

OŚRODEK
NAUKOWO-
PRODUKCYJNY
MATERIAŁÓW
PÓŁPRZEWODNIKOWYCH
WARSZAWA

PRACE ONPMP

WARUNKI GENERACJI
PROMIENIOWANIA
W CYNKOWYCH WARSTWACH
DYFUZYJNYCH
Z ARSENKU GALU

Autorzy pragną podziękować W. Rosińskiemu za zainteresowanie pracą i jej krytyczną analizę oraz D. Z. Garbuzowowi i M. Bugajskiemu za dyskusje w czasie jej prowadzenia.

**OŚRODEK NAUKOWO-PRODUKCYJNY
MATERIAŁÓW PÓŁPRZEWODNIKOWYCH**

**Edward PIETRAS
Paweł KAMIŃSKI**

WARUNKI GENERACJI PROMIENIOWANIA W CYNKOWYCH WARSTWACH DYFUZYJNYCH Z ARSENKU GALU

KOLEGIUM REDAKCYJNE

Redaktor Naczelny: Bolesław JAKOWLEW
Z-ca Redaktora Naczelnego: Paweł DRZEWIECKI

Redaktorzy Działowi

Jan BEKISZ
Bohdan CISZEWSKI
Zenon HORUBAŁA
Andrzej HRUBAN
Czesław JAWORSKI
Edward SZABELSKI
Andrzej TACZANOWSKI
Władysław WŁOSIŃSKI

Sekretarz Redakcji: Krystyna GÓRSKA

Adres Redakcji:
ul. Konstruktorska 6, 02-673 Warszawa
tel. 43-74-61, 43-54-24

WPROWADZENIE

Analiza warunków przemiany elektroluminescencyjnej w dyfuzyjnych złączach p-n, w przypadku powiązania własności luminescencyjnych warstwy dyfuzyjnej i mocy generowanego promieniowania z własnościami materiału wyjściowego i warunkami procesu dyfuzji, pozwala na optymalizację technologii uwzględniającą zasadniczy dla wszystkich przyrządów świecących aspekt materiałowy zagadnienia.

W niniejszej pracy rozpatrzono mechanizmy rekombinacyjne determinujące rozkłady czasu życia elektronów w cynkowych warstwach dyfuzyjnych stosowanych w technologii diod elektroluminescencyjnych /DEL/ z arsenku galu. Uwzględniając własności materiału wyjściowego, dla typowych rozkładów koncentracji cynku wyznaczono rozkłady koncentracji wstrzykiwanych elektronów, sprawności rekombinacji promienistej oraz rozkłady prędkości rekombinacji promienistej i całkowitej. Określono zależności mocy generowanego promieniowania od szerokości obszaru zawartego w zakresie koncentracji cynku $N_{Zn} : N_D \div 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Przedstawiona metodyka obliczeniowa może być wykorzystana do analizy warunków generacji promieniowania oraz optymalizacji parametrów także w przypadku innego typu diod elektroluminescencyjnych.

1. SPRAWNOŚĆ PRZEMIANY ELEKTROLUMINESCENCYJNEJ

Sprawność przemiany elektroluminescencyjnej jest określana przez zewnętrzną wydajność kwantową, przedstawiającą w jednostce czasu stosunek ilości fotonów wyemitowanych na zewnątrz diody do ilości nośników przechodzących przez złącze p-n. Zewnętrzną wydajność kwantową możemy przedstawić jako zależność

$$\eta_z = \eta_o \cdot \eta_i \cdot \eta_r \quad (1)$$

w której: η_o - jest sprawnością wyprowadzenia generowanego promieniowania
 η_i - sprawnością wstrzykiwania
 η_r - sprawnością rekombinacji promienistej

Wielkość współczynnika η_o zależy od sposobu wyprowadzania na zewnątrz generowanego promieniowania i własności absorpcyjnych materiału, jest więc przede wszystkim związana z konstrukcją przyrządu, ponieważ własności arsenku galu, jego jakość strukturalna i poziom zanieczyszczeń jedynie nieznacznie wpływają w zakresie energii fotonów /ok. 1,4 eV/ na współczynnik absorpcji [1] ÷ [3].

Sprawność wstrzykiwania określają poszczególne składowe prądy w punkcie pracy diody. W warunkach pracy typowych dyfuzyjnych DEL z GaAs dominującą składową prądu jest składowa dyfuzyjna. Prąd dyfuzyjny jest sumą prądu elektronów wstrzykiwanych w warstwę dyfuzyjną typu p i prądu dziur wstrzykiwanych do bazy diody.

Z względu na różnicę pomiędzy ruchliwością elektronów i dziur w arsenku galu, w prądzie dyfuzyjnym dominuje składowa elektronowa. Ponieważ energia promieniowania generowanego w wyniku rekombinacji wstrzykiwanych w obszar bazy dziur jest większa niż energia promieniowania generowanego w wyniku rekombinacji elek-

tronów wstrzykiwanych w warstwę dyfuzyjną, promieniowanie to będzie silniej pochłaniane. Tak więc generacja promieniowania jest związana ze składową elektryczną prądu dyfuzyjnego, a obszar czynny dyfuzyjnych DEL z GaAs znajduje się w warstwie dyfuzyjnej. Jej własności luminescencyjne opisuje sprawność rekombinacji promienistej η_r . Parametr ten będzie decydował o sprawności elektroluminescencyjnej przemiany energii elektrycznej w promienistą, na którą tylko w ograniczonym zakresie wpływają zarówno sprawność wstrzykiwania η_i jak i sprawność wyprowadzania generowanego promieniowania η_o .

Sprawność rekombinacji promienistej w elemencie objętości warstwy dyfuzyjnej możemy przedstawić jako stosunek prędkości rekombinacji promienistej do całkowitej prędkości rekombinacji wstrzykiwanych elektronów

$$\eta_r(x, y, z) = \frac{R_r(x, y, z)}{R(x, y, z)} \quad (2)$$

Prędkości te określają koncentracje elektronów, rekombinujących w jednostce czasu. Do prędkości rekombinacji promienistej proporcjonalna jest gęstość mocy generowanego promieniowania.

Rozpatrzmy przypadek jednowymiarowy, przyjmując, że początek układu współrzędnych jest położony w płaszczyźnie wstrzykiwania. Ponieważ prędkość rekombinacji określa koncentracja elektronów rekombinujących w jednostce, a czas życia elektronów jest odwrotnością prawdopodobieństwa zajścia aktu rekombinacji w jednostce czasu, prędkości rekombinacji promienistej i całkowitej możemy przedstawić w postaci zależności

$$R_r(x) = \frac{n'_p(x)}{\tau_r(x)} \quad (3)$$

$$R(x) = \frac{n'_p(x)}{\tau(x)} \quad (4)$$

w których $R_r(x)$, $R(x)$, $\tau_r(x)$, $\tau(x)$ i $n'_p(x)$ są odpowiednio prędkościami rekombinacji promienistej i całkowitej, czasem życia promienistym i całkowitym oraz koncentracją wstrzykiwanych elektronów w elemencie objętości położonym w odległości x od płaszczyzny wstrzykiwania.

W elemencie objętości warstwy dyfuzyjnej prawdopodobieństwo aktu rekombinacji w jednostce czasu możemy przedstawić jako sumę prawdopodobieństw rekombinacji promienistej i niepromienistej

$$\frac{1}{\tau(x)} = \frac{1}{\tau_r(x)} + \frac{1}{\tau_{nr}(x)} \quad (5)$$

i korzystając z zależności (2)÷(5) sprawność rekombinacji promienistej $\eta_r(x)$ możemy wyrazić w postaci

$$\eta_r(x) = \frac{\tau(x)}{\tau_r(x)} = \frac{1}{1 + \frac{\tau_r(x)}{\tau_{nr}(x)}} \quad (6)$$

Rozpatrzmy mechanizmy rekombinacyjne, determinujące rozkłady promienistego i niepromienistego czasu życia elektronów w warstwie dyfuzyjnej.

1.1. Promienisty czas życia elektronów

Zasadniczymi mechanizmami rekombinacji promienistej w cynkowych warstwach dyfuzyjnych są: rekombinacja pasmo-akceptor /BA/ i rekombinacja pasmo-pasmo /BB/.

Wpływ obecności centrów rekombinacyjnych na czas życia elektronów w warstwie dyfuzyjnej możemy opisać ogólnie znanym wyrażeniem, przedstawiającym prawdopodobieństwo aktu rekombinacji w jednostce czasu

$$\frac{1}{\tau(x)} = \sum_j n_j \cdot \bar{v}_n \cdot p_j \quad (7)$$

W nim: $\bar{\sigma}_{nj}$ jest przekrojem czynnym na wychwyt elektronów przez j-te centrum rekombinacji,

\bar{v}_n jest średnią prędkością termiczną elektronów,

p_j jest koncentracją dziur na j-tym centrum rekombinacyjnym

Prawdopodobieństwo w jednostce czasu rekombinacji promienistej elektronów z pasma przewodnictwa z dziurami zlokalizowanymi na dyskretnym poziomie akceptorowym możemy dla przypadku cynkowych warstw dyfuzyjnych w GaAs zapisać w postaci analogicznej do zależności (7)

$$\frac{1}{\tau_{r, BA}(x)} = \bar{\sigma}_r \bar{v}_n p_A(x) \quad (8)$$

w której $p_A(x)$ jest zależna od koncentracji cynku koncentracją dziur, zlokalizowanych na poziomie cynkowym. Odpowiada ona koncentracji neutralnych akceptorów

$$N_A^0 = N_A - N_D - p, \quad (9)$$

gdzie p jest koncentracją dziur w pasmie walencyjnym [4].

W pracy [5] wykazano, że w GaAs prawdopodobieństwo rekombinacji promienistej BA jest wyższe od prawdopodobieństwa rekombinacji BB dla koncentracji dziur większych od $4,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ / $T = 300 \text{ K}$ /. Dla koncentracji dziur $4,8 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ zgodnie z [5] $\tau_{r, BA} = \tau_{r, BB} = 7 \cdot 10^{-9} \text{ s}$. W pracy tej nie uwzględniono jednak rozszczepienia się w zakresie wyższych koncentracji poziomu akceptorowego i powstawania pasma domieszkowego.

Zgodnie z [6] czynnikiem decydującym o przydatności modelu rekombinacji promienistej BA jest koncentracja domieszki akceptorowej. Jest to oczywiste, gdyż podstawowym warunkiem słuszności zależności [8] jest istnienie dyskretnego poziomu akceptorowego. W pewnym przybliżeniu model ten może być rozpatrywany i w przypadku obecności pasma domieszkowego, gdy przekrywanie się funkcji falowych sąsiadujących atomów domieszki będzie nieznaczne /promień Bohrowski jest ciągle mniejszy od średniej odległości pomiędzy atomami cynku/ i w rezultacie promienisty czas życia będzie się nieznacznie różnić od przypadku, gdy analiza dotyczy dyskretnego poziomu akceptorowego [6].

Możliwość tę wykorzystał D.Z. Garbuzow [7] rozpatrując przypadek Ge w GaAs i uwzględniając spadek energii aktywacji wraz ze wzrostem koncentracji domieszki akceptorowej. Zgodnie z [7] dla koncentracji dziur $p = 9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $\tau_{rBA} = \tau_{rBB} = 5 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.

Niemniej wyników eksperymentalnych pracy [7] nie można wytłumaczyć za pomocą modelu rekombinacji promienistej BA. Są one raczej zgodne z rozpatrywanym jednocześnie w pracy [7] modelem rekombinacji promienistej BB dla najprostszego przypadku rekombinacji krawędziowej.

W cynkowych warstwach dyfuzyjnych, w zakresie koncentracji cynku wyższych od $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ [8], mamy jednak do czynienia z quasi-krawędziową rekombinacją elektronów ze zlewającego się z pasmem przewodnictwa pasma tellurowego z dziurami w paśmie cynkowym, zlewającym się z pasmem walencyjnym. Model taki rozpatrzono w pracy [2], w której uzyskano dobrą zgodność danych eksperymentalnych i teoretycznych dla przypadku Zn w GaAs.

Zgodnie z [2] im wyższa koncentracja dziur tym niższy będzie promienisty czas życia τ_{rBB} . Zmiana koncentracji dziur od $1,2 \cdot 10^{18}$ do $1,6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ powoduje spadek promienistego czasu życia elektronów od 2,6 do $0,37 \cdot 10^{-9} \text{ s}$. Należy dodać, że dla przejść pasmo-pasmo istnieje graniczna wartość promienistego czasu życia elektronów. Odpowiada ona sytuacji, gdy w procesie rekombinacji biorą udział dziury, zajmujące w pasmie walencyjnym wszystkie stany dozwolone warunkiem zachowania momentu pędu. Zgodnie z [6] $\tau_{rBB}/\text{min} = 0,31 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.

W pracy [9], w której uwzględniono oddziaływanie Coulombowskie elektron-dziura, otrzymano wartość $\tau_{rBB}/\text{min} = 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ s}$.

1.2. Niepromienisty czas życia elektronów

Prawdopodobieństwo w jednostce czasu aktu rekombinacji niepromienistej możemy wyrazić poprzez sumę składowych, reprezentujących wpływ poszczególnych mechanizmów rekombinacji niepromienistej

$$\frac{1}{\tau_{nr}(x)} = \sum_k \frac{1}{\tau_{nr,k}(x)} \quad (10)$$

W przypadku warstw dyfuzyjnych w GaAs rozkład niepromienistego czasu życia elektronów możemy przedstawić w postaci

$$\frac{1}{\tau_{nr}(x, T)} = \alpha(T) + \beta(x, T) + \nu(x, T) + \delta(x, T) \quad (11)$$

W zależności (11) pierwsza składowa reprezentuje procesy fononowe, jakie występowałyby w idealnym strukturalnie materiale niedomieszkowanym. Jest ona związana z temperaturą poprzez gęstość fononów. Dla koncentracji dziur w warstwach dyfuzyjnych, zazwyczaj wyższych od $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, można ją całkowicie pominąć.

Składowa druga zależności (11) przedstawia wpływ znajdujących się w warstwie dyfuzyjnej defektowych centrów rekombinacyjnych, a składowe trzecia i czwarta - odpowiednio wpływy procesów rekombinacji Augera i rekombinacji powierzchniowej.

W przypadku centrów defektowych rekombinacji niepromienistej w cynkowych warstwach dyfuzyjnych, przyjmując model Shockleya-Reada-Halla /SRH/ centrum

rekombinacyjnego, które może znajdować się w dwóch stanach ładunkowych i jest charakteryzowane jednym efektywnym poziomem energetycznym, rozkład niepromienistej czasu życia elektronów możemy przedstawić w postaci zależności analogicznej do zależności [7],

$$\tau_{nr}^{-1} x = \sum_i \delta_{nj} \nu_n N_{ij}(x) \quad (12)$$

Przyjęto tutaj, że centra /defektowe/ nie są obsadzone elektronami. Oznacza to, że koncentracja dziur p, odpowiada koncentracji centrów defektowych rekombinacji niepromienistej N_{ij} . Założenie to będzie tym lepiej spełnione im bliżej środka

przerwy zabronionej GaAs będą położone poziomy energetyczne "wzrostowych" centrów defektowych i im wyższa będzie koncentracja dziur w analizowanym obszarze.

Centra defektowe rekombinacji niepromienistej w warstwie dyfuzyjnej to centra defektowe istniejące w materiale wyjściowym oraz centra defektowe wprowadzane w czasie dyfuzji. Zakładamy przy tym, że wpływ procesu dyfuzji na strukturę defektową materiału wyjściowego możemy przedstawić wprowadzając nową składową niepromienistej czasu życia elektronów, związaną z "procesowymi" centrami defektowymi. Należy jednocześnie pamiętać, że w warstwie dyfuzyjnej inny jest przekrój czynny na wychwytywanie elektronów "wzrostowych" centrów defektowych. Często centra defektowe, będące dla elektronów w materiale typu n centrami odpychającymi, a więc centrami o przekrojach czynnych $10^{-17} \div 10^{-22} \text{ cm}^2$, mogą być dla nich w materiale typu p centrami przyciągającymi, o zazwyczaj największych przekrojach czynnych $10^{-12} \div 10^{-15} \text{ cm}^2$ [9, 10].

1.2.1. Wzrostowe centra defektowe

Można przyjąć, że wzrostowe centra defektowe rekombinacji niepromienistej są rozłożone w przybliżeniu równomiernie, a więc ich koncentracja w warstwie dyfuzyjnej nie zależy od współrzędnej x.

Defektami strukturalnymi materiału wyjściowego, wchodzącymi w skład centrów rekombinacyjnych, będących w temperaturze pokojowej wydajnymi centrami rekombinacji niepromienistej, są przede wszystkim defekty punktowe - luki w podsieci galu V_{Ga} lub arsenu V_{As} /np. [11] ÷ [15]/, zanieczyszczenia /np. [16] ÷ [20]/, bądź wydzielenia domieszki donorowej [21] ÷ [24].

W pracy [14] wykazano, że właściwa kontrola stechiometrii materiału w obszarze czynnym w czasie wzrostu decyduje o jego własnościach luminescencyjnych. Wśród zanieczyszczeń szczególnie Cu, ze względu na bardzo duży współczynnik dyfuzji oraz łatwość tworzenia wraz z innymi defektami strukturalnymi kompleksów, znacznie obniża sprawność rekombinacji promienistej [16] ÷ [18]. Graniczna koncentracja domieszki donorowej, po przekroczeniu której obserwuje się jej wydzielenia wchodzące w skład centrów rekombinacji niepromienistej, zależy zarówno od rodzaju domieszki - Se [21], [22], Te [23] ÷ [25], czy Si [25], [26], jak i od technologii wytwarzania materiału /np. [23] ÷ [26]/.

Z defektów wielowymiarowych najsilniej na rekombinację nadmiarowych nośników ładunku wpływają dyslokacje [3], [27] ÷ [33].

Na odwzorowaniach katodoluminescencyjnych obraz dyslokacji stanowi ciemną plamkę, otoczoną jaśniejszym obszarem o nieco podwyższonej sprawności rekombinacji promienistej [27]. Obecność tego ostatniego wynika z geterującego oddziaływania dyslokacji na defekty punktowe, co prowadzi do tworzenia się wokół dyslokacji tzw. atmosfery Cottrella. Podobne odwzorowania uzyskano w badaniach fotoluminescencyjnych [22] ÷ [31].

Wpływ dyslokacji na sprawność rekombinacji promienistej zależy przede wszystkim od typu dyslokacji. Istotne jest więc, czy są nimi dyslokacje śrubowe czy krawędziowe, dyslokacje typu α czy β , dyslokacje ruchome czy zakotwiczone. Ważna jest ich atmosfera Cottrella, która z kolei zależy od metody ich wprowadzania oraz dalszych obróbek termicznych materiału. Nie bez znaczenia jest też ich kierunek w stosunku do kierunku transportu nadmiarowych nośników ładunku. Oddziaływanie dyslokacji na sprawność rekombinacji promienistej zależy także od własności rekombinacyjnych samego materiału.

Silny wpływ dyslokacji na sprawność rekombinacji promienistej zaczyna się przejawiać [29], gdy średnia odległość pomiędzy dyslokacjami

$$l = N_{\text{dysl}}^{-\frac{1}{2}} \quad (13)$$

staje się porównywalna z długością drogi dyfuzji elektronów

$$L(x) = [D(x)\tau(x)]^{\frac{1}{2}} \quad (14)$$

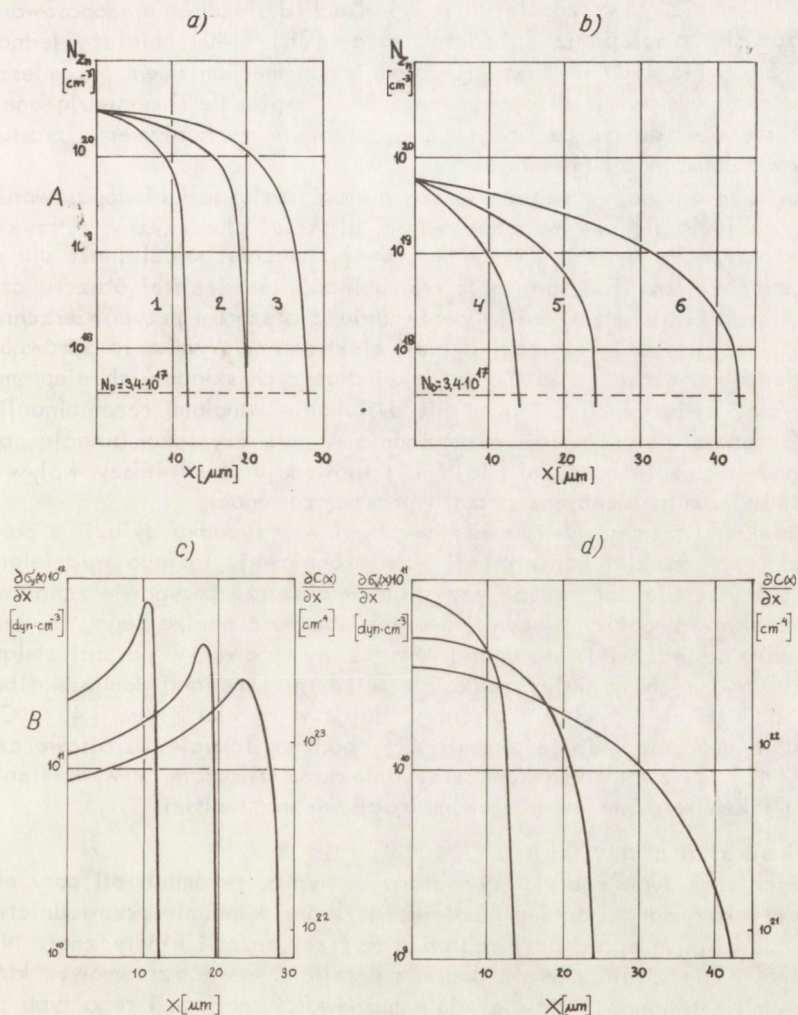
Należy dodać, że analizowane "wzrostowe" defekty strukturalne, a wśród nich przede wszystkim dyslokacje, obniżają moc promieniowania złącz p-n nie tylko poprzez wpływ na własności luminescencyjne materiału, lecz także wpływając na proces wytworzenia samej struktury przyrządu, np. na proces dyfuzji. Istotny jest też ich wpływ na powstawanie "procesowych" defektów strukturalnych.

1.2.2. Procesowe defekty strukturalne

Rozkład koncentracji "procesowych" centrów defektowych w warstwie dyfuzyjnej zależy od warunków wygrzewania dyfuzyjnego /temperatury, czasu i ciśnienia par arsenu w czasie dyfuzji/ oraz od uzyskanego w wyniku dyfuzji rozkładu atomów cynku. Pierwsze określają zawartość wprowadzanych centrów defektowych, związanych przede wszystkim z atomami miedzi, które tworzą wraz z wzrostowymi defektami strukturalnymi /kompleksy, będące wydajnymi centrami rekombinacji niepromienistej. Ich koncentracja maleje wraz z oddalaniem się od powierzchni. W obszarze przypowierzchniowym mogą też występować centra defektowe rekombinacji niepromienistej związane z dekompozycją powierzchni w czasie procesu dyfuzji, a więc z naruszeniami stechiometrii GaAs. Z kolei z rozkładem koncentracji wprowadzonych atomów cynku są związane generowane w czasie dyfuzji defekty strukturalne [34] ÷ [46], wśród których zasadniczymi są dyslokacje niedopasowania [35],[37], związane z różnicą promieni atomowych Zn /1,31 Å/ i zastępowanego Ga /1,26 Å/ w podsięci galowej GaAs. Zgodnie z teorią Prussina [47], która, jak wykazano np. w pracach [36],[39],[40], pozwala na opis mechanizmu generacji dyslokacji niedopasowania, są one generowane, gdy zależne od koncentracji powierzchniowej cynku naprężenia mechaniczne przekroczą wartość naprężeń progu plastyczności GaAs. W obszarze generacji ich gęstość, a zatem i objętościowa gęstość stanów dyslokacyjnych, proporcjonalna jest do gradientu koncentracji cynku. Dla temperatury dyfuzji 800°C naprężenia progu plastyczności GaAs typu p oszacowano [40] na $4 \cdot 10^7$ dyn/cm², a odpowiadającą im koncentrację powierzchniową cynku, niezbędną dla generacji dyslokacji niedopasowania, na $4 \cdot 10^{19}$ cm⁻³.

Wykorzystując dane pracy [40] na rys. 1. przedstawiono, obliczone poprzez różniczkowanie graficzne dla typowych rozkładów koncentracji cynku uzyskanych

w wyniku dyfuzji z pary nasyconej /1-3/ i nienasyconej /4-6/ w temperaturze 800°C, rozkłady gradientu naprężeń /skala lewa/ i gradientu koncentracji cynku /skala prawa/. Do tego ostatniego, jak już było powiedziane, w obszarze generacji dyslokacji jest proporcjonalna ich gęstość.



Rys. 1. Typowe rozkłady koncentracji cynku dla dyfuzji z pary nasyconej /krzywe 1-3/ i nienasyconej /krzywe 4-6/ - rys. 1a i 1b - oraz odpowiadające im rozkłady gradientu naprężeń /skala lewa/ i gradientu koncentracji cynku /skala prawa/ - rys. 1c i 1d

Zgodnie z danymi przedstawionymi na rys. 1, gęstość wygenerowanych dyslokacji niedopasowania będzie prawie o rząd wielkości mniejsza w przypadku dyfuzji z pary nienasyconej. Jednocześnie, ponieważ dla dyfuzji z pary nienasyconej obszar maksymalnego gradientu koncentracji znajduje się przy powierzchni, tu też gęstość wygenerowanych dyslokacji będzie maksymalna. Dla dyfuzji z pary nasyconej obszar maksymalnego gradientu znajduje się w zakresie koncentracji cynku $4 \div 8 \cdot 10^{19}$ cm^{-3} .

Niezakotwiczone dyslokacje niedopasowania mogą przemieszczać się w obszarze deformacji plastycznej. Faktu tego nie uwzględnia teoria Prussina. Często w badaniach eksperymentalnych /np. [35],[36],[40]/, dla dyfuzji z pary nasyconej maksymalną gęstość dyslokacji niedopasowania obserwuje się głębiej, w zakresie koncentracji $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. W szczególnych przypadkach dyslokacje niedopasowania mogą przemieszczać się nawet poniżej linii złącza p-n [38] ÷ [40]. Należy jednocześnie podkreślić, że ze względu na fakt, iż zasadniczym mechanizmem przemieszczania się generowanych dyslokacji niedopasowania jest "wspinanie", generują one w czasie swojego ruchu wakanse, co może być dodatkowym mechanizmem wzrostu zawartości centrów rekombinacji promienistej.

Tak więc, z uwagi na znacznie większą gęstość dyslokacji niedopasowania oraz na fakt, że znajdują się one w bezpośredniej bliskości płaszczyzny wstrzykiwania, będą one w przypadku dyfuzji z pary nasyconej znacznie bardziej niż dla dyfuzji z pary nienasyconej obniżać sprawność rekombinacji promienistej obszaru czynnego DEL. W obszarze przyzłęczowym, w porównaniu z obszarem przypowierzchniowym, znacznie większa jest długość drogi dyfuzji elektronów. Wynika to zarówno z dłuższego promienistego czasu życia $\tau_r(x)$, jak i dłuższych składowych niepromienistego czasu życia, związanych z innymi niż dyslokacje kanałami rekombinacji niepromienistej /obecnością wydzielen, rekombinacją Augera czy rekombinacją powierzchniową/. Zgodnie z zależnościami [13] ÷ [14] spowoduje to silniejszy wpływ dyslokacji na własności luminescencyjne obszaru przyzłęczowego.

Innymi defektami procesowymi, obserwowanymi w przypadku dyfuzji z pary nasyconej cynku przy wysokiej koncentracji powierzchniowej, są jego wydzielenia [40] ÷ [46]. Występują one przede wszystkim w obszarze przypowierzchniowym, w postaci kompleksów bogatych w cynk, których obecność obniża jego zawartość w bezpośrednim sąsiedztwie [41]. Mogą również występować w postaci związku typu ZnX [46], będącego wynikiem reakcji z bliżej nieokreśloną domieszką bądź domieszkami, a więc na przykład z arsenem, dając w wyniku ZnAs_2 [45]. Często wydzielenia te dekorują granice ziaren [42], bądź dyslokacje wzrostowe czy procesowe [40],[42]. Niewątpliwie kompleksy defektowe związane z wydzieleniami cynku stanowią także wydajne centra rekombinacji niepromienistej.

1.2.3. Rekombinacja Augera

W procesach tego typu energia wyzwalana w wyniku rekombinacji pary elektron-dziura jest przekazywana trzeciemu nośnikowi, który w pasmie przewodnictwa lub w pasmie walencyjnym przechodzi w stan o wyższej energii kinetycznej. Nośnik ten może następnie tracić energię poprzez przejścia wewnątrzpasmoste, którym towarzyszy emisja fononów. Istnieje wiele możliwości realizacji tego typu przejść, będących na przykład przejściami typu pasmo-pasmo lub przejściami wykorzystującymi centra rekombinacyjne bądź pułapkowe [48]. W przypadku cynkowych warstw dyfuzyjnych w GaAs należy rozpatrzyć pierwsze dwa mechanizmy.

W zakresie niskich koncentracji dziur $p(x) \leq 2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, w temperaturze pokojowej niepromieniste czasy życia elektronów związane z rekombinacją Augera pasmo-pasmo τ_{A}^{BB} są znacznie dłuższe od niepromienistych czasów życia, wynikających z obecności w warstwie dyfuzyjnej centrów defektowych rekombinacji niepromienistej. Tak więc L.R.Weisberg [49], przyjmując najprostszy model Landsberga-Beattie nie uwzględniający złożonej struktury pasma walencyjnego [50], wykazał, że dla koncentracji dziur $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ $\tau_{A}^{BB} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ s}$. Wielkość ta jest jednak

znacznie zaniżona ze względu na nieprawidłowe przyjęcie pewnych danych liczbowych [7]. Zschauer [51] przyjmując te same założenia teoretyczne uzyskał dla koncentracji dziur $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ niepromienisty czas życia elektronów dla rekombinacji Augera pasmo-pasmo równy 10^2 s . M. Takeshima [52], uwzględniając złożoność struktury pasma walencyjnego, dla koncentracji dziur $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ otrzymał $\tau_{\text{A}}^{\text{BB}} \simeq 10^{-4} \text{ s}$, wykazując jednocześnie bardzo silną zależność temperaturową w zakresie $T = 250 \div 400 \text{ K}$ czasu życia elektronów dla rekombinacji Augera pasmo-pasmo.

W zakresie wysokich koncentracji dziur rekombinacja Augera pasmo-pasmo może być dominującym mechanizmem rekombinacji niepromienistej, szczególnie w przypadku materiałów o dobrych własnościach luminescencyjnych. Jak wykazał Zschauer [51] w temperaturze ciekłego azotu niepromienisty czas życia elektronów w przypadku rekombinacji Augera w GaAs typu p, dla przejść dziur z podpasma dziur ciężkich do podpasma, powstałego z rozszczepienia pasma walencyjnego, jest dla koncentracji dziur większych od $6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ mniejszy od minimalnego promienistego czasu życia elektronów $\tau_{\text{r}}^{\text{BB}} / \text{min}$.

Ponieważ wzrost temperatury powoduje wzrost prawdopodobieństwa rekombinacji Augera pasmo-pasmo ze względu na wzrost energii nośników, można przyjąć, że w temperaturze pokojowej, dla materiałów o średnich i dobrych własnościach luminescencyjnych, mechanizm ten zaczyna odgrywać istotną rolę dla koncentracji dziur wyższych od $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Rekombinacja Augera na neutralnym akceptorze [49], zgodnie z pracą [7] determinuje spadek sprawności rekombinacji promienistej wraz ze wzrostem koncentracji dziur powyżej $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, w otrzymanym poprzez epitaksję z fazy ciekłej GaAs domieszkowanym Ge. W zakresie koncentracji dziur $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3} \div 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ niepromienisty czas życia elektronów dla rekombinacji Augera na neutralnym akceptorze $\tau_{\text{A}}^{\text{BA}}$ maleje od $2 \cdot 10^{-8}$ do 10^{-9} s . Zgodność danych eksperymentalnych i teoretycznych uzyskano w pracy [7], uwzględniając spadek energii aktywacji Ge w GaAs wraz ze wzrostem koncentracji dziur. Dla obliczeń przeprowadzonych przy przyjęciu stałej energii aktywacji Ge w GaAs, odpowiadającej danym eksperymentalnym dla zakresu niskich koncentracji akceptorów /0,04 eV/ w wyżej wymienionej pracy otrzymano wartości $\tau_{\text{A}}^{\text{BA}}$ o rząd wielkości krótsze.

Przyjmując powyższe założenia dla przypadku Zn w GaAs, a więc wykorzystując model L.R. Weisberga [49], który dla $p = 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ przyjął odpowiadającą niskiej koncentracji akceptorów eksperymentalną wartość $E_{\text{A}} = 0,02 \text{ eV}$, obliczono wartości $\tau_{\text{A}}^{\text{BA}}$ dla kilku koncentracji atomów cynku /tabl. 1/.

Uwzględnienie spadku energii aktywacji Zn [53] wraz ze wzrostem koncentracji dziur

$$E_{\text{A}} = 0,038 - 2,34 \cdot 10^{-8} \left(p + N_{\text{D}} \right)^{-\frac{1}{3}} \quad (15)$$

w zakresie $5,4 \cdot 10^{17} \div 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, podobnie jak w przypadku Ge, zwiększy wartości $\tau_{\text{A}}^{\text{BA}}$ o ponad rząd.

ZALEŻNOŚCI KONCENTRACJI DZIUR I NEUTRALNYCH AKCEPTORÓW ORAZ CZASU ŻYCIA ELEKTRONÓW DLA REKOMBINACJI AUGERA NA NEUTRALNYM AKCEPTORZE OD KONCENTRACJI ATOMÓW CYNKU W GaAs TYPU p

$$N_D = 3,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}, \quad E_A = 0,02 \text{ eV/}$$

$N_{Zn} \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$5,4 \cdot 10^{17}$	$8,4 \cdot 10^{17}$	$1 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{18}$
$P_o \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$1,4 \cdot 10^{17}$	$3,1 \cdot 10^{17}$	$4 \cdot 10^{17}$	$9,6 \cdot 10^{17}$
$N_A^o \text{ (cm}^{-3}\text{)}$	$6,1 \cdot 10^{16}$	$1,9 \cdot 10^{17}$	$2,7 \cdot 10^{17}$	$7 \cdot 10^{17}$
$\tau_A^{BA} \text{ (s)}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-7}$	$2,5 \cdot 10^{-7}$	$6,1 \cdot 10^{-8}$

Zgodnie z powyżej przedstawionymi rozważaniami, choć w analizowanym zakresie niskich koncentracji cynku rekombinacja Augera na neutralnym akceptorze jest bardziej prawdopodobna od rekombinacji Augera pasmo-pasmo, jest ona do pominięcia w porównaniu z rekombinacją niepromienistą, związaną z obecnością centrów defektowych. Należy dodać, że przedstawione w tabl. 1 dane mają charakter szacunkowy, gdyż model neutralnego akceptora nie uwzględnia faktu rozszczepiania się poziomu cynkowego dla koncentracji rzędu $1,5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ i powstawania pasma domieszkowego.

1.2.4. Rekombinacja powierzchniowa

Wpływ powierzchni na rekombinację nadmiarowych elektronów w warstwie dyfuzyjnej zależy zarówno od stanu powierzchni /zawartości i parametrów centrów rekombinacji powierzchniowej/, jak i od parametrów materiału: długości drogi dyfuzji i czasu życia elektronów w obszarze przypowierzchniowym. Przyjmując, że wielkości te w obszarze przypowierzchniowym nie zależą od współrzędnej x , prawdopodobieństwo rekombinacji nadmiarowych elektronów na powierzchni możemy przedstawić, analogicznie jak w [54], jako

$$\frac{1}{\tau_s(0)} = \frac{1}{\tau} \left(1 + s \frac{\tau}{L} \right) \quad (16)$$

a w elemencie objętości dx warstwy dyfuzyjnej, położonym w odległości x od powierzchni

$$\frac{1}{\tau_s(x)} = \frac{1}{\tau} \left[1 + \left(\frac{\tau_s(0)}{\tau} - 1 \right) \exp\left(\frac{-x}{L}\right) \right]^{-1} \quad (17)$$

W zależnościach (16) i (17) $\tau_s(0)$ jest powierzchniowym czasem życia elektronów, a s - prędkością rekombinacji powierzchniowej.

Dla warstw dyfuzyjnych o odpowiednio bardzo dużej i małej zawartości jednorodnie rozłożonych centrów rekombinacji niepromienistej τ_{nr} równe $4 \cdot 10^{-9}$ i $2 \cdot 10^{-11}$ s/ czasy życia elektronów τ w obszarze przypowierzchniowym o koncentracji cynku $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ i powierzchniowe czasy życia elektronów $\tau_s(0)$ wynoszą odpowiednio około $2,35 \cdot 10^{-9}$ i $1,99 \cdot 10^{-11}$ s oraz $0,47 \cdot 10^{-9}$ i $0,74 \cdot 10^{-11}$ s /obliczenia przeprowadzono wg danych przedstawionych w Dodatku A, wykorzystując zależność $\tau_r(p)$ [2] oraz przyjmując zgodnie z [57], że prędkość rekombinacji powierzchniowej polerowanej powierzchni GaAs wynosi $10^6 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$.

Uznając za znaczący 10% wpływ rekombinacji powierzchniowej na sprawność rekombinacji promienistej materiału $\frac{\tau_s(x)}{\tau} = 0,9/$, łatwo oszacować, że zasięg

wpływu powierzchni na rekombinację wstrzykiwanych w warstwę dyfuzyjną elektronów będzie w obu wyżej wymienionych przypadkach równy 2,2 L i 2 L a więc odpowiednio będzie wynosić 1,2 i 0,24 μm .

Tak więc dla większości stosowanych w DEL z GaAs głębokości położenia złącz p-n wpływ ten będzie pomijalnie mały. Będzie on istotny tylko w przyrządach, w których ze względu na wyprowadzanie promieniowania od strony warstwy dyfuzyjnej, jej grubość jest porównywalna z długością drogi dyfuzji w obszarze przypowierzchniowym.

1.3. Sprawność rekombinacji promienistej

Rozpatrzmy własności luminescencyjne warstwy dyfuzyjnej opisywane rozkładem sprawności rekombinacji promienistej /zależność (6)/.

Prawdopodobieństwo rekombinacji promienistej, zgodnie z przeprowadzoną wyżej analizą, rośnie wraz ze wzrostem koncentracji dziur, dążąc w zakresie koncentracji dziur $p(x) \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ do wielkości stałej określonej wartością $\tau_{r, BB}(\text{min.})$. Z kolei w poszczególnych zakresach koncentracji cynku warstwy dyfuzyjnej rozkład prawdopodobieństwa rekombinacji niepromienistej determinują odpowiednie składowe niepromienistego czasu życia elektronów opisywanego zależnością (8).

W zakresie niskich koncentracji $p(x)$, to znaczy w obszarze przyłączowym warstwy dyfuzyjnej, niepromienisty czas życia elektronów określać będzie przede wszystkim zawartość w przybliżeniu jednorodnie rozłożonych "wzrostowych" centrów defektowych rekombinacji niepromienistej. W obszarze tym sprawność rekombinacji promienistej rośnie więc wraz ze wzrostem koncentracji dziur. Polepszają się zatem w miarę oddalania się od płaszczyzny wstrzykiwania własności luminescencyjne warstwy dyfuzyjnej.

W zakresie średnich koncentracji dziur, rzędu $0,8 \div 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ niepromienisty czas życia elektronów zależy będzie zarówno od wzrostowych, jak i procesowych centrów rekombinacji niepromienistej. Dla materiału wyjściowego o dobrych własnościach luminescencyjnych, w przypadku dyfuzji z pary nasyconej, przy dużym gradiencie koncentracji cynku w omawianym obszarze, centra defektowe związane z generacją dyslokacji niedopasowania mogą okazać się dominującymi centrami rekombinacji niepromienistej. W szczególnych przypadkach ich wpływ może rozciągać się nawet na cały obszar przyłączowy. Ponieważ zawartość procesowych centrów defektowych w zakresie średnich koncentracji dziur wzrasta wraz ze wzrostem ich koncentracji, maleć będzie związana z nimi składowa niepromienistego czasu życia elektronów. Jednocześnie coraz silniej zaznaczy się wpływ rekombinacji niepromienistej Augera /składowa 3 zależności (8)/.

W zakresie wysokich koncentracji dziur, znacznie wyższych od $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, rekombinacja Augera dla materiałów wyjściowych o dobrych i średnich własnościach luminescencyjnych będzie dominującym mechanizmem rekombinacji wstrzykiwanych w warstwę dyfuzyjną elektronów, ponieważ wzrost koncentracji dziur będzie gwałtownie zwiększał prawdopodobieństwo rekombinacji Augera, nie powodując wzrostu prawdopodobieństwa rekombinacji promienistej.

Dla bardzo płytkich złącz p-n należy pamiętać także o wpływie niepromienistej rekombinacji powierzchniowej /składowa 4 zależności (8)/, który, jak już było powiedziane, będzie tym silniejszy, im większa jest długość drogi dyfuzji elektronów w obszarze przypowierzchniowym, a więc im lepsze są w tym obszarze własności luminescencyjne materiału i niższa koncentracja cynku.

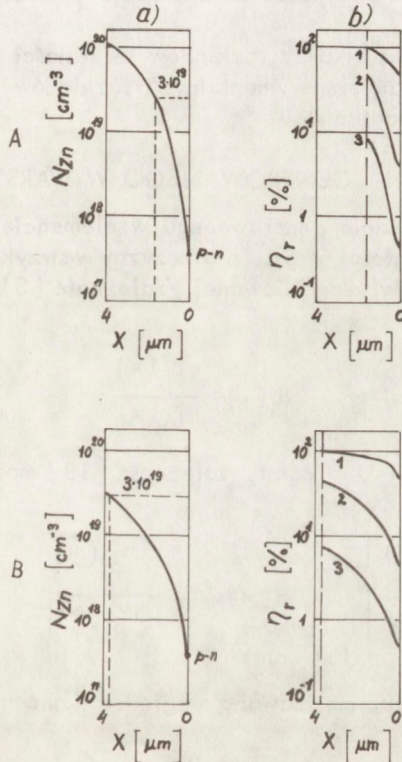
Tak więc w zakresie średnich koncentracji dziur rzędu $0,8 \div 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sprawność rekombinacji promienistej osiąga maksimum, a własności luminescencyjne warstwy dyfuzyjnej będą optymalne. Szerokość obszaru o maksymalnej w przybliżeniu stałej wartości sprawności rekombinacji promienistej zależy z jednej strony od koncentracji i parametrów centrów defektowych w materiale wyjściowym, a z drugiej - od rozkładu koncentracji i parametrów centrów defektowych wprowadzonych w czasie dyfuzji oraz od rekombinacji niepromienistej, związanej tak z wpływem rekombinacji Augera, jak i z ewentualnym wpływem powierzchni. Dla warstw dyfuzyjnych, w których możliwe byłoby przyjęcie założenia $\tau_{nr} = \text{const}$, w całym zakresie koncentracji cynku dla $N_{Zn} \approx 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ sprawność rekombinacji promienistej byłaby wielkością stałą.

Zasadnicze znaczenie dla sprawności przemiany energii elektrycznej w promienistą mają własności luminescencyjne tej części warstwy dyfuzyjnej, w której rekombinuje największa ilość wstrzykiwanych elektronów. Jest oczywiste, że będzie nią obszar przyłączowy i w nim znajduje się obszar czynny dyfuzyjnych DEL z GaAs. Obszar ten będzie się rozciągać na taką odległość płaszczyzny wstrzykiwania, na jakiej jeszcze będzie się znajdować znacząca ilość wstrzykiwanych elektronów. Tak więc szerokość tego obszaru określać będzie rozkład koncentracji wstrzykiwanych elektronów.

Przeprowadźmy analizę ilościową rozkładu sprawności rekombinacji promienistej /zależność (6)/ w tym obszarze. Niepromienisty czas życia elektronów możemy w nim przyjąć jako w przybliżeniu stały i zależny w znacznym stopniu od zawartości i parametrów centrów defektowych materiału wyjściowego. Analiza będzie przeprowadzona dla warstw dyfuzyjnych o typowych rozkładach koncentracji cynku,

otrzymanych w wyniku dyfuzji z pary nasyconej i nienasyconej w arsenek galu o koncentracji elektronów $3,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, różniących się zawartością centrów defektowych. Dane liczbowe niezbędne dla przeprowadzenia obliczeń przedstawiono w Dodatku A.

Rezultaty przeprowadzonej analizy zilustrowano na rys. 2. Liniją przerywaną zaznaczono na nim koncentrację cynku $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ oraz odpowiadającą tej koncentracji odległość od płaszczyzny wstrzykiwania.



Rys. 2. Rozkłady koncentracji cynku /a/ i sprawności rekombinacji promienistej /b/ w obszarze czynnym warstw dyfuzyjnych otrzymanych poprzez dyfuzję cynku z pary nasyconej /A/ i nienasyconej /B/: 1 - $\tau_{nr} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ s}$; 2 - $\tau_{nr} = 2,1 \cdot 10^{-10} \text{ s}$;

$$3 - \tau_{nr} = 2 \cdot 10^{-11} \text{ s}$$

W obszarze o koncentracji cynku $0,8 \pm 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ przeprowadzona analiza jest obarczona błędem, który zgodnie z przyjętymi założeniami jest tym większy, im wyższa koncentracja cynku i lepsze własności luminescencyjne materiału wyjściowego. Ze względu na możliwość generacji dyslokacji niedopasowania jest on znacznie

większy dla przypadku dyfuzji z pary nasyconej, w porównaniu z dyfuzją z pary nienasyconej.

Zgodnie z rys. 2, stosunek maksymalnej do minimalnej wartości sprawności rekombinacji promienistej jest tym większy, im mniejszy niepromienisty czas życia elektronów. Jednocześnie ze spadkiem niepromienistego czasu życia elektronów maleje maksymalna wartość sprawności rekombinacji promienistej, możliwa do osiągnięcia w warstwie dyfuzyjnej.

Niezależnie od rozkładu wdyfundowanego cynku i jego koncentracji powierzchniowej, poprawę własności luminescencyjnych w obszarze przyłączowym /rys. 2/ daje zastosowanie materiału wyjściowego, o możliwie dużej koncentracji elektronów o ile nie będzie to znacznie zwiększać zawartości centrów defektowych. W przypadku spełnienia tego ostatniego warunku, wzrost sprawności rekombinacji promienistej będzie tym silniejszy, im wyższa koncentracja centrów defektowych w materiale wyjściowym.

Rezultaty przeprowadzonej analizy rozkładów sprawności rekombinacji promienistej są zgodne z wynikami badań eksperymentalnych rozkładów foto- i katodoluminescencji, przedstawionymi w Dodatku A.

2. MOC PROMIENIOWANIA GENEROWANEGO W WARSTWIE DYFUZYJNEJ

Gęstość mocy promieniowania generowanego w elemencie objętości warstwy dyfuzyjnej, położonym w odległości x od płaszczyzny wstrzykiwania elektronów, jest proporcjonalna do wcześniej zdefiniowanej /zależność (3) / prędkości rekombinacji promienistej $R_r(x)$:

$$R_r(x) = \frac{n'_p(x)}{\tau_r(x)} \quad (18)$$

Przy napięciu polaryzacji $U = \text{const}$, zależność (18) możemy przedstawić w postaci

$$\left. \frac{R_r(x)}{n'_p(0)} \right|_{U = \text{const}} = \frac{n'_p(x)}{n'_p(0)} \cdot \frac{1}{\tau_r(x)} \quad (19)$$

Stosunek $\frac{n'_p(x)}{n'_p(0)}$ jest znormalizowaną względem koncentracji początkowej kon-

centracją wstrzykiwanych elektronów w elemencie objętości o szerokości dx , położonym w odległości x od płaszczyzny wstrzykiwania.

Dla składowej elektronowej prądu dyfuzyjnego przy małym poziomie wstrzykiwania, zależność koncentracji elektronów w warstwie dyfuzyjnej na granicy obszaru ładunku przestrzennego od napięcia polaryzacji opisuje ogólnie znane wyrażenie

$$n'_p(0) = n_{p0} [\exp(qU/kT) - 1] \quad (20)$$

Przy założeniu stałej długości drogi dyfuzji elektronów L , dla warunków brzegowych $x=0$ $n'_p(x) = n'_p(0)$, $x \rightarrow \infty$ $n'_p(x) \rightarrow 0$, rozwiązanie równania transportu ma postać:

$$n'_p(x) = n'_p(0) \exp(-x/L) \quad (21)$$

W przypadku warstwy dyfuzyjnej, zależna od koncentracji cynku długość drogi dyfuzji elektronów zmienia się wraz ze zmianą odległości od płaszczyzny wstrzykiwania. Przy założeniu, że funkcja $L(x)$ jest funkcją wolnozmienną, możemy ją zastąpić jej reprezentacją dyskretną i określić dla stałej wartości L_k w warstwie dyfuzyjnej koncentrację wstrzykiwanych elektronów w kolejnych punktach x_k ($k=1, 2, \dots, N$), umieszczając jednocześnie za każdym razem początek układu współrzędnych w punkcie x_{k-1}

$$n'_p(x_1) = n'_p(0) \exp\left(-\frac{x_1}{L_1}\right)$$

$$n'_p(x_2) = n'_p(x_1) \exp\left(-\frac{x_2 - x_1}{L_2}\right) \quad (22)$$

$$n'_p(x_3) = n'_p(x_2) \exp\left(-\frac{x_3 - x_2}{L_3}\right)$$

Łatwo zauważyć, że dla dowolnego punktu x_n warstwy dyfuzyjnej stosunek

$\frac{n'_p(x_n)}{n'_p(0)}$ można wyrazić zależnością

$$\frac{n'_p(x_n)}{n'_p(0)} = \exp\left[-\sum_{k=1}^n \frac{x_k - x_{k-1}}{L_k}\right] \quad (23)$$

gdzie

$$L_k = \left[\frac{kT}{q} \mu(x_k) \frac{\tau_{nr}(x_k) \tau_r(x_k)}{\tau_{nr}(x_k) + \tau_r(x_k)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (24)$$

Zakładając, że generowane w wyniku rekombinacji promienistej fotony mają tę samą energię i znając rozkład znormalizowanej koncentracji wstrzykiwanych elektronów, możemy określić poprzez wyznaczenie rozkładu znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej /zależność (19)/ rozkład gęstości mocy generowanego promieniowania. Całkowita moc promieniowania generowanego przy ustalonym napięciu polaryzacji jest proporcjonalna do pola zawartego pod krzywą $\frac{R_r(x)}{n'_p(0)}$

lającego znormalizowaną ilość nośników ładunku rekombinujących promieniście w jednostce czasu.

$$P = n'_p(0) Ahv \int_0^d \frac{R_r(x)}{n'_p(0)} dx \quad (25)$$

gdzie A jest powierzchnią złącza p-n, d - szerokością obszaru rekombinacji.

Rozkład znormalizowanej koncentracji wstrzykiwanych elektronów wyznacza szerokość obszaru, który możemy przyjąć jako obszar czynny przyrządu. W obszarze tym rekombinuje większość wstrzykiwanych elektronów, a jego własności luminescencyjne określają ile z nich rekombinuje promieniście.

Korzystając z rozkładu znormalizowanej koncentracji wstrzykiwanych elektronów można także określić rozkłady znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej i całkowitej. Pierwszy, przy założonym przez nas stałym niepromienistym czasie życia elektronów, będzie analogiczny do rozkładu $\frac{n'_r(x)}{n'_r(0)}$. Natomiast drugi,

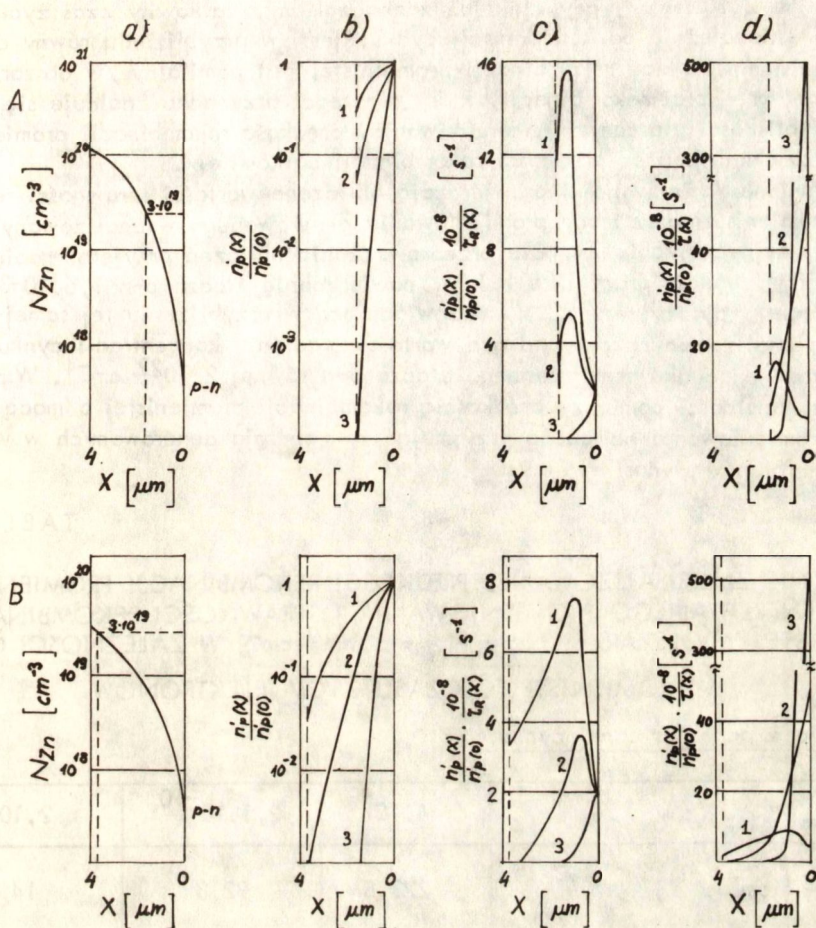
łącznie z rozkładem znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej, pozwala na szerszą analizę własności materiału obszaru czynnego. Rozkłady te wiążą bowiem rozkład znormalizowanej koncentracji wstrzykiwanych elektronów odpowiednio z własnościami rekombinacyjnymi bądź luminescencyjnymi tego obszaru. Znając je możemy określić sprawność rekombinacji promienistej dla analizowanego obszaru warstwy dyfuzyjnej:

$$\eta_r = \frac{\int_0^d \frac{R_r(x)}{n'_r(0)} dx}{\int_0^d \frac{R(x)}{n'_p(0)} dx} \quad (26)$$

W celu przeprowadzenia obliczeń przyjęto te same założenia i dane liczbowe jak w przypadku uprzednio przeprowadzonej analizy rozkładów sprawności rekombinacji promienistej. Rysunek 3 ilustruje otrzymane rezultaty. Podobnie jak na rys. 2 linią przerywaną zaznaczono płaszczyznę, w której koncentracja atomów cynku wynosi $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^3$. Należy dodać, że uzyskane rozkłady znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej i całkowitej będą tym bardziej zbliżone do rzeczywistych, im gorsze są własności luminescencyjne materiału wyjściowego.

Przedstawiona analiza uwzględnia spadek długości drogi dyfuzji elektronów wraz ze wzrostem koncentracji dziur. Wynika on przede wszystkim ze spadku promienistego czasu życia elektronów oraz w pewnym stopniu ze zmniejszenia się ich ruchliwości /zależności (23), (24)/. Parametrem, który w zasadniczy sposób determinuje długość drogi dyfuzji w analizowanym zakresie koncentracji cynku, jest niepromienisty czas życia elektronów, który przyjęliśmy w obszarze przyłączowym jako stały. Dlatego spadek koncentracji elektronów wraz z oddalaniem się od płaszczyzny wstrzykiwania jest tym słabszy, im gorsze są własności luminescencyjne materiału wyjściowego /rys. 3.A.b, 3.B.b/. W przypadku granicznym całkowity czas życia elektronów jest w przybliżeniu równy czasowi niepromienistemu, gdyż wpływ czasu promienistego, a także wpływ zmiany jego wielkości wraz ze zmianą koncentracji dziur, jest do pominięcia. Przypadek ten odpowiada krzywom oznaczonym numerem 3 na rys. 3.A.b, 3.B.b.

Uzyskane rozkłady znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej /rys. 3.A.c, 3.B.c/ są zgodne z wynikami eksperymentalnymi badań rozkładów intensywności promieniowania generowanego w cynkowych warstwach dyfuzyjnych w arsenku galu [63]. Otrzymane rezultaty wskazują na wpływ rozkładu koncentracji cynku na rozkład znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej. Zgodnie z danymi przedstawionymi na rys. 3.A.c, 3.B.c, zmianom ulega zarówno maksymalna wartość znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej w obszarze czynnym jak i szerokość pola pod krzywą. To ostatnie dopiero wskazuje, o ile zmieniła się moc generowanego w warstwie dyfuzyjnej promieniowania.



Rys. 3. Rozkłady koncentracji cynku /a/, znormalizowanej koncentracji wstrzykiwanych elektronów /b/, znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej /c/ oraz znormalizowanej całkowitej prędkości rekombinacji elektronów /d/ w obszarze czynnym warstw dyfuzyjnych otrzymanych poprzez dyfuzję cynku z pary nasyconej /A/ i nienasyconej /B/: 1 - $\tau_{nr} = 4 \cdot 10^{-9}$ s; 2 - $\tau_{nr} = 2,1 \cdot 10^{-10}$ s; 3 - $\tau_{nr} = 2 \cdot 10^{-11}$ s

Analiza rozkładów znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej i całkowitej /rys.3.A.c, 3.A.d, 3.B.c, 3.B.d/ wskazuje, że tylko w przypadku materiału o najlepszych własnościach luminescencyjnych / $\tau_{nr} = 4 \cdot 10^{-9}$ s/ rekombinacja promienista jest dominującym mechanizmem rekombinacji. W przypadku pośrednim / $\tau_{nr} = 2,1 \cdot 10^{-10}$ s/ jedynie w pewnym zakresie koncentracji cynku rekombinacja

promienista jest znacząca. Dla materiału o najgorszych własnościach luminescencyjnych $\tau_{nr} = 2 \cdot 10^{-11}$ s, gdy, jak już zaznaczaliśmy, całkowity czas życia elektronów, τ_{nr} niezależnie od koncentracji cynku, jest w przybliżeniu równy czasowi niepromienistemu, wkład rekombinacji promienistej jest pomijalny /w obszarze o maksymalnej prędkości rekombinacji, który dla tego przypadku znajduje się w bezpośredniej bliskości płaszczyzny wstrzykiwania, prędkość rekombinacji promienistej jest 250 razy mniejsza od prędkości rekombinacji całkowitej/.

Przedstawione wyżej wnioski potwierdzają obliczone wartości sprawności rekombinacji promienistej oraz mocy promieniowania generowanego w analizowanych warstwach dyfuzyjnych /tabl. 2/. Dla przeprowadzenia obliczeń przyjęto: napięcie polaryzacji w punkcie pracy DEL 1,1 V, powierzchnię złącza p-n $1,6 \cdot 10^{-3}$ cm² oraz napięcie dyfuzyjne 1,22 V, odpowiadające w przybliżeniu tej samej we wszystkich analizowanych przypadkach wartości gradientu koncentracji cynku w obszarze warstwy ładunku przestrzennego złącza p-n równej $2 \cdot 10^{22}$ cm⁻⁴. Współczynnik proporcjonalności pomiędzy prędkością rekombinacji promienistej a mocą generowanego promieniowania obliczono przyjmując, że energia generowanych w warstwie dyfuzyjnej fotonów wynosi 1,4 eV.

TABLICA 2

ZESTAWIENIE ZNORMALIZOWANEJ PRĘDKOŚCI REKOMBINACJI PROMIENISTEJ, MOCY GENEROWANEGO PROMIENIOWANIA I SPRAWNOŚCI REKOMBINACJI PROMIENISTEJ W OBSZARZE $N_{Zn}: N_D \div 3 \cdot 10^{19}$ cm⁻³ W ZALEŻNOŚCI OD NIE-PROMIENISTEGO CZASU ŻYCIA ELEKTRONÓW

a. Dyfuzja z pary nasyconej cynku

$\tau_{nr} (s)$	$4 \cdot 10^{-9}$	$2,1 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-11}$
$\frac{R_r}{n'_p / o/} \left(\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \right)$	223,8	92,8	14,1
P (mW)	190,2	78,9	12
$\eta_r (\%)$	87,6	14,5	0,67

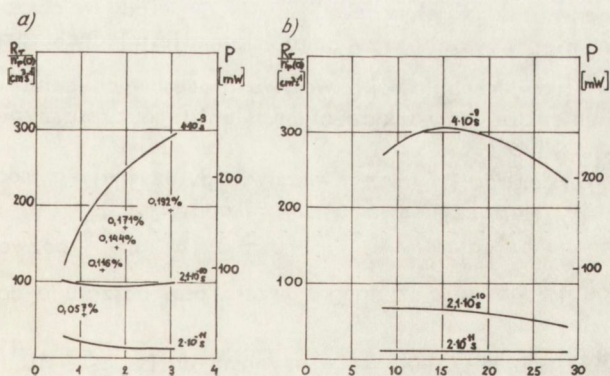
b. Dyfuzja z pary nienasyconej cynku

$\tau_{nr} (s)$	$4 \cdot 10^{-9}$	$2,1 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^{-11}$
$\frac{R_r}{n'_p / o/} \left(\text{cm}^3 \text{s}^{-1} \right)$	305,5	91,5	16,5
P (mW)	258,9	77,5	14,0
$\eta_r (\%)$	86	13,4	0,74

Określone wartości sprawności rekombinacji promienistej potwierdzają oszacowany udział rekombinacji promienistej w rekombinacji całkowitej. Determinują go własności luminescencyjne materiału wyjściowego τ_{nr} . Mimo że, jak wcześniej pokazaliśmy /rys. 2/, rozkład koncentracji cynku wpływa na rozkład sprawności rekombinacji promienistej, a więc na rozkład własności luminescencyjnych obszaru czynnego, nieznacznie ulega zmianie całkowita jej wartość.

Nieco inaczej przedstawia się sprawa mocy promieniowania generowanego w warstwie dyfuzyjnej. Dla materiału wyjściowego o najlepszych własnościach luminescencyjnych, w przypadku dyfuzji z pary nienasyconej moc generowanego promieniowania jest znacząco wyższa niż w przypadku dyfuzji z pary nasyconej. Rozkłady cynku, uzyskane w wyniku wyżej wymienionych procesów dyfuzyjnych, różnią się w obszarze czynnym warstwy dyfuzyjnej szybkością narastania koncentracji cynku, w miarę oddalania się od płaszczyzny wstrzykiwania. Różnice te można opisać posługując się jako parametrem szerokością obszaru zawartego pomiędzy złączem p-n a obszarem o optymalnych własnościach luminescencyjnych, a więc w naszym przypadku zakresem koncentracji cynku ok. $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Odpowiada on położeniu tzw. złącza p⁺p. Należy podkreślić, że dla dyfuzji ze źródła silnie zubożonego /koncentracja powierzchniowa rzędu $3 \div 4 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ / złącze p⁺p może w ogóle nie występować. Ponieważ jednak położenie złącza p⁺p jest łatwym do wyznaczenia parametrem technologicznym, a wpływ odległości złącz p-p - pn na moc promieniowania, bądź zewnętrzną wydajność kwantową, badano eksperymentalnie [3], [64], rozpatrzmy wpływ szerokości tego obszaru na znormalizowaną prędkość rekombinacji promienistej.

Dla przeprowadzenia analizy przyjęto te same co w przypadku przedstawionym na rys. 1 rozkłady koncentracji cynku dla dyfuzji przeprowadzonych z pary nasyconej i nienasyconej. Jakość materiału scharakteryzowano wartościami niepromienistych czasów życia elektronów w warstwie dyfuzyjnej τ_{nr} . Na rysunkach 4a i 4b przedstawiono zależności znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej /skala lewa/ oraz wyznaczonej przy poprzednio przedstawionych założeniach upraszczających mocy generowanego promieniowania /skala prawa/ od szerokości obszaru $N_{Zn} : N_D \div 3; \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, odpowiednio dla dyfuzji z pary nasyconej i nienasyconej.



Rys. 4. Zależności znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej od szerokości obszaru $N_{Zn} : N_D = 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ dla przedstawionych na rys. 1 rozkładów cynku wdyfundowanego z pary nasyconej /a/ i nienasyconej /b/: $\tau_{nr} = 4 \cdot 10^{-9}$, $2,1 \cdot 10^{-10}$, $2 \cdot 10^{-11}$ s. Krzyżykami oznaczono dane eksperymentalne pracy [64]

Uzyskane rezultaty potwierdzają wyniki obliczeń zawartych w tabl. 2. W przypadku materiału o bardzo dobrych własnościach luminescencyjnych szerokość $N_{Zn} : N_D \doteq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ znacząco wpływa na moc generowanego promieniowania.

Szczególnie silny wpływ daje się zauważyć w zakresie małych szerokości, co dla przyjętych przez nas rozkładów odpowiada dyfuzji z pary nasyconej. Jest to zgodne z rezultatami pracy [64], gdzie dla dyfuzji z pary nasyconej w arsenku galu o tej samej koncentracji elektronów $3,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ przy podobnym zakresie szerokości obszarów p-p - p-n obserwowano wzrost zewnętrznej wydajności kwantowej od 0,057 do 0,192%. Wartości te na rys. 4a zaznaczono krzyżykami.

Z punktu widzenia wpływu szerokości obszaru $N_{Zn} : N_D \doteq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ na moc generowanego promieniowania, dyfuzję z pary nasyconej i nienasyconej możemy rozpatrywać łącznie. Można więc przypuszczać, że dla materiałów wyjściowych o bardzo dobrych własnościach luminescencyjnych, dla których sprawności rekombinacji promienistej w obszarze czynnym DEL jest znaczna, istnieje możliwość optymalizacji mocy generowanego promieniowania poprzez zmianę nachylenia rozkładu cynku w obszarze $N_{Zn} : N_D \doteq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Zakres szerokości obszarów, dla których obserwować będziemy największą moc generowanego promieniowania, zależeć będzie od własności luminescencyjnych materiału wyjściowego. Potwierdzają to wyniki prac eksperymentalnych [3].

Dla materiałów o miernych własnościach luminescencyjnych $\tau_{nr} = 2,1 \cdot 10^{-10} \text{ s}$, dla których efektywność generacji promieniowania w warstwie dyfuzyjnej jest niska $\eta_r = 13-14\%$, korzystne są małe szerokości obszaru $N_{Zn} : N_D \doteq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

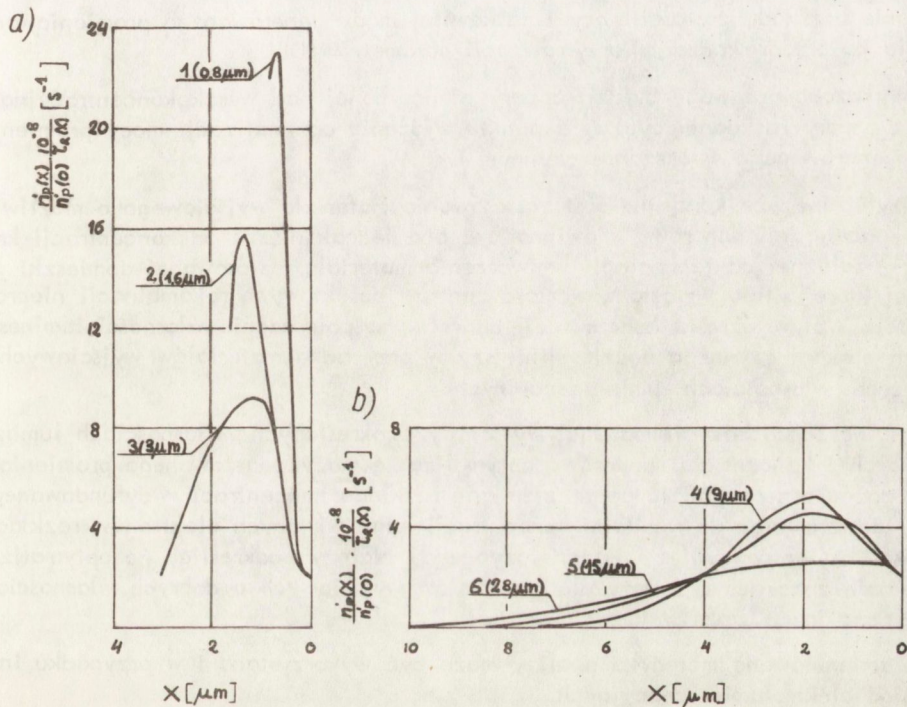
Wówczas elektrony są wstrzykiwane bezpośrednio w obszar o optymalnych własnościach luminescencyjnych, który zgodnie z analizą przedstawioną na rys. 2, znajduje się w zakresie koncentracji cynku ok. $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. W przypadku tym należałoby zapewnić porównywalną z szerokością obszaru czynnego szerokość obszaru o zbliżonej do optymalnej koncentracji atomów cynku. Należy pamiętać jednak, że wyżej przedstawione wnioski są słuszne, gdy w obszarze przyłączonym $\tau_{nr} = \text{const.}$ W rozpatrywaniu przypadku istotne jest jednak rozpatrzenie także wpływu rekombinacji powierzchniowej i wpływu procesowych centrów defektowych rekombinacji niepromienistej na rozkład niepromienistego czasu życia elektronów w obszarze czynnym DEL.

Wpływ rozkładu koncentracji cynku w warstwie dyfuzyjnej na moc generowanego promieniowania należy tłumaczyć dwoma czynnikami.

Po pierwsze, zmiana odległości $N_{Zn} : N_D \doteq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pozwala na wzajemne dostosowanie szerokości obszaru czynnego i szerokości obszaru o dobrych własnościach luminescencyjnych.

Obniżenie koncentracji cynku w obszarze czynnym do $N_{Zn} \leq 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ pozwala na ograniczenie do minimum wpływu nie związanych z materiałem wyjściowym mechanizmów rekombinacji niepromienistej /efekt Augera, procesowe centra defektowe itp./.

Po drugie, możliwość dalszej optymalizacji daje wzajemne dostosowanie rozkładu koncentracji wstrzykiwanych elektronów i rozkładu własności luminescencyjnych obszaru czynnego. Poprzez jednoczesną zmianę maksymalnej wartości rozkładu znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej oraz szerokości pola pod krzywą przedstawiającą wyżej wymieniony rozkład, powinniśmy uzyskać maksymalną moc generowanego promieniowania. Ilustrują to /rys. 5/ rozkłady znormalizowanych prędkości rekombinacji promienistej, wyznaczone dla rozkładów cynku przedstawionych na rys. 1, przy przyjęciu $\tau_{nr} = 4 \cdot 10^{-9}$ s. Na rysunku 5 w nawiasach podano odpowiednio na numerze rozkładu koncentracji cynku /1-6/ szerokości obszaru $N_{Zn} : N_D \div 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.



Rys. 5. Rozkłady znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej w obszarze $N_{Zn} : N_D \div 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ warstw dyfuzyjnych dla przedstawionych na rys. 1 rozkładów wdyfundowanego cynku z pary nasyconej /a/ i nienasyconej /b/. Krzywe oznaczono kolejnym numerem rozkładu, podając w nawiasie szerokość obszaru

$$N_{Zn} : N_D \div 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}; \tau_{nr} = 4 \cdot 10^{-9} \text{ s}$$

Dla małych szerokości obszaru p-pn decydujące jest rozszerzenie obszaru, gdzie jest jeszcze znacząca prędkość rekombinacji promienistej /rys. 5a/, podczas gdy dla dużych szerokości /rys. 5b/ istotna jest optymalizacja kształtu krzywej rozkładu znormalizowanej prędkości rekombinacji promienistej. Zgodnie z danymi przedstawionymi na rys. 4a czynnik pierwszy powoduje znacznie silniejsze zwiększenie mocy generowanego promieniowania.

WNIOSKI

1. Analiza mechanizmów rekombinacji niepromienistej wykazała, że decydujący wpływ na własności luminescencyjnych obszaru czynnego dyfuzyjnych DEL z GaAs mają wzrostowe centra defektowe. Rekombinacja Augera i procesowe centra defektowe odgrywają rolę w zakresie wysokich koncentracji cynku w warstwach dyfuzyjnych o dużej koncentracji powierzchniowej i znacznym gradiencie koncentracji cynku w obszarze czynnym. Rekombinacja powierzchniowa wpływa w istotny sposób na własności luminescencyjne obszaru czynnego gdy znajduje się on w odległości około dwóch długości drogi dyfuzji od powierzchni.

2. Przedstawiona metodyka analizy warunków generacji promieniowania w dyfuzyjnych DEL z GaAs, umożliwiając wyznaczenie rozkładu sprawności i całkowitej sprawności rekombinacji promienistej oraz szerokości obszaru czynnego, a także określenie rozkładu gęstości mocy i całkowitej mocy generowanego promieniowania, pozwala na przeprowadzenie optymalizacji parametrów DEL.

3. Wykazano przewagę dyfuzji z pary nienasyconej nad wysokokoncentracyjną dyfuzją z pary nasyconej cynku, z punktu widzenia optymalizacji mocy promieniowania generowanego w obszarze czynnym DEL.

4. Wykazano, że korzystne jest zastosowanie materiału wyjściowego o możliwie dużej koncentracji donorów. Powinna być ona jednak niższa od koncentracji krytycznej zależnej od technologii wytworzenia materiału i stosowanej domieszki, powyżej której silnie wzrasta zawartość centrów defektowych rekombinacji niepromienistej. Wpływ wzrostu koncentracji donorów na polepszenie własności luminescencyjnych obszaru czynnego będzie silniejszy w przypadku materiałów wyjściowych o gorszych własnościach luminescencyjnych.

5. Mając do dyspozycji materiał wyjściowy o określonych własnościach luminescencyjnych i koncentracji donorów, optymalizację mocy generowanego promieniowania można przeprowadzić poprzez zmianę rozkładu koncentracji wdyfundowanego cynku, dostosowując do rozkładu koncentracji wstrzykiwanych elektronów rozkład własności luminescencyjnych obszaru czynnego. Należy podkreślić, że optymalizacja ta daje znaczące rezultaty dla materiałów wyjściowych o dobrych własnościach luminescencyjnych.

6. Zaproponowana metodyka analizy może być wykorzystana i w przypadku innego typu diod elektroluminescencyjnych.

NIEPROMIENISTY CZAS ŻYCIA I RUCHLIWOŚĆ ELEKTRONÓW WSTRZYKIWANYCH W WARSTWĘ DYFUZYJNĄ

W celu przeprowadzenia analizy własności luminescencyjnych obszaru czynnego DEL przyjęto, że w obszarze tym zawartość i parametry jednorodnie rozłożonych centrów defektowych rekombinacji niepromienistej charakteryzują następujące wartości niepromienistych czasów życia elektronów: $4 \cdot 10^{-9}$, $2,1 \cdot 10^{-10}$, $2 \cdot 10^{-11}$ s.

Przyjęte wartości τ_{nr} reprezentują zarówno przypadki skrajne - bardzo dobre i bardzo złe własności luminescencyjne, jak i możliwość pośrednią.

Przyjmując przekrój czynny na niepromienisty wychwyty elektronów w warstwie dyfuzyjnej $\bar{\sigma}_n = 10^{-14} \text{ cm}^2$, otrzymamy odpowiednio dla niepromienistych czasów życia elektronów $\tau_{nr} = 2 \cdot 10^{-11}$, $2,1 \cdot 10^{-10}$, $4 \cdot 10^{-9}$ s, koncentracje centrów defektowych rekombinacji niepromienistej N_t : $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $4,76 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $2,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Tak więc dla $\tau_{nr} = 2 \cdot 10^{-11}$ s koncentracja wzrostowych centrów defektowych jest porównywalna z koncentracją donorów w materiale wyjściowym. Z kolei dla $\tau_{nr} = 4 \cdot 10^{-9}$ s jest ona niższa od koncentracji centrów defektowych rekombinacji niepromienistej $/1,2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}/$, wyznaczonej eksperymentalnie dla dobrych dyfuzyjnych DEL z GaAs o $\eta_z \approx 1\%$ [54].

Przeprowadzając obliczenia długości drogi dyfuzji w poszczególnych przedziałach warstwy dyfuzyjnej, różniących się koncentracją dziur, założono zgodność zmian ruchliwości elektronów w funkcji koncentracji nośników większościowych dla GaAs typu p i n. Ich ruchliwość w GaAs typu p może być nieco niższa niż w przypadku GaAs typu n, nie przekraczając jednak dla ustalonej koncentracji tych ostatnich wartości [2]. Zgodnie z powyższym odpowiednio do własności luminescencyjnych analizowanych materiałów dla koncentracji dziur $1,6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ /koncentracja donorów w materiale wyjściowym $3,4 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ / przyjęto trzy początkowe wartości ruchliwości elektronów: 1900, 3000, i $3800 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$.

Dla przeprowadzenia obliczeń zmian ruchliwości elektronów w funkcji koncentracji dziur w obszarze czynnym DEL wykorzystano zależności $\mu(n)$ przedstawione w pracach [55], [56], pomijając wpływ kompensacji.

WŁASNOŚCI LUMINESCENCYJNE GaAs TYPU p

Wyniki badań foto- [58]÷ [60] i katodoluminescencji [61] arsenku galu typu p /rys. 6/, zarówno w przypadku monokryształów objętościowych /krzywe 3 i 4/, jak i warstw dyfuzyjnych /krzywe 1 i 2/ wskazują, że intensywność luminescencji, określająca sprawność rekombinacji promienistej dla wszystkich materiałów niezależnie od technologii wytwarzania, osiąga maksimum przy koncentracji cynku zawierającej się w przedziale $0,8 \div 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

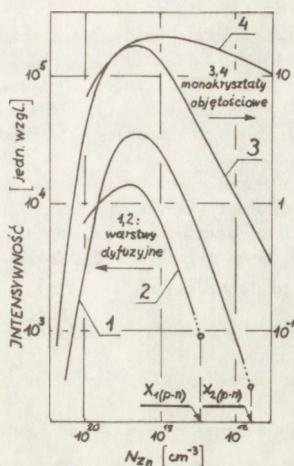
Dla koncentracji niższych od koncentracji optymalnej szybkość spadku intensywności promieniowania luminescencyjnego wraz z obniżaniem się koncentracji cynku jest związana z zawartością centrów rekombinacji niepromienistej.

Nieznaczny w zakresie prawie dwóch rzędów koncentracji cynku spadek intensywności luminescencji /krzywa 4/, obserwowano w materiale otrzymanym [58], [59] poprzez wzrost z roztworu bogatego w gal, w temperaturze 1000°C , a więc znacznie niższej od temperatury topnienia arsenku galu. Szybciej spada intensywność luminescencji dla materiału otrzymanego [61] poprzez krystalizację w tódcie, w temperaturze topnienia GaAs z cieczy, o składzie stechiometrycznym /krzywa 3/. Najszybciej spada intensywność luminescencji dla warstw dyfuzyjnych. Uzyskano je [60] poprzez dyfuzję z pary nasyconej cynku w temperaturze aż 1000°C , w materiał otrzymany poprzez krystalizację w tódcie.

W przypadku materiałów objętościowych /krzywe 3,4/ parametrem technologicznym decydującym o zawartości centrów rekombinacji niepromienistej jest temperatura procesu monokryształizacji. Zgodnie z [58], [59] od niej zależy koncentracja defektów punktowych, wśród których szczególnie zawartość luk galowych silnie zmniejsza niepromienisty czas życia elektronów.

Szczególnie wysoka zawartość wydajnych centrów rekombinacji niepromienistej w warstwach dyfuzyjnych /krzywe 1,2/ jest związana ze znaczną degradacją własności luminescencyjnych materiału wyjściowego, jaka miała miejsce w czasie dyfuzji. Porównując koncentrację donorów w materiale wyjściowym łatwo zauważyć, że wraz z jej wzrostem, dla tej samej koncentracji cynku, pogarszają się własności luminescencyjne warstwy dyfuzyjnej. Mimo to, obszar przyłączony warstwy dyfuzyjnej, uzyskanej w materiale o koncentracji elektronów $3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ma lepsze własności luminescencyjne niż ten sam obszar warstwy otrzymanej w materiale o koncentracji $6 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Analogiczne do przedstawionych na rys. 6 wyniki uzyskano w pracy [62], w której badano, podobnie jak w pracy [60], rozkłady mocy promieniowania fotoluminescencyjnego w cynkowych warstwach dyfuzyjnych. Dla przypadku dyfuzji z pary nienasyconej $/C_s \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}/$ moc promieniowania fotoluminescencyjnego rosła monotonicznie wraz ze wzrostem koncentracji cynku. Z kolei dla dyfuzji z pary nasyconej $/C_s \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}/$ osiągała ona maksimum w zakresie koncentracji ok. $0,8 \div 2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, malejąc w miarę dalszego wzrostu koncentracji cynku.



Rys. 6. Zależności intensywności luminescencji od koncentracji cynku w GaAs typu p: krzywe 1 i 2 - warstwy dyfuzyjne, [60], krzywa 3 - materiał otrzymany poprzez krystalizację w temperaturze 1228°C [61], krzywa 4 - materiał otrzymany poprzez krystalizację w temperaturze 1000°C [58]

LITERATURA

1. Casey H.C., Sell D.D., Jr, Wecht K.W.: Concentration dependence of the absorption coefficient for n- and p-type GaAs between 1,3 and 1,6 eV. *J. Appl. Phys.* 96,1, 1975, 250
2. Casey H.C., Stern F.: Concentration-dependent absorption and spontaneous emission of heavily doped GaAs. *J. Appl. Phys.* 47, 2, 1976, 631
3. E. Pietras, P. Kamiński, J. Kowalski: Problemy związane z jakością arsenu w galu w technologii dyfuzyjnych diod elektroluminescencyjnych. *Prace ONPMP*, 15 1977
4. Blakemore J.S.: *Semiconductor statistics*, 134. London, Pergamon Press 1962
5. Moss T.S., Burvell G.J., Ellis B.: *Semiconductor Opto-Electronics*. Butterworth and Co. Ltd. 1973
6. Dumke W.P.: Optical transitions involving impurities in semiconductors. *Phys. Review* 132, 5, 1963, 1998
7. Garbuzow D.Z.: Quantum efficiency and radiative lifetimes in GaAs and GaAlAs. II-th International School on Semiconductors Optoelectronics, Cetniewo 1978
8. Lukovsky G.L., A.J. Varga: Effects of acceptor concentration gradients in GaAs junctions on the energy of the fluorescence peak. *J. Appl. Phys.* 35, 11, 1964, 3419
9. Milnes A.G.: *Deep impurities in semiconductors*. New York, Wiley and Sons 1973
10. Lang D.V., Logan R.A.: A study of deep levels in GaAs by capacitance spectroscopy. *J. Electronic Materials* 4,5, 1975, 1053
11. Panish M.B.: Luminescence of zinc doped solution grown GaAs: the effect of arsenic pressure. *J. Physics Chem. Solids* 29, 1968, 409
12. Queisser H.J., Panish M.B.: Luminescence of zinc doped solution grown gallium arsenide. *J. Physics Chem. Solids* 28, 1967, 1177
13. Darek B., Bugajski M.: Deep luminescence centers in n-type GaAs. *Electron Technology* 10, 1, 1977, 31
14. Nishizawa J.: Stoichiometric crystallization method of III-V compounds for LED's and injection lasers. II-th International School on Semiconductors Optoelectronics, Cetniewo 1978
15. Brice J.C.: The effect of arsenic pressure on crystal efficiency for injection luminescence in gallium arsenide. *Solid-State Electronics* 10, 1967, 335
16. Millea M.F., Aukerman L.W.: The 1.0- and 1.28 eV emission from GaAs diodes. *J. Appl. Phys.* 37, 4, 1966, 1788
17. Bahraman A., Oldham W.G.: Role of Copper Degradation of GaAs Electroluminescent Diodes. *J. Appl. Phys.* 43, 1972, 2383
18. Shang-Yi Chiang: Lattice defects in annealed gallium arsenide single crystals. Technical Report 5123-1, Stanford Electronics Laboratories 1974
19. Nakashima H.: Photoluminescence of donor doped GaAs diffused with copper, *Jap. J. Appl. Phys.* 10, 1971, 1737
20. Glinčuk K.D., Prohorovič A. W.: Luminescencija arsenida gallija. *Poľuprovodnikovaja tehnika i elektronika* 13, 1973, 16
21. Vieland L.Z., Kudman I.: Behaviour of selenium in gallium arsenide. *J. Physic Chem. Solid* 24, 3, 1963, 437
22. Abrahams M.S., Buicocchi J.C. and Tietjen J.J.: Detection of selenium clustering in GaAs by transmission electron microscopy. *J. Appl. Phys.* 38, 2, 1967, 760
23. Izuka T.: Investigation of micro precipitates in highly Te-doped GaAs crystals. *Japan J. Applied Phys.* 7,5, 1968, 490
24. Izuka T.: Some observations of large imperfections in highly Te-doped GaAs crystals. *Japan J. Applied Physics* 7,5, 1968, 485
25. Kressel H., Hawrylo F.Z., Abrahams M.S., Buicocchi J.C.: Observation concerning radiative efficiency and deeplevel luminescence in n-type GaAs prepared by LPE. *J. Applied Physics* 39, 11, 1968, 5139
26. Herzog A.H., Keune D.L., Graford M.G.: High efficiency Zn diffused GaAs electroluminescent diodes. *J. Appl. Physics* 43, 2, 1972, 600
27. Casey H.C.: Investigation of inhomogeneities in GaAs by electron-beam excitation. *J. Electrochemical Society* 114, 2, 1967, 153
28. Osvienskij V.B., Proško G.R.: Vlijanije distokacij na spektroelektroluminescenciji arsenida gallija legirovannogo tieľturom. *Fizika Tviordogo Tielea* 13,6, 1971, 1685
29. Ettenberg M.: Effects of dislocation density on the properties of liquid phase epitaxial GaAs. *J. Appl. Phys.* 45, 2, 1974, 901.
30. Mataré H.F.: *Defect electronics in semiconductors*, N.Y., J. Wiley and Sons 1971
31. Heinke W.: High resolution luminescence scanning around dislocations in gallium arsenide at helium temperatures Lattice Defects in Semiconductors. Conference Series 23, 380. London, The Institute of Physics, 1974

32. Osvienskiy V.B., Proško T.P., Milvidskij M.T.: Vlijanie distokacii na strukturu diffuzionnykh p-n perechodov v arsenidie gallija i parametry rekombinacjonnogo izlučeniya. Fizika i Technika Počuprovodnikov 1,6, 1967, 911
33. Bugajski, M., Gawrońska E., J. Petryk, J., Szymański L.: Effect of the crystal quality of the substrate on luminescent properties of GaAs: Si and GaAs: Ge liquid phase epitaxial layers, Electron Technology 10, 3, 1977, 61
34. Black J.F., Lublin P.: Electrical measurements and X-ray lattice parameter measurements of GaAs doped with Se, Te, Zn and Cd and Stress effects of these elements as difusans in GaAs. J. Appl. Phys. 35, 8, 1964, 2462
35. Schwuttke G., Ruprecht H.: X-ray analysis of diffusioninduced defects in gallium arsenide. J. Appl. Phys. 37, 1, 1966, 167
36. Zacharov B.G., Chłudnov C.C.: Issledovanije coveršenstva diffuzionnykh słojoy počučennykh pri difuziji cinka w GaAs. tzv. Vuzow-Fizika 6, 1966, 18
37. Darek B., Pietras E., Sass J.: Badania defektów warstw dyfuzyjnych w arsenku galu. Prace ITE 3, 1970, 60
38. Pietras E., Darek B.: Parametry elektryczne dyfuzyjnych złącz p-n w arsenku galu. Prace ITE 4, 1971, 31
39. Pietras E.: Diffusion induced defects in GaAs, International conference on lattice defects in semiconductors, Freiburg 1974
40. Pietras E., Benbenek Z.: Generacja defektów w czasie dyfuzji cynku do arsenku galu. Materiały Elektroniczne 3, 11, 1975, 12
41. Black J.F., Jungbluth E.D.: Precipitates induced in GaAs by the in-diffusion of zinc. J. Electrochem. Soc. 114, 2, 1967, 188
42. Black J.F., Jungbluth E.D.: Decorated dislocations and sub-surface defects induced in GaAs by the in-diffusion of zinc. J. Electrochem. Soc. 114, 2, 1967, 188
43. Black J.F.: The occurrence and identification of precipitates in zinc-diffused GaAs. J. Electrochem. Soc. 114, 12, 1967, 1292
44. Winteler H.R., Steineman A.: Correlation between diffusion and precipitation of impurities in dislocation-free GaAs. Symp. on GaAs 12, 1968, 73
45. Marujama M.: Diffusion of zinc into GaAs. J. Appl. Phys 7, 9, 1968, 476
46. Rhines W.P., Sterenson D.A.: Precipitation during zinc diffusion in gallium arsenide. J. Electr. Materials 2,2, 1974, 341
47. Prussin S.: Generation and distribution of dislocations by solute diffusion. J. Appl. Phys. 32, 10, 1961, 1876
48. Landsberg P.T.: Non-Radiative transitions in semiconductors, Phys. Stat. Sol. 41, 1970, 457
49. Weisberg L.R.: Auger recombination in GaAs. J. Appl. Phys, 39, 13, 1968, 6096
50. Beattie A.R., Landsberg P.T.: Auger Effect in semiconductors, Proc. Roy. Soc. A, 249, 1959, 16
51. Zschauer K.H.: Auger recombination in heavily doped p-type GaAs. Solid State Communications 7, 23, 1969, 1709
52. Takeshima M.: Auger recombination in InAs, GaSb, InP and GaAs. J. Appl. Phys. 43,10, 1972, 4114
53. Hill D.E.: Activation energy of holes in Zn-doped GaAs, J. Appl. Phys. 41, 4, 1970, 1815
54. Šalimova K.V.: Fizika Počuprovodnikov. Moskva 1976
55. Nakano T., Fujikawa K., Oku T.: Improvement of quantum efficiency in gallium arsenide electroluminescent diodes. Japanese J. Applied Physics 6, 6, 1967, 665
56. Sze S.M. Irvin J.C.: Resistivity, mobility and impurity levels in GaAs, Ge and Si at 300 k. Solid State Electronics 11, 1968, 599
57. Archer R.J., Kerps D.: Proceedings of the 1966 GaAs Symposium. London 1967, 103
58. Queisser H.J., Panish M.B.: Luminescence of zinc doped solution grown gallium arsenide. J. Physics Chem. Solids 28, 1967, 1177
59. Panish M.B.: Luminescence of zinc doped solution grown GaAs: the effect of arsenic pressure. J. Physics Chem. Solids 29, 1968, 409
60. Tuck B.: Photoluminescence of compensated p-type GaAs. J. Physics Chem. Solids 28, 1967, 2405
61. Cusano D.A.: Radiative recombination from GaAs directly excited by electron beams. Solid State Communications 2, 1964, 353
62. Darek B., Gawrońska E, Szymański L.: Rozkład sprawności rekombinacji promienistej w warstwach dyfuzyjnych arsenku galu. Prace ITE 8, 1977, 21
63. Voronin V.G., Kruglov I.I., Ryžikov I.V., Titova V.F.: Issledovanije elektroluminescencii i padienija napriazhenija w diffuzionnykh p-n pieriechodach iz arsenida gallija. Arsenid gallija /Sobornik stat'iej/ wyp. 2. 1969, 166
64. Herzog A.H.: Quantum efficiency of GaAs electroluminescent diodes. Solid State Electronics 9, 1966, 721

SPIS TREŚCI

Wprowadzenie	3
1. Sprawność przemiany elektroluminescencyjnej	3
1.1. Promienisty czas życia elektronów	5
1.2. Niepromienisty czas życia elektronów	6
1.2.1. Wzrostowe centra defektowe	7
1.2.2. Procesowe defekty strukturalne	8
1.2.3. Rekombinacja Augera	10
1.2.4. Rekombinacja powierzchniowa	12
1.3. Sprawność rekombinacji promienistej	13
2. Moc promieniowania generowanego w warstwie promienistej	16
Wnioski	23
DADATEK A: Niepromienisty czas życia i ruchliwości elektronów wstrzykiwanych w warstwę dyfuzyjną	25
DODATEK B: Własności luminescencyjne GaAs typu p	26
Literatura	28

