

# DWUWYMIAROWOŚĆ WIDM W NIESTACJONARNEJ SPEKTROSKOPII FOTOPRĄDOWEJ

Michał Pawłowski<sup>1)</sup>

W artykule zaproponowano nowe podejście do procesu obliczeniowego służącego charakteryzacji materiałów wysokorezystywnych metodą *PITS*, polegające na aproksymacji funkcją dwuwymiarową powierzchni widmowej *PITS* uzyskanej metodą korelacyjną. Do zależności opisujących tę funkcję włączono równanie Arrheniusa, uwzględniające zmianę właściwości centrów defektowych w funkcji temperatury. Parametry tej funkcji uzyskane w wyniku jej dopasowania do fałd powierzchni widmowej określają właściwości wykrytych defektów. Do eksperymentalnej weryfikacji nowego algorytmu zastosowano próbki Si, zawierające centra A (kompleks wankans-tlen) celowo wprowadzone poprzez napromieniowanie neutronami.

## 1. WSTĘP

Materiały półizolujące są obecnie szeroko stosowane w różnych dziedzinach elektroniki i optoelektroniki. Najczęściej stanowią one podłoża do wytwarzania mikrofalowych układów scalonych, detektorów promieniowania jonizującego oraz czujników optoelektronicznych. Parametry tych elementów i układów silnie zależne są od właściwości i koncentracji istniejących w tych materiałach głębokich centrów defektowych.

Najbardziej efektywną metodą badania struktury defektowej materiałów półizolujących jest *metoda niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej (PITS)* [1-3]. Polega ona na impulsowym oświetlaniu próbki materiału i rejestracji relaksacji przebiegu fotoprądu, występującej po wyłączeniu oświetlenia. Relaksacja wywołana jest termiczną emisją nośników wychwyconych przez głębokie centra defektowe podczas oświetlenia. Przyjmuje się, że relaksacyjny zanik fotoprądu ma charakter sumy przebiegów eksponencjalnych, których amplitudy są proporcjonalne do koncentracji nadmiarowych elektronów (lub dziur) uwalnianych z głębokich centrów defektowych do

---

<sup>1)</sup> Wojskowa Akademia Techniczna, Wydział Elektroniki, ul. Kaliskiego, 2 skr. pocztowa 50, 00-908 Warszawa 49

pasma przewodnictwa (lub do pasma walencyjnego), a stałe czasowe są odwrotnościami szybkości emisji nośników z tych poziomów.

We wszystkich stosowanych obecnie procedurach pomiarowych można wyróżnić trzy etapy. Pierwszy polega na rejestracji odpowiedzi czasowej fotoprądu w funkcji temperatury, drugi obejmuje obliczenia stałych czasowych, a trzeci weryfikację zgodności zmian stałych czasowych w funkcji temperatury z równaniem Arrheniusa i obliczenie parametrów zaobserwowanych centrów defektowych. Prawidłowości procesu obliczeniowego nie można ocenić na podstawie analizy pojedynczego przebiegu czasowego. Jest to możliwe dopiero po zarejestrowaniu przebiegów czasowych dla odpowiednio dużej liczby temperatur. Zmiany fotoprądu należy zatem opisywać funkcją dwóch zmiennych: czasu i temperatury. Dwuwymiarowy wykres tej funkcji tworzy powierzchnię na której uwidocznią się wpływ centrów defektowych.

Pierwsze próby wykorzystania dwuwymiarowości widm [4] dotyczyły *niestacjonarnej spektroskopii pojemnościowej (DLTS)*. Miały one na celu jedynie wizualizację wyników pomiarów i nie były wykorzystywane bezpośrednio do celów obliczeniowych. Zastosowanie dualizmu czasowo-temperaturowego do analizy wyników pomiarów *DLTS* omówiono szczegółowo w pracy [5]. Stałość amplitudy przebiegów czasowych relaksacji pojemności umożliwiła wyprowadzenie zależności analitycznych umożliwiających przeprowadzenie procesu obliczeniowego z wykorzystaniem funkcji dwóch zmiennych.

Podstawowym problemem w metodzie *PITS* jest dokładność procesu identyfikacji charakteru zmian temperaturowych parametrów opisujących składowe eksponencjalne w zarejestrowanych przebiegach. Zazwyczaj przyjmuje się dyskretny model matematyczny opisujący przebieg fotoprądu [6] w postaci:

$$i(t, T) = \sum_{k=1}^N A_k(T) \exp[-e_{nk}(T)t] \quad (1)$$

gdzie  $k$  jest numerem składowej eksponencjalnej,  $A_k$  jest jej amplitudą,  $e_n$  szybkością emisji. Szybkość emisji i amplituda składowych eksponencjalnych są zależne od temperatury. W zależności od zastosowanego algorytmu obliczeń przyjmowany jest również model ciągły [7] jako:

$$i(t, T) = \int_0^{\infty} g(e_n, T) \exp(-e_n t) de_n \quad (2)$$

gdzie  $g(e_n, T)$  jest funkcją widmową. Umożliwia on modelowanie zaników nie dających opisać się funkcją eksponencjalną. Zależność (2) można przekształcić do postaci (1) przyjmując funkcję widmową jako sumę:

$$g(e_n, T) = \sum_{k=1}^N A_k(T) \delta [e_n - e_{nk}(T)] \quad (3)$$

gdzie  $\delta$  jest funkcją Diraca.

Do identyfikacji liczby składowych  $N$  i obliczenia ich stałych czasowych lub funkcji widmowej stosowane są różne metody, począwszy od bezpośredniego dopasowywania funkcji do danych pomiarowych metodą najmniejszej sumy kwadratów, metody korelacyjne [8] lub metody oparte na zaawansowanych algorytmach np. przekształceniu odwrotnym Laplace'a [9]. Większość opracowanych i stosowanych metod wraz z ich właściwościami jest przedstawiona przez Istratova w [7]. Poszczególne metody różnią się między sobą rozdzielczością i stopniem złożoności algorytmu obliczeniowego. Rozdzielczość jest tutaj rozumiana jako zdolność metody do identyfikacji dwu składowych eksponencjalnych o stałych czasowych  $\tau_1$  i  $\tau_2$  niewiele różniących się od siebie. Jest ona zależna od stosunku wartości składowej szumowej do sygnału w zarejestrowanych przebiegach.

Początkowo stosowane były metody korelacyjne analogowe [10] realizowane sprzętowo przy użyciu *integratora dwubramkowego (boxcar)* lub *woltomierza fazoczułego (lock-in)*. W wyniku pomiaru otrzymywano widma *PITS*, w którym z temperaturowego położenia maksimów uzyskiwano dane do konstrukcji wykresu Arrheniusa. Każdy punkt wykresu Arrheniusa wymagał innych parametrów sygnałów pomiarowych, stąd metody te wymagały wielokrotnego powtarzania pomiaru w zadanym zakresie temperatury.

Znaczne ułatwienie procesu pomiaru spowodowało zastosowanie cyfrowego zapisu odpowiedzi fotoprądowych. Po wykonaniu jednego pomiaru w całym zakresie temperatury, dalsze obliczenia można prowadzić niezależnie, przyjmując model matematyczny dyskretny lub ciągły w zależności od warunków eksperymentu i rodzaju badanego materiału.

Do analizy zjawisk przy założeniu modelu jednoekspONENTOWEGO ( $N=1$ ) najskuteczniejszą jest metoda oparta na analizie Fouriera lub metoda algebraiczna, polegająca na bezpośrednim obliczeniu stałej czasowej na podstawie wartości fotoprądu w dwu różnych momentach czasu.

Dla modelu wieloekspONENTOWEGO ( $N>1$ ) stosuje się metodę najmniejszej sumy kwadratów (*NLS*) z wykorzystaniem typowych procedur optymalizacyjnych (np. Gaussa-Newtona, Levenberga-Marquarda). Z przeprowadzonych symulacji wynika, że metoda ta zapewnia rozróżnialność stałych czasowych  $\tau_1/\tau_2 > 2,4$  przy stosunku sygnał/szum  $SNR=10^3$  i tylko  $\tau_1/\tau_2 > 10$  przy  $SNR=100$ .

Do metod widmowych należą metody: korelacyjna [11] i regularyzacyjna do rozwiązywania równania całkowego Fredholma pierwszego rzędu opracowana przez Tichonova, zastosowana w powszechnie wykorzystywanym programie CONTIN [12]. Warto podkreślić, że metoda korelacyjna jest bardzo prosta obliczeniowo, natomiast metoda regularyzacyjna pozwala na uzyskanie mniejszych rozdzielczości. Przy zastosowaniu metody regularyzacyjnej można osiągnąć rozdzielczość  $\tau_1/\tau_2 > 2$  przy  $SNR=1000$  i  $\tau_1/\tau_2=5$  przy  $SNR>15$ , natomiast najlepsza analizowana metoda korelacyjna [11], oparta na algorytmie Gavera-Stehfesta [13], pozwala uzyskać rozdzielczość  $\tau_1/\tau_2 > 3,4$  przy  $SNR=900$ .

Większość z omawianych metod została opracowana dla techniki *DLTS*, gdzie nie występuje zmienność amplitudy analizowanych relaksacji pojemności i wszystkie składowe eksponencjalne mają dodatnie amplitudy. Założenia takie w wielu przypadkach [12] znacznie ograniczają użyteczność tych algorytmów do analizy danych uzyskanych metodą *PITS*. W metodzie tej amplitudy składowych eksponencjalnych zmieniają się ze zmianą temperatury i relaksacje fotoprądu mogą składać się z sumy składowych eksponencjalnych dodatnich i ujemnych. Szczególnie jest to istotne przy analizie przebiegu niestacjonarnego fotoprądu w zakresie czoła impulsu fotoprądu po włączeniu oświetlenia. W wielu przypadkach właściwości danych pomiarowych powodują, że zadanie obliczeniowe jest źle uwarunkowane. Dodatkowo przy niekorzystnym stosunku sygnał/szum i źle dobranym algorytmie obliczeniowym do warunków pomiaru, otrzymuje się często niejednoznaczne wyniki obliczeń lub parametry centrów defektowych obarczone dużym błędem [14].

Stosując metodę bezpośredniego dopasowania modelu matematycznego do danych pomiarowych można otrzymać dobre dopasowanie [7] dla różnych postaci modelu. Wynik dopasowania nie zawsze posiada sens fizyczny. Stanowi to znaczne utrudnienie przy interpretacji otrzymanych wyników i możliwość błędnej identyfikacji danego defektu. Ponieważ identyfikacja defektów odbywa się poprzez porównanie wyników pomiarów dokonanych w różnych laboratoriach, błędy obliczeniowe mogą spowodować mylną interpretację wyników eksperymentu.

Jedną z przyczyn powstania tych problemów jest rozdzielenie operacji obliczania wartości szybkości emisji i weryfikacji zgodności wyników obliczeń z modelem fizycznym reprezentowanym przez równanie Arrheniusa. Należy zatem rozbudować model matematyczny o równanie Arrheniusa i wykorzystać je bezpośrednio w algorytmie obliczeniowym. Powoduje to konieczność analizy danych za pomocą funkcji dwuwymiarowych, których zmiennymi są:

- (czas, temperatura) dla zarejestrowanych przebiegów fotoprądu,
- (szybkość emisji, temperatura) dla funkcji widmowej.

W wyniku obliczeń otrzymywane będą bezpośrednio: energie aktywacji  $E_a$  i przekroje czynne na wychwyty nośników  $\sigma$  zaobserwowanych defektów zgodne z modelem fizycznym. Rozbudowa algorytmu obliczeniowego spowoduje wzrost czasu obliczeń. Jednak rozwój technik i mocy obliczeniowych współczesnych systemów komputerowych oraz powstanie zaawansowanych środowisk programowych, np. MatLab z dużą liczbą przyborników, umożliwiają znaczną automatyzację obliczeń. Rozwój technik inteligencji obliczeniowej może również w znacznym stopniu usprawnić proces charakteryzacji materiałów.

W pracy zaproponowano nowe podejście do procesu obliczeniowego dla charakteryzacji materiałów wysokorezystywnych metodą *PITS*, polegające na zastosowaniu do celów obliczeniowych funkcji dwuwymiarowych. Do eksperymentalnej weryfikacji nowego algorytmu zastosowano próbki Si, zawierające centra A (kompleks wakans-tlen) celowo wprowadzone poprzez napromieniowanie dawką neutronów równą  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ . Parametry defektu obliczono na podstawie niestacjonarnych zaników odpowiedzi fotoprądowych po wyłączeniu oświetlenia.

## 2. ALGORYTM ANALIZY DWUWYMIAROWEJ

W metodzie *PITS* informacje o badanych defektach występujących w materiale wysokorezystywnym uzyskiwane są na podstawie temperaturowej zależności szybkości emisji nośników z poziomów pułapkowych do pasm przewodnictwa lub walencyjnego. Próbką jest umieszczana w kriostacie i włączana szeregowo pomiędzy źródło polaryzacji i wejście wzmacniacza prądowego. Pomiar polega na oświetlaniu próbki impulsem światła i rejestrowaniu zbioru odpowiedzi fotoprądowych w zadanym przedziale temperatury.

Impuls światła powoduje generację par elektron-dziura, które zapełniają głębokie poziomy energetyczne, istniejące w przerwie zabronionej wskutek istnienia tam centrów defektowych. Równoległe z procesem wychwytu następuje emisja wychwyconych nośników pod wpływem temperatury. Zjawisko termicznej emisji jest powodem występowania relaksacji fotoprądu o parametrach zmieniających się z temperaturą, przy czym proces ten występuje zarówno podczas impulsu światła, jak i po jego wyłączeniu.

Przyjmuje się, że relaksacje fotoprądu mają charakter sumy przebiegów eksponencyjnych, a odwrotności wartości ich stałych czasowych  $\tau = 1/e_n$  odpowiadają wartościom szybkości emisji. Zarejestrowany zbiór odpowiedzi fotoprądowych poddaje się analizie w celu określenia tych zakresów temperatury, w których szybkość emisji zmienia się w sposób zgodny z równaniem Arrheniusa. Następnie wyznacza się parametry zaobserwowanych defektów.

Ponieważ równanie Arrheniusa opisuje temperaturową zależność szybkości emisji, do celów obliczeniowych zarejestrowane dane należy przedstawić w formie dwuwymiarowej *czas-temperatura*:  $i(t, T)$ . Do obserwacji charakteru zmian obszaru danych  $i(t, T)$  zastosowano procedurę opartą na metodzie korelacyjnej [8]. Przekształca ona dwuwymiarowe przebiegi fotoprądu  $i(t, T)$  w dwuwymiarowe widmo  $S(T, e_n)$ , zgodnie z równaniem:

$$S(T, e_n) = C \int_0^{t_m} i(t, T) w(t, e_n) dt \quad (4)$$

gdzie  $i(t, T)$  jest zarejestrowanym przebiegiem fotoprądu w temperaturze  $T$ ,  $w(t, e_n)$  jest funkcją wagi,  $t_m$  jest szerokością okna pomiarowego, a  $C$  jest stałą normalizacyjną.

Wartość funkcji widmowej  $S(T, e_n)$  osiąga maksimum w przypadku, gdy przebieg fotoprądu jest najbardziej dopasowany do postaci funkcji wagi. Oznacza to, że dobierając odpowiednio parametry funkcji wagi uzyskuje się informację o tym, czy przebieg czasowy o założonej stałej czasowej i jej temperaturowej zmienności występuje w zarejestrowanych przebiegach fotoprądowych. Jeśli w zarejestrowanym zbiorze przebiegów fotoprądu występują relaksacje spowodowane oddziaływaniem głębokiego centrum defektowego, to na powierzchni widmowej  $S(T, e_n)$  pojawi się fałda, której linia

grzbietowa przebiega zgodnie z równaniem Arrheniusa. Parametry tego równania: stała  $A = \gamma \sigma$  ( $\gamma$  - stała materiałowa) i energia aktywacji  $E_a$ , określają obserwowane centrum defektowe.

Istotnym problemem jest dobór postaci funkcji wagi. Stosowane są różne jej postacie [11] np. funkcja eksponencjalna, okres sinusoidy lub funkcja złożona z szeregu impulsów o różnych amplitudach. Jak wykazano, najlepszą rozdzielczość uzyskiwano przy zastosowaniu sześćoimpulsowej funkcji wagi o amplitudach impulsów wyznaczonych na podstawie algorytmu Gavera-Stehfesta [13]. Dla przypadku bez szumu można uzyskać tą metodą rozdzielczość  $\tau_1/\tau_2 > 1,5$ .

Do obliczeń wybrano funkcję wagi, która była początkowo realizowana sprzętowo przy użyciu integratora dwubramkowego [10]. Obecnie jest stosowana w postaci cyfrowej [15]. Tę postać funkcji wagi wybrano ze względu na kompromis: ma ona rozdzielczość [11]  $\tau_1/\tau_2 > 16,5$  przy stosunku sygnał/szum  $SNR=8$ . Przyjętą funkcję wagi można przedstawić jako:

$$w(t, e_n) = \delta[t - t_1(e_n)] - \delta[t - t_2(e_n)] \quad (5)$$

gdzie symbol  $\delta$  oznacza funkcję Diraca, a wielkości  $t_1$  i  $t_2$  opisują przesunięcia funkcji  $\delta$  wzdłuż osi czasu. Wartości szybkości emisji  $e_n$  określa się przez dobór wartości przesunięć  $t_1$  oraz  $t_2$  i oblicza z warunku opisującego maksimum widma [10]  $dS/dT = (dS/de_n)(de_n/dT) = 0$ . Zakładając przykładowo wartość ilorazu  $t_2/t_1 = 3$  otrzymuje się przesunięcia funkcji  $\delta$  Diraca wynoszące odpowiednio  $t_1 = 1,23e_n$  i  $t_2 = 3,69e_n$ .

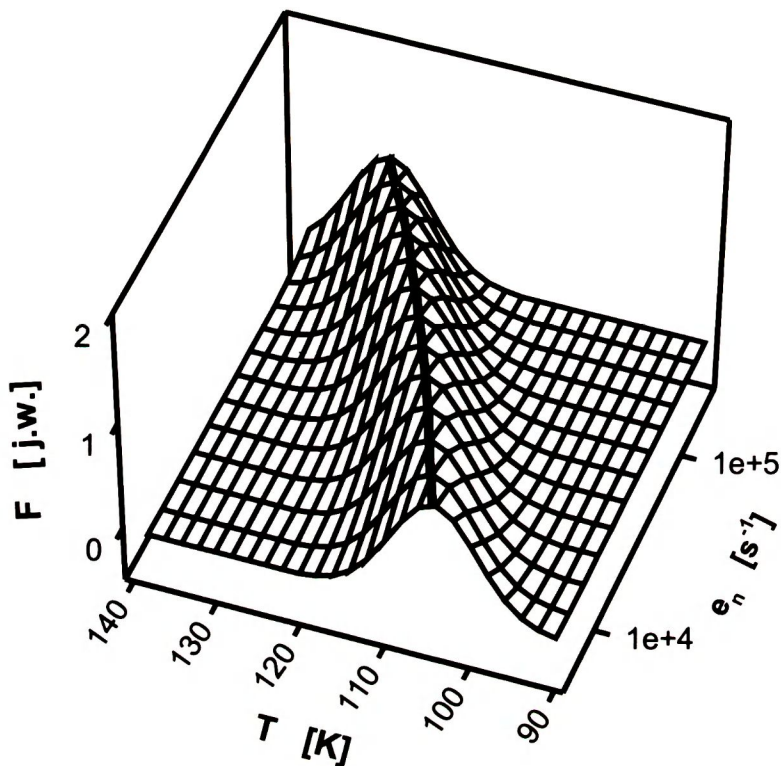
W celu obliczenia parametrów obserwowanego defektu należy widmo  $S(T, e_n)$  aproksymować funkcją dwuwymiarową  $F(T, e_n)$  opisującą pojedynczą fałdę na powierzchni widmowej. Do konstrukcji funkcji aproksymującej wzdłuż linii  $e_n = const$  można wykorzystać funkcje Gaussa, których maksima  $T_R(e_n)$  położone są zgodnie z równaniem Arrheniusa. Równania funkcji aproksymującej  $F(T, e_n)$  przyjmą zatem postać:

$$\begin{cases} F(T, e_n) = B_0 \exp\left[-\frac{(T - T_R)^2}{h^2}\right] \\ e_n = AT_R^2 \exp(-E_a/k_B T_R) \end{cases} \quad (6)$$

gdzie  $B_0$  reprezentuje amplitudę, a  $h$  określa szerokość funkcji Gaussa.

Przykładowy kształt funkcji aproksymującej  $F(T, e_n)$  dla  $B_0=1$  i  $h=7,07$  oraz dla typowych wartości parametrów centrów  $A$  [16]:  $E_a=0,160$  eV,  $A=41,6e+6$  K<sup>2</sup>s<sup>-1</sup>, pokazano na Rys. 1. Widoczna na rysunku gruba linia ciągła wyznacza linię grzbietową i jej rzut na płaszczyznę  $(T, e_n)$  opisywany jest równaniem Arrheniusa. Zmiana

współrzędnych funkcji aproksymującej do postaci  $F^*(1000/T, T^2/e_n)$  powoduje, że rzut ten wyznacza linię prostą i tworzy wykres znany pod nazwą wykresu Arrheniusa.



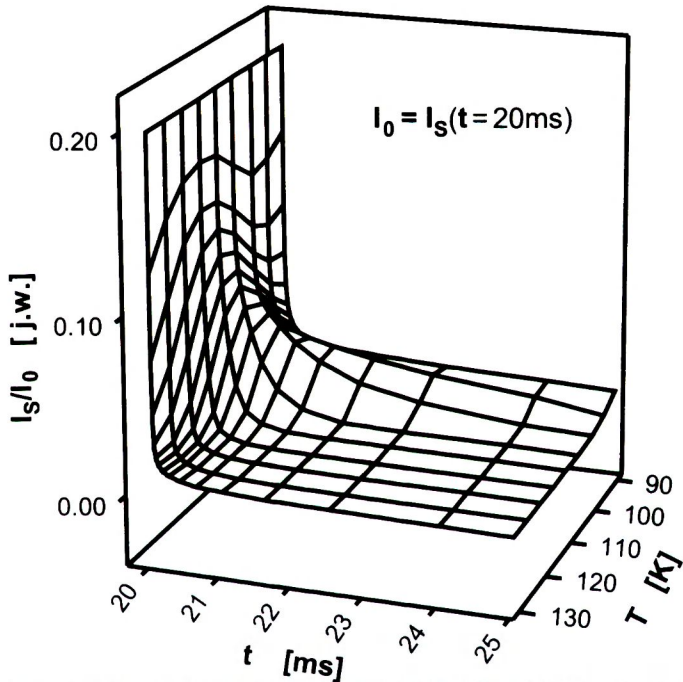
**Rys. 1.** Powierzchnia utworzona przez dwuwymiarową funkcję aproksymującą  $F(T, e_n)$  dla typowych wartości parametrów centrów A:  $E_a=0,160$  eV i  $A = 41,6e+6$   $K^2 s^{-1}$  oraz  $B_0=1$  i  $h=7,07$ . Linia ciągła wyznacza linię grzbietową, której rzut na płaszczyznę  $(T, e_n)$  opisany jest równaniem Arrheniusa  $e_n = AT^2 \exp(-E_a/k_b T)$ .

**Fig. 1.** The surface formed by the approximation function  $F(T, e_n)$  plotted for parameters typical of center A in silicon:  $E_a=0.160$  eV,  $A = 41.6e+6$   $K^2 s^{-1}$  and  $B_0=1$  i  $h=7.07$ . Bold line shows the ridgeline, the projection of which on the plane  $(T, e_n)$  is described by the Arrhenius equation  $e_n = AT^2 \exp(-E_a/k_b T)$ .

Do obliczeń można wykorzystać iteracyjne procedury optymalizacyjne i dla najlepszego dopasowania funkcji aproksymującej do wybranej linii grzbietowej widma wyznaczyć wartości parametrów  $(E_a, A_i)$  identyfikujących obserwowany defekt. Procedurę taką należy zastosować dla powierzchni widmowej w całym zakresie temperatur, lokalizując wszystkie defekty.

### 3. EKSPERYMENTALNA WERYFIKACJA ALGORYTMU

Opracowany algorytm wykorzystano do analizy danych pomiarowych dla Si napromieniowanego neutronami. Badaną próbkę umieszczono w kriostacie helowym i zarejestrowano przebiegi czasowe niestacjonarnych odpowiedzi fotoprądowych próbki  $I_s(t, T)$  w zakresie temperatury od 90 do 140 K co 1 K. Przebiegi fotoprądu zarejestrowano w postaci unormowanej  $i(t, T) = I_s(t, T)/I_0$  gdzie  $I_0 = I_s(t = t_w, T)$  jest wartością fotoprądu w stanie ustalonym (w momencie wyłączenia impulsu światła  $t = t_w = 20$  ms). Na Rys.2 przedstawiono powierzchnię utworzoną przez odpowiedzi próbki po wyłączeniu oświetlenia. W tym zakresie relaksacje niestacjonarnych przebiegów fotoprądu wywołane są tylko procesem generacji termicznej nośników ładunku z głębokich poziomów. Widoczny jest wzrost szybkości zaniku ze wzrostem temperatury.

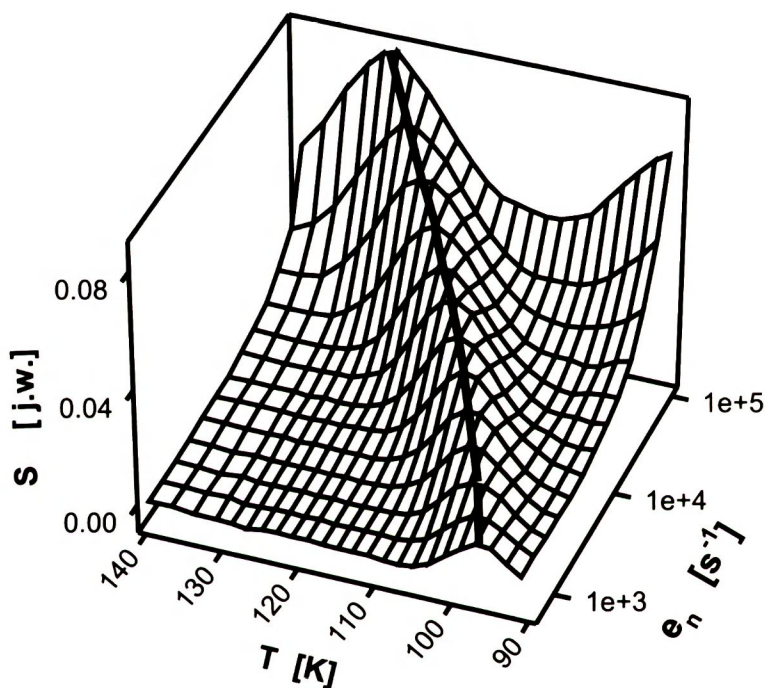


**Rys. 2.** Powierzchnia utworzona przez przebiegi fotoprądu  $I_s(t)/I_0 = i(t, T)$  zmierzone dla próbki Si napromieniowanej neutronami po wyłączeniu oświetlenia w zakresie temperatur 90 - 130 K. Widoczny jest wzrost szybkości zaniku ze wzrostem temperatury w skutek emisji elektronów z centrów A. Przebiegi znormalizowano do wartości fotoprądu próbki w momencie wyłączenia oświetlenia  $I_0 = I_s(t = 20$  ms).

**Fig. 2.** The surface of the normalised photocurrent decays  $I_s(t)/I_0 = i(t, T)$  measured for the sample of neutron irradiated Si in temperature range from 90 K to 130 K. One can see the time constants decrease with the temperature as a result of thermal emission of electrons from center A. Each time plot is normalised to the photocurrent value at the end of the light puls  $I_0 = I_s(t = 20$  ms).



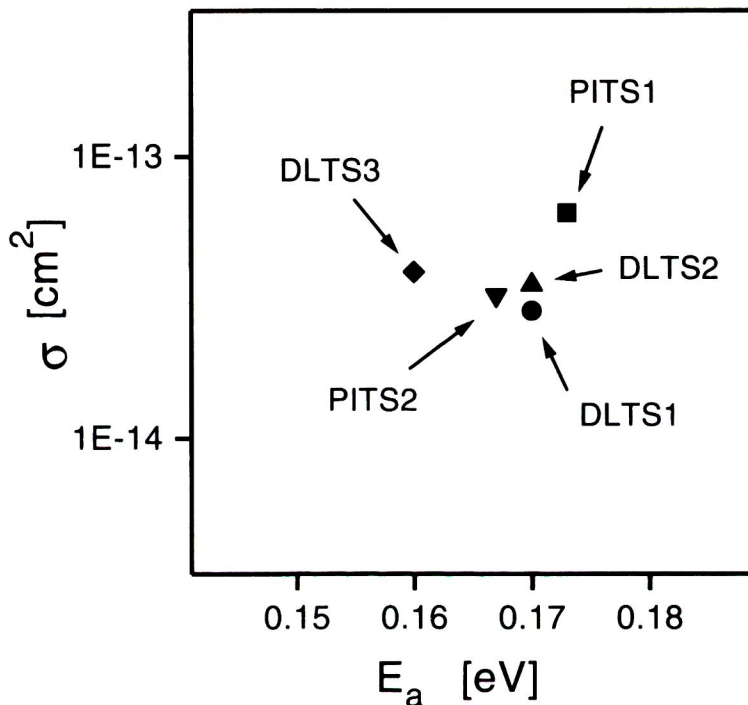
W celu określenia parametrów defektu przekształcono powierzchnię utworzoną przez przebiegi czasowe  $i(t, T)$  w powierzchnię widmową  $S(T, e_n)$  zgodnie z równaniem (4). Powierzchnię tę przedstawiono na Rys.3, na którym obecność centrów A manifestuje się poprzez wyraźną fałdę z zaznaczoną linią grzbietową. Aproksymując widmo przedstawione na Rys.3 funkcją opisaną równaniami (6) otrzymano wartości energii aktywacji i przekroju czynnego na wychwyt nośników dla obserwowanego defektu. Obliczone wartości energii aktywacji i przekroju czynnego na wychwyt elektronów dla centrów A wynoszą odpowiednio:  $E_a = 0,173\text{eV}$ ,  $\sigma = 6,33\text{E-}14\text{ cm}^2$ . Wynik obliczeń przedstawiono na Rys.4 w postaci punktu o etykiecie *PITS1* na płaszczyźnie  $(E_a, \sigma)$ . Taka prezentacja wyników jest korzystna, gdyż pozwala na łatwe porówny-



**Rys. 3.** Dwuwymiarowe widmo PITS wyznaczone na podstawie powierzchni utworzonej przez zaniki fotoprądu pokazanej na Rys.2. Fałda widoczna na powierzchni widmowej świadczy o obecności centrów A. Linia ciągła ilustruje przebieg linii grzbietowej fałdy.

**Fig. 3.** The two-dimensional PITS spectrum obtained from the surface of the photocurrent decays shown on Fig. 2. The easy seen fold shows an existence of the center A in the sample. Bold line marks the ridgeline of the fold.

wanie parametrów defektów otrzymanych w różnych laboratoriach, tworząc obraz rozrzutu parametrów. Na Rys. 4 naniesiono dodatkowo punkty odpowiadające wynikom pomiarów centrum A w Si znanych z doniesień literaturowych, wykonanych metodami *PITS* i *DLTS*. Parametry defektów o odpowiednich etykietach wynoszą: PITS2 [17]  $E_a = 0,167\text{eV}$ ,  $\sigma = 3,22\text{E-}14\text{cm}^2$ , DLTS1 [17]  $E_a = 0,170\text{ eV}$ ,  $\sigma = 2,84\text{E-}14\text{cm}^2$ , DLTS2 [17]  $E_a = 0,170\text{ eV}$ ,  $\sigma = 3,51\text{E-}14\text{cm}^2$ , DLTS3 [16]  $E_a = 0,160\text{ eV}$ ,  $\sigma = 3,90\text{E-}14\text{cm}^2$ .



**Rys. 4.** Porównanie parametrów centrów A obserwowanych w zakresie temperatur 90-130 K w Si napromieniowanym neutronami przedstawiono na płaszczyźnie ( $E_a$ ,  $\sigma$ ). Punkt oznaczony etykietą PITS1 otrzymano za pomocą nowego algorytmu. Wyznaczone parametry centrum A wynoszą:  $E_a = 0,173\text{eV}$ ,  $\sigma = 6,33\text{E-}14\text{cm}^2$ . Pozostałe punkty zostały naniesione na podstawie danych literaturowych dotyczących badań centrum A w Si metodami *PITS* i *DLTS*: PITS2 [17]  $E_a = 0,167\text{eV}$ ,  $\sigma = 3,22\text{E-}14\text{ cm}^2$ , DLTS1[17]  $E_a = 0,170\text{ eV}$ ,  $\sigma = 2,84\text{E-}14\text{ cm}^2$ , DLTS2 [17]  $E_a = 0,170\text{eV}$ ,  $\sigma = 3,51\text{E-}14\text{ cm}^2$ , DLTS3 [16]  $E_a = 0,160\text{eV}$ ,  $\sigma = 3,90\text{E-}14\text{ cm}^2$ .

**Fig. 4.** Comparison of the center A parameters determined from measurement in irradiated Si in temperature range from 90 K to 130 K illustrated on the plane ( $E_a$ ,  $\sigma$ ). The point labelled with PITS1 is obtained with the new procedure. The parameters of center A are equal to  $E_a = 0.173\text{eV}$ ,  $\sigma = 6.33\text{E-}14\text{ cm}^2$ . The other points on the plane show the results according to the references concerning the investigation of center A by *PITS* and *DLTS* method: PITS2 [17]  $E_a = 0.167\text{eV}$ ,  $\sigma = 3.22\text{E-}14\text{cm}^2$ , DLTS1[17]  $E_a = 0.170\text{eV}$ ,  $\sigma = 2.84\text{E-}14\text{ cm}^2$ , DLTS2 [17]  $E_a = 0.170\text{eV}$ ,  $\sigma = 3.51\text{E-}14\text{cm}^2$ , DLTS3 [16]  $E_a = 0.160\text{eV}$ ,  $\sigma = 3.90\text{E-}14\text{ cm}^2$ .

Można zauważyć pewną rozbieżność położenia punktów, której przyczyną mogą być błędy pomiaru temperatury próbek. Jak wykazano w pracy [17], różnica położenia punktów o etykietach DLTS2 i DLTS3 może być spowodowana różnymi temperaturami próbek w obu pomiarach. Próbką DLTS3 mogła mieć temperaturę o  $\sim 6$  K wyższą.

#### 4. PODSUMOWANIE

W pracy zaproponowano nowe podejście do procesu charakteryzacji materiałów wysokorezystywnych, polegające na aproksymacji funkcją dwuwymiarową powierzchni widmowej *PITS* uzyskanej metodą korelacyjną. Do zależności opisujących tę funkcję włączono równanie Arrheniusa, uwzględniające zmianę właściwości centrów defektowych w funkcji temperatury. Parametry tej funkcji uzyskane w wyniku jej dopasowania do fałd powierzchni widmowej określają właściwości wykrytych defektów.

Nową metodę zweryfikowano na podstawie wyników pomiarów przeprowadzonych metodą niestacjonarnej spektroskopii fotoprądowej dla centrum A (kompleks wakans-tlen) w Si napromieniowanym neutronami. Zaproponowano przedstawianie energii aktywacji i przekrojów czynnych w postaci punktów na płaszczyźnie, gdzie następuje grupowanie się wyników pomiarów właściwości tego samego defektu uzyskane w różnych laboratoriach i w różnych zakresach temperatury. Możliwe jest również łatwe śledzenie wpływów błędów pomiaru temperatury na wartości parametrów centrów defektowych.

Zaletą prezentowanej metody jest uzyskiwanie parametrów centrów defektowych w procesie obliczeniowym, mającym wbudowany mechanizm kontroli zgodności parametrów z modelem fizycznym. Następuje zatem automatyczne eliminowanie wyników obliczeń nie mających sensu fizycznego, określonego w tym przypadku przez równanie Arrheniusa.

W zależności od struktury danych i zawartości składowej szumowej możliwe jest wykonanie wielokrotnej analizy przy użyciu różnych postaci funkcji wagowej. Również funkcja aproksymująca może być bardziej rozbudowana i przystosowana do analizy linii grzbietowych fałd powierzchni widmowej położonych blisko siebie lub o dużej różnicy wysokości. Pewnym ograniczeniem metody jest konieczność stosowania komputerów o dużej wydajności obliczeniowej tak, aby czas obliczeń był akceptowalny. Ze względu na cechy procesu pomiaru, w którym czasy oczekiwania na ustalenie się kolejnych temperatur są kilkuminutowe, obliczenia można prowadzić już w trakcie pomiaru, wydawnie skracając czas trwania procesu charakteryzacji.

*Praca wykonana została w ramach zadania badawczego własnego WAT nr PBW 837/98.*

## PODZIĘKOWANIE

*Szczególne podziękowanie autor kieruje do doc. dr hab. inż. Pawła Kamińskiego z ITME, z inspiracji którego została podjęta powyższa praca i który służył radami na każdym jej etapie.*

## BIBLIOGRAFIA

- [1] Hurtes C., Boulou M., Mitonneau A., Bois D.: Deep-level spectroscopy in high-resistivity materials. *Appl. Phys. Lett.*, 32, 1978, 821-823
- [2] Kamiński P.: Zastosowanie niestacjonarnej spektroskopii głębokich poziomów do badania struktury defektowej półprzewodników typu A<sup>III</sup>B<sup>V</sup>. *Prace Instytutu Technologii Materiałów Elektronicznych*, 1991, z. 36
- [3] Yoshie O., Kamihara M.: Photo-induced current transient spectroscopy in high-resistivity bulk material. I. Computer controlled multi-channel PICTS system with high-resolution. *Jap. J. Appl. Phys.*, 22, 1983, 4, 621-628
- [4] Morimoto J., Michihiro Fudamoto, Kenichiro Tahira, Tatsuo Kida, Seiji Kato, Toru Miyakawa: Spectral analysis of deep level transient spectroscopy (SADLTS). *Jap. J. Appl. Phys.*, 26, 1987, 10, 1634-1640
- [5] Agaewal S., Mohapatra Y. N., Singh V. A. : Temperature-time duality and deep level spectroscopies. *J. Appl. Phys.*, 77, 7, 1995, 3155-3161
- [6] Kamiński P., Pawłowski M., Ćwirko R., Palczewska M., Kozłowski R.: Investigation of deep-level defects in semi-insulating GaAs and InP by analysis of photo-induced current transient. Fourth International Workshop on Beam Injection Assessment of Defects in Semiconductors, June 3-6, 1996, El Escorial, Spain, Materials Science and Engineering B42, 1996, 213-216
- [7] Istratov A. A.: Exponential analysis in physical phenomena. *Rev. Sci. Instrum.*, 70, 1999, 2, 1233-1257
- [8] Miller G. L., Ramirez J. V., Robinson D. A. H.: A correlation method for semiconductor transient signal measurements. *J. Appl. Phys.*, 46, 6, 1975, 2638-2644
- [9] Dobaczewski L., Hawkins I.D., Peaker A. R.: Laplace transform deep level transient spectroscopy: new insight into defect microscopy. *Materials Science and Technology*, 11, 1995, 1071-1073
- [10] Look D. C.: The electrical and photoelectronic properties of semi-insulating GaAs. *Semiconductors and Semimetals*. Ed. R.K. Willardson, A. C. Beer, New York: Academic Press, 19, 1983, 76
- [11] Istratov A. A.: The resolution limit of traditional correlation functions for deep level transient spectroscopy. *Rev. Sci. Instrum.*, 68, 1997, 10, 3861-3865
- [12] Provencher S.W: A constrained regularization method for inverting data represented by linear algebraic and integral equations. *Comp. Phys. Comm.*, 1982, 27, 213-228

- [13] Nolte D. D., Haller E. E.: Optimization of energy resolution of deep level transient spectroscopy. *J. Appl. Phys.*, 62, 1987, 3, 900-906
- [14] Doolittle W.A., Rohatgi A.: Comparison of covariance linear predictive modeling to the modulation function method for use in deep level transient spectroscopy. *J. Appl. Phys.*, 75, 1994, 9, 4560-4569
- [15] Kozłowski R., Pawłowski M., Kamiński P., Ćwirko J.: Electronic properties of grown-in defects in semi-insulating GaAs. International Conference on Solid State Crystals '98, 12-16 October 1998, Zakopane, Proc. SPIE: Epilayers and Heterostructures in Optoelectronics and Semiconductor Technology, 3725, 209-213
- [16] Tokuda Y., Usami A.: Admittance studies of neutron-irradiated silicon p<sup>+</sup>-n diodes. *J. Appl. Phys.*, 48, 1977, 4, 1668-1672
- [17] Pawłowski M.: Effect of temperature errors on accuracy of deep traps parameters obtained from transient measurements. *Rev. Sci. Instrum.*, 70, 1999, 8, 3425 - 3428

## SUMMARY

### TWO-DIMENSIONAL SPECTRA IN PHOTOINDUCED TRANSIENT SPECTROSCOPY

A new approach to extraction of trap parameters from temperature dependence of photocurrent decay waveforms is proposed. The method is based on using the correlation procedure to obtain two-dimensional spectra that are described by the functions of two variables: the temperature and the emission rate. The latter is calculated according to the assumed weighting function. In three-dimensional space the spectra represent the surface the shape of which depends on the thermal emission from the defects centres. The folds of the spectral surface are fitted with two-dimensional approximation functions. The projection of the ridgeline of approximation function on the plane in co-ordinates temperature and emission rate is simultaneously fitted with Arrhenius equation. The application of this approach is exemplified by determination of activation energy and capture cross-section of the centre A in neutron irradiated Si.