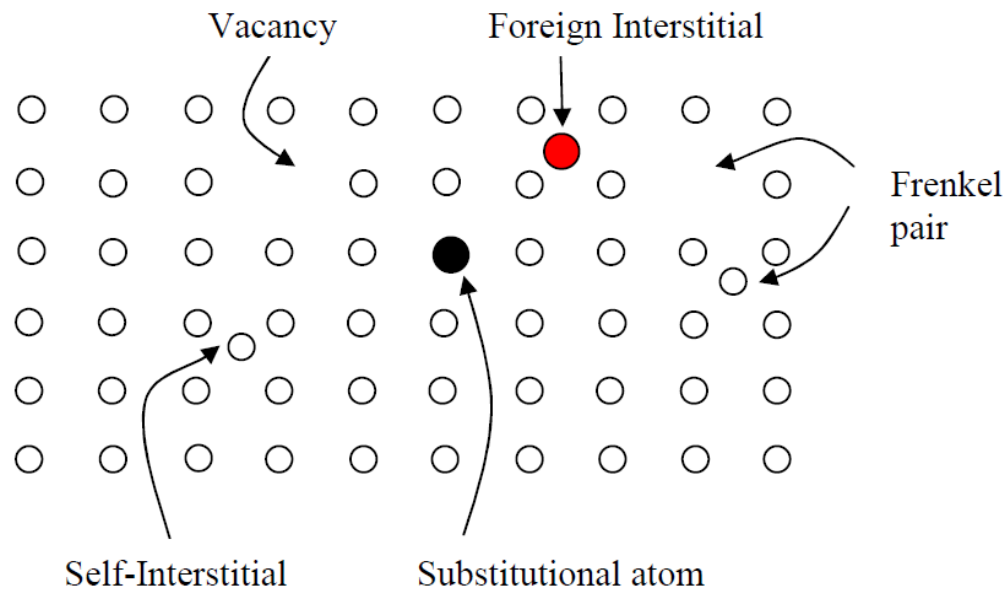


Wykład VI
Deep Level Transient Spectroscopy

Defekty

Podział: punktowe i rozciągłe

Punktowe: zlokalizowane przestrzennie, oddziałują z najbliższymi sąsiadami. Dzieli się na samoistne (np. wakanse, atomy w międzywęzłach) i niesamoistne (np. atomy domieszek w miejscu rodzimych atomów lub w międzywęzłach). Kompleksy jak np. dwuwakanse, kompleksy wakans-domieszka, wakans-donor są zwykle defektami punktowymi. Defekty rozciągłe są to np. granice ziaren, dyslokacje, stany powierzchniowe na interfejsach.



Płytkie poziomy domieszkowe

Płytkie akceptory i donory – głównie wynik domieszek podstawieniowych z sąsiedniej grupy układu okresowego, opisywane w przybliżeniu masy efektywnej (zwane również przybliżeniem atomu wodoru). W przypadku domieszek donorowych

$$E_d = \frac{m^*/m_0 e^4}{\epsilon_s^2} 13.6 \text{ eV} \quad a_B^* = \frac{m_0 \epsilon_s}{m^*} 0.53 \text{ \AA}$$

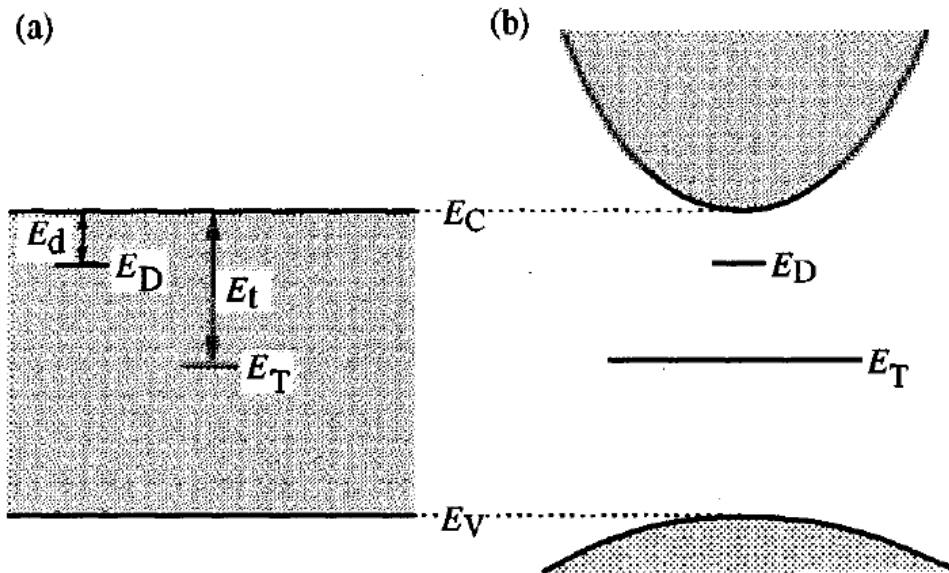
Np. dla GaAs $a_B^* \cong 103 \text{ \AA}$ a stała sieciowa jest rzędu 5.654 \AA , zatem układ związany ładunek–domieszka obejmuje bardzo dużo komórek sieciowych. Dlatego przybliżenie masy efektywnej jest uzasadnione.

Dla domieszek akceptorowych sytuacja jest bardziej skomplikowana. Np. w związkach III-V, ze względu na degenerację pasma walencyjnego wyrażenie na efektywny promień Bohra zawiera parametr Luttingera γ_1 , który opisuje zależność $E(k)$ dla dziur

$$a_B^* = \frac{4\pi\epsilon_s \hbar^2 \gamma_1}{e^2 m_h^*}$$

Głębokie poziomy domieszkowe

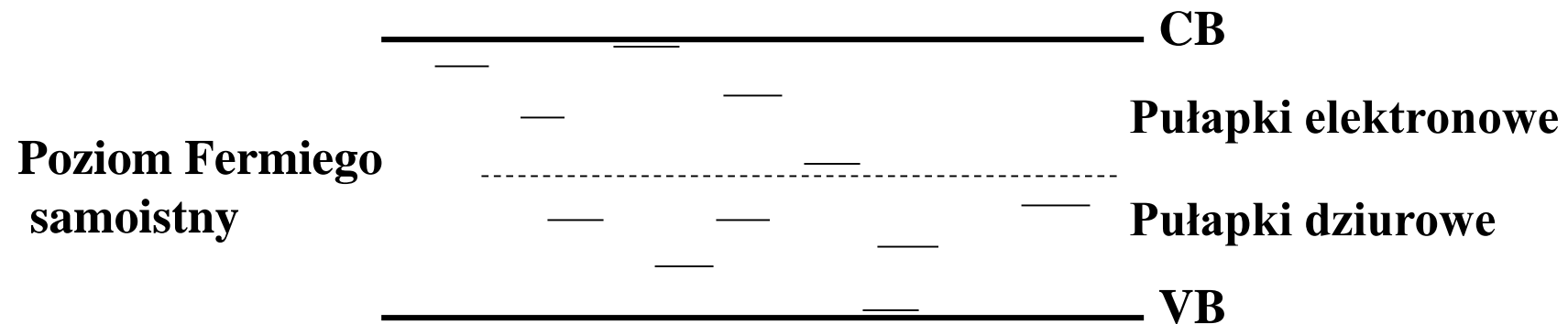
Wszystkie poziomy domieszkowe, których nie da się opisać w przybliżeniu masy efektywnej to głębokie poziomy domieszkowe. Potencjał tych domieszek jest krótko-zasięgowy w odróżnieniu od długo-zasięgowego potencjału Coulomba płytkich domieszek. Obejmuje najwyżej jedną do kilku komórek elementarnych. W tej sytuacji periodyczna struktura kryształu nie ma wpływu na głębokie poziomy domieszkowe. Dlatego w rozważaniach teoretycznych obok potencjału domieszki należy uwzględnić potencjał krystaliczny ale często można go potraktować jako zaburzenie. Natomiast natura chemiczna jest istotna. Ze względu na trudności w identyfikacji źródła pochodzenia głębokich poziomów, często rozpoznaje się je podając energię aktywacji.



Płytkie i głębokie poziomy domieszkowe na diagramie pasmowym w przestrzeni rzeczywistej i w przestrzeni pędu

Głębokie poziomy domieszkowe

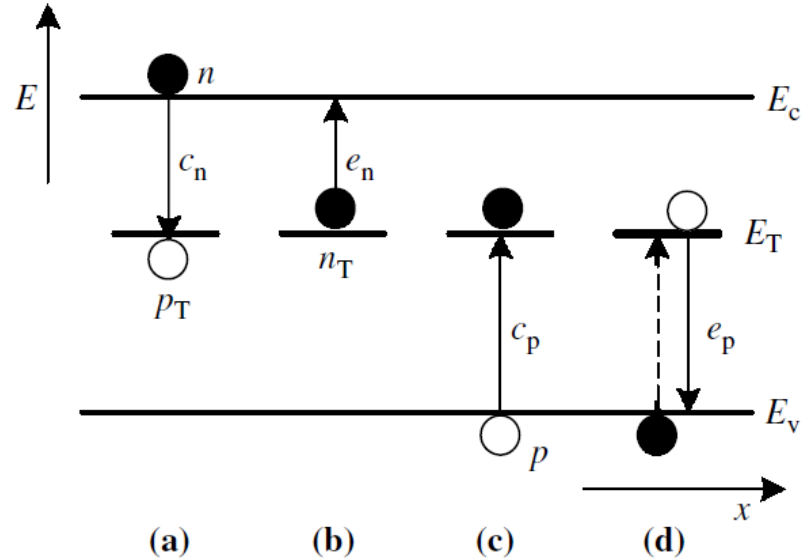
- „Głębokie poziomy domieszkowe” = stany z reguły w przerwie wzbronionej półprzewodnika, energia wiązania > 100 meV (jeśli nie, to są to płytkie poziomy)
- Generują je zarówno defekty punktowe jak i rozciągłe
- Terminologia: akceptoro-podobne (stan ładunkowy $- / 0$), donoro-podobne ($0 / +$), podwójne akceptory ($-- / - / 0$), podwójne donory ($0 / + / ++$), amfoteryczne ($- / 0 / +$) etc. Stan ładunkowy decyduje o przekroju czynnym na wychwyt elektronów i dziur, ale nie decyduje o położeniu poziomu w przerwie wzbronionej!
- Górna połowa przerwy wzbronionej: pułapki elektronowe, dolna - dziurowe



Głębokie poziomy pułapkowe

Centra generacji – gdy nośników
jest mniej od koncentracji
równowagowej

Centra rekombinacji - gdy nośników
jest więcej od koncentracji
równowagowej



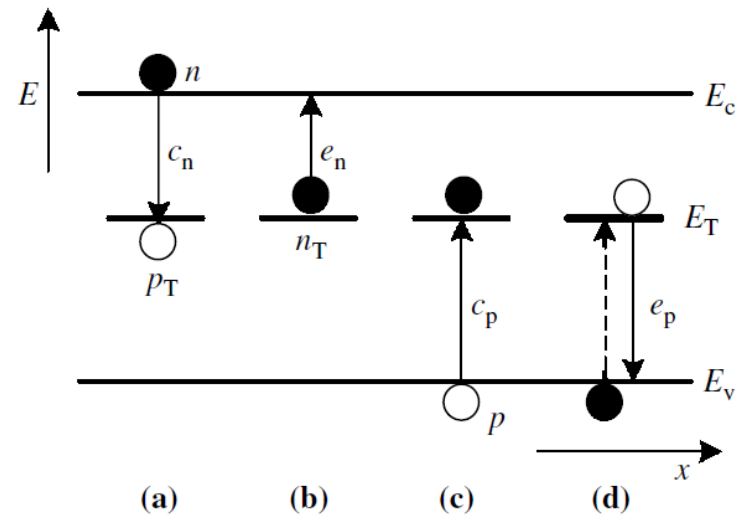
- a) Wychwył elektronu; c_n - szybkość wychwyłu elektronów [cm^3/s]
- b) Emisja elektronu; e_n - szybkość emisji elektronów [1/s]
- c) Wychwył dziury; c_p - szybkość wychwyłu dziur [cm^3/s]
- d) Emisja dziury; e_p - szybkość emisji dziur

Proces a) i c) – centrum rekombinacji;

Proces b) i d) – centrum generacji;

Proces a) po którym następuje proces b) lub proces c) po którym następuje proces d) - **centrum pułapkowe**.

Równanie kinetyczne



- Zmiana czasowa stanu obsadzenia pasma przewodnictwa elektronami:

$$\frac{dn}{dt} |_{G-R} = (b) - (a) = e_n n_T - c_n n p_T$$

N_T - koncentracja pułapek na poziomie E_T ,

n_T / p_T - koncentracja pułapek obsadzonych elektronami /dziurami

i $N_T = n_T + p_T$.

$c_n = \sigma_n v_{th}$ gdzie $\sigma_n [cm^2]$ - przekrój czynny na wychwytywanie elektronów, v_{th} - prędkość termiczna elektronów.

- Zmiana czasowa stanu obsadzenia pasma walencyjnego dziurami:

$$\frac{dp}{dt} |_{G-R} = (d) - (c) = e_p p_T - c_p p n_T$$

Równanie kinetyczne

Zmiana czasowa stanu obsadzenia elektronami poziomu pułapkowego:

$$\frac{dn_T}{dt}|_{G-R} = \frac{dp}{dt} - \frac{dn}{dt} = (c_n n + e_p)(N_T - n_T) - (c_p p + e_n)n_T \quad *$$

Zakładamy, że w obszarze zubożonym można pominąć n i p (złącze spolaryzowane w kierunku zaporowym) oraz, że w obszarze kwazi-neutralnym n i p są stałe. Rozwiązanie równania * przy tym ostatnim założ.:

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{(e_p + c_n n)N_T}{e_n + c_n n + e_p + c_p p} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)$$

$$\tau = 1/(e_n + c_n n + e_p + c_p p)$$

$n_T(0)$ jest koncentracją obsadzonych pułapek w $t = 0$.

$$\text{Dla } t \rightarrow \infty \quad n_T = \frac{e_p + c_n n}{e_n + c_n n + e_p + c_p p} N_T$$

Równanie kinetyczne

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) + \frac{(e_p + c_n n) N_T}{e_n + c_n n + e_p + c_p p} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right)$$

Dla półprzewodnika typu n można zaniedbać p :

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) + \frac{(e_p + c_n n) N_T}{e_n + c_n n + e_p} \left(1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right)\right)$$

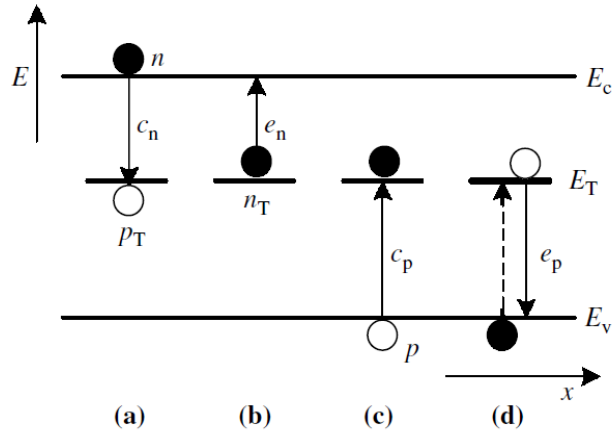
$$\tau_1 = 1/(e_n + c_n n + e_p).$$

Dalej, zakładając, że mamy pułapkę elektronową $e_n \gg e_p$ oraz zakładając, że dominuje proces emisji ($c_n = 0$), otrzymujemy:

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \approx N_T \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right)$$

$$\tau_e = 1/e_n$$

Zasada równowagi szczegółowej



Zasada ta mówi, że w warunkach równowagi, każdy proces musi być równoważony przez proces odwrotny. Np. proces a) na rys. obok, musi być równoważony przez proces b). Tzn. że

$$\frac{dn}{dt} = 0$$

$$\frac{dn}{dt} \Big|_{G-R} = (b) - (a) = e_n n_T - c_n n p_T$$

$$e_{no} n_{To} = c_{no} n_o p_{To} = c_{no} n_o (N_T - n_{To}) \quad *$$

$$n_o = n_i \exp((E_F - E_i)/kT); \quad n_{To} = \frac{N_T}{1 + \exp((E_T - E_F)/kT)}$$

Podstawiając ostatnie równania do równania *, otrzymujemy

$$e_{no} = c_{no} n_i \exp((E_T - E_i)/kT) = c_{no} n_1$$

Analogicznie dla dziur: $e_{p0} = c_{p0} p_1$

Zasada równowagi szczegółowej

Z kolei zakładamy, że współczynniki emisji i pułapkowania są takie same przy braku równowagi jak i w stanie równowagi:

$$e_n = c_n n_1; \quad e_p = c_p p_1$$

$$v_{th} = \sqrt{\frac{3kT}{m_n}}$$

$$e_n = 1/\tau_e \quad c_n = \sigma_n v_{th}$$

$$n_1 = n_i \exp((E_T - E_i)/kT); \quad p_1 = n_i \exp(-(E_T - E_i)/kT)$$



$$\tau_e = \frac{\exp((E_i - E_T)/kT)}{\sigma_n v_{th} n_i}; \quad n_i = N_c e^{-(E_c - E_i)/kT}; \quad N_c = 2 \left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2} \right)^{3/2}$$



$$\tau_e = \frac{\exp((E_c - E_T)/kT)}{\sigma_n v_{th} N_c}$$

$$\tau_e T^2 = \frac{\exp((E_c - E_T)/kT)}{\gamma_n \sigma_n}$$

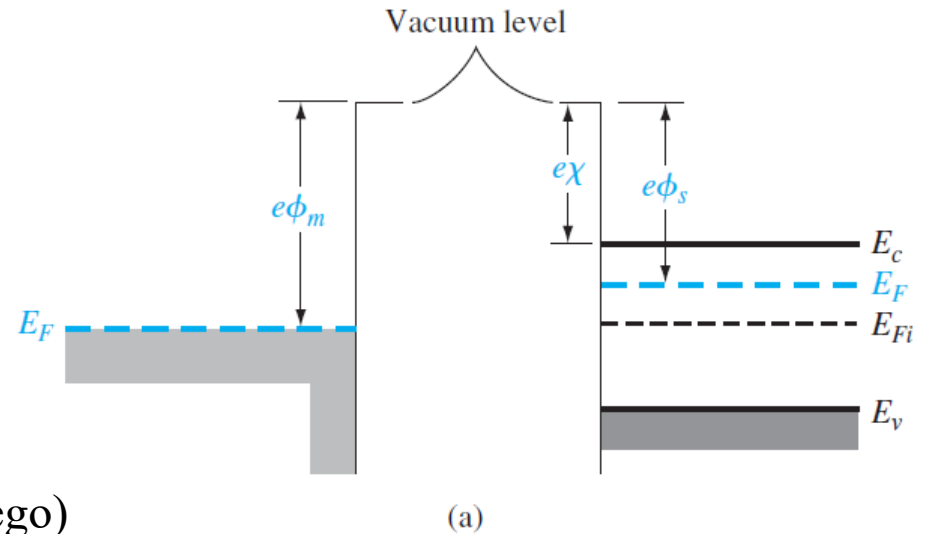
gdzie $\gamma_n = (v_{th}/T^{1/2})(N_c/T^{3/2}) = 3.25 \times 10^{21} (m_n/m_o) \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-2}$

Złącze Schottky'ego metal-półprzewodnik typu n

$$e\Phi_m > e\Phi_s$$

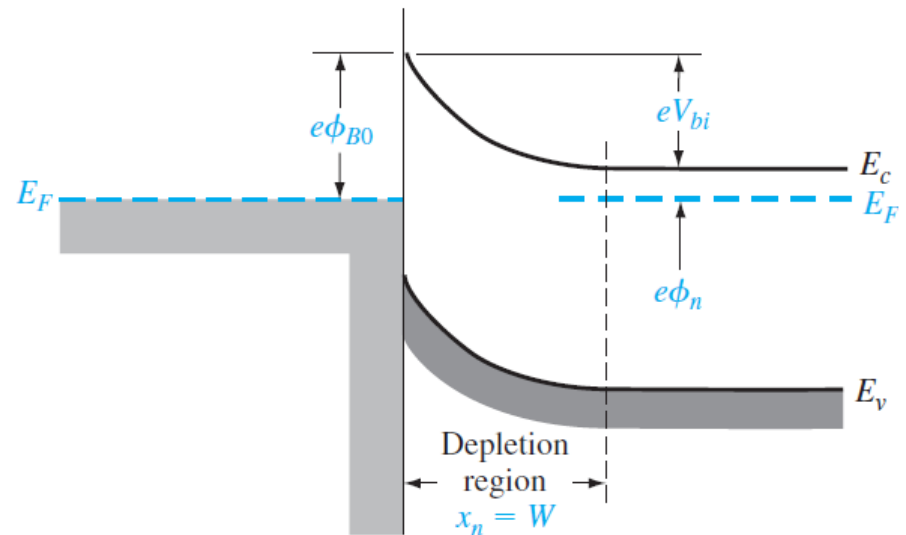
$$\frac{dF}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad \epsilon_s = \epsilon_0 \epsilon$$

(gdzie F oznacza natężenie pola elektrycznego)

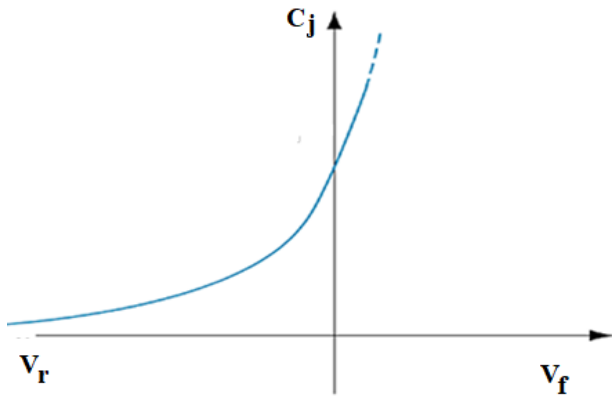
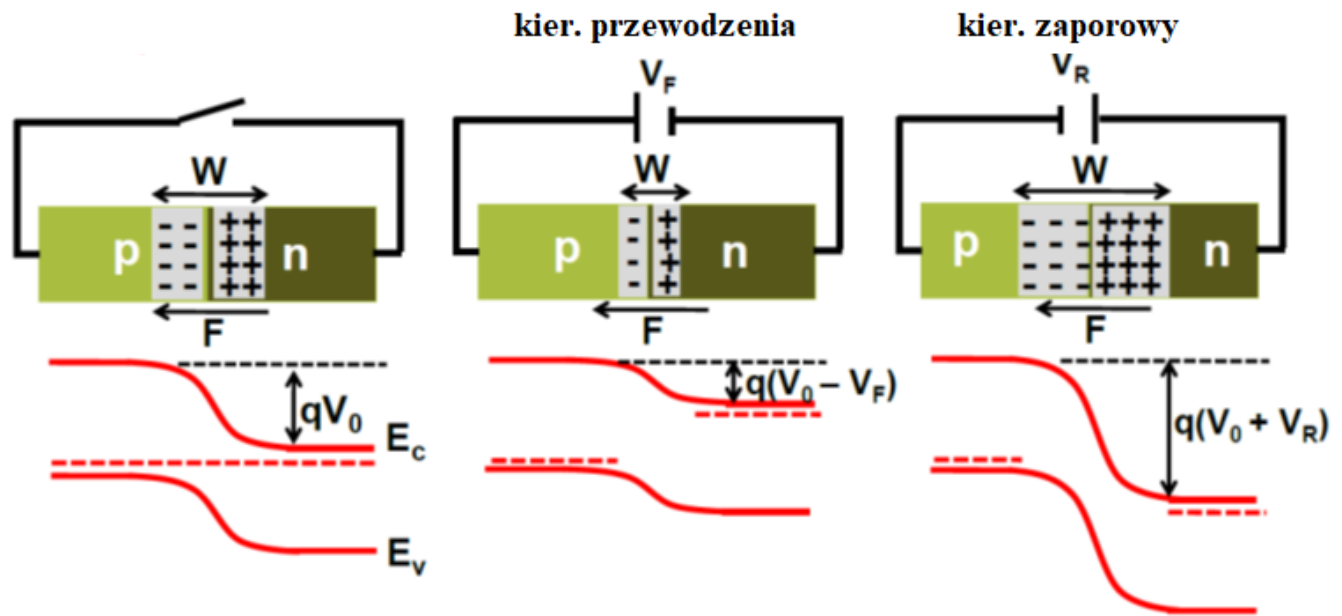


$$W = x_n = \left[\frac{2\epsilon_s(V_{bi} + V_R)}{eN_d} \right]^{1/2}$$

$$C' = eN_d \frac{dx_n}{dV_R} = \left[\frac{e\epsilon_s N_d}{2(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$



Pojemność złącza



$$C_j = \epsilon \epsilon_0 A \left[\frac{q}{2 \epsilon \epsilon_0 (V_0 - V)} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d} \right]^{1/2} = \frac{\epsilon \epsilon_0 A}{W}$$

Dla złącza p^+n ($N_a \gg N_d$) lub metal-półprz. typu n:

dla polaryzacji w kier. przewodzenia:

$$C = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\epsilon_0\epsilon N_d}{(V_0 - V)} \right]^{1/2}$$

dla polaryzacji zaporowej:

$$C = \frac{A}{2} \left[\frac{2q\epsilon_0\epsilon N_d}{(V_0 + V)} \right]^{1/2}$$

Pojemność złącza Schottky'ego metal-półprzewodnik typu n z pułapkami

$$C = \frac{A}{2} \left[\frac{2e\epsilon_0\epsilon N_{scr}}{(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$

$N_{scr} = N_D^+ - n_T^-$ gdy w obszarze zubożonym są głębokie poziomy akceptorowe, obsadzone elektronami. Gdy są obsadzone dziurami – wtedy $N_{scr} = N_D^+$, bo akceptory są wówczas neutralne. Gdy w obszarze zubożonym są głębokie poziomy donorowe zajęte elektronami, to również $N_{scr} = N_D^+$, a gdy zajęte przez dziury to $N_{scr} = N_D^+ + p_T^+$.

Jeśli obsadzenie głębokich poziomów $n_T(t)$ lub $p_T(t)$ się zmienia, to pojemność również zmienia się w czasie. Dla głębokiego poziomu akceptorowego:

$$C(t) = \frac{A}{2} \left[\frac{2e\epsilon_0\epsilon N_D}{(V_{bi} + V)} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{n_T(t)}{N_D} \right]^{1/2} = C_0 \left[1 - \frac{n_T(t)}{N_D} \right]^{1/2} \approx C_0 \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right)$$

gdzie C_0 - pojemność złącza przy polaryzacji zaporowej (por. rys. na kolejnym slajdzie) i przy założeniu, że $N_T \ll N_D$, po rozłożeniu $C(t)$ w szereg Taylora.

Zależność $C(t)$ zawiera informację o obsadzeniu głębokich poziomów.

Podsumowanie

Zależność $C(t)$ zawiera informację o obsadzeniu głębokich poziomów pułapkowych:

$$C(t) \approx C_0 \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right)$$

$$n_T(t) = n_T(0) \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \approx N_T \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right)$$

$$\tau_e T^2 = \frac{\exp((E_c - E_T)/kT)}{\gamma_n \sigma_n} \quad e_n/T^2 = \gamma_n \sigma_n \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right)$$

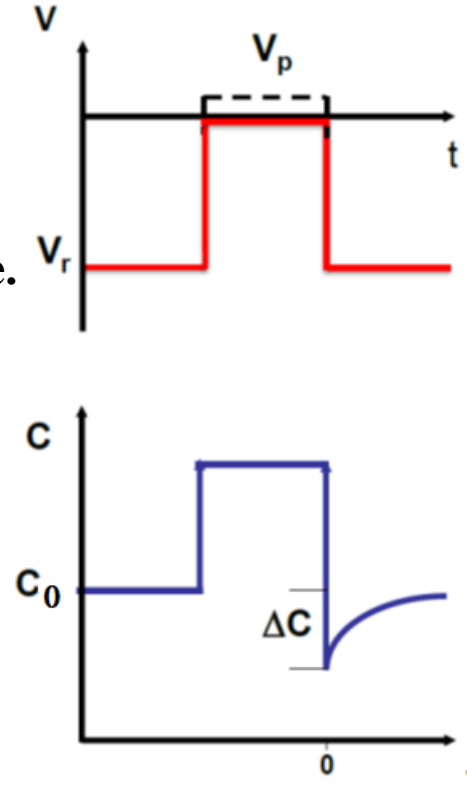
Zatem szybkość emisji e_n oraz koncentracja głębokich poziomów mogą być wyznaczone na podstawie pomiarów kinetyki pojemności złącza.

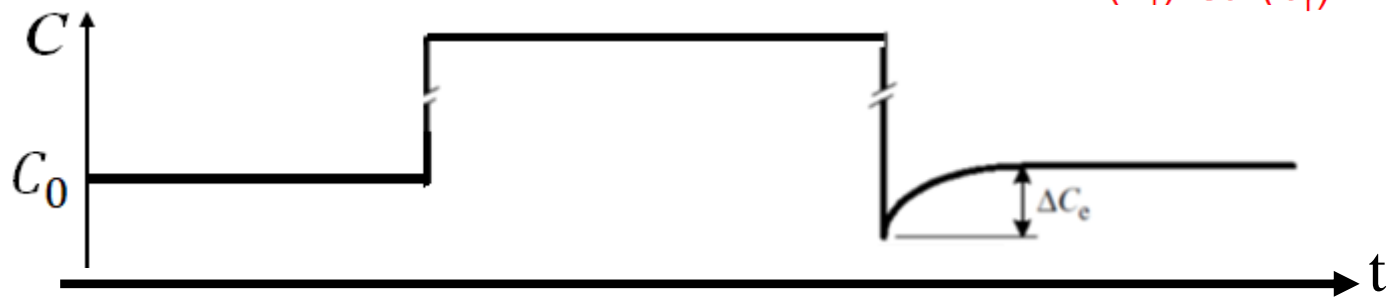
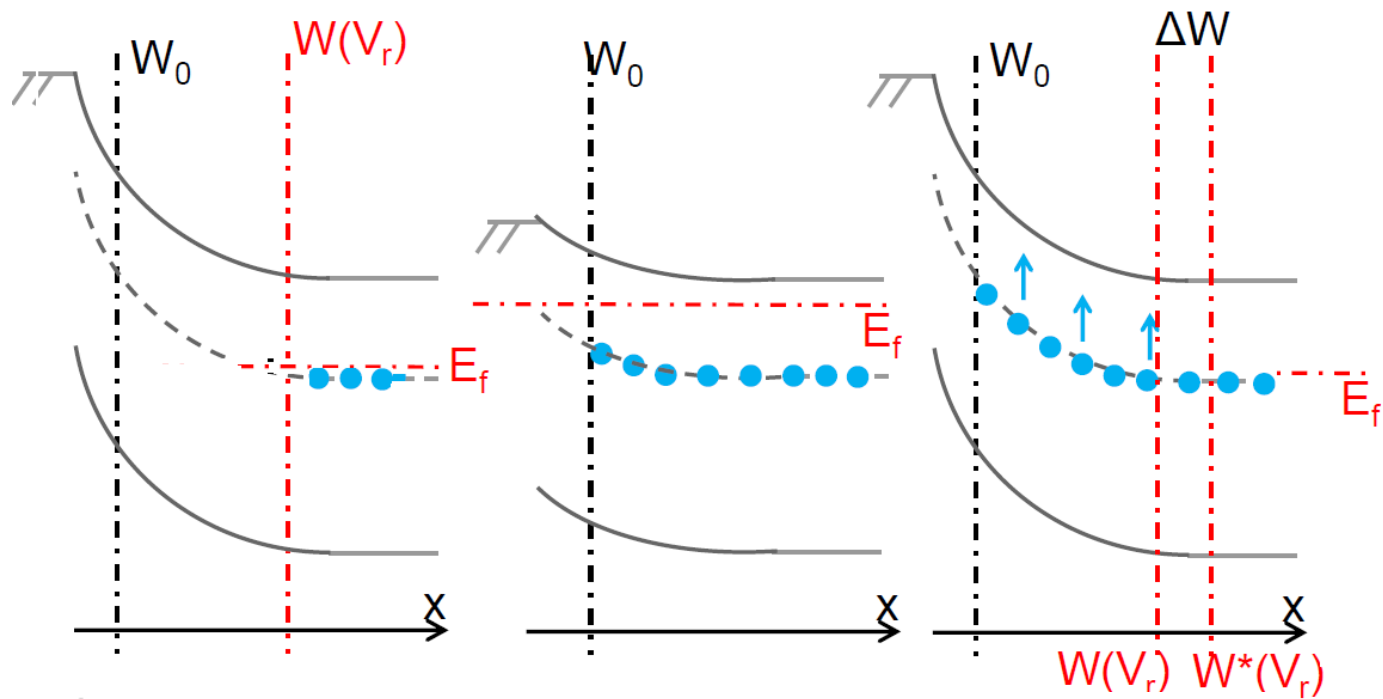
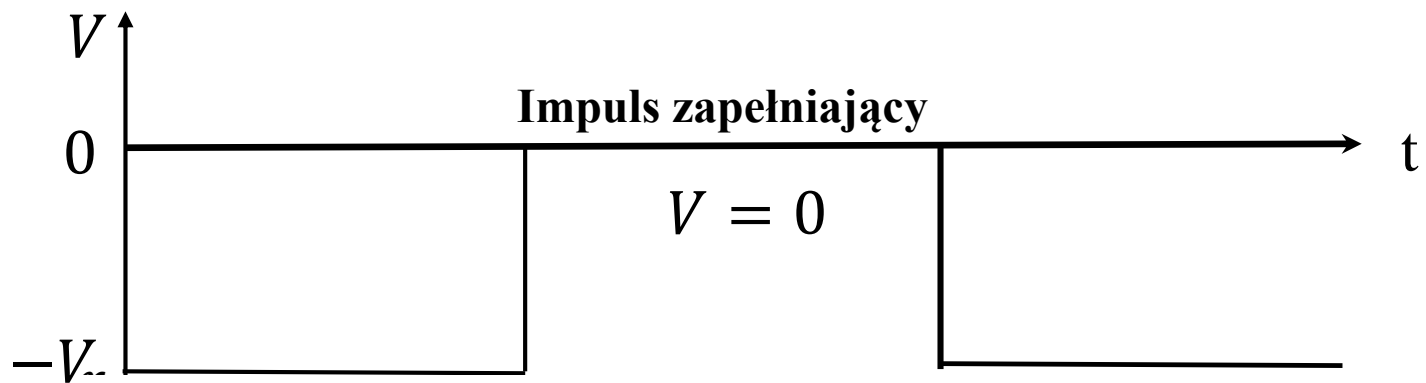
Zmiana obsadzenia głębokiego poziomu w złączu Schottky'ego metal – półprzewodnik typu n

- Dioda spolaryzowana w kierunku zaporowym
- Przykładany jest impuls depolaryzujący – pułapki zapełniają się nośnikami. Szerokość obszaru zubożonego zmniejsza się, pojemność rośnie.
- Powrót do polaryzacji zaporowej. Ładunek + zjonizowanych donorów jest kompensowany elektronami na poziomach pułapkowych, szerokość obszaru zubożonego większa niż wyjściowo i pojemność też mniejsza od wyjściowej.
- Emisja nośników z poziomów pułapkowych.

$$C(t) \approx C_0 \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right)$$

$$\Delta C_e(t) = C_0 - C(t) = \frac{C_0}{2N_D} n_T(0) \exp(-e_n t)$$





Zmiana pojemności - nośniki większościowe (złącze p-n, Schottky'ego, MOS)

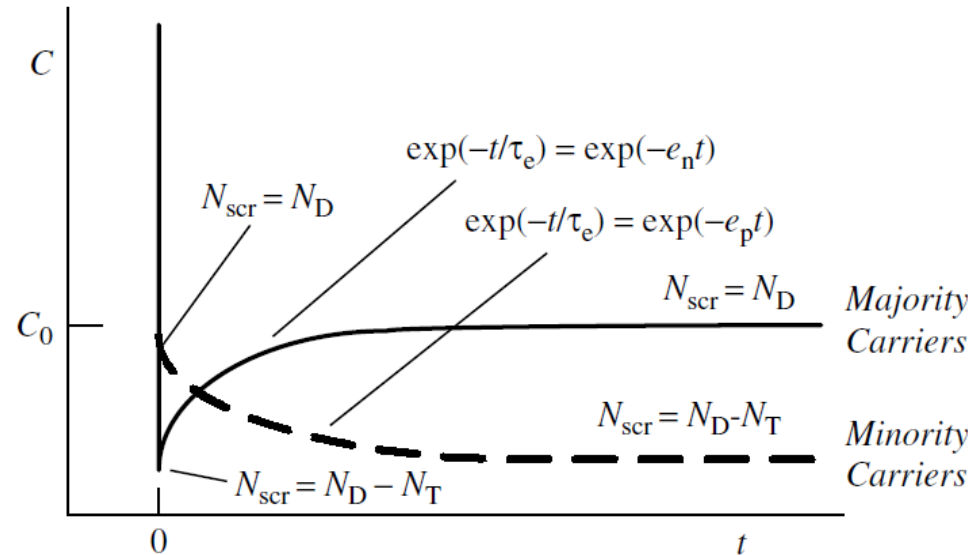
1. $N_{scr} = N_D^+$ - w obszarze zubożonym są głębokie poziomy akceptorowe, nie obsadzone elektronami.

$$C(t) \approx C_0 \left(1 - \frac{n_T(t)}{2N_D} \right)$$

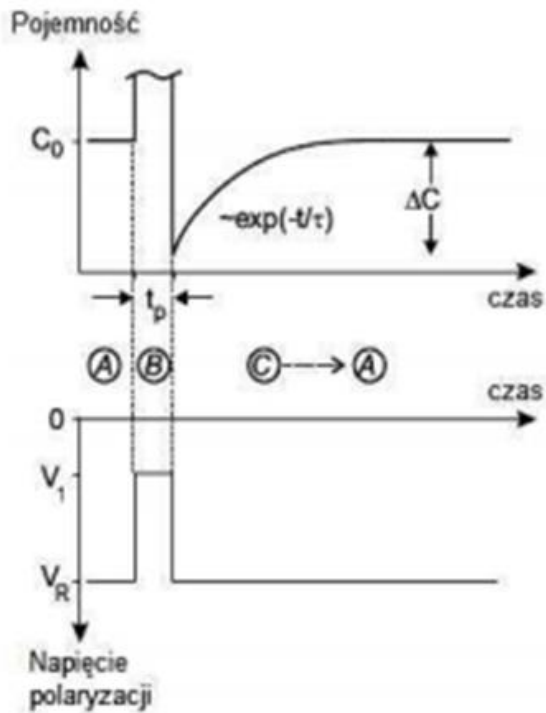
2. Impuls zapelniający – obszar zubożony węższy, C rośnie. Elektrony zapelniają głębokie poziomy akceptorowe.

3. Powrót do V_r . C maleje ale do mniejszej wartości niż wyjściowa. Gdy w obszarze zubożonym są głębokie poziomy akceptorowe, obsadzone elektronami wtedy $N_{scr} = N_D^+ - n_T^-$.

4. Emisja elektronów – C(t) rośnie do wyjściowej wartości.



C(t) – idea pomiaru DLTS



$$C_A = \frac{A}{2} \left[\frac{2e\epsilon_0\epsilon N_D^+}{(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$

$$C_B = \frac{A}{2} \left[\frac{2e\epsilon_0\epsilon N_D^+}{(V_{bi} + V_1)} \right]^{1/2}$$

$$C_C = \frac{A}{2} \left[\frac{2e\epsilon_0\epsilon (N_D^+ - n_T^-)}{(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$

Zmiana pojemności - nośniki mniejszościowe (złącze p-n)

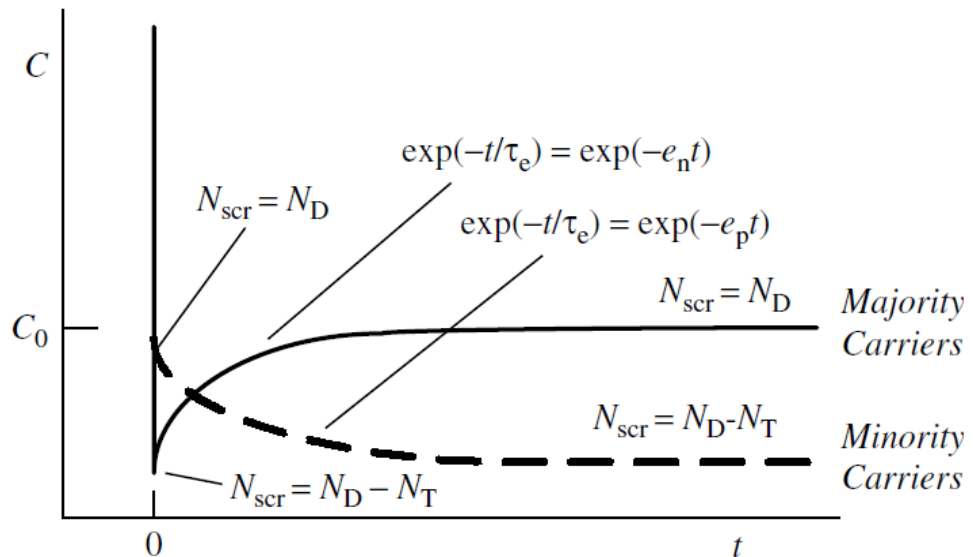
1. $N_{scr} = N_D^+ - n_T^-$ gdy w obszarze zubożonym są głębokie poziomy akceptorowe, obsadzone elektronami.

$$C = \frac{A}{2} \left[\frac{2e\epsilon_0\epsilon N_{scr}}{(V_{bi} + V_R)} \right]^{1/2}$$

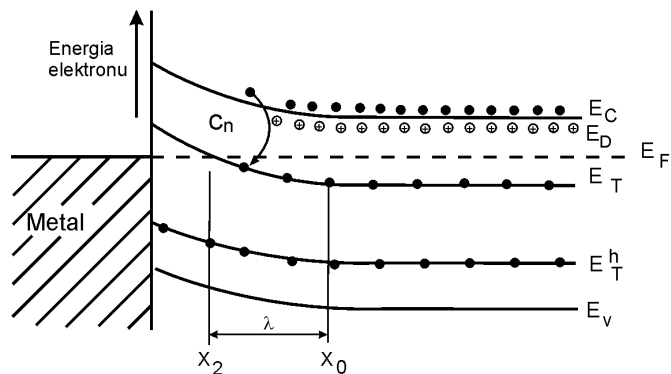
2. Impuls zapełniający – obszar zubożony węższy, C rośnie. Dziury zapełniają głębokie poziomy akceptorowe.

3. Powrót do V_r . C maleje ale do większej wartości niż wyjściowa. Gdy w obszarze zubożonym są głębokie poziomy akceptorowe, obsadzone dziurami wtedy $N_{scr} = N_D^+$, bo akceptory są wówczas neutralne.

4. Emisja dziur – C(t) spada do wyjściowej wartości.

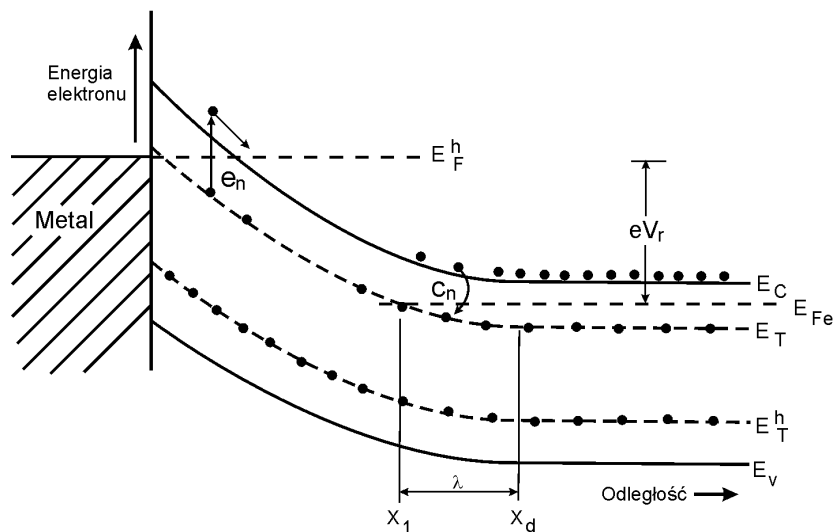


Zmiana obsadzenia głębokiego poziomu w złączu Schottky'ego



W obszarze o szerokości λ (długość Debay'a), następuje pułapkowanie elektronów:

$$\lambda = \sqrt{\frac{2\epsilon_s\epsilon_0}{eN_D} (E_F - E_T)}$$



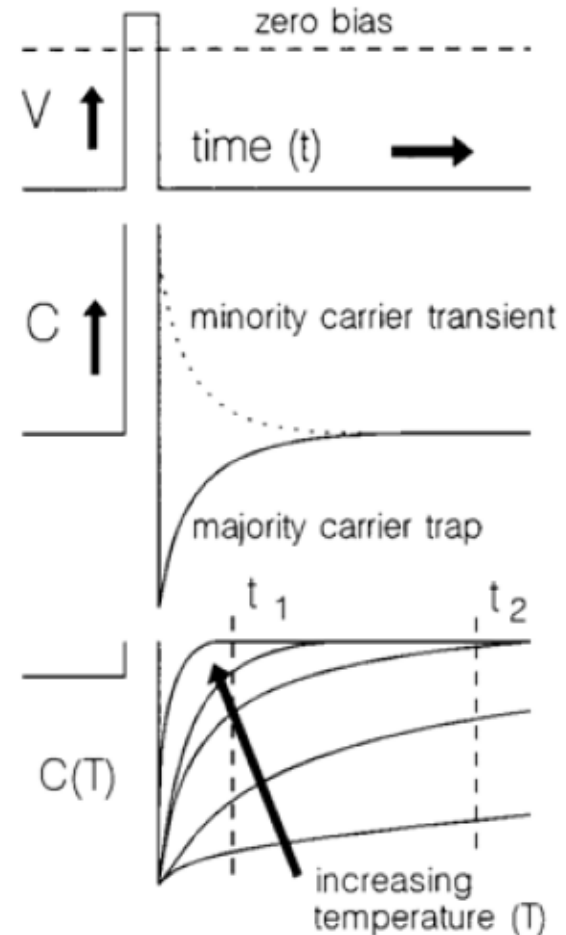
Wówczas zależność $C(t)$ nie jest już wykładnicza. Dlatego pomiary $C(T)$ należy wykonywać przy takiej polaryzacji, aby

$$W \gg \lambda$$

Technika DLTS

- Do złącza przykładany jest impuls napięciowy, który zmienia obsadzenie głębokiego poziomu. Dla pułapek większościowych depolaryzujący złącze wyjściowo spolaryzowane zaporowo, dla mniejszościowych – polaryzujący w kierunku przewodzenia (tylko dla złącza p-n).
- Pojemność zmienia się na skutek emisji nośników z głębokich poziomów.
- Szybkość emisji zależy od temperatury i energii aktywacji termicznej pułapki:

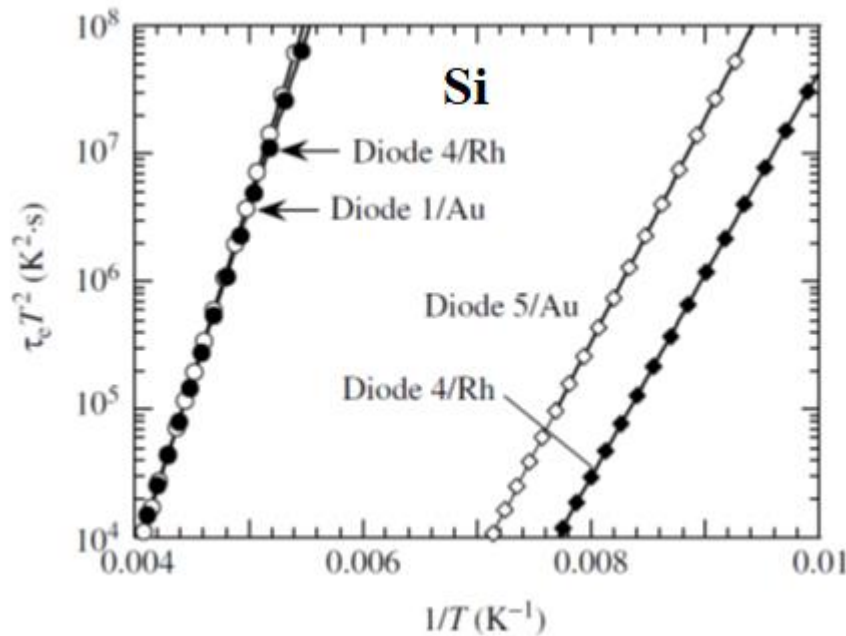
$$e_n/T^2 = \gamma_n \sigma_n \exp\left(-\frac{E_c - E_t}{kT}\right)$$



Wykres Arrheniusa

$$\tau_e T^2 = \frac{\exp((E_c - E_T)/kT)}{\gamma_n \sigma_n}$$

$$\ln \tau_e T^2 = -\ln(\gamma_n \sigma_n) + \frac{E_c - E_T}{k} \frac{1}{T}$$

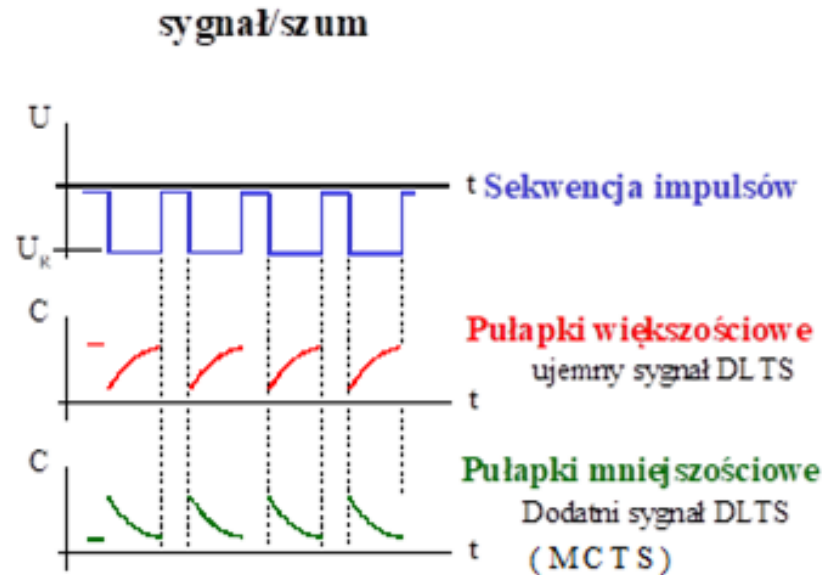


Diode	$E_c - E_T$ (eV)	$E_c - E_T$ (eV)	$\sigma_{n,p}$ (intercept) (cm ²)	$\sigma_{n,p}$ (filling pulse) (cm ²)
1 - p ⁺ n	0.56		2.8×10^{-14}	1.3×10^{-16}
4 - p ⁺ n	0.315		1.6×10^{-13}	3.6×10^{-15}
4 - p ⁺ n	0.534		7.5×10^{-15}	4×10^{-15}
5 - n ⁺ p		0.346	1.5×10^{-13}	1.6×10^{-15}

DLTS

W DLTS do próbki przykładany jest nie jeden ale ciąg periodycznych impulsów. To umożliwia stosowanie technik fazoczulych (woltomierz lock-in) do analizy kinetyk relaksacji pojemności złącza.

Jak ze zmiany pojemności uzyskuje się informację o szybkości emisji?



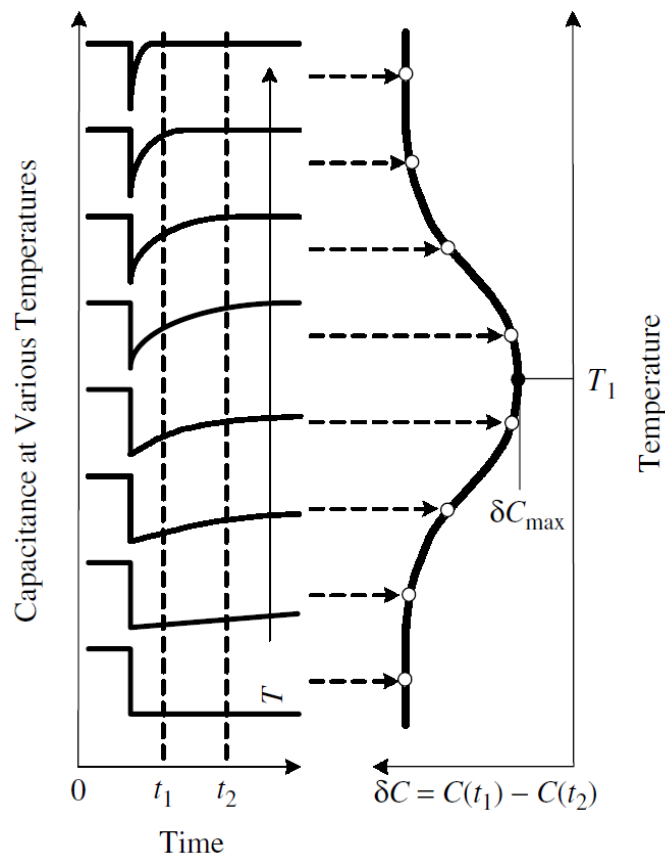
Spektroskopia niestacjonarnej pojemności DLTS

metoda box-car

Pomiar pojemności w dwóch punktach $C(t)$ w funkcji temperatury:

$$C(t_1) - C(t_2) = f(T)$$

$$\delta C = C(t_1) - C(t_2) = \frac{n_T(0)}{2N_D} C_0 \left(\exp\left(-\frac{t_2}{\tau_e}\right) - \exp\left(-\frac{t_1}{\tau_e}\right) \right)$$

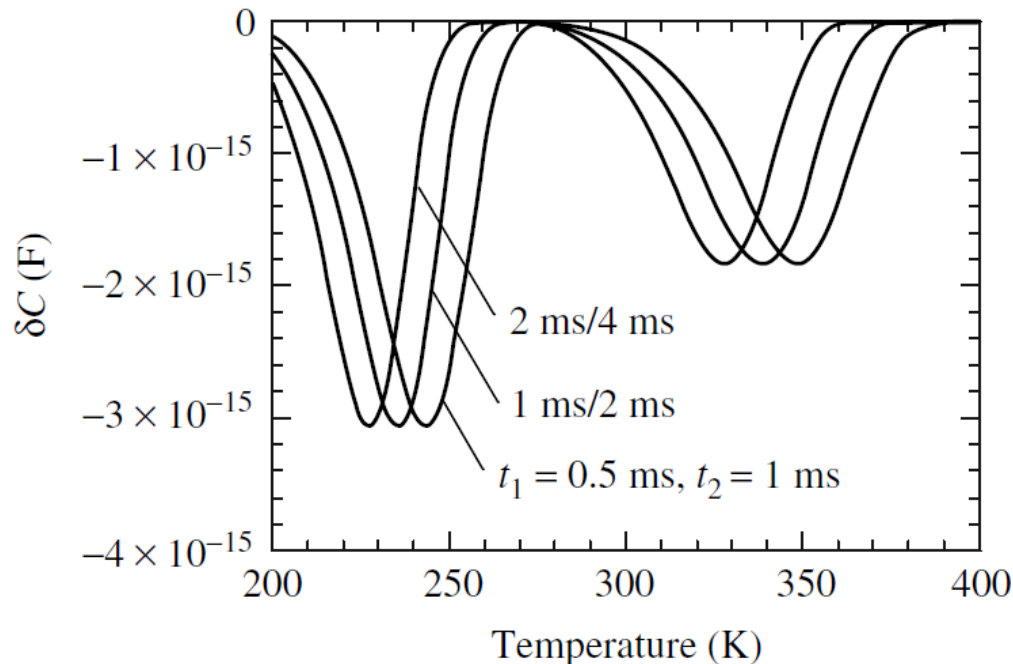


Dla ustalonego okna pomiarowego $t_2 - t_1$, sygnał DLTS równy $\delta C = C(t_1) - C(t_2)$ osiąga wartość maksymalną przy pewnej temperaturze. Temu maksimum odpowiada szybkość emisji:

$$\tau_{e,\max} = \frac{t_2 - t_1}{\ln(t_2/t_1)}$$

Sygnal DLTS

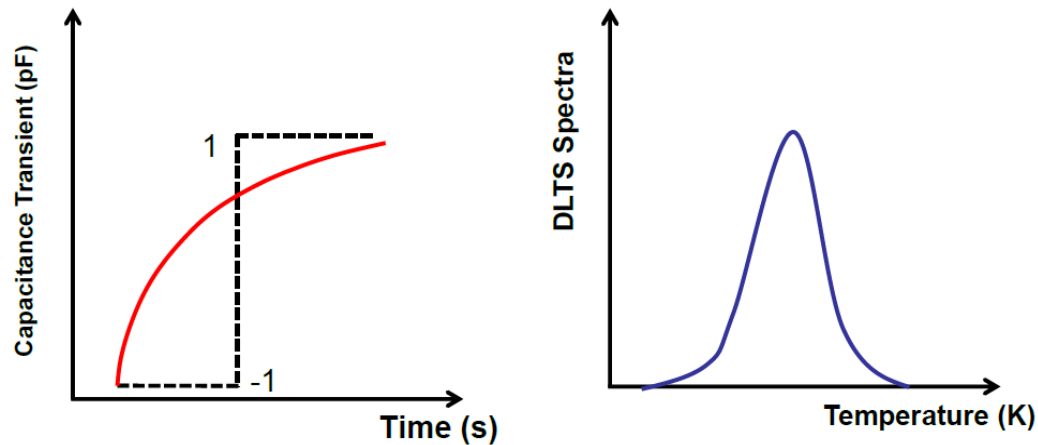
Zmiana szerokości okna pomiarowego $\Delta t = t_2 - t_1$, powoduje, że maksimum sygnału DLTS występuje przy innej temperaturze. Ponieważ każdej szerokości okna odpowiada inna szybkość emisji, to powtarzając pomiar $C(T)$ dla różnych szerokości okna pomiarowego, uzyskujemy zależność szybkości emisji od temperatury $e_n(T)$. Jeśli w próbce jest więcej pułapek, to każdej z nich będzie odpowiadać maksimum sygnału DLTS w pewnej temperaturze.



Metoda lock-in

Sygnal DLTS powstaje po pomnożeniu zmiany pojemności przez funkcję wagową $W(t)$: -1,+1

$$S = \int \Delta C(t) W(t) dt = \frac{C_0 N_T}{2N_d} \int \exp(-e_n t) W(t) dt$$



Dla układu DLS82E gdy sygnał DLTS osiąga maksimum, spełniony jest warunek:

$$e_n(T_{max}) = \frac{2.17}{f_0}$$

DLTS w stałej temperaturze (ICTS)

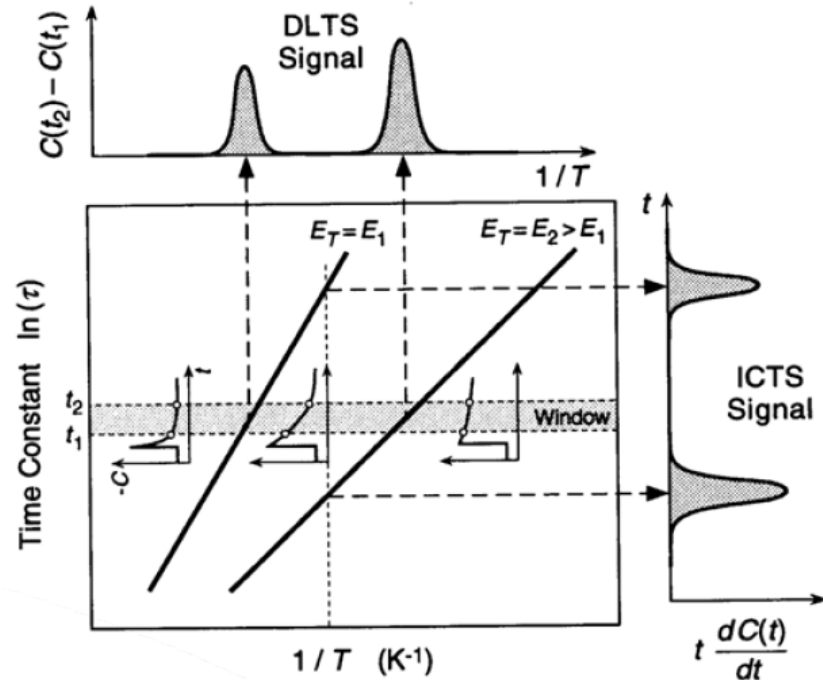
W tej metodzie temperatura jest stała natomiast zmienia się czas repetycji impulsów depolaryzujących (szerokość okna).

Zróżniczkujemy równanie:

$$C(t) = C_0 \left[1 - \frac{n_T(0)}{2N_D} \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right) \right]$$

$$t \frac{dC(t)}{dt} = -\frac{t}{\tau_e} C_0 \frac{n_T(0)}{2N_D} \exp\left(-\frac{t}{\tau_e}\right)$$

To równanie ma ekstremum dla $t = \tau_e$, które wynosi $C_0 \frac{n_T(0)}{2N_D} \frac{1}{e}$. Na podstawie pomiarów dla kilku różnych częstości, można wyznaczyć wykres Arrheniusa $\ln \tau_e T^2 = f\left(\frac{1}{T}\right)$.



Laplace DLTS

Wysoko rozdzielcza spektroskopia Laplace DLTS (w skrócie LDLTS)¹ jest metodą cyfrową, która za pomocą odwrotnej transformaty Laplace pozwala oddzielić emisję pochodzącą z blisko siebie usytuowanych głębokich poziomów defektowych, tym samym pozwala na identyfikację defektów wieloładunkowych, kompleksów itp. LDLTS jest techniką izotermiczną, gdzie zmiana pojemności jest mierzona oraz uśredniona w określonej temperaturze. Funkcja opisująca transformatę

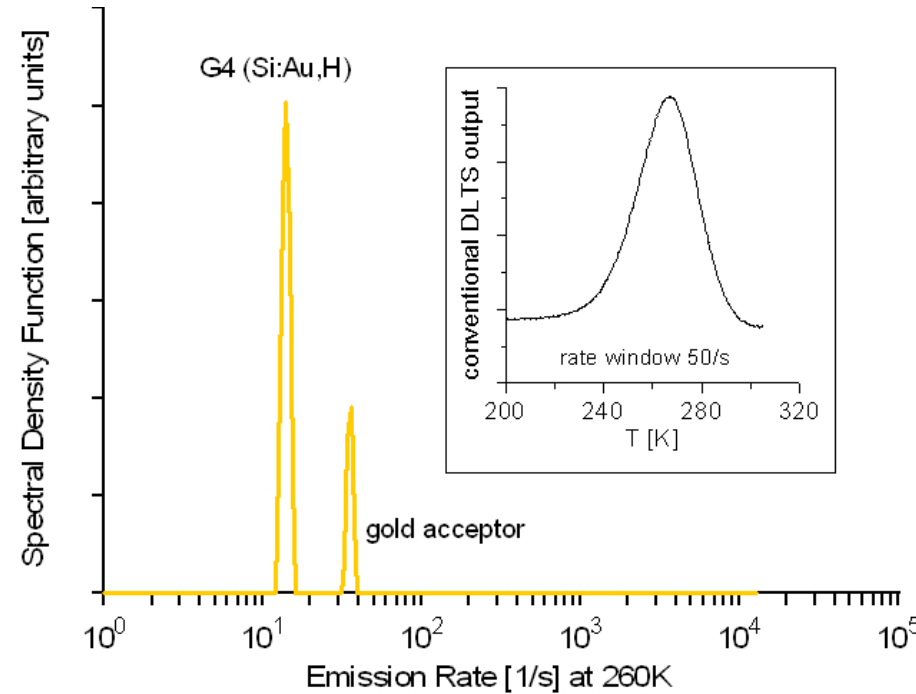
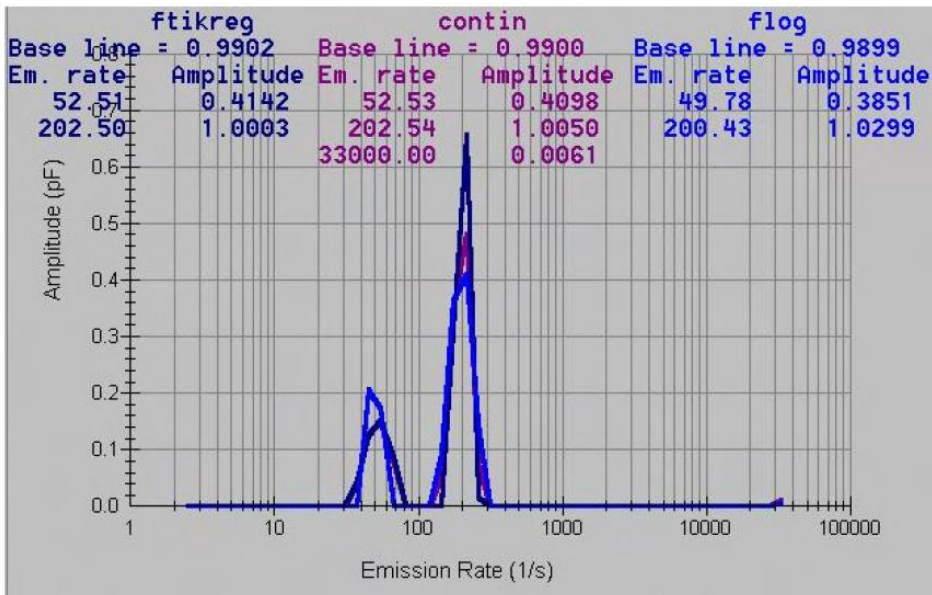
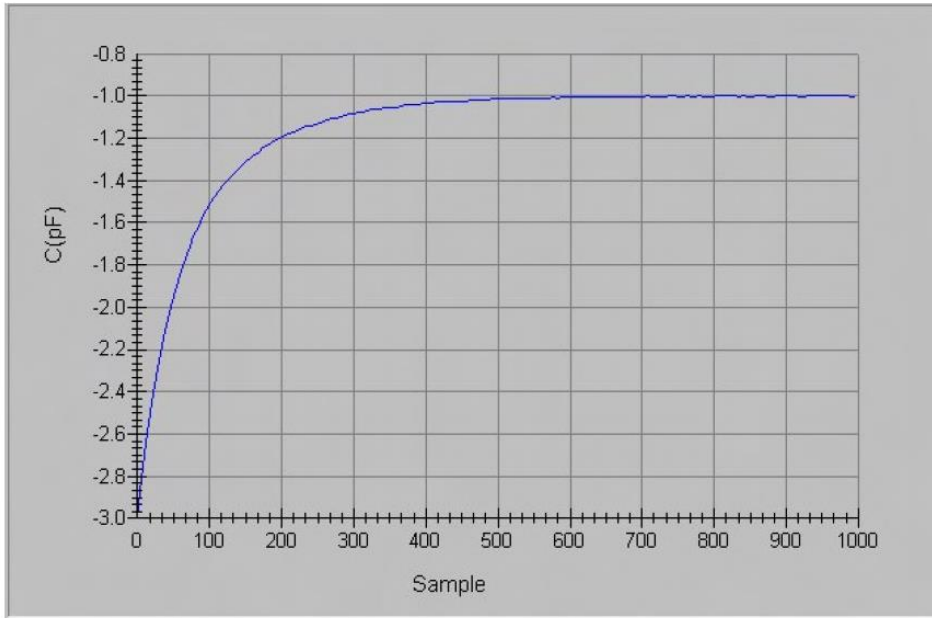
$$f(t) = \int_0^{\infty} F(s) \exp(-st) ds$$

gdzie $f(t)$ to zarejestrowana kinetyka pojemności, a $F(s)$ to funkcja gęstości spektralnej czyli widmo sygnału LDLTS, przy czym zakłada się, że $f(t)$ jest to funkcja niewykładnicza, która składa się z wielu funkcji wykładniczych. Idea metody LDLTS polega na określeniu funkcji gęstości spektralnej $F(s)$ z zarejestrowanej kinetyki pojemności $f(t)$. W tym celu wykorzystywane są trzy specjalne algorytmy matematyczne bazujące na metodzie regularyzacji Tikhonova². W wyniku zastosowania tych algorytmów obliczeniowych otrzymuje się sygnał LDLTS, który ma postać funkcji δ Diraca dla kinetyk wykładniczych.

¹ L. Dobaczewski i in. J. Appl. Phys. 76, 194 (1994).

² S. W. Provencher, *Comp. Phys. Communications* 27, 213 (1982).

DLTS i LDLTS - porównanie



DLTS

Technika DLTS pozwala na wyznaczenie następujących parametrów charakteryzujących głęboki poziom:

- energia termicznej aktywacji E_a ,**
- koncentracja pułapek N_T ,**
- przekrój czynny na pułapkowanie $\sigma_{n(p)}$,**
- stan ładunkowy głębokiego poziomu**

Pozwala również rozróżnić defekty punktowe od rozciąglonych.

Energia aktywacji termicznej

$$e_n = \sigma_n v_{th} N_c \exp(- (E_c - E_T) / kT)$$

Potencjały termodynamiczne:

$$G = H - TS; H = E + pV$$

Energia potrzebna do wzbudzenia elektronu z poziomu pałpkowego do pasma przewodnictwa, jest równa ΔG , więc szybkość emisji:

$$e_n = \sigma_n v_{th} N_c \exp(-\Delta G_n / kT) \quad *$$

gdzie dla $T = \text{const}$: $\Delta G_n = \Delta H_n - T \Delta S_n$

Po podstawieniu do *:

$$e_n = \sigma_n X_n v_{th} N_c \exp(-\Delta H_n / kT)$$

gdzie $X_n = \exp(\Delta S_n / k)$ i może osiągać wartości 10-100. Zatem z wykresu Arrheniusa otrzymuje się entalpię a nie energię aktywacji i efektywny przekrój czynny $\sigma_{n,eff} = \sigma_n X_n$.

Koncentracja pułapek

Zmiana pojemności złącza $p^+ - n$ po wyłączeniu impulsu zapelniającego:

$$C(t) = C_0 \left(1 - \frac{n_T(0)}{2N_D} e^{-\frac{t}{\tau}} \right)$$

$$C(0) = C_0 \left(1 - \frac{n_T(0)}{2N_D} \right)$$

$$C(\infty) = C_0 \left(1 - \frac{n_T(0)}{2N_D} e^{-\frac{\infty}{\tau}} \right) = C_0$$

$$\Delta C = C(\infty) - C(0) = C_0 - C_0 \left(1 - \frac{N_T}{2N_D} \right)$$

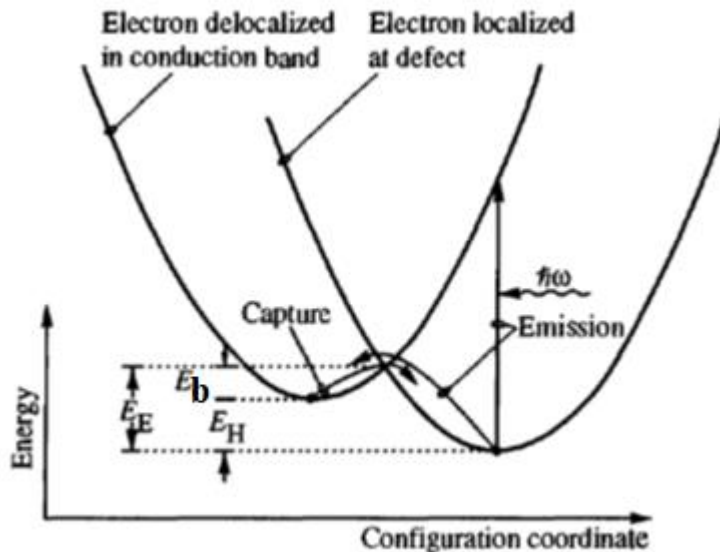
$$\frac{\Delta C_c}{C_0} = \frac{N_T}{2N_D}$$

Pomiar amplitudy sygnału DLTS w stanie nasycenia, gdy wszystkie poziomy są obsadzone (po wyłączeniu impulsu zapelniającego)

Przekrój czynny na pułapkowanie

Przekrój czynny nie zawsze jest stały. Defekty, które silnie oddziałują z siecią charakteryzuje przekrój czynny zależny wykładniczo od temperatury:

$$\sigma_n = \sigma_\infty \exp(-E_b/kT)$$



gdzie σ_∞ - przekrój czynny przy $T \rightarrow \infty$,
 E_b - energia aktywacji przekroju czynnego.

$$e_n = \sigma_\infty X_n v_{th} N_c \exp\left(-\frac{\Delta H_n + E_b}{kT}\right)$$

Silne oddziaływanie oznacza, że zmianie stanu ładunkowego defektu towarzyszy zmiana konfiguracji sieci (tzw. relaksacja sieci).

Pomiar przekroju czynnego

1. Z wykresu Arrheniusa dla defektów punktowych bez relaksacji sieciowej

2. Z zależności amplitudy sygnału DLTS od czasu zapelniania t_f :

- dla defektów punktowych z relaksacją sieciową¹, korzystając ze wzoru

$$A(t_f) = A_\infty (1 - \exp(-t_f c_n))$$

lub korzystając ze wzoru Ponsa² gdy trzeba uwzględnić długość Debay'a:

$$A(t_f) = C_1(1 - \exp(-t_f c_n)) + C_2 \ln t_f$$

- dla defektów rozciąglonych przekrój czynny jest zależny od stanu obsadzenia pułapek, przy najkrótszych czasach trwania impulsu zapelniającego zapelniane są pułapki o najniższej energii

$$A(t_f) \sim \ln t_f$$

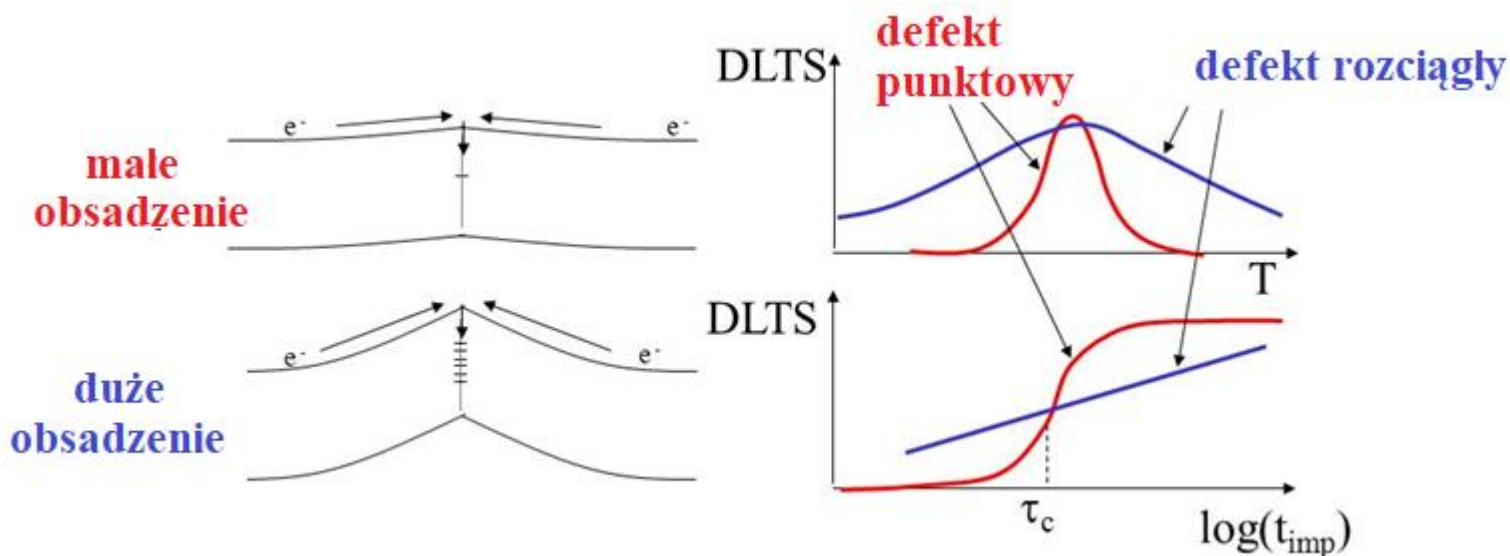
¹ Hery, Lang Phys. Rev.B 15, 989 (1977), ²Pons, J.Appl. Phys. 55, 3644 (1984)

Defekty punktowe i rozciągłe

Kontinuum stanów, pasmopodobne – zagięcie pasm

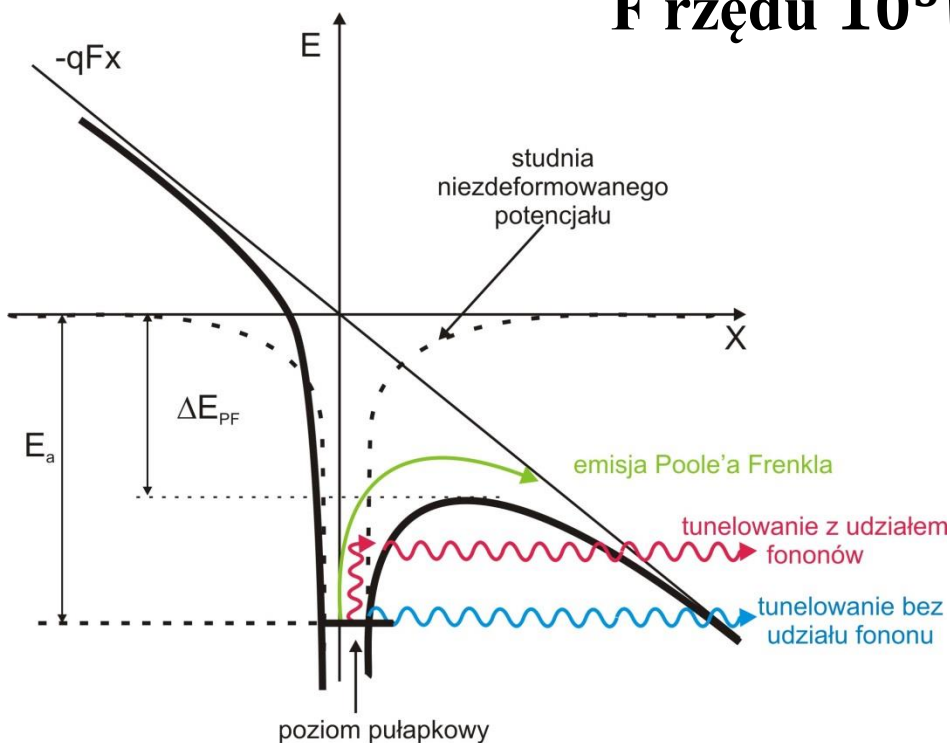
Prawdopodobieństwo emisji zależy od średniego obsadzenia stanów.

Prawdopodobieństwo pułapkowania zależy od bariery na pułpkowanie i od obsadzenia stanów.



Wpływ pola elektrycznego (F) - efekt Poole'a - Frenkla

F rzędu $10^5 V/cm$



$$V_{PF}(x) = \frac{Zq}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r x} + Fx$$

Potencjał zjonizowanej pułapki

$$\frac{dV}{dx} = 0 \Rightarrow x_{\max} = \sqrt{\frac{Zq}{4\pi\epsilon_0\epsilon_r} \cdot \frac{1}{F}}$$

$$\Delta E_{PF} = qV(x_{\max}) = q \sqrt{\frac{ZqF}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}}$$

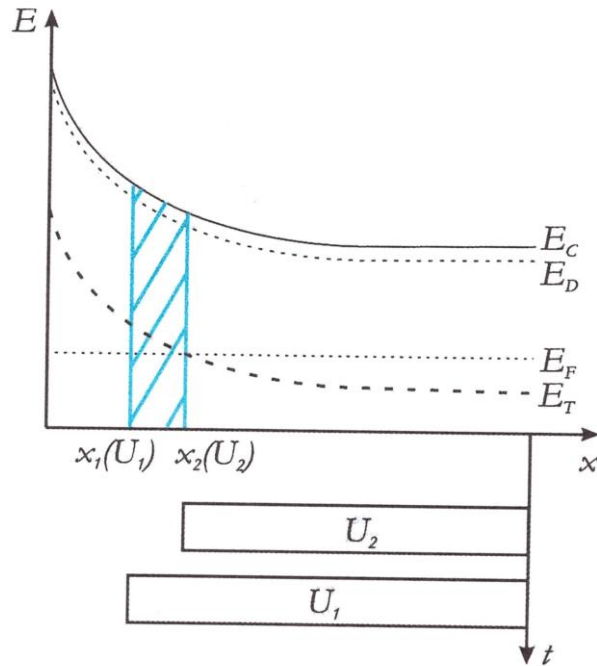
$$\Delta E_{PF} = \alpha_{PF} \sqrt{F} \quad \alpha_{PF} = q \sqrt{\frac{Zq}{\pi\epsilon_0\epsilon_r}}$$

$$e_n^{PF} = e_{n_0} \exp\left(\frac{\Delta E_{PF}}{k_B T}\right)$$

$$e_n^{PF} = \sigma_n V_{th} N_c \exp\left(\frac{-(E_a - \Delta E_{PF})}{k_B T}\right)$$

$$E_T(F) = E_a - \Delta E_{PF} = E_a - \alpha_{PF} \sqrt{F}$$

Zależność emisji termicznej od pola elektrycznego



Przy stałej częstotliwości repetycji $f_0 = \frac{1}{t_0}$ wykonuje się pomiar skanu temperaturowego sygnału DLTS, (tzw. DDLTS) przykładając dwa impulsy o różnym napięciu depolaryzującym złącze (por. rys. obok). Natężenie pola elektrycznego wyraża się wówczas wzorem:

$$F = 1.9 \cdot 10^{-3} \sqrt{\frac{N_D}{\epsilon_0 \epsilon_s}} \left[\sqrt{U_{bi} + |U_r|} - \sqrt{U_{bi} + \frac{|U_1| + |U_2|}{2}} + \sqrt{\frac{E_F - E_T}{q}} \right]$$

Zmieniając amplitudę jednego z impulsów od 0 do U_r wyznacza się szybkość emisji w zależności od natężenia pola elektrycznego. Jeśli efekt opisuje model Poole'a-Frenkla, to $\ln e_n^{PF} \sim \alpha \sqrt{F}$, gdzie α nie zależy od temperatury.

$$\alpha_{PF} = q \sqrt{\frac{Zq}{\pi \epsilon_0 \epsilon_r}}$$

Profil koncentracji pułapek

Jeśli szybkość emisji nie zależy od pola elektrycznego (tzn. położenie maksimum sygnału DLTS nie zależy od pola), to korzystając z techniki DDLTS można wyznaczyć profil koncentracji pułapek. W stałej temperaturze mierzona jest zależność amplitudy sygnału DLTS od wysokości jednego z impulsów depolaryzujących przy stałej różnicy napięć depolaryzujących ΔU , od której zależy rozdzielczość techniki. Amplitudę impulsu zmienia się od 0 do wartości bliskiej U_r . W ten sposób skanuje się obszar zubożony w głąb złącza.

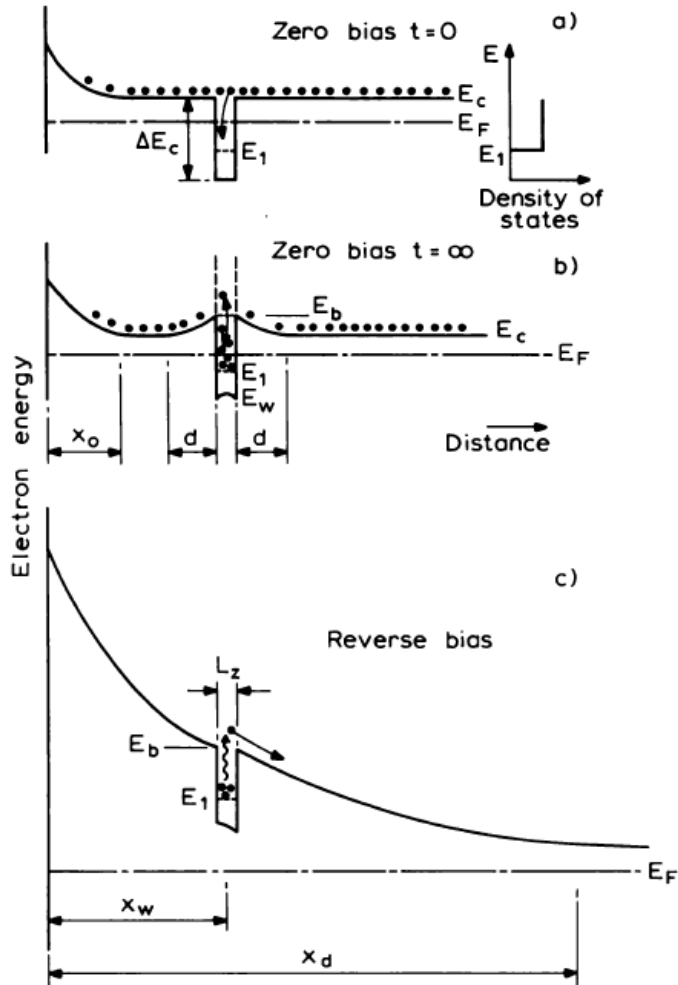
Odległość w głąb od powierzchni złącza opisuje zależność:

$$x = \sqrt{\frac{2\varepsilon_s\varepsilon_0}{qN_D}} \left[\sqrt{\frac{|U_1| - |U_2|}{2} - U_{bi} + |U_1|} - \sqrt{\frac{E_F - E_T}{q}} \right]$$

zaś koncentrację pułapek w określonym punkcie warstwy:

$$N_T = 2N_D \frac{\Delta C}{C} \frac{U_{bi} + |U_r|}{\Delta U} \quad \Delta U = U_1 - U_2$$

Studnia kwantowa i DLTS

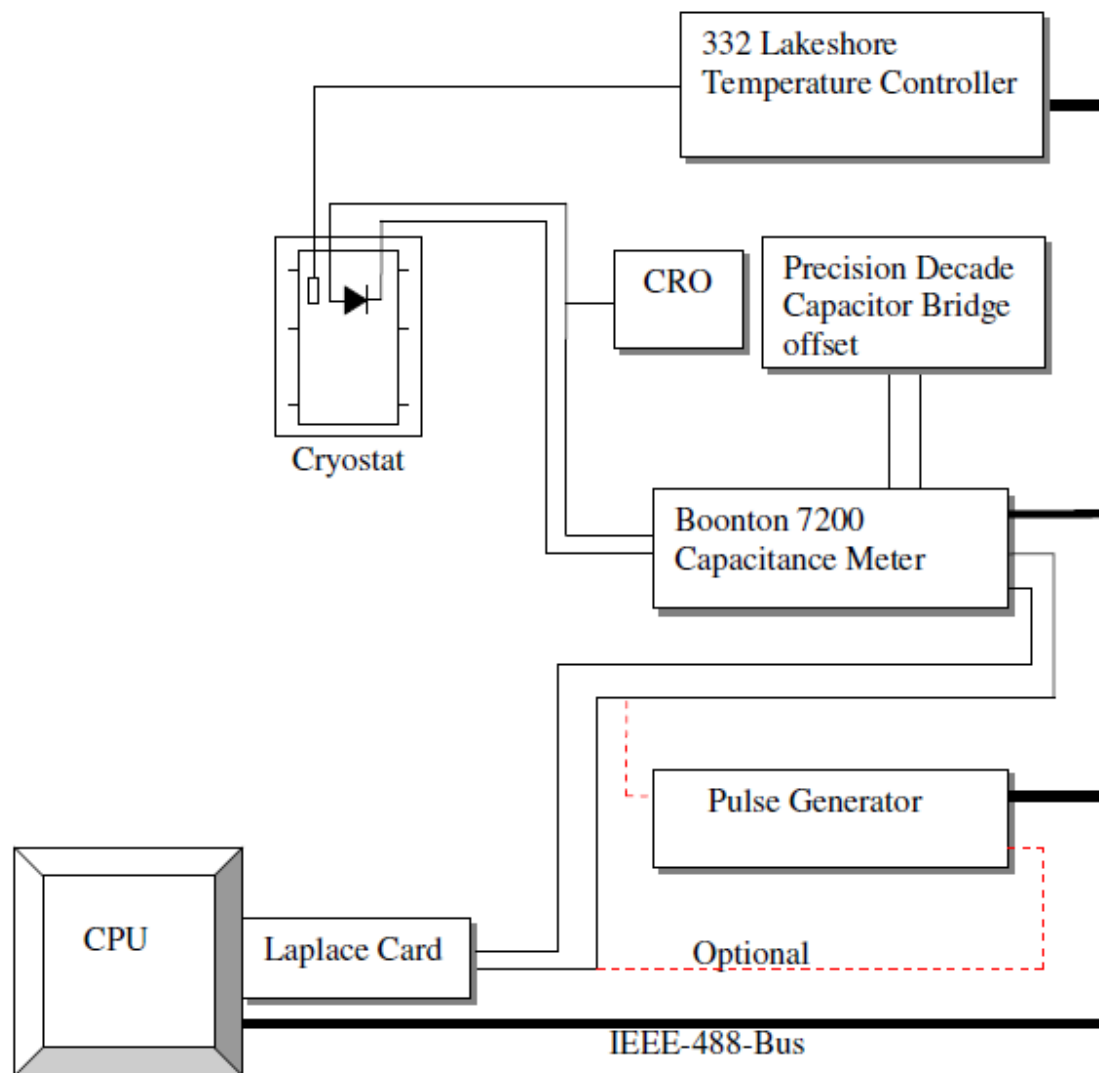


a) Pułapkowanie elektronów

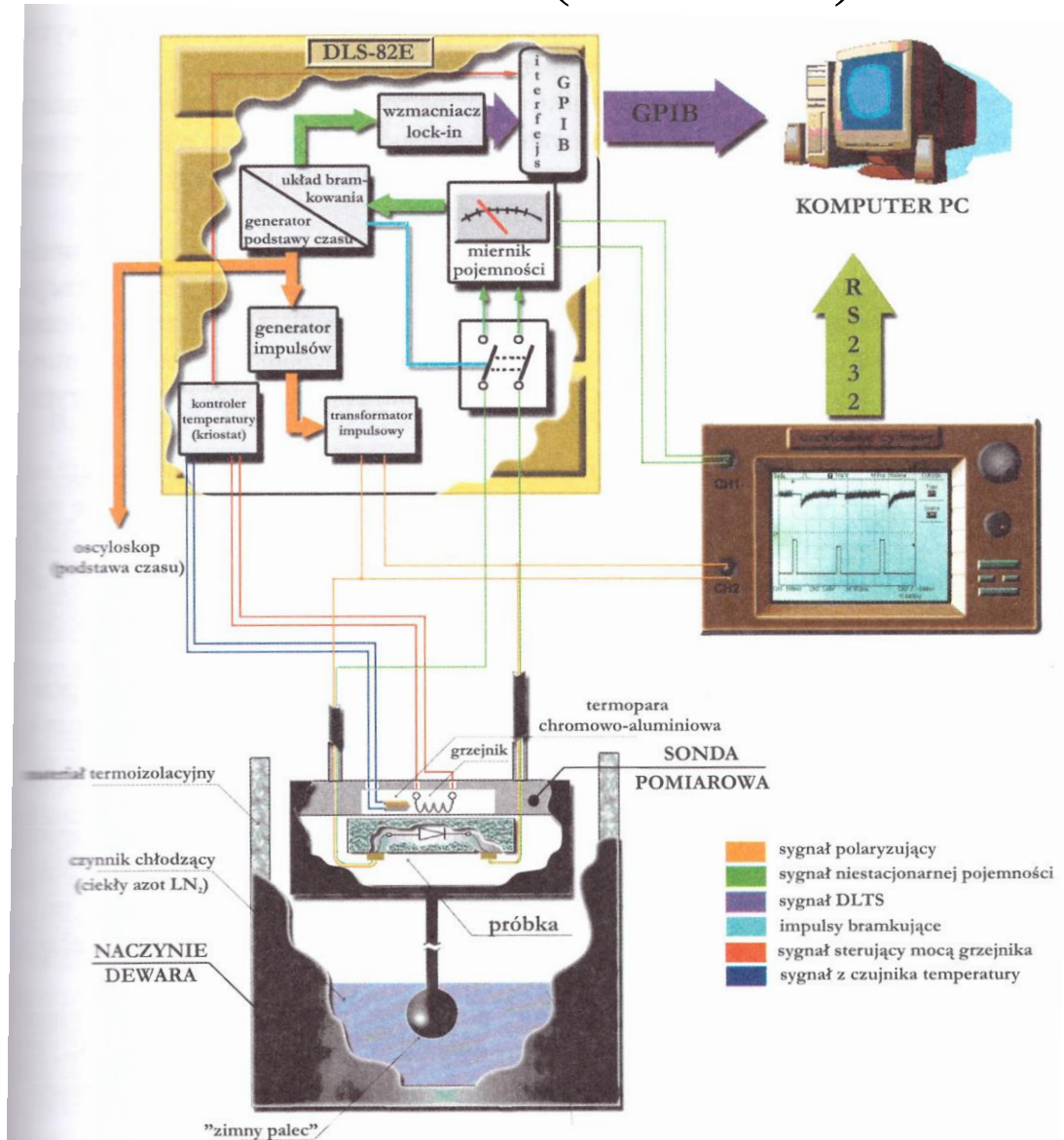
b) Zagięcie pasm w wyniku pułapkowania elektronów

c) Emisja nośników po spolaryzowaniu złącza napięciem w kierunku zaporowym

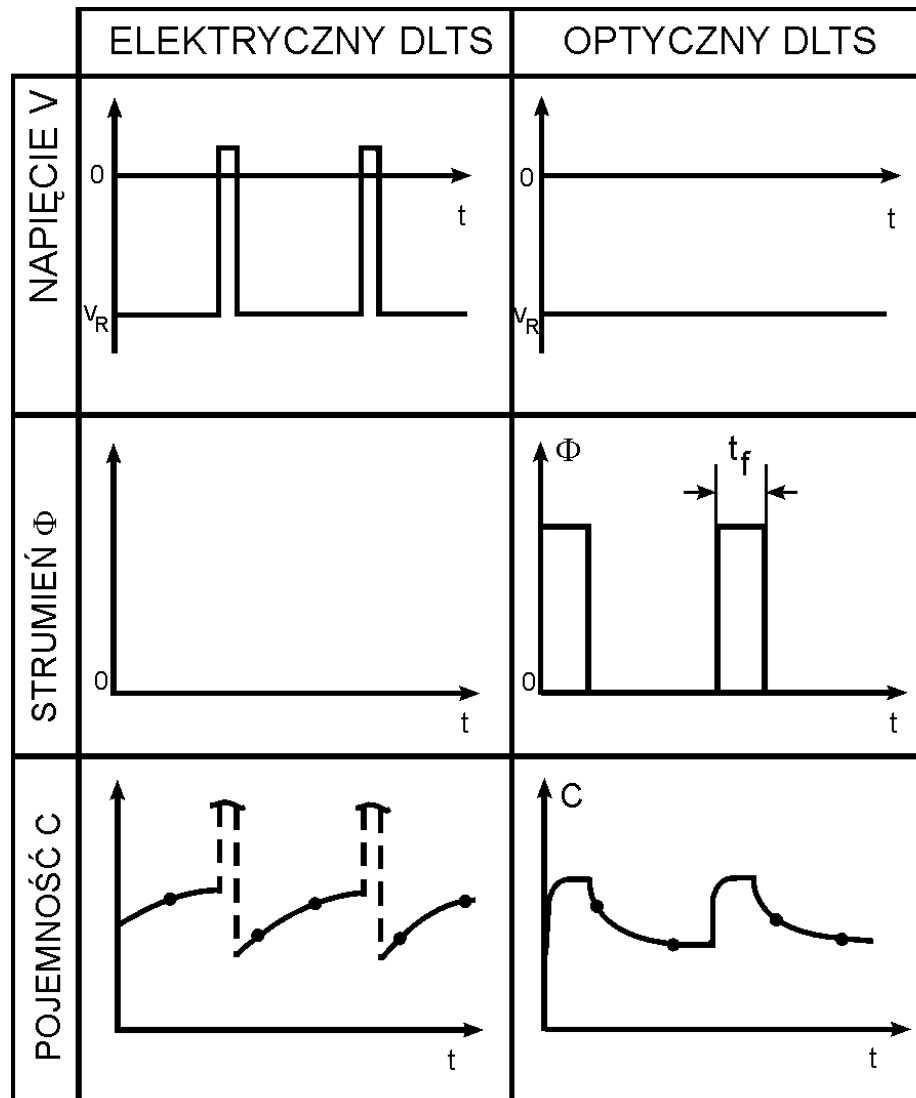
Układ cyfrowy do pomiaru DLTS i LDLTS (20K-500K)



DLS82E (80-350K)



DLOS i ODLTS



DLOS

	ELEKTRYCZNY DLOS	TEMPERATUROWY DLOS	OPTYCZNY DLOS
NAPIĘCIE V			
STRUMIEŃ Φ			
POJEMNOŚĆ C			
T	T = const (niska temperatura)	T = const (wysoka temperatura)	T = const (wysoka temperatura)

$$\left. \frac{dC}{dt} \right|_{t=0} \sim \sigma_{n0}$$

$$\left. \frac{dC}{dt} \right|_{t=0} \sim \sigma_{p0}$$