenia koncentracji pułapek TA6 (410 meV) w próbce MCz Si napromieniowanej dawką neutronów 3 x 10^{15} cm^{-2} określono wartości amplitudy składowej wykładniczej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu zmierzonego w temperaturze 209,9 K, 223,5 K i 233,2 K. Przykładowo sposób określenia tych wartości przedstawiono na przykładzie relaksacyjnego przebiegu fotoprądu zmierzonego w temperaturze 223,5 K (Rys. 16). Przebieg ten aproksymowany jest przebiegiem wykładniczym w oknie czasowym odpowiadającym szybkości emisji nośników ładunku określonej w tej temperaturze na podstawie prążka Laplace'a.

W przypadku centrów TA6 (410 meV) szybkość emisji elektronów w temperaturze 223,5 K wynosi 302 s^{-1}. Innymi słowy, stała czasowa składowej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu spowodowanej termiczną emisją elektronów z centrów TA6 (410 meV) wynosi 3,3 x 10^{-3} s. Wyznaczona w wyniku aproksymacji składowa relaksacyjnego



Rys. 16. Relaksacyjny przebieg fotoprądu zmierzony w temperaturze 223,5 K wybrany do wyznaczenia amplitudy składowej wykładniczej związanej z termiczną emisją nośników ładunku z centrów TA6 (410 meV). Kolorem czerwonym zaznaczono fragment relaksacyjnego przebiegu fotoprądu odpowiadający szybkości termicznej emisji nośników z centrów TA6 równej 302 s^{-1}.
Fig. 16. Photocurrent relaxation waveform recorded at 223.5 K selected to determine the amplitude of the component related to the thermal emission of charge carriers from the TA6 (410 meV) center. The red line marks the part of the waveform corresponding to the time window for the emission rate 302 s^{-1} (time constant 3.27 ms).

przebiegu fotoprądu związana z termiczną emisją elektronów z centrów TA6 (410 meV) charakteryzuje się stałą czasową 3,3 x 10^{-3} s oraz amplitudą 8,86 x 10^{-9} A. W analogiczny sposób wyznaczono amplitudę składowej wykładniczej przebiegów relaksacyjnych zarejestrowanych w temperaturze

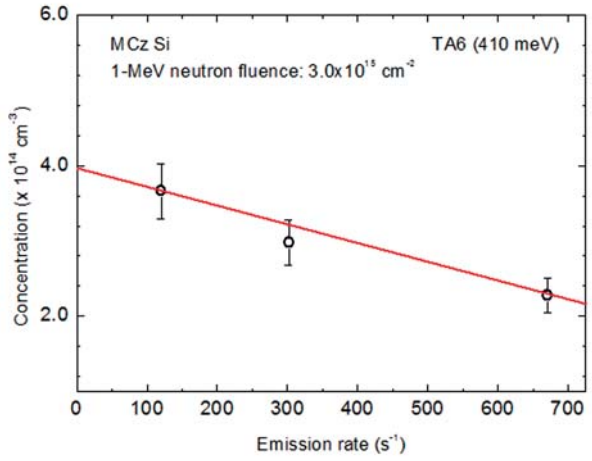


Rys. 17. Temperaturowe zależności iloczynu ruchliwości i czasu życia nośników ładunku dla próbek MCz Si napromieniowanych dawkami neutronów 3 x 10^{15} cm^{-2} i 1 x 10^{16} cm^{-2}.
Fig. 17. Temperature dependences of the $\mu\tau$ product for samples of MCz Si irradiated with neutron fluences of 3 x 10^{15} and 1 x 10^{16} cm^{-2}.

209,9 K i 233,2 K, która wynosi odpowiednio 4,03 x 10^{-9} A i 1,61 x 10^{-8} A. Wartości $\mu\tau$ dla tej próbki w temperaturze 209,9 K, 223,5 K i 233,2 K określone na podstawie danych przedstawionych na Rys. 17 wynoszą odpowiednio 1,3 x 10^{-5} cm^2/V, 1,35 x 10^{-5} cm^2/V i 1,4 x 10^{-5} cm^2/V.

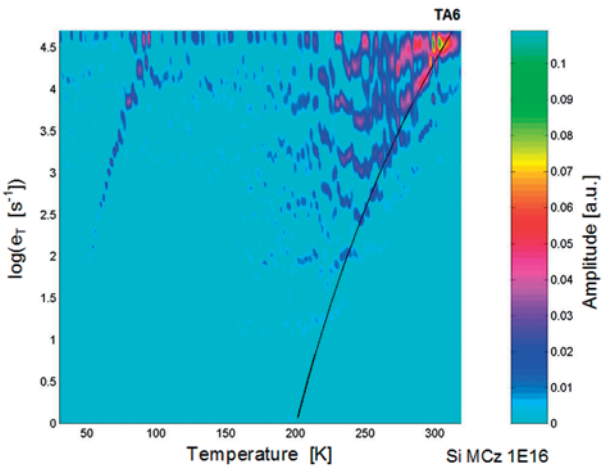
Pułapki TA6 (410 meV) są pułapkami elektronowymi i zgodnie z przedstawionym modelem określono koncentrację elektronów wychwyconych przez te pułapki w temperaturze 209,9 K, 223,5 K i 233,2 K w chwili wyłączenia impulsu światła generującego nadmiarowe nośniki ładunku. W tym celu zgodnie z Rys. 11 przyjęto dla tych temperatur wartość współczynnika absorpcji Si równą 4 x 10^3 cm^{-1} oraz wartości parametru C wynoszące odpowiednio 1,55 x 10^{-4} cm^2, 1,60 x 10^{-4} cm^2 i 1,64 x 10^{-4} cm^2. Określone dla powyższych temperatur wartości koncentracji elektronów wychwyconych przez pułapki TA6 (410 meV) wynoszą odpowiednio 3,66 x 10^{14} cm^{-3}, 2,98 x10^{14} cm^{-3} i 2,28 x 10^{14} cm^{-3}. Wartości szybkości emisji nośników ładunku w tych temperaturach są odpowiednio równe 119,95 s^{-1}, 303 s^{-1} i 671,4 s^{-1}. Zależność wyznaczonych wartości koncentracji elektronów obsadzających pułapki TA6 (410 meV) od szybkości emisji nośników ładunku pokazano na Rys. 18. Jak wynika z danych przedstawionych na Rys. 18 określona w wyniku ekstrapolacji koncentracja pułapek TA6 (410 meV), identyfikowanych z lukami V_2 (-/0), wynosi 4,0 x 10^{14} cm^{-3}. Wartość ta jest zgodna z wynikami uzyskanymi metodą absorpcji w podczerwieni. Wyznaczona tą metodą szybkość wprowadzania luk V_2(-) w objętościowych monokryształach Si wskutek napromieniowania neutronami wynosi bowiem 0,13 cm^{-1} [12] i biorąc pod uwagę dawkę neutronów 3,0 x 10^{15} cm^{-2} określona tą metodą koncentracja tych luk wynosi 3,9 x 10^{14} cm^{-3}.

W podobny sposób określono koncentrację elektronów wychwyconych przez pułapki TA6 (410 meV) w próbce MCz Si napromieniowanej dawką neutronów 1,0x10^{16} cm^{-2}. Sposób ten zilustrowany został na Rys. 19 - 22. Koncentrację $n_T(0)$ wyznaczono w temperaturze 242,4 K, 254,1 K i 265,8 K, w której szybkość emisji elektronów wynosiła odpowiednio 477,5 s^{-1}, 1409,3 s^{-1} i 3342 s^{-1}. Do obliczenia $n_T(0)$ w tych temperaturach przyjęto wartość współczynnika absorpcji 4 x 10^3 cm^{-1}, określone na podstawie Rys. 17 wartości iloczynu $\mu\tau$ równe odpowiednio 6,63 x 10^{-6} cm^2/V, 7,84 x 10^{-6} cm^2/V i 9,3 x 10^{-6} cm^2/V, a także wartości para-



Rys. 18. Zależność koncentracji nośników ładunku wychwyconych przez pułapki TA6 (410 meV), wykryte w MCz Si napromieniowanym dawką neutronów 3 x 10^{15} cm^{-2}, od szybkości emisji nośników. Linia ciągła dopasowana została metodą regresji liniowej do punktów eksperymentalnych. Dla zerowej szybkości emisji koncentracja nośników odpowiada koncentracji całkowicie zapełnionych pułapek TA6 (410 meV).

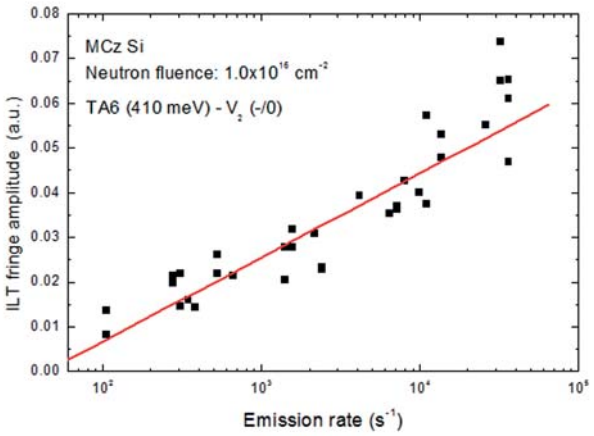
Fig. 18. Concentration of the charge carriers captured by the trap TA6 (410 meV), detected in MCz Si irradiated with a neutron fluence of 3x10^{15} cm^{-2}, as a function of the emission rate. The solid line illustrates the result of the linear regression analysis. At the emission rate equal to zero, the carrier concentration corresponds to the fully filled trap TA6 (410 meV).



Rys. 19. Obraz prążków widmowych Laplace'a dla radiacyjnych centrów defektowych w MCz Si napromieniowanym dawką wysokoenergetycznych neutronów równą 1,0 x 10^{16} cm^{-2}. Linia ciągła ilustruje temperaturową zależność szybkości emisji elektronów dla centrów defektowych TA6 (410 meV).

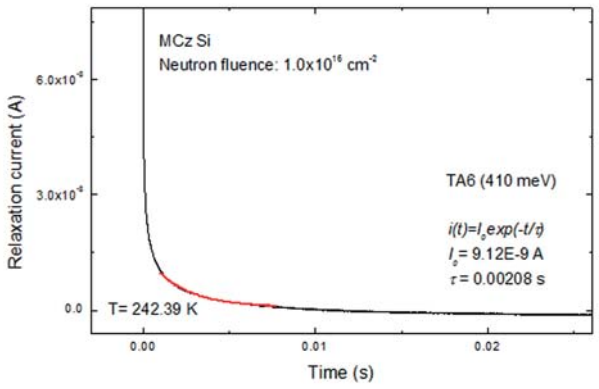
Fig. 19. Image of the Laplace spectral fringes for radiation defect centers detected in MCz Si irradiated with a 1-MeV neutrons fluence of 1.0 x 10^{16} cm^{-2}. The solid line illustrates the temperature dependence of the emission rate of charge carriers from defect centers TA6 (410 meV).

metru C wynoszące odpowiednio 1,31 x 10^{-4} cm^2, 1,40 x 10^{-4} cm^2 i 1,50 x 10^{-4} cm^2. Koncentrację pułapek TA6 (410 meV) w tej próbce, równą 5,5 x 10^{14} cm^{-3}, wyznaczono w wyniku ekstrapolacji zależności przedstawionej na Rys. 22 dla $e_T \rightarrow 0$.



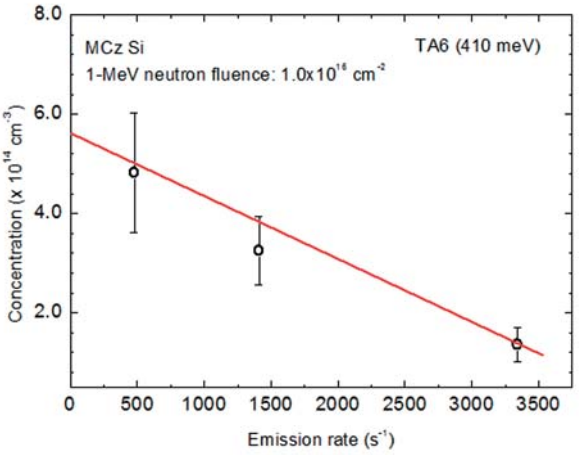
Rys. 20. Zależność intensywności prążka widmowego Laplace'a wyznaczonego na podstawie relaksacyjnych przebiegów fotoprądu dla centrów TA6 (410 meV) identyfikowanych z lukami podwójnymi V_2 (-/0) w MCz Si napromieniowanym dawką neutronów 1,0 x 10^{16} cm^{-2}.

Fig. 20. Intensity of the Laplace spectral fringe, obtained from the photocurrent relaxation waveforms for the defect center TA6 (410 meV) assigned to divacancy V_2 (-/0) present in the MCz Si after irradiation with a neutron fluence of 1.0 x 10^{16} cm^{-2}, versus the charge carriers emission rate.



Rys. 21. Relaksacyjny przebieg fotoprądu zmierzony w temperaturze 242,4 K wybrany do wyznaczenia amplitudy składowej wykładniczej związanej z termiczną emisją nośników ładunku z centrów TA6 (410 meV) identyfikowanych z lukami podwójnymi V_2 (-/0). Kolorem czerwonym zaznaczono fragment relaksacyjnego przebiegu fotoprądu odpowiadający szybkości termicznej emisji nośników z centrów TA6 równej 477,5 s^{-1}.

Fig. 21. Photocurrent relaxation waveform recorded at 242.4 K selected to determine the amplitude of the component related to the thermal emission of charge carriers from the TA6 (410 meV) center. The red line marks the part of the waveform corresponding to the time window for the emission rate 477.5 s^{-1} (time constant 2.08 ms).



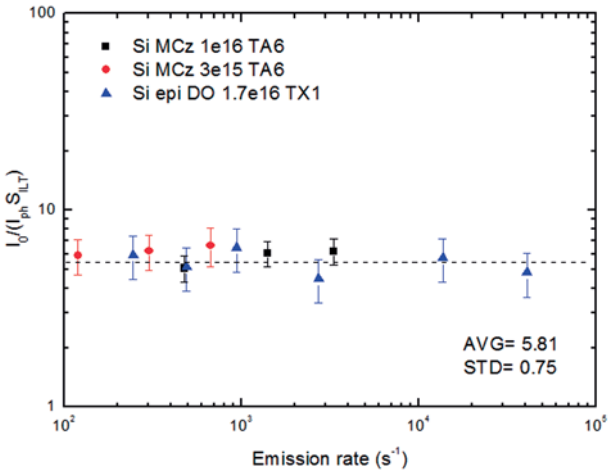
Rys. 22. Zależność koncentracji nośników ładunku wychwyconych przez pułapki TA6 (410 meV), wykryte w MCz Si napromieniowanym dawką neutronów 1x10^{16} cm^{-2}, od szybkości emisji nośników. Linia ciągła dopasowana została metodą regresji liniowej do punktów eksperymentalnych. Dla zerowej szybkości emisji koncentracja nośników odpowiada koncentracji całkowicie zapełnionych pułapek TA6 (410 meV).

Fig. 22. Concentration of the charge carriers captured by the trap TA6 (410 meV), detected in MCz Si irradiated with a neutron fluence of 1 x 10^{16} cm^{-2}, as a function of the emission rate. The solid line illustrates the result of the linear regression analysis. At the emission rate equal to zero, the carrier concentration corresponds to the fully filled trap TA6 (410 meV).

Otrzymane wyniki wskazują, że wyznaczona na podstawie prążka Laplace'a dla pułapek TA6 (410 meV) koncentracja luk podwójnych V_2 (-/0) w MCz Si napromieniowanym dawką neutronów 1,0 x 10^{16} cm^{-3} wynosi 5,5 x 10^{14} cm^{-3}. Wartość ta jest niższa od wartości koncentracji luk podwójnych V_2 (-) równej 1,3 x 10^{15} cm^{-3}, otrzymanej na podstawie pomiaru widm absorpcyjnych w podczerwieni [12]. Należy dodać, że do pomiaru tych widm wykorzystano inne próbki niż do pomiaru widm Laplace'a metodą HRPITS i różnica pomiędzy tymi wartościami możne być spowodowana wieloma czynnikami. Przy dużej dawce neutronów defekty radiacyjne gromadzą się w klastrach o rozmiarach rzędu 50 Å i jest duże prawdopodobieństwo występowania różnej gęstości klastrów w różnych próbkach [13 - 15]. Ponadto, ze wzrostem dawki neutronów zwiększa się intensywność oddziaływania luk podwójnych z atomami tlenu, w wyniku którego powstają kompleksy V_2O [16 - 17]. Innymi słowy, koncentracja luk podwójnych zależna jest również od koncentracji atomów tlenu, która może być nieco inna w różnych próbkach z tego samego

monokryształu. Warto również dodać, że przy dużych dawkach zachodzi także intensywne oddziaływanie luk podwójnych z pojedynczymi lukami oraz oddziaływanie luk podwójnych miedzy sobą, w wyniku którego powstają aglomeraty złożone z trzech lub czterech luk [14, 18].

Wykorzystując wartości amplitud składowych wykładniczych relaksacyjnych przebiegów fotoprądu dla radiacyjnych centrów defektowych TX1 (69 meV) i TA6 (410 meV) występujących w poszczególnych próbkach oraz wartości iloczynu intensywności prążków Laplace'a i wysokości impulsu niestacjonarnego przebiegu fotoprądu określono stosunek obu tych wielkości fizycznych dla różnych wartości szybkości emisji. Wyniki tych obliczeń, które przedstawiono na Rys. 23 wskazują, że dla każdej wartości szybkości emisji z przedziału $10^2 – 10^5$ s^{-1} wartość intensywności prążka Laplace'a jest jednoznacznie powiązana z wartością amplitudy składowej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu związanej z termiczną emisją nośników ładunku z danego rodzaju centrów defektowych. Istnieje zatem możliwość wyznaczania tej amplitudy na podstawie intensywności prążka Laplace'a, wykorzystując stały współczynnik, którego wartość wynosi 5,81.



Rys. 23. Stosunek amplitudy składowej wykładniczej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu do iloczynu intensywności prążka Laplace'a i wysokości impulsu fotoprądu dla różnych wartości szybkości emisji nośników ładunku z pułapek TX1 (69 meV) i TA6 (410 meV) związanych z wybranymi defektami radiacyjnymi występującymi odpowiednio w krzemowej warstwie epitaksjalnej oraz w objętościowych monokryształach krzemu.

Fig. 23. Ratio of the amplitude of the photocurrent relaxation waveform component to the product of the Laplace fringe intensity and the height of the photocurrent pulse for various values of the emission rate from the traps TX1 (69 meV) and TA6 (410 meV) related to selected radiation defects occurring in a silicon epitaxial layer and silicon bulk crystals, respectively.

5. PODSUMOWANIE

W artykule przedstawiono model umożliwiający wyznaczenie zależności pomiędzy koncentracją nośników ładunku wychwyconych przez centra defektowe o określonych właściwościach i amplitudą składowej wykładniczej relaksacyjnego przebiegu fotoprądu, związanej z zachodzącą z tych centrów termiczną emisją nośników ładunku. Stwierdzono, że amplituda składowej wykładniczej proporcjonalna jest do koncentracji nośników ładunku obsadzających centra defektowe w chwili wyłączenia oświetlenia. Określono zależność intensywności prążków widmowych, otrzymywanych w wyniku dwuwymiarowej analizy relaksacyjnych przebiegów fotoprądu z wykorzystaniem odwrotnego przekształcenia Laplace'a, od amplitudy składowych przebiegów wykładniczych związanych z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych. Stwierdzono, że intensywność prążka Laplace'a jest proporcjonalna do amplitudy składowej wykładniczej przebiegu relaksacyjnego związanego z termiczną emisją nośników ładunku z centrów defektowych o określonych właściwościach. Tak więc, określana eksperymentalnie wartość intensywności prążka Laplace'a można być wykorzystana do wyznaczenia koncentracji centrów defektowych.

Wyznaczono koncentrację radiacyjnych centrów defektowych TX1 (69 meV), identyfikowanych z kompleksami C_iC_s, w krzemowej warstwie epitaksjalnej napromieniowanej dawką protonów 1,7 x 10^{16} cm^{-2}, a także koncentrację centrów TA6 (410 meV), identyfikowanych z lukami podwójnymi V_2 (-/0), w próbkach MCz Si napromieniowanych różną dawką neutronów, równą 3 x 10^{15} cm^{-2} i 1x10^{16} cm^{-2}. Stwierdzono, że koncentracja pułapek TX1 (69 meV) wynosi 2,5 x 10^{15} cm^{-3}. Biorąc pod uwagę fakt, że koncentracja atomów węgla w warstwie epitaksjalnej wynosi ~ 2 x 10^{16} cm^{-3}, wyznaczona wartość koncentracji radiacyjnych centrów C_iC_s jest bardzo prawdopodobna. Stwierdzono, że koncentracja pułapek TA6 (410 meV) w materiale napromieniowanym dawką neutronów 3 x 10^{15} cm^{-2} i 1 x 10^{16} cm^{-2} wynosi odpowiednio 4,0 x 10^{14} cm^{-2} i 5,5 x 10^{14} cm^{-2}. Wyniki te są zgodne z wartościami koncentracji luk V_2 (-/0) określonymi na podstawie widm absorpcyjnych w podczerwieni.

LITERATURA

[1] Pawłowski M., Kamiński P., Kozłowski R., Jankowski S., Wierzbowski M.: Intelligent measuring system for characterisation of defect centres in semi-insulating materials by photoinduced transient spectroscopy, *Metrology and Measurements Systems*, XII, 2, 207, (2005)

[2] Żelazko J., Pawłowski M., Kamiński P., Kozłowski R., Miczuga M.: Zastosowanie graficznego środowiska programistycznego w niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej o dużej rozdzielczości, *Przegląd Elektrotechniczny*, 84, 5, 305-308, (2008)

[3] Rieger W., Dimitrov R., Brunner D., Rohrer E., Ambacher O., Stutzmann M.: Defect-related optical transitions in GaN, *Phys. Rev. B*, 54, 17596-17602, (1996)

[4] Kozłowski R.: Wyznaczanie czasu życia nośników ładunku i poziomów rekombinacyjnych w materiałach wysokorezystywnych poprzez pomiar temperaturowej zależności fotoprądu, *Materiały Elektroniczne*, 28, 1/2, 5-17, (2000)

[5] Pawłowski M.: Obrazowanie struktury defektowej materiałów półizolujących z wykorzystaniem niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej, *Wydawnictwo Wojskowej Akademii Technicznej*, 2007

[6] Blondeel B., Clauws P.: Photoinduced current transient spectroscopy of deep defects in n-type ultrapure germanium*, J. Appl. Phys*., 86, 940-945, (1999)

[7] Brasil Maria J.S.P., Motisuke P.: Deep center characterization by photo-induced transient spectroscopy, *J. Appl. Phys*. 68, 3370-3376, (1990)

[8] Provencher S. , CONTIN: A general purpose program for inverting noisy linear algebraic and integral equations, *Comp. Phys. Comm*. 27, 229–242, (1982)

[9] Gaubas E., Kadys A., Uleckas A., and Vaitkus J.: Investigation of fluence–dependent lifetime variations in proton and neutron highly irradiated Si, 10th RD50 - Workshop on Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders, Vilnius, Lithuania, 2-6 June, 2007

[10] Kamiński P., Kozłowski R., Żelazko J.: Characterization of radiation defect centers in neutron irradiated Siusing inverse Laplace transformation to analysis of photocurrent relaxation waveforms, *Official Proceedings of Microtherm 2011*, 64-69, Technical University of Lodz, Department of Semiconductor and Optoelectronics Devices.

[11] Kozłowski R., Kamiński P. Nossarzewska-Orłowska E.: High-resolution photoinduced transient spectroscopy of neutron irradiated bulk silicon, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A*, 476/3, 639-644, (2002)

[12] Surma B., Kamiński P., Wnuk A., Kozłowski R.: Optical studies of defect centers formed in MCz-Si and FZ-Si by high fluence neutron irradiation, 17th RD50 Workshop, CERN, Genewa, 17-19 November 2010

[13] Myers S.M., Cooper P. J., and Wampler W. R.: Model of defect reactions and the influence of clustering in pulse-neutron-irradiated Si, *J. Appl. Phys*. 104, 044507, (2008)

[14] Ermolov P. F., Karmanov D. E., Leflat A. K., Manankov V. M., Merkin M. M., and Shabalina E. K.: Neutron-irradiation-induced effects caused by divacancy clasters with a tetravacancy Core, *Semiconductors*, 36, 10, 114-1122, (2002)

[15] Davies G., Hayama S., Murin L., Krause-Rehberg R., Bondarenko V., Sengupta A., Davia C., Karpenko A.: Radiation damage in silicon exposed to high-energy protons, *Phys. Rev. B*, 73, 165202, (2006)

[16] Bleka J.H., Murin L., Monakhov E.V., Avset B.S., Svenson B.G.: On the identity of a crucial defect contributing to leakage current in silicon particle detectors, *App. Phys. Lett.,* 92 (7), 132102, (2008)

[17] Vines L., Monakhov E.V., Jensen J., Kuznetsov A.Yu., Svensson B.G.: Formation and annealing behavior of prominent point defects in MeV ion implanted n-type epitaxial Si, *Mat. Sc. Eng. B*, 177, 159-160, (2009)

[18] Fleming R. M., Seager C. H., Lang D. V., Cooper P. J., Bielejec E., Campbell J. M.: Effects of clustering on the properties of defects in neutron irradiated silicon, *J. Appl. Phys.,* 102, 043711, (2007)

[19] Sze S. M.: Physics of semiconductor devices, John Wiley and Sons, N.Y., 1981

[20] Jellison, Jr., G. E., Modine F. A.: Optical absorption of silicon between 1.6 and 4.7 eV at elevated temperatures, *Appl. Phys. Lett.,* 41(2), 180-182, (1982)