

Pomiar ruchliwości dryftowej nośników ładunku w fotoczułych dielektrykach

Przedstawiany zestaw pomiarowy umożliwia mierzenie ruchliwości dryftowej nośników ładunku w fotoczułych dielektrykach, które mają bardzo dużą oporność właściwą i w których ruchliwość dryftowa może być tak mała, jak np. $10^{-10} \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Zakres wykorzystania tego zestawu nie ogranicza się jedynie do pomiarów ruchliwości dryftowej nośników ładunku. Za jego pomocą można przeprowadzić pomiary elektrostatyczne, jak np. pomiar ładunku gromadzącego się na badanym materiale oraz szybkość zaniku tego ładunku w funkcji różnych czynników zewnętrznych.

1. ZASADA I METODYKA POMIARU

Tradycyjna metoda pomiaru ruchliwości dryftowej nośników ładunku w fotoczułych dielektrykach opisana jest w wielu publikacjach, np. w pracy W. E. Spear'a [2].

Można ogólnie powiedzieć, że pomiar ruchliwości dryftowej w fotoczułych dielektrykach polega na wytworzeniu pewnej liczby swobodnych nośników ładunku za pomocą impulsu światła i rejestracji sygnału elektrycznego, który powstał w wyniku przyłożenia do badanego dielektryka napięcia tzw. "ciągnącego". Zazwyczaj dla uproszczenia interpretacji zachodzącego zjawiska fizycznego należy spełnić następujące warunki:

- generacja swobodnych nośników ładunku przebiega w czasie dużo krótszym niż czas przejścia zgenerowanych nośników przez próbkę wykonaną z badanego dielektryka;
- grubość warstwy, w której generuje się swobodne nośniki ładunku, jest dużo mniejsza od grubości próbki;
- pole elektryczne wewnątrz próbki jest jednorodne.

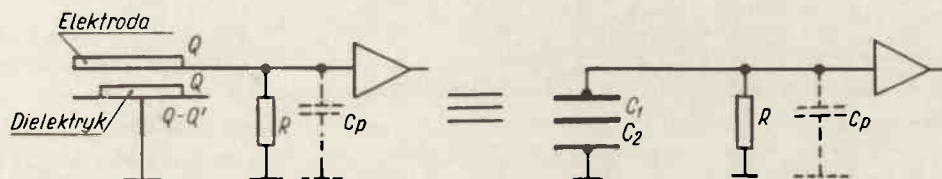
Dla przeprowadzenia pomiaru ruchliwości dryftowej nośników ładunku w fotoczułym dielektryku za pomocą omawianego zestawu pomiarowego należy próbkę w postaci warstwy włożyć do kasety i wprowadzić do układu wyładowania koronowego. Wyładowanie koronowe powoduje w tym układzie osiadanie jonów na warstwie /dielektryk "ładuje się"/. Zaletą stosowania wyładowania koronowego jest możliwość osiągnięcia wewnątrz próbki bardzo wysokich natężeń pola elektrycznego bez obawy przebicia.

Po zakończeniu "ładowania" próbki, przesuwa się ją pod przyrząd do indukcyjnego pomiaru potencjału panującego na powierzchni dielektryka. Dochodzi do pomiaru wysokości tego potencjału, który będzie spełniał rolę napięcia "ciągnącego" swobodne nośniki ładunku. Jednocześnie określa się szybkość zaniku potencjału na powierzchni

próbkę. Gdy zna się wielkość napięcia "ciągnącego", wówczas kasetę z próbką umieszcza się pod półprzezroczystą elektrodą w układzie do pomiaru czasu przejścia nośnika ładunku przez próbkę. Przy zbliżeniu "naładowanego" dielektryka do elektrody, zastępczy schemat elektryczny będzie taki, jak na rys.3. Według J. K. Wiszczakasa [5], jeżeli C_2 reprezentuje pojemność warstwy badanego dielektryka, a C_1 pojemność: powierzchnia dielektryka—elektroda i jeśli jest spełniony warunek $C_1 \ll C_2$, to ładunek na elektrodzie będzie:

$$Q' = C_1 V,$$

gdzie: V - potencjał na powierzchni dielektryka



Rys.1. Układ wejściowy do pomiaru czasu przejścia nośnika ładunku przez próbkę

Jeśli "naładowany" fotoczuły dielektryk zbliżony do elektrody oświetlimy impulsem światła, to następuje generacja swobodnych nośników ładunku przy powierzchni próbki. Ponieważ na powierzchni próbki znajdują się ładunki otrzymane w układzie wyładowania koronowego, więc zagenerowane impulsem światła swobodne nośniki ładunku przeciwnego znaku zostaną zobojętnione. Nośniki tego samego znaku przemieszcza się natomiast w stronę podłoża, wywołując w obwodzie tzw. prąd fotoelektryczny. W wyniku tego szybkość narastania potencjału na pojemności wejściowej C_1 wzmacniacza jest ograniczona tylko przez stałą czasową, wynikającą z oporu przewodu łączącego elektrodę ze wzmacniaczem i pojemności wejściowej C_2 . Zanik potencjału na wejściu wzmacniacza jest uwarunkowany z kolei tą samą pojemnością C_2 i opornością wejściową R .

Równanie opisujące zmianę potencjału elektrody, uwarunkowaną zmianą potencjału na powierzchni dielektryka oraz spływaniem ładunku przez oporność wejściową wzmacniacza, jest wyprowadzone przez J. K. Wiszczakasa [5] i ma postać:

$$\frac{dV_{1/t/}}{dt} = \frac{V_{1/t/}}{R/C_1 + C_p} \cdot \frac{C_1}{C_1 + C_p} \cdot \frac{dV_{/t/}}{dt}, \quad (1)$$

gdzie: $V_{1/t/}$ - potencjał na elektrodzie

$V_{/t/}$ - potencjał na powierzchni dielektryka,

C_1 - pojemność: elektroda-powierzchnia dielektryka,

C_p - pojemność wejściowa wzmacniacza /pojemność pasożytnicza/,

R - oporność wejściowa wzmacniacza.

Zakładając, że

$$\frac{V_{1/t/}}{R} \ll C_1 \cdot \frac{dV_{/t/}}{dt} \quad (2)$$

z równania (1) wynika, że:

$$\Delta V / t \cdot \frac{1}{R / C_1 + C_p} \ll \frac{dV / t}{dt} \quad (3)$$

gdzie: V / t - całkowity spadek potencjału na powierzchni dielektryka od początku impulsu światła.

Oznacza to, że szybkość mierzonych zmian potencjału na powierzchni dielektryka powinna być dużo większa od średniej szybkości spadku potencjału w całym układzie do pomiaru czasu przejścia nośnika ładunku bez oświetlenia. Jak widać pojemność wejściowa C_p nie zniekształca pomiaru lecz zmniejsza czułość.

Ze względu na to, że przerwa energetyczna w dielektrykach jest bardzo duża, istnieje konieczność stosowania do zgenerowania swobodnych nośników światła UV, co gwarantuje uzyskanie cienkiej warstwy, w której są generowane nośniki. Stąd też w omawianym zestawie jako źródło światła zastosowano specjalnie skonstruowany w tym celu przez autora impulsowy laser azotowy, który został opisany w poprzednim artykule (3). W przypadku dielektryków domieszkowanych, gdy pasmo czułości fotoelektrycznej leży w obszarze widzialnym, należy stosować transformację długości fali uzyskanej z lasera barwnikami.

Zagenerowany przez impuls lasera impuls prądu rozmywa się w czasie przejścia przez próbkę. Rozmycie to rośnie wraz z grubością próbki i dlatego trzeba stosować próbki w postaci cienkich warstw, ale jednocześnie próbka musi być tak gruba, aby mierzony czas przejścia swobodnych nośników ładunku przez próbkę był dłuższy od czasu ich generacji, tzn. od czasu trwania impulsu lasera.

Jednorodność pola elektrycznego wewnątrz dielektryka i jego stałość w czasie uniesienia swobodnych nośników, realizują się przez osłabienie impulsu laserowego tak, aby została zgenerowana ilość ładunku znacznie mniejsza od ładunku zgromadzonego na pojemności próbki.

Zmniejsza to, oczywiście, poważnie mierzony sygnał, ale ułatwia interpretację wyników /dlatego tak przeprowadzony pomiar nosi nazwę: pomiaru "małego ładunku"/. Stosując metodę "małego ładunku" w przypadku dielektryków charakteryzujących się bardzo małą ruchliwością, nie można różniczkować bezpośrednio sygnału z próbki na wejściu, ponieważ należy wówczas stosować układy o bardzo dużej czułości; stwarza to ogromne kłopoty w odróżnieniu poszukiwanego impulsu od zakłóceń.

W omawianym zestawie dużą czułość układu do pomiaru czasu przejścia nośnika uzyskano przez zastosowanie małej pojemności wejściowej. W takim przypadku spełnienie zależności (3) było możliwe przez zastosowanie bardzo wysokiej oporności wejściowej.

W przypadku, gdy impuls lasera generuje za mało swobodnych nośników ładunku, stosuje się pokrywanie próbki badanego dielektryka cienką warstwą takiego dielektryka, który dobrze absorbuje żądaną długość fali świetlnej i który z dużą wydajnością wstrzykuje nośniki ładunku do badanej próbki.

Rejestrowany na oscylografie impuls, spowodowany ruchem swobodnych nośników ładunku w dielektryku, tylko w chwili początkowej ma charakter liniowy. W dalszej swojej części jest zdecydowanie nieliniowy. Jest to spowodowane efektami pułapko-

wania. Z tego powodu czas przejścia swobodnego nośnika ładunku wyznacza przecięcie stycznej jedynie do początku narastania impulsu z jego amplitudą /liniowa część narastania/. Technicznie realizuje się to w sposób następujący. Impuls lasera padając na fotodiodę wyzwala podstawę czasu oscylografu, natomiast impuls zgenerowanego światłem laserowym prądu w próbce po wzmocnieniu przechodzi przez linię opóźniającą. Podstawę czasu oscylografu dobiera się w taki sposób, aby oscylograf rejestrował sam początek narastania impulsu, natomiast na osi pionowej oscylografu, korzystając z układu czekania na gotowość powtórnego wyzwolenia podstawy czasu, rejestruje się maksymalną amplitudę tego impulsu.

W przypadku dużej generacji swobodnych nośników ładunku w badanym dielektryku /pod warunkiem, że $Q_{gen.} \ll Q_{pow.}$ / można na wejściu omówionego układu do pomiaru czasu przejścia nośnika przez próbkę, różniczkować mierzony impuls i w ten sposób bezpośrednio odczytać interesujący nas czas z załamania krzywej różniczkowania. Stała czasu układu różniczkowania musi być mniejsza od czasu mierzonego.

Znając czas przejścia swobodnego nośnika ładunku, natężenie pola elektrycznego oraz grubość próbki łatwo wyznaczyć ruchliwość dryftową μ ze wzoru:

$$\mu = \frac{d}{t \cdot E}, \quad (4)$$

gdzie: d - grubość próbki,

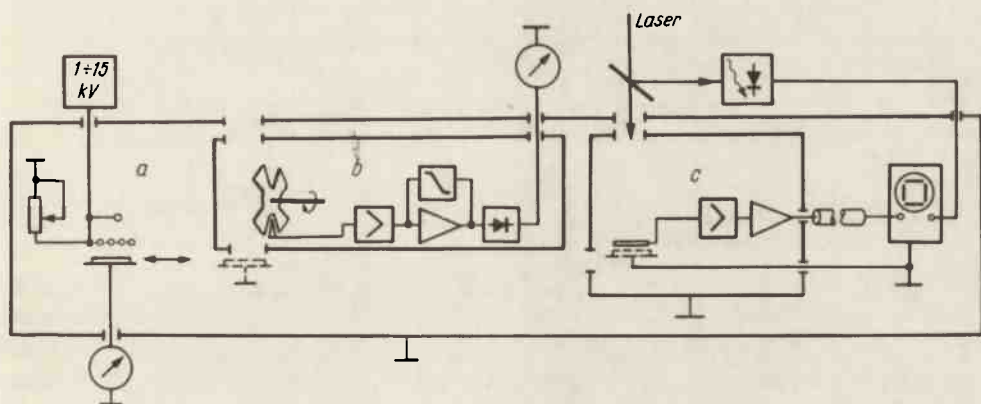
t - czas przejścia swobodnego nośnika ładunku,

E - natężenie pola elektrycznego $E = \frac{U}{d}$,

gdzie: U - napięcie "ciągnące".

2. ZESTAW POMIAROWY

Zestaw do pomiaru ruchliwości dryftowej nośników ładunku schematycznie przedstawiony jest na rys.2.



Rys.2. Zestaw do pomiaru ruchliwości dryftowej nośników ładunku.

a. układ do wyładowania koronowego, b. układ do indukcyjnego pomiaru potencjału panującego na powierzchni próbki, c. układ do pomiaru czasu przejścia nośnika ładunku przez próbkę

Rysunek 2a przedstawia układ do wyładowania koronowego, którego zasada działania jest opisana przez A. Wajdwicza [4]. W układzie tym wyładowanie koronowe uzyskuje się z rozciągniętego nad badanym dielektrykiem drutu wolframowego o średnicy 0,12 mm. Do tego drutu jest podłączone napięcie stałe z możliwością regulacji od 1 do 15 kV. Między drutem wolframowym, z którego uzyskuje się wyładowanie koronowe, a badaną warstwą jest umieszczona siatka o odstępach między drutami wynoszącymi 1 mm. Przyłożenie potencjału do siatki umożliwi regulację wysokości potencjału powierzchniowego dielektryka.

Na rysunku 2b pokazano schematycznie układ do indukcyjnego pomiaru potencjału panującego na powierzchni dielektryka. Indukowanie się ładunku na sondzie osiągnięto przez umieszczenie między sondą a warstwą wirującą tarczy z wycięciami. Tarcza wirując powoduje wzrastanie i malenie ładunku na sondzie z częstotliwością 760 Hz. Wzmocniony o 75 dB i odseparowany od zakłóceń poprzez detektor sygnał z sondy jest podany na miernik lub pisak. Układ posiada siedem zakresów pomiarowych od 10 do 10000 V, zrealizowanych przez dołączenie pojemności między sondę i "ziemię".

Układ do pomiaru czasu przejścia nośnika ładunku przez dielektryk jest przedstawiony na rys. 2c. Półprzezroczysta elektroda, przez którą oświetla się badany dielektryk, jest połączona z przedwzmacniaczem o oporności wejściowej $10^{12} \Omega$, wzmacniaczem o wzmocnieniu 40 dB, a następnie przez linię opóźniającą - z oscylografem. Odpowiedź układu na skok jednostkowy ma postać impulsu, narastającego z czasem 10 ns, i opadającego z czasem 1 s.

Wszystkie przedstawione układy znajdują się we wspólnej obudowie. Obudowa to posiada szyny, po których porusza się kasetka, w której umieszcza się badany dielektryk.

Zestaw pomiarowy został przecechowany metodą badania narastania impulsu, jak i metodą różniczkowania na wyjściu. Jako materiału do cechowania użyto poli-N-winylokarbazolu. W metodzie z różniczkowaniem na wyjściu, warstwa poli-N-winylokarbazolu była pokryta selenem dla zagenerowania dużej ilości swobodnych nośników ładunku.

Uzyskane wyniki są zgodne z rezultatami otrzymanymi w 1972 r. przez J. Morta [1].

Literatura

1. Mort J.: Phys. Review B 5, 3329, 1972
2. Spear W. E.: Proc. Phys. Soc. B 76, 826, 1966
3. Turski T.: Materiały Elektroniczne 4, 16, 1976
4. Wajdwiż A., Mechanizm wyładowań koronowych. Elektrofotografia: Praca zbiorowa pod red. W. Szymonowskiego Warszawa WNT, 1965, s. 56
5. Wiszczaikas J. K.: Lietuvos Fizykos Rinkiny 6, 77, 1966.