



## Detektory fotoemisyjne na bazie związków $A^{III}B^V$

WŁODZIMIERZ WOJAS, JÓZEF WOJAS<sup>1</sup>

Szkoła Główna Gospodarstwa Wiejskiego, Wydział Zastosowań Informatyki i Matematyki,  
Katedra Zastosowań Matematyki, 02-776 Warszawa, ul. Nowoursynowska 159  
<sup>1</sup>00-565 Warszawa, Al. Przyjaciół 1 m 4

**Streszczenie.** Autorzy szczegółowo omówili zjawisko ujemnego powinowactwa elektronowego w półprzewodnikach grupy  $A^{III}B^V$  w aspekcie jego wykorzystania do konstrukcji czułych detektorów podczerwieni. Pokazano, dlaczego arsenek galu jest najbardziej odpowiednim materiałem z tej grupy związków półprzewodnikowych do wykorzystania zjawiska ujemnego powinowactwa do budowy czułych fotoemiterów. Opisano procesy technologiczne otrzymywania takich emiterów przez nakładanie (napyłanie) warstw tlenku cezu na arsenek galu. Wymieniono warunki, jakie powinien spełnić fotoemiter. Podano przykłady budowy i zastosowania detektorów do wykrywania padającego promieniowania bliskiej i średniej podczerwieni.

**Słowa kluczowe:** półprzewodniki, powinowactwo elektronowe, detektory na podczerwień

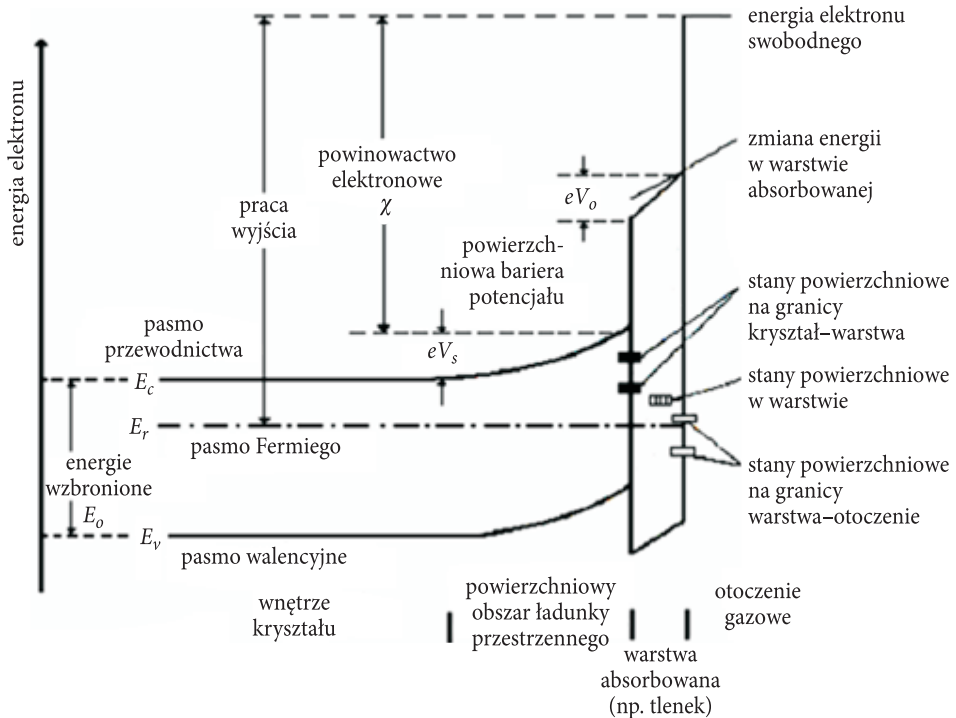
**Symbole UKD:** 535-15

### 1. Wstęp

Celem pracy jest przedstawienie ujemnego powinowactwa elektronowego w aspekcie wykorzystania go w detekcji promieniowania. Pokazano, że pewne procesy technologiczne, przeprowadzane na powierzchniach niektórych półprzewodników, prowadzą do powstania ujemnego powinowactwa elektronowego, które można zastosować do otrzymywania wydajnych fotoemiterów. Autorzy opisali badania fizyczne prowadzone nad wykorzystaniem tego zjawiska do budowy detektorów podczerwieni. Do budowy detektorów promieniowania optycznego używa się półprzewodników grupy  $A^{III}B^V$ , a zwłaszcza GaAs. Główną uwagę poświęcono emiterom wytworzonym z arsenku galu pokrywanego tlenkiem cezu.

Dla półprzewodnika pracą wyjścia określamy różnicę energii pomiędzy energią elektronu w próżni a położeniem poziomu Fermiego w półprzewodniku; jest ona sumą powinowactwa elektronowego  $\chi$  i odległości energetycznej poziomu Fermiego  $E_F$  od dna pasma przewodnictwa  $E_c$  i energii  $eV_s$  wynikającej z istnienia powierzchniowej bariery potencjału (rys. 1).

Jeżeli dno pasma przewodnictwa  $E_c$  leży powyżej bariery potencjału przy powierzchni, to emiter ma ujemne powinowactwo elektronowe  $\chi_u$ .



Rys. 1. Schemat energetyczny powierzchni rzeczywistej i przypowierzchniowego obszaru ładunku przestrzennego; prostokątami zaznaczono różne rodzaje stanów powierzchniowych [2]. Podano również podstawowe wielkości charakteryzujące powierzchnię

Jak pokazano na rysunku 1, powierzchnia rzeczywista obejmuje trzy elementy: a) powierzchnię rozdziału kryształ-warstwa adsorbowana, b) warstwę adsorbowaną, c) zewnętrzną powierzchnię rozdziału warstwa adsorbowana-otoczenie.

Powinowactwo elektronowe definiujemy jako różnicę energii między dnem pasma przewodnictwa a poziomem próżni.

Emiterami, w których najczęściej wykorzystuje się ujemne powinowactwo elektronowe  $\chi_u$ , są półprzewodniki grupy  $A^{III}B^V$ , szczególnie InP i GaAs.

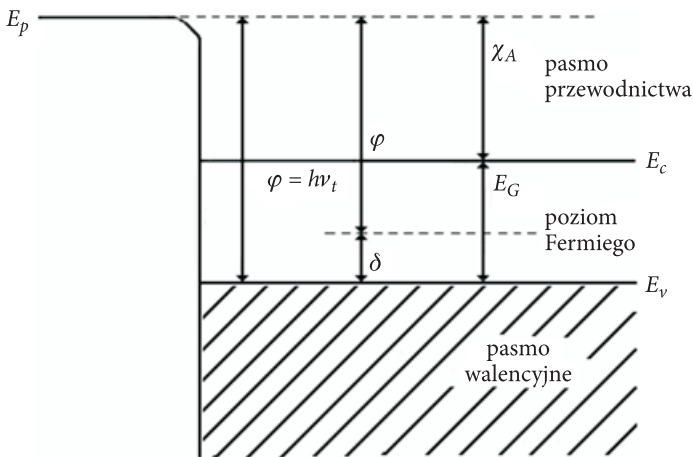
## 2. Zewnętrzne zjawisko fotoelektryczne i jego fizyczne modele

Fotoemisja zewnętrzna składa się z trzech kolejnych procesów [7, 8]:

- generacji optycznej elektronu,
- dyfuzji bądź dryfu wzbudzonego elektronu do powierzchni kryształu,
- przejścia elektronu przez barierę powierzchniową.

Fotoemisja zewnętrzna rozpoczyna się przy częstotliwości progowej  $\nu_t$ , tak że energia progowa  $h\nu_t$  (oznaczająca „progową” pracę wyjścia) jest ilością energii wymaganą do przeniesienia elektronów z zajmowanych przez nie stanów energetycznych do próżni.

Na rysunku 2 przedstawiono prosty model pasm energetycznych półprzewodnika, gdzie  $E_G$  — szerokość przerwy energetycznej (wzbronionej),  $\chi_A$  — różnica energii między dnem pasma przewodnictwa i poziomem próżni, czyli tzw. powinowactwo elektronowe.



Rys. 2. Model pasm energetycznych półprzewodnika

Podstawowy fotoefekt w półprzewodnikach opiera się na międzypasmowej absorpcji optycznej i wzbudzeniu elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa. Próg fotoemisji  $h\nu_t = \chi_A + E_G$ , lub inaczej  $h\nu_t = \varphi + \delta$ .

Powinowactwo elektronowe jest zdefiniowane jako

$$\chi_A = (E_p - E_c), \quad (1)$$

gdzie  $E_p$  — poziom próżni.

Położenie poziomu Fermiego na powierzchni kryształu wyznacza się poprzez zmierzenie różnicy energii od poziomu próżni do poziomu Fermiego wewnątrz emitera, co daje pracę wyjścia:

$$\varphi = E_p - E_F. \quad (2)$$

Mierząc różnicę energii od poziomu próżni do krawędzi pasma walencyjnego na powierzchni, otrzymujemy (poznane już) pojęcie progu fotoelektrycznego (rys. 3):

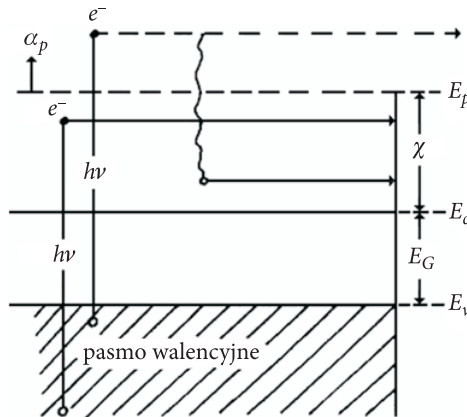
$$(E_p - E_v)_s = h\nu_t.$$

Próg fotoemisji  $h\nu_t$  definiuje się jako równy minimalnej energii fotonu  $h\nu_0$  potrzebnej do wzbudzenia elektronu walencyjnego do poziomu próżni  $E_p$ .

Spicer [17] opracował prosty, podstawowy model fotoemisji dla ciał stałych. Ten model był oparty na założeniu, że fotoemisja jest o wiele bardziej efektem objętościowym niż czysto powierzchniowym. Co do optycznej absorpcji prowadzącej do fotoemisji przyjęto, że zachodzi ona w objętości ciała stałego i że proces fotoemisji jest podzielony na trzy następujące po sobie zdarzenia:

- absorbpcję optyczną,
- transport pobudzonego elektronu do powierzchni (elektron może tracić energię podczas tego procesu) oraz
- emisję elektronu poprzez powierzchnię do próżni.

Te trzy etapy emisji są zilustrowane na rysunku 3.



Rys. 3. Etapy emisji fotoelektrycznej:  $\chi$  – powinowactwo elektronowe;  $\alpha_p$  — reprezentuje przejścia (optyczne) na poziomy powyżej poziomu próżni

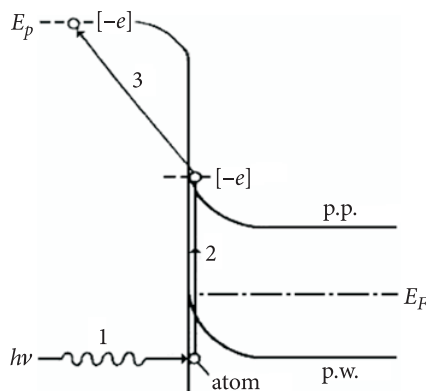
Uogólnieniem i dalszym rozszerzeniem obowiązujących opisów mechanizmu fotoemisji była teoria Kane'a. Wiąże ona zjawisko fotoemisji z optycznymi przejściami elektronów, zarówno prostymi jak i skośnymi. Według Kane'a [6, 7] czynnikiem decydującym o procesie fotoemisji jest prawdopodobieństwo przejścia

elektronu z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa, przy czym istotne są przejścia na poziomy nie niższe od poziomu próżni  $E_p$ . Przyjmuje się, że poziom  $E_p$  odpowiada zeru energii kinetycznej elektronu, lecz poza tym jest traktowany jako jeden z poziomów pasm przewodnictwa.

Następną teorią fotoemisji, opierającą się częściowo na teorii Kane'a, jest teoria Ballantyne'a. Model Ballantyne'a opiera się na pracy Kane'a, lecz włącza straty energetyczne związane z rozproszeniem na fotonach. Ballantyne [8] rozważył proces wzbudzenia fotoemisji na bazie doświadczalnej jako zawierającej trzy etapy:

- a) fotopobudzenie, stosując teorię struktury pasmowej pojedynczego elektronu,
- b) transport fotopobudzonych elektronów do powierzchni,
- c) ucieczkę elektronów do próżni.

Te trzy etapowe procesy zilustrował również własnym modelem na rysunku 4 współautor artykułu.



Rys. 4. Współczesna interpretacja zjawiska fotoemisji zewnętrznej: proces 1 — absorpcja fotonu przez atom; 2 — przejście elektronu do pasma przewodnictwa przy powierzchni; 3 — przejście elektronu przez barierę powierzchniową na zewnątrz kryształu (wg modelu Wojasa)

### 3. Ujemne powinowactwo elektronowe

Ujemne powinowactwo elektronowe  $\chi_u$  fotokatod występuje, gdy dno pasma przewodnictwa leży powyżej bariery potencjału przy powierzchni półprzewodnika. w praktyce można to uzyskać przez silne domieszkowanie półprzewodnika typu  $p$ , powodując wygięcie pasm w dół przy powierzchni, i przez osadzenie na powierzchni niektórych materiałów.

W przypadku GaAs można to osiągnąć, osadzając na powierzchni cienką warstwę mieszaniny cezu i tlenku cezu [16].

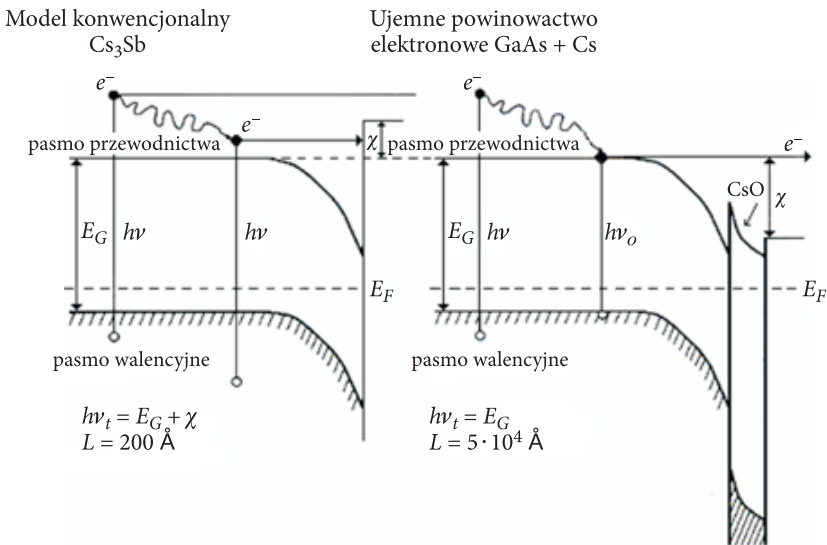
Okazuje się, że osadzenie czystego cezu na powierzchni GaAs jest niewystarczające do wytworzenia ujemnego powinowactwa elektronowego. GaAs musi ponadto być silnie domieszkowany na typ  $p$  (do koncentracji dziur rzędu  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ).

Znaczenie domieszkowania objętościowego dla wytworzenia ujemnego powinowactwa elektronowego  $\chi_u$  po raz pierwszy dostrzegł Spicer [17, 18]; zostało ono potwierdzone przez niezależne badania van Laara i Scheera [19].

Udowodniono, że niemożliwe jest otrzymanie ujemnego powinowactwa elektronowego  $\chi_u$ , gdy przerwa energetyczna  $E_G$  związku  $A^{III}B^V$  jest mniejsza od 1,1 eV (1060 nm) [18, 20]. Jest to związane z barierą potencjału przy powierzchni pomiędzy  $\text{Cs}_2\text{O}$  a materiałem  $A^{III}B^V$ . Zredukowanie bariery potencjału umożliwi zrozumienie tego efektu.

Ujemne powinowactwo elektronowe  $\chi_u$  występuje wtedy, gdy  $E_p$  obniża się poniżej poziomu  $E_c$  w objętości półprzewodnika [21].

Próg czułości emiterów opartych na zasadzie ujemnego powinowactwa elektronowego  $\chi_u$  jest wyznaczony przez energetyczną przerwę wzbronioną  $E_G$  półprzewodnika grupy  $A^{III}B^V$ ; duże możliwości regulacji wygięcia pasmowego dają fotokatody z warstw trój- i czteroskładnikowych tych związków. Ponieważ największe fotoczułości stwierdzono w aktywowanym GaAs, zajmijmy się nim bliżej. Jeśli jego dno pasma przewodnictwa  $E_c$  leży powyżej bariery potencjału przy powierzchni, to występuje wtedy ujemne powinowactwo elektronowe  $\chi_u$ . W praktyce taki warunek otrzymuje się przez silne domieszkowanie GaAs typu  $p$  powodujące wygięcie pasm



Rys. 5. Wykres struktury pasmowej dla konwencjonalnego fotoemitera  $\text{Cs}_3\text{Sb}$  i dla fotoemitera GaAs + Cs z ujemnym powinowactwem elektronowym;  $h\nu_t$  — energia progowa

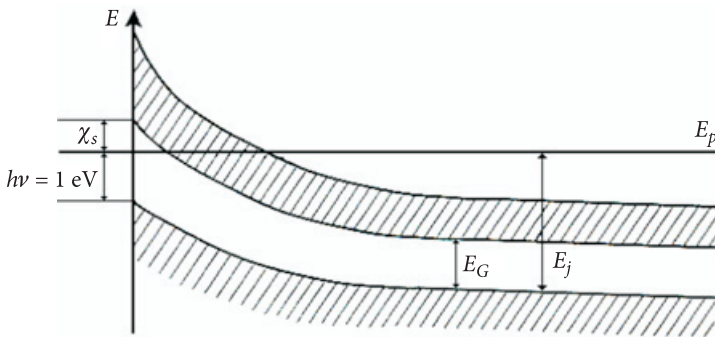
w dół przy powierzchni i przez napylenie na czystą powierzchnię cienkiej warstwy Cs bogatego w  $Cs_2O$ . Najkorzystniejsze warunki dla tego typu emiterów mają miejsce, gdy  $E_G$  materiału grupy  $A^{III}B^V$  zaczyna być mniejsza niż bariera potencjału.

Pogarsza tu sytuację „interpowierzchniowa” bariera, która powoduje zmniejszanie się wydajności kwantowej  $Y$ , gdy próg czułości przesuwają się do niższych energii fotonów. Według Spicera [17] najczulszymi fotokatodami są takie, w których nie istnieje bariera potencjału między  $E_c$  w objętości kryształu a  $E_p$  przy powierzchni; ma to miejsce, gdy Cs znajduje się na GaAs typu  $p$  wysoko domieszkowanym ( $p = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ).

Jak widać z wykresu (rys. 5), wygięcie w dół pasm energetycznych przy powierzchni jest konieczne do otrzymania powinowactwa elektronowego  $\chi_u$  [21, 38].

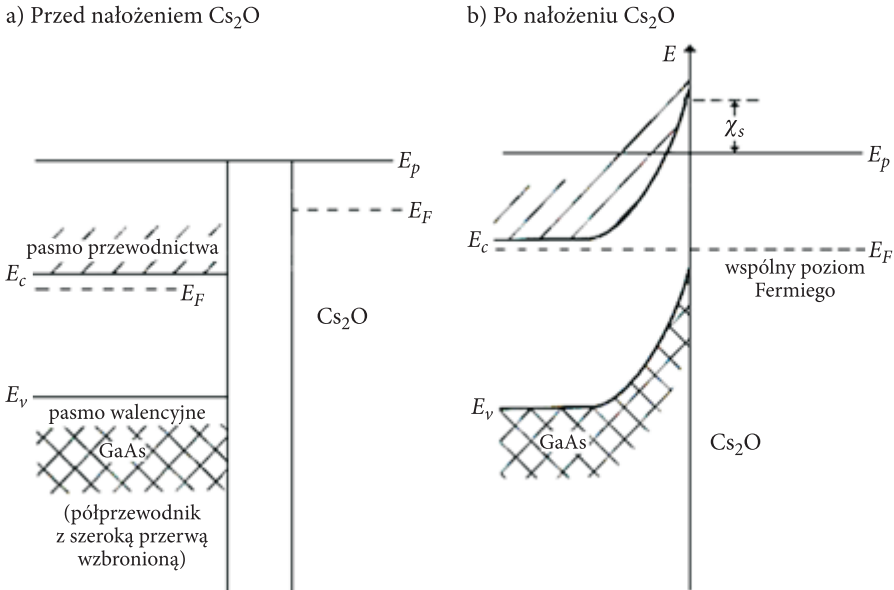
#### 4. Ujemne powinowactwo elektronowe w półprzewodnikach typu $n$

Ujemne powinowactwo elektronowe  $\chi_u$  można uzyskać również dla GaAs typu  $n$ . W GaAs typu  $n$  pasma wyginają się do góry (rys. 6 i 7).



Rys. 6. Możliwość dużego bezwzględnego wygięcia pasm o szerokiej przerwie energetycznej  $> 1\text{eV}$  [1]

Duża szerokość przerwy energetycznej  $E_G$  umożliwia osiągnięcie znacznego liczbowo (ponad  $1 \text{ eV}$ ) wygięcia pasm energetycznych na powierzchni. Takie wygięcie jest konieczne dla otrzymania powierzchniowej degeneracji struktury półprzewodnika, która rozpoczyna się, gdy na powierzchni wierzchołek pasma walencyjnego pokrywa się z objętościową energią dna pasma przewodnictwa. Skutkiem tego jest otrzymanie ujemnego powinowactwa elektronowego; może ono nastąpić po nałożeniu aktywatora (rys. 7). Wtedy elektrony w paśmie przewodnictwa powyżej poziomu próżni są zupełnie swobodne. Na rysunku 7 pokazano, jak konkretnie wyginają się pasma GaAs typu  $n$  po połączeniu z  $Cs_2O$ . Widzimy, że wtedy poziomy Fermiego  $E_F$  wyrównują się.



Rys. 7. Duże zagięcie pasm na przykładzie arsenku galu typu *n* pokrytego warstwą tlenku cezu [1, 10, 24, 38]

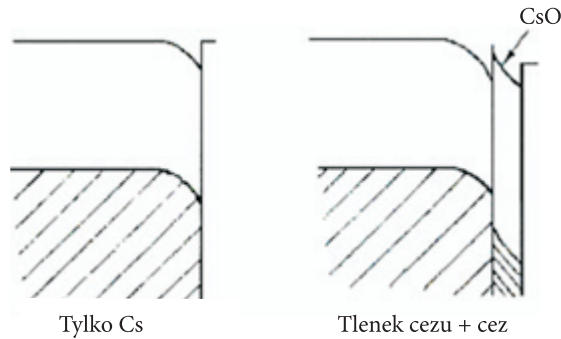
Jeżeli dno pasma przewodnictwa  $E_c$  leży powyżej bariery potencjału przy powierzchni, co pokazano na rysunku 6, to emiter ma ujemne powinowactwo elektronowe. Można to otrzymać przez silne domieszkowanie GaAs typu *p*, powodujące wygięcie pasm w dół przy powierzchni, i przez naniesienie na oczyszczoną powierzchnię GaAs cienkiej warstwy  $\text{Cs}_2\text{O}$  wzbogaconej cezem.

Na rysunku 1 przedstawiono energetycznie odseparowane (lub nakładające się na siebie) obszary o różnych koncentracjach nośników ładunku w objętości i warstwie przypowierzchniowej, poczynając od wierzchołków pasm walencyjnych do poziomu próżni. Energetyczne „wysokości” tych obszarów pokazują pionowe odcinki prostych ze strzałkami.

## 5. Bariera międzypowierzchniowa

Obniżeniem bariery potencjału przy powierzchni można spowodować obniżenie  $E_G$  i tym samym osiągnąć fotoemiter o ujemnym powinowactwie elektronowym  $\chi_u$ . Należy zauważyć, co wynika z rysunku 8, iż bariera międzypowierzchniowa między powierzchnią półprzewodnika grupy  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$  a tlenkiem cezu jest wyższa niż bariera potencjału przy powierzchni emitera. Jest to właśnie ta „międzypowierzchniowa” bariera, która odgrywa ważną rolę, gdy przerwa  $E_G$  emitera jest zredukowana [22, 23, 24].





Rys. 8. Model pasmowy GaAs pokazujący efekt Cs i Cs + Cs–O. Warstwa Cs–O może być tak cienka, jak kilka warstw atomowych

## 6. Dlaczego półprzewodniki o małej przerwie energetycznej nie nadają się na czujniki podczerwieni?

Silne wygięcie pasm w półprzewodnikach o wąskiej przerwie energetycznej prowadzi do silnej degeneracji gazu dziurowego. Wtedy nie tylko poziom Fermiego przy powierzchni półprzewodnika znalazłby się wewnątrz pasma walencyjnego albo pasma przewodnictwa, lecz pewne obszary tych pasm położone blisko ich krawędzi pokryłyby się (zjawisko *overlapping*). Z tym zjawiskiem jest związany swobodny, niewymagający dostarczenia energii przepływ nośników między pasmami. Zatem w przypadku silnego wygięcia pasm do dołu (półprzewodnik typu  $p$ ), zewnętrzne elektrony w paśmie walencyjnym łatwo odrywają się od atomów, stając się elektronami przewodnictwa; wzrasta przez to koncentracja dziur. w półprzewodniku typu  $n$  pokrycie się pasm przy powierzchni może spowodować zapelnianie się dziur w paśmie walencyjnym przez swobodne elektrony. Oba te procesy zmieniają strukturę warstw przypowierzchniowych, anulując lub zmniejszając inwersję pasm. W rezultacie więc w półprzewodnikach z małą przerwą energetyczną  $E_G$  nie mogą wytworzyć się duże wygięcia pasm i nie można silnie obniżyć pracy wyjścia.

## 7. Technologia wykonywania emiterów (czujników na podczerwień)

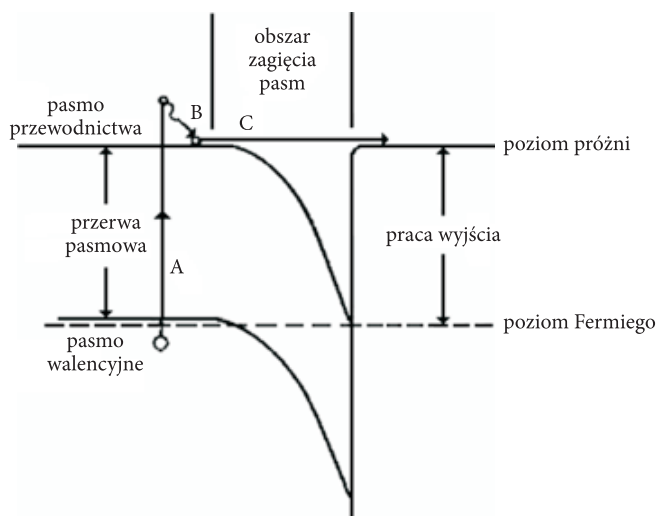
Osadzanie Cs na powierzchniach związku  $A^{III}B^V$  było istotnym krokiem w procesie aktywacji fotoemiterów o ujemnym powinowactwie elektronowym. Na grubszym podłożu monokrystalicznego GaAs hoduje się cienkie warstwy InGaAs lub InGaAsP (z podłoża GaAs lub InP). Te cienkie warstwy (fotoemisyjne) hoduje się z ciekłej lub gazowej epitaksji. Kluczowym problemem jest tu dopasowanie, tak ściśle

jak to możliwe, sieci warstwy epitaksjalnej i podłoża w czasie wzrostu przy temperaturze wzrostu warstwy epitaksjalnej i później przy temperaturze pokojowej.

W czasie tworzenia się odpowiedniej struktury tego trój- lub czteroskładnikowego związku umieszcza się go w próżni i poddaje procesowi aktywacji w celu uzyskania na powierzchni odpowiedniej fotoczułej warstwy i osiągnięcia ujemnego powinowactwa elektronowego. W tym procesie następuje najpierw oczyszczenie powierzchni podłoża przez ogrzewanie w próżni do temperatury bliskiej temperaturze naparowania (dla GaAs do ok. 880 K). Wtedy wszystkie tlenki zostają usunięte. Po oczyszczeniu warstwa z ujemnym powinowactwem elektronowym jest наносzona na powierzchnię podłoża i otrzymujemy żądany emiter. Osadzenie aktywującej warstwy zostaje dokonane przez dostarczony Cs i O do układu próżniowego. Dla GaAs optymalna warstwa  $\text{Cs}_2\text{O}$  powinna mieć grubość kilku warstw atomowych (10-15 Å) [25].

Otrzymanie fotokatody z GaAs/Cs sprawiło, że posunęły się naprzód badania małego powinowactwa elektronowego. Skorzystano z występującego w fotokatodzie zagięcia pasmowego w pobliżu powierzchni w celu osiągnięcia zerowej lub nawet ujemnych wartości efektywnego powinowactwa elektronowego. Pojęcie powinowactwa zerowego miało daleko idące konsekwencje dla wydajności pracy fotoemiterów.

Obraz pasm zaproponowany przez Scheera i van Laara [24] dla pierwotnej fotokatody GaAs był taki jak pokazano na rysunku 9<sup>1</sup>.



Rys. 9. Zagięcie pasmowe przy powierzchni fotokatody z GaAs wg [29, 24, 30]

<sup>1</sup> „Pik”, który znajduje się na oryginalnym rysunku w pracy [24], to szczególny przypadek konstrukcji użytej do otrzymania potencjału próżni, jest raczej częścią potencjału kryształu niż struktury pasmowej, ponieważ jego istnienie jest w ogólnym przypadku wątpliwe, dlatego też został pominięty na rysunku 9.

Scheer i van Laar [24] utworzyli pierwotną fotokatodę (pierwszy fotoemiter z ujemnym powinowactwem) przez łupanie w próżni silnie domieszkowanego na typ  $p$  monokryształu GaAs z monowarstwą cezu na powierzchni. Praca wyjścia  $\phi$  powierzchni łupanej wynosiła około 4,7 eV, ale została zmniejszona do około 1,4 eV poprzez pokrycie jej cezem w ilości około monowarstwy [29]. Scheer i van Laar [24] przyjęli, że pasma energetyczne przy powierzchni były wygięte wskutek kombinowanych efektów stanów powierzchniowych, adsorpcji Cs i jonizacji akceptorów w pobliżu powierzchni. Pasma przewodnictwa w objętości znajdowało się około 1,4 eV (tyle co  $E_G$  GaAs) powyżej poziomu Fermiego  $E_F$ ; na tym samym poziomie był poziom próżniowy  $E_p$  wytworzony (obniżony) w wyniku napyłania cezu (praca wyjścia w przybliżeniu wynosiła 1,4 eV) [25].

Najlepszym podłożem do wykonania wydajnego emitera okazał się monokryształiczny GaAs lub InP, których sieć krystaliczna powinna być dopasowana ściśle do wymiarów sieci cienkiego materiału, najlepiej potrójnego lub poczwórnego (InGaAs, InGaAsP) wyhodowanego na podłożu InP [17].

Po naniesieniu na taki półprzewodnikowy związek monowarstwy Cs otrzymuje się bardzo wydajny fotoemiter. Na przykład praca wyjścia  $\phi$  czystego monokryształu GaAs wynosi 4,7 eV, a po pokryciu jego powierzchni jedną warstwą cezu zmniejsza się do 1,4 eV [28]. Wtedy poziom próżni obniżył się w przybliżeniu do poziomu dna pasma przewodnictwa; wynika stąd, że poziom Fermiego musi obniżyć się nawet do pasma walencyjnego (rys. 9) [30].

## 8. Początkowe badania prowadzące do uzyskania ujemnego powinowactwa elektronowego

Rozważmy grubość warstw Cs i Cs–O na fotokatodach GaAs(Cs) i GaAs(Cs–O) i ich wpływ na wytwarzane (preparowane) fotokatody.

Turnbull i Evans [23] podali, że technologia wytwarzania fotokatod GaAs(Cs) opisanych przez Scheera i van Laara [24] została ulepszona przez eksponowanie powierzchni na przemian na O i Cs. Na podstawie swoich doświadczeń autorzy ci doszli do wniosku, że dla optymalnej grubości zawartość Cs jest równoważna od czterech do dziesięciu monowarstw Cs [23, 25]. James i współpracownicy [10] doszli do optymalnej grubości Cs–O sześciu „warstw”, które jednak nie są zdefiniowane poprzez monowarstwy. W przytoczonych i nieprzytoczonych doświadczeniach zawartość Cs była określana różnymi metodami mniej lub bardziej pośrednimi. Ponieważ grubość Cs–O utworzonego na monokryształ GaAs jest ważna w interpretacji jego wpływu na emisję elektronową, więc bezpośrednia analiza chemiczna zaadsorbowanego Cs okazała się niezbędna. Dotychczas nie ma równie prostej metody określania absolutnej ilości O pobranego przez GaAs, więc z uzyskanych wyników nie można wyciągnąć żadnego wniosku, czy w końcowym

materiale katody (emitera) jest obecny stechiometryczny związek  $\text{Cs}_2\text{O}$  lub jeden z pozostałych znanych tlenków cezu.

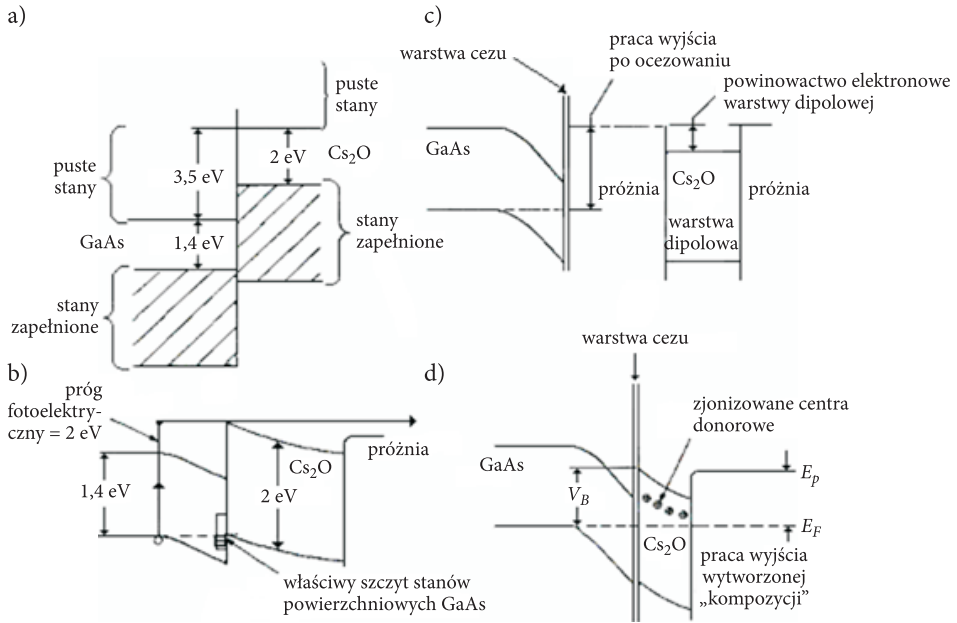
Opiszemy w skrócie jeden ze sposobów wytwarzania fotokatod cezowych. Epitaksjalnie hodowane, domieszkowane monokryształy GaAs typu  $p$  montuje się w kolektorze do pomiaru prądu fotoemisji (w fotodiodzie) po oczyszczeniu powierzchni grzaniem do temperatur bliskich temperatury rozkładu, aktywuje się albo samym Cs, albo przemiennym dodawaniem Cs i O do czasu uzyskania maksimum czułości w świetle białym (z lampy wolframowej) w zakresie  $500 \mu\text{A}/\text{lm}$ . Następnie szklane kolby z próbkami otwiera się i natychmiast wpuszcza się te kryształy do 5% rozkładu kwasu chlorowodorowego i azotowego. Roztworów tych następnie używa się do analizy absorpcji atomowej. Na tej analizie można bardzo polegać jeśli chodzi o Cs (w odróżnieniu np. od Na), ponieważ istnieje małe prawdopodobieństwo, że Cs jest obecny jako zanieczyszczenie w szkle lub w użytych chemikaliach.

Otrzymane przez badaczy [23, 26, 27] grubości Cs i liczby warstw prowadzą do wniosków, że wyniki powtarzają się z dużą zgodnością, szczególnie dla próbek utlenionych, i że próbki GaAs utlenione (po procesie Cs–O) zawierają w przybliżeniu trzy razy tyle Cs co próbki nieutlenione.

Dla interpretacji wpływu Cs–O na fotoemisję z GaAs najważniejszy jest fakt, że maksymalną fotoczułość wykazuje warstwa o grubości jednej monowarstwy i dlatego jest nieprawdopodobne, aby tlenek cezu zachowywał się jak materiał objętościowy. To rozumowanie nie zgadza się jednak z tak zwanym modelem heterozłącza<sup>2</sup> (rys. 10), który jest oparty na właściwościach objętościowych  $\text{Cs}_2\text{O}$  w fotokatodzie Ag–O–Cs.

Niektórzy autorzy [10, 26] sugerują, że przyczyną wystąpienia większej zawartości  $\text{Cs}_2\text{O}$  mogły być różnice w procesach technologicznych i powierzchniach próbek. Sommer z współpracownikami [27] wnioskowali, że GaAs można aktywować do czułości maksymalnej z równoważnikiem jednej monowarstwy Cs i jednej monowarstwy  $\text{Cs}_2\text{O}$ .

<sup>2</sup> Złącza powstałe na styku dwóch warstw o różnym składzie chemicznym nazywa się heterozłączami. Ponieważ np. przerwy energetyczne w GaAs i w  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  mają różne wartości, to w heterozłączu utworzonym z tych dwóch materiałów powstają znacznie wyższe energetyczne bariery potencjału dla elektronów niż w złączu  $p$ – $n$  wytworzonym w materiale jednego rodzaju, np. w GaAs. Na heterozłączu GaAs– $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  występuje znaczna bariera energetyczna.



Rys. 10. Heterozłącze pomiędzy  $\text{Cs}_2\text{O}$  i  $p^+\text{GaAs}$ : a) złącze bez warstwy początkowej cezu i przed przeniesieniem ładunku; b) po przeniesieniu ładunku: czysty  $\text{Cs}_2\text{O}$  na czysty  $\text{GaAs}$  — „przytwierdzenie” (przyszpilowanie) pasma walencyjnego  $\text{Cs}_2\text{O}$  przez stany powierzchniowe  $\text{GaAs}$ ; c) zbliżenie warstwy  $\text{Cs}_2\text{O}$  do pocezowanej powierzchni  $\text{GaAs}$ ; d) model heterozłącza (ostateczny) fotoemitera z  $\text{GaAs}$  pokrytego  $\text{Cs}_2\text{O}$  [16, 6, 34]

## 9. Ulepszanie fotoemiterów

Krytycznym punktem rozwoju (technicznego), który był bardzo znaczący w realizacji potencjału emiterów z wykorzystaniem ujemnego powinowactwa elektronowego, było zastąpienie monowarstwy Cs na powierzchni emitera z  $A^{III}B^V$  przez bardziej zwartą (jednolitą) i grubszą warstwę Cs i  $\text{Cs}_2\text{O}$  [21, 23]. Jak pokazano na rysunku 10, bardziej kompletna (spójna) warstwa prowadzi do dalszej redukcji rzeczywistego<sup>3</sup> powinowactwa elektronowego przy powierzchni półprzewodnika. Jest to bardzo ważne, ponieważ to największy (najefektywniejszy) jedyny sposób z katodami (nazywanymi NEA) na przesuwaniu progu czułości wciąż do niższych energii pobudzających fotonów i ułtymatywnie ta energia jest powierzchniową barierą potencjału określającą minimalną energię progową, czyli zbliżającą się do coraz większej długości fali (do coraz dalszej podczerwieni). Zauważmy, z rysunku 8, że próg jest określany przez przerwę energetyczną  $E_G$  związku. Obniżeniem bariery potencjału przy powierzchni może być spowodowane obniżenie przerwy

<sup>3</sup> Rzeczywiste (efektywne) powinowactwo elektronowe jest ujemne.

pasmowej i tym bardziej spełniony (osiągnięty) emiter o ujemnym powinowactwie. Zauważmy też, że na rysunku 8 wykazano, że bariera „międzypowierzchniowa” między powierzchnią związku  $A^{III}B^V$  (GaAs) a tlenkiem cezu  $Cs_2O$  jest wyższa niż bariera potencjału przy powierzchni emitera [29]. Jak będzie pokazane, jest to „międzypowierzchniowa” bariera potencjału, która zaczyna być bardzo ważna, gdy przerwa energetyczna  $E_G$  emitera jest zredukowana. Dużą zaletą stosowanych tu związków potrójnych lub poczwórnych jest to, że  $E_G$  może być regulowane do żądanej wartości w szerokim zakresie energetycznym przez zmianę zawartości składników danego związku (np. InGaAs).

Scheer i van Laar zaproponowali ogólny typ wysokowydajnej fotokatody, używając takiego półprzewodnika typu  $p^{++}$  pokrytego warstwą o niskiej  $\phi$ ; taką warstwą, że  $E_G$  tego półprzewodnika jest większa lub równa  $\phi$  utworzonej powierzchni. Zdemonstrowali to na GaAs–Cs i utrzymali czułość świetlną  $> 500 \mu A/lm$  z progami przy 1,4 eV.

Turnbull i Evans [23] oraz Bell i Uebbing [25] pokazali, że kilkuwarstwowe pokrycie kombinacją Cs/O może powodować pracę wyjścia  $\phi$  wyraźnie niższą niż samego Cs.

W latach dziewięćdziesiątych Uebbing i Bell [25] poprawili czułość świetlną fotokatody GaAs–Cs–O do  $960 \mu A/lm$ ; zredukowali również próg fotoelektryczny do 1,1 eV w fotokatodach trójskładnikowych InGaAs z warstwami powierzchniowymi Cs–O.

Emisję można jednak wspomagać polem elektrycznym przez przyłożenie zewnętrznego napięcia [30–32]. Wbudowane pole sprzężone z powierzchniowym zagięciem pasm przyspiesza elektrony, ułatwiając im ucieczkę w próżnię.

Gdy jednak zredukujemy przerwę energetyczną poniżej 1 eV, to wbudowane pole jest już niewystarczające do przyspieszenia elektronów przez międzypowierzchniową barierę w pobliżu powierzchni.

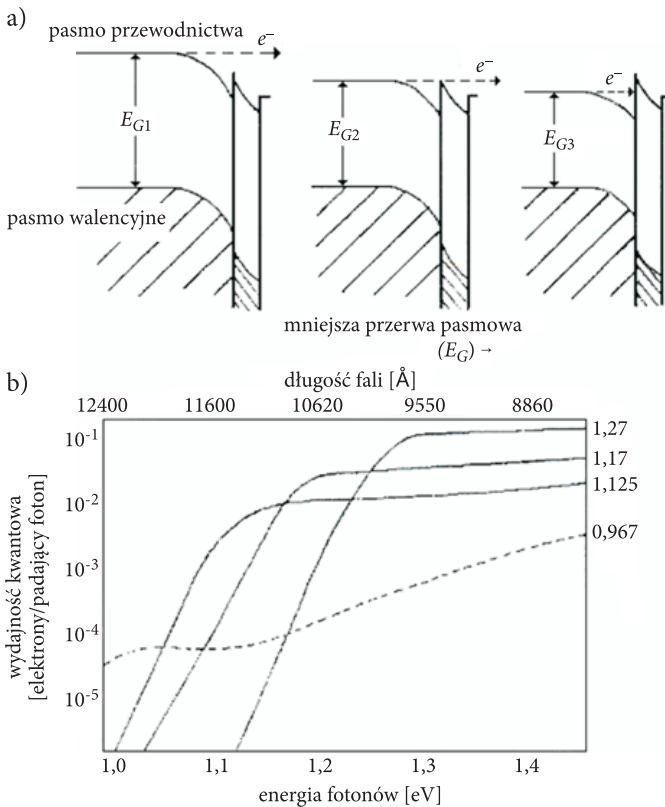
## 10. Trudności w otrzymywaniu bardzo czułych fotoemiterów

Między tlenkiem cezu ( $Cs_2O$ ) a monokryształem  $A^{III}B^V$  (np. GaAs) nie mamy pełnych informacji o stechiometrii. Nieznana jest do końca struktura interpowierzchni  $Cs_2O$  — monokryształ  $A^{III}B^V$  (GaAs).

Na przeszkodzie do otrzymania bardzo wydajnych emiterów stoi bariera — interpowierzchniowego potencjału występującego pomiędzy GaAs i  $Cs_2O$  [29b], która ogranicza czułość od strony fal długich. Prowadzone były prace nad zmniejszeniem lub całkowitym zredukowaniem tej interbariery. Wtedy otrzymalibyśmy bardzo wydajne fotoemitery nawet na daleką podczerwień. Ważna jest tu znajomość zarówno elektronowej, jak i sieciowej struktury odłupywanych orientowanych powierzchni GaAs. Ważne jest także ściśle dopasowanie sieci krystalicznej nanoszonej

warstwy epitaksjalnej i sieci podłoża z GaAs przy temperaturze wzrostu warstwy epitaksjalnej i później przy temperaturze pokojowej [33].

Problemem nie do końca wyjaśnionym jest niepełna jeszcze wiedza o  $Cs_2O$  oraz powierzchni jej styku z materiałem  $A^{III}B^V$ . Na rysunkach 6 i 7a przedstawiono barierę między podłożem  $A^{III}B^V$  i  $Cs_2O$ , która niestety ogranicza czułość od strony długich fal.



Rys. 11. a) Wykres pasm energetycznych dla pomniejszonej przerwy energetycznej półprzewodników grupy  $A^{III}B^V$ ; b) zmiana wydajności związku  $InAs_xP_{1-x}$  ze zmianą przerwy energetycznej (dla różnych wartości wartości pasm wzbronionych). Przerwa energetyczna podana na prawej odciętej dla wszystkich składników związku. Krzywa przerywana przedstawia spadek i zmianę kształtu krzywej wydajności, kiedy minimum pasma przewodnictwa obniża się poniżej bariery „interfacjal” (wg W. Spicera)

Stwierdzono, że wydajność systematycznie maleje, gdy przerwa energetyczna zmniejsza się. Jest to właśnie związane z potencjałem „międzypowierzchniowym” w postaci bariery pomiędzy podłożem  $A^{III}B^V$  i tlenkiem ceszu (rys. 8 i 11a).

Nie ma pełnej jasności, dlaczego ta bariera potencjału międzypowierzchniowego pojawia się tutaj i jak może być zmniejszona lub nawet całkowicie zredukowana.

Pamiętając, że przerwa energetyczna określa próg fotoemisji, widzimy od razu, że katody NEA ze związków III-V otwierają drogę, na której próg czułości fotoemiterów może być dopasowany do optymalnej wartości dla danych zastosowań. Ta zdolność dopasowania progu sprawia, między innymi, że żądana przerwa energetyczna może być otrzymana w pewnych granicach. Górna granica jest określana przez największą przerwę energetyczną stosowanego półprzewodnika, a dolna granica jest określona przez bardzo ważny efekt. Wydajność związków III-V systematycznie maleje, gdy ich przerwa energetyczna zmniejsza się. Jest to związane z potencjałem „międzypowierzchniowym” w postaci bariery pomiędzy podłożem III-V i tlenkiem cezu (rys. 8 i 11a). Jak pokazano na rysunku 11, bariera potencjału międzypowierzchniowego pozostaje w przybliżeniu utrzymana w stałej pozycji, gdy przerwa energetyczna się zmniejsza. W wyniku tego efektywna<sup>4</sup> wielkość ujemnego powinowactwa zmniejsza się ze zmniejszaniem energii padających fotonów  $h\nu$ . Wskutek tego następuje redukcja  $P(h\nu)$  prawdopodobieństwa ucieczki przy powierzchni, a stąd zmniejszenie wydajności, nawet gdy próg jest przesunięty do mniejszych kwantów energii  $h\nu$ . Oczywiście będzie osiągnięta taka przerwa energetyczna, dla której dno pasma przewodnictwa leży poniżej wierzchołka bariery międzypowierzchniowej (patrz rys. 11). W tym punkcie elektrony będą zmuszone do tunelowania przez barierę (to znaczy na wskroś), a  $P_u(h\nu)$  będzie zgodnie z tym się zmniejszało [21, 30, 32, 38]. Jak pokazano na rysunku 11b (krzywa przerywana), to zdarza się wtedy, gdy przerwa jest zredukowana z 1,12 eV do 0,97 eV. Część krzywej wydajności dla tej drugiej (nowej) przerwy i energii fotonów  $h\nu$  mniejszej od 1,1 eV jest związana z tunelowaniem przez międzypowierzchniową barierę. Powyżej 1,1 eV wydajność rośnie z energią fotonów  $h\nu$  coraz bardziej, aż pobudzone elektrony pojawią się przy powierzchni z energią dostateczną do ucieczki, która będzie łatwiejsza przez barierę międzypowierzchniową niż przez tunelowanie [30].

Droga do wyjaśnienia tych problemów prowadzi do głębszego zrozumienia elektronowej struktury i topologii czystej powierzchni związków  $A^{III}B^V$ . Należy tu pamiętać, że cechą charakterystyczną powierzchni półprzewodnika jest ścisły związek zachodzących na nich zjawisk fizycznych z chemicznymi. Koncentracja

<sup>4</sup> Efektywne powinowactwo elektronowe to różnica energii między dnem pasma przewodnictwa w objętości półprzewodnika a poziomem próżni. Możemy zatem powiedzieć, że to efektywne  $\chi$  będzie rosło dla półprzewodnika typu  $n$ , a zmniejszało się dla półprzewodnika typu  $p$ . Ponieważ grubość warstwy, w której znajduje się zagięcie pasm, zmniejsza się z domieszkowaniem, obszar zagięcia pasma może być zmniejszony w odniesieniu do głębokości wyrzutu elektronu  $L(h\nu)$  i głębokości absorpcji  $\frac{1}{\alpha(h\nu)}$ . Różnica między efektywnym a aktualnym powinowactwem zaczyna być wtedy nieznacząca [9], toteż w praktyce efektywne powinowactwo zazwyczaj pomija się i przyjmuje się (dla uproszczenia), że katody mają powinowactwo ujemne. Jednakże należy zawsze mieć na uwadze, że jest to rzeczywiste „efektywne powinowactwo”, a nie prawdziwe powinowactwo elektronowe, które jest ujemne. Prawdziwe powinowactwo elektronowe jest różnicą między minimum pasma przewodnictwa a poziomem próżni przy powierzchni (patrz rys. 6).



i położenie stanów powierzchniowych zmienia się w wyniku reakcji chemicznych zachodzących na powierzchni i adsorpcji obcych atomów. Należy mieć nadzieję, że bardziej skomplikowane międzypowierzchnie uformowane przez naturalne tlenki i warstwy tlenku cezu ( $Cs_2O$ ) już wkrótce będą, a może w niektórych laboratoriach już są, zrozumiałe [36].

Naukowcy amerykańscy [9, 24, 25, 30] udowodnili, że niemożliwe jest otrzymanie ujemnego powinowactwa elektronowego  $\chi_u$ , gdy przerwa energetyczna związku  $A^{III}B^V$  jest mniejsza niż 1,15 eV ( $1,06 \cdot 10^3$  nm). Jest to związane z barierą potencjału przy międzypowierzchni między  $Cs_2O$  a półprzewodnikiem grupy  $A^{III}B^V$ . Należy się spodziewać, że zrozumienie tego efektu będzie osiągnięte przez prowadzone prace podstawowe nad zredukowaniem tej bariery potencjału. Odpowiednia czułość po przekroczeniu 1,06  $\mu m$  została otrzymana przez przyłożenie zewnętrznych źródeł potencjału na wskroś katody celem dostarczenia elektronów z dostateczną energią do ucieczki w próżnię.

## 11. Warunki, jakie powinien spełniać fotoemiter o wysokiej czułości

Musi on mieć duże  $E_G$  i niską wartość  $\chi_s$  (czyli wąskie energetyczne pasmo przewodnictwa). Niska wartość powinowactwa elektronowego  $\chi_s$  (rys. 6) jest związana z małą pracą wyjścia  $\varphi$ . Jeśli tę stosunkowo małą pracę wyjścia  $\varphi$  jeszcze odpowiednio obniżymy, aktywując materiał, to otrzymamy już bardzo małe  $\varphi$ . Wtedy poziom próżni  $E_p$  może znaleźć się nawet poniżej dna pasma przewodnictwa przy powierzchni, czyli wystąpi ujemne powinowactwo elektronowe  $\chi_u$  [37]. Należy zapytać, dlaczego materiał na fotoemiter powinien mieć dość duże  $E_G$ . Przy dużym  $E_G$  istnieje możliwość występowania dużego wygięcia pasm do góry (rys. 6), a to wygięcie następuje po nałożeniu na GaAs aktywatora [29c]. Gdyby pasma przy małym  $E_G$  silnie się wyginały, nastąpiłaby duża degeneracja gazu dziurawego, a wtedy  $E_F$  przy powierzchni musiałyby wchodzić głęboko w pasmo walencyjne, co jest niemożliwe, bo działa tu kilka mechanizmów przeciwdziałających tak wielkiej degeneracji. W rezultacie więc półprzewodniki z małym  $E_G$  nie wytwarzają tak dużych wygięć, „utrzymując”  $E_F$  nieco niżej, przez co praca wyjścia  $\varphi$  tak silnie nie maleje. Na rysunku 7 wyjaśniono, jak konkretnie wyginają się pasma GaAs po nałożeniu na niego warstw z  $Cs_2O$ .  $E_F$  w  $Cs_2O$  znajduje się blisko  $E_p$  (o wiele bliżej niż w GaAs). Po trwałym „nałożeniu” na powierzchnię GaAs warstewki  $Cs_2O$  poziomy Fermiego muszą się wyrównać, bowiem dużo elektronów z powierzchni GaAs przechodzi do  $Cs_2O$ . Ponieważ  $Cs_2O$  na swej interpowierzchni z GaAs ma dużo zapełnionych stanów elektronowych, to  $E_F$  zostaje jakby „przyszpilone” w miejscu [38], a potem  $E_F$  GaAs musi „podciągnąć się” do góry [24]. Elektrony z GaAs przechodzą wtedy na interpowierzchnię, czyli uciekają z GaAs, którego obszar

przypowierzchniowy staje się wtedy bardziej typu  $p$ . Dno pasma przewodnictwa może wtedy sięgać ponad poziom próżni, wówczas powinowactwo elektronowe staje się ujemne [16]. Należy jeszcze raz podkreślić, że tak duże wygięcie pasm jest możliwe do wykonania bez jednoczesnego wejścia w stan dużej degeneracji tylko wtedy, gdy  $E_G$  półprzewodnika jest duże. A taką przerwę ma właśnie GaAs.

## 12. Możliwości wykorzystania w praktyce emiterów czułych na podczerwień

Działanie detektorów fotoemisyjnych w podczerwieni opiera się na emisji elektronów z emitera pod wpływem padających nań kwantów promieniowania podczerwonego.

Struktura energetyczna GaAs, czyli duża przerwa energetyczna  $E_G$ , i dość łatwe uzyskanie przewodnictwa o silnym typie  $p$  (duże wygięcie pasm do dołu) dopuszcza przesunięcie fotoelektrycznych progów warstw GaAs–Cs<sub>2</sub>O–Cs do podczerwieni, a przez to osiągnięcie bezwzględnych wydajności kwantowych 0,1 el/fot [19, 23, 30, 39].

W ten sposób aktywowane i fotoelektrycznie wydajne warstwy powierzchniowe GaAs mogą mieć praktyczne zastosowania jako detektory podczerwieni. Na przykład będą reagować prądem fotoemisji zewnętrznej na nieprzewidziany wzrost temperatury w pomieszczeniach zamkniętych lub służyć jako czujniki przy wykrywaniu niezidentyfikowanych obiektów promieniujących podczerwienią. To drugie zastosowanie zostało sprawdzone w operacjach wojskowych i policyjnych.

W celu wzmocnienia padającej wiązki fotoelektronów stosuje się fotopowielacze oparte na zjawisku emisji wtórnej.

Spośród wielu półprzewodników stosowanych do detekcji promieniowania podczerwonego wysuwa się na czoło GaAs pokrywany cezem.

Takie detektory zdolne są reagować na promieniowanie o coraz dłuższej fali (podczerwień średnia), co stwarza duże możliwości wykorzystania ich do budowy czujników pożarowych.

Dobry fotoemiter musi mieć nie tylko duże  $E_G$ , ale i niską wartość  $\chi$  (co jest spełniane przy wąskim pasmie przewodnictwa). Niska wartość  $\chi$  jest związana z małą pracą wyjścia  $\phi$  nawet z powierzchni czystych danego półprzewodnika. Jeśli teraz te stosunkowo małe  $\phi$  jeszcze obniżymy przez aktywator (najczęściej w postaci Cs<sub>2</sub>O), to otrzymamy już bardzo małe  $\phi$ . Wtedy  $E_p$  może znaleźć się nawet poniżej  $E_c$  przy powierzchni, czyli wystąpi  $\chi_u$ . To ujemne powinowactwo elektryczne  $\chi_u$  mówi o zależności między barierą potencjału przy powierzchni i  $E_c$  w objętości materiału. Jeżeli bowiem  $E_c$  leży powyżej bariery potencjału przy powierzchni, to emiter ma wtedy  $\chi_u$ .

Można z tego wyciągnąć ogólny wniosek, że aby otrzymać wydajne fotoemitery, należy redukować powinowactwo elektronowe  $\chi$ , a więc powierzchniową barierę potencjału [40-42].

Detektory fotoemisyjne znajdują zastosowanie w systemach alarmowych, sygnalizacji i w różnego typu urządzeniach kontrolnych.

### 13. Podsumowanie

Materiał na fotoemiter winien mieć duże  $E_G$ , ponieważ przy dużym  $E_G$  istnieje możliwość większego wygięcia pasm do góry (rys. 6), co widać na przykład po „nałożeniu” na półprzewodnik grupy  $A^{III}B^V$  aktywatora  $Cs_2O$  [43]. Wtedy występuje między powierzchnią podłoża np. kryształu GaAs a tlenkiem cezu bariera międzypowierzchniowa.

Podczas napyłania Cs elektrony z GaAs przechodzą do interpowierzchni. Obszar przypowierzchniowy GaAs staje się wtedy typu  $p$ . Jak pokazano na rysunku 6, dno pasma przewodnictwa może sięgać ponad poziom próżni  $E_p$ . Tak duże wygięcie jest możliwe do wykonania tylko na materiale o dużym  $E_G$ , np. w GaAs [44-46].

Obniżając barierę potencjału przy powierzchni kryształu (przez nakładanie Cs), powodujemy obniżenie  $E_G$  i przez to osiągamy emiter o ujemnym powinowactwie elektronowym  $\chi_u$ .

Gdy wystąpi zerowe efektywne powinowactwo elektronowe, następuje silny wzrost wydajności kwantowej (zmniejsza się wartość progu fotoelektrycznego do  $\sim 1$  eV).

Wykorzystując właściwości struktury energetycznej GaAs, takie jak szerokie  $E_G$  i dość łatwo uzyskiwane przewodnictwo o silnym typie  $p$  (duże wygięcie pasm do dołu), możemy przesunąć fotoelektryczne progi warstw GaAs- $Cs_2O$ -Cs do podczerwieni i osiągnąć dużą wydajność kwantową.

Pokazano, że do otrzymania ujemnego powinowactwa elektronowego  $\chi_u$  konieczne jest wygięcie pasm energetycznych w dół. To wygięcie jest następstwem silnego domieszkowania GaAs do typu  $p$  i zapełniania się elektronami stanów kwantowych na interpowierzchni GaAs-Cs.

Omówiono przydatność ujemnego powinowactwa elektronowego  $\chi_u$  do wytwarzania fotokatod — czujników na podczerwień mogących znaleźć zastosowania w praktyce. Badania wykazały, że do tego celu (jak już mówiliśmy) najlepiej nadaje się GaAs po odpowiednich aktywacjach powierzchni i pokrywaniu jej  $Cs_2O$  [29d].

Przez potrójne lub poczwórne łączenie związków III-V energetyczna przerwa wzbroniona, a stąd i próg fotoelektryczny, mogą być umieszczane przy żądanej energii fotonów w pewnych granicach. Najważniejsza granica znajduje się przy około 1,1 eV i jest najniższą otrzymywaną dla katod NEA. Jest położona w punkcie, przy którym przerwa wzbroniona związku grupy II-V zaczyna być mniejsza niż

bariera potencjału. Podstawowe prace dotyczące interpowierzchniowych barier między związkami III-V a  $\text{Cs}_2\text{O}$  to publikacje Spicera, Bella, Scheera i van Laara [17, 19, 21, 24, 25].

W latach osiemdziesiątych coraz częściej wprowadzano katody nazywane NEA (*Negative Emitters Affinity*). Użyteczne i nowe wyniki w rozwoju tych katod z dużymi możliwościami regulacji wygięcia pasmowego dają fotokatody z warstw trój- i czteroskładnikowych półprzewodników grupy  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ . Warto dodać, że najlepiej dobrane energie progowe różnych warstw NEA mieszczą się w przedziale od 1,1 do 1,4 eV, a dalsze obniżanie progów wpływało na zmniejszenie wydajności.

Prowadzone badania [17] nad zwiększaniem fotoczułości przez oddziaływanie światłem i wyciągającym polem elektrycznym na preparowane różne fotowarstwy nie dały tak dużych fotoczułości jak w aktywowanym GaAs.

Standardową firmą produkującą fotopowielacze z fotokatodami NEA jest amerykańska firma Varion. Występujące w nich katody pracują, wykorzystując zjawiska odbicia i są reprezentatywne dla dzisiejszego stanu wiedzy i technologii badań. W Polsce najbardziej znanym i wiodącym ośrodkiem badań nad wytwarzaniem fotokatod podczerwieni jest Instytut Optoelektroniki w Wojskowej Akademii Technicznej w Warszawie [47-49].

Obecnie uzyskuje się już fotodiody na podczerwień o bardzo dużej czułości. Doskonaląc technologie, otrzymuje się coraz lepsze parametry techniczne, a więc większą czułość.

Artykuł wpłynął do redakcji 3.08.2009 r. Zweryfikowaną wersję po recenzji otrzymano w lipcu 2009 r.

#### LITERATURA

- [1] J. WOJAS, *Fotoelektryczne badania półprzewodników*, Wydawnictwo Naukowe SEMPER, Warszawa, 1994.
- [2] J. WOJAS, *Fizyka powierzchni półprzewodników*, Akademicka Oficyna Wydawnicza, PLJ, Warszawa, 1995.
- [3] C. A. SCHMUTTENMAER i in., *Chem. Phys.*, 2005, 91, 1996.
- [4] XU SHIHONG i in., *Surf. Sci. Lett.*, 4, 25, 1997.
- [5] K. JACOBI i in., *Surf. Sci.*, 141, 109, 1984.
- [6] S. P. SVENSSON i in., *J. Vac. Sci. Technol., B (USA)*, 2, 235, 1984.
- [7] E. O. KANE, *Phys. Rev.*, 127, 131, 1962.
- [8] F. BASSANI i in., *Elektronic States and Optical Transilions In Solids*, Oxford, 1975.
- [9] W. E. SPICER, *Phys. Rev.*, 112, 114, 1958.
- [10] L. W. JAMES i in., *Gallium Arsenide*, Proceedings of the Seconod International Symposium, Dallas 1968, 230; *J. Appl. Physics*, 42, 580, 1971.
- [11] J. WOJAS, *Acta Phys. Pol.*, A60, 767, 1981.
- [12] C. L. PALESTRA, J. ŁAGOWSKI, H. G. GATOS, *Surf. Sci.*, 64, 457, 1977; 69, 53, 1977.
- [13] C. I. SPINDT i in., *Appl. Phys. Lett.*, 4, 25, 1989.

- [14] J. WOJAS, *Rozwój teorii i metod badawczych fotoemisji z metali, półprzewodników i izolatorów*, Centralny Ośrodek Szkolenia i Wydawnictw SEP, Warszawa, 2005.
- [15] E. TROJNAR, *Encyklopedia Fizyki Współczesnej*, Warszawa, 1983.
- [16] P. H. G. VAN KASTEREN, L. H. SMEETS, Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng, USA, 289, 83, 1982.
- [17] W. E. SPICER, Appl. Phys., 12, 115, 1977.
- [18] W. E. SPICER, J. Appl. Phys., 31, 2077, 1960.
- [19] J. J. SCHEER, J. VAN LAAR, Philips Res. Rept., 17, 101, 1962.
- [20] R. U. MARTINELLI, D. G. TISCHNER, Proc. IEEE, 62, 1339, 1974.
- [21] R. BELL, *Negative Affinity Devices Clarendon Press*, Oxford, 1973.
- [22] D. RODWAY, Surf. Sci., 147, 103, 1984.
- [23] A. A. TURNBULL, G. B. EVANS, Brit. J. Appl. Phys., 1, 155, 1978.
- [24] J. J. SCHEER, J. VAN LAAR, Solid State Communications, 3, 189, 1965.
- [25] R. L. BELL, J. J. UEBBLING, J. Appl. Phys., 12, 76, 1978.
- [26] S. GARBE, G. FRANK, Solid State Commun., 7, 615, 1969; Solid — State Electron, 12, 893, 1969.
- [27] A. H. SOMMER i in., Appl. Phys., Lett., 17, 273, 1970.
- [28] G. S. DONG i in., Surf. Interface Anal., 24, 653, 1996.
- [29a] J. J. UEBBING, R. L. Bell, 11, 357, 1967.
- [29b] B. F. WILLIAMS, In *GaAs-CsO, a low work function photoemitter*, Appl. Phys. Lett., 14, 273, 1969.
- [29c] L. W. JAMES, J. J. UEBBING, Appl. Phys. Lett., 16, 370, 1970.
- [29d] D. ANDREW, J. P. GOWERS i in., J. Phys. D., 3, 320, 1970.
- [30] R. BELL, W. E. SPICER, Proceed. of IEEE, 58, 1788, 1970; 13, 233, 1976.
- [31] R. L. BELL i in., Appl. Phys. Lett., 25, 645, 1974.
- [32] J. S. ESCHER, R. SAUKARAN, Appl. Phys. Lett., 15, 1976.
- [33] R. E. KIMON, W. E. SPICER, Phys. Rev., 119, 621, 1990.
- [34] F. MANGHI, C. KALANDRA, Surf. Sci., 136, 629, 1984.
- [35] W. P. LENISOW, A. I. KLIMIN, Fiz. Tverd. Tela, 32, 6, 1754, 1990.
- [36] R. CALABRESE i in., Nucl. Instrum. and Math. Phys. Res., A. 292, 3, 728, 1990.
- [37] T. ABUKAWA i in., J. Vac. Sci. and Technol., A, 8, 4, 3205, 1990.
- [38] W. E. SPICER i in., J. Vac. Sci. Technol., 17, 1019, 1980.
- [39] V. VERGARA, W. E. SPICER, J. Appl. Phys., USA, 80, 1809, 1996.
- [40] W. A. NESTERENKO, O. W. SNITKO, *Fizicheskiye svoystwa (atomarno-czystoj powierzchni poluprowodnikow)*, Naukowa Dumka, Kijew, 1984, Nauka Publishers, Moscow, 1988.
- [41] J. WOJAS, Kwartalnik Elektroniki i Telekomunikacji, 42, 3, 287, 1996.
- [42] J. SZUBER, Elektron Technol., Poland, 20, 323, 1996.
- [43] A. JU. MITAYAGIN, V. P. ORŁOW, Soviet Phys-Cryst., 18, 554, 1974; PTT, 16, 9, 2803, 1974.
- [44] W. WOJAS, J. WOJAS, Biul. WAT, 56, 3, 2007.
- [45] P. MARTENSSON, Phys. Rev. B., USA, 33, 8855, 1986.
- [46] J. SKONIECZNY i in., Z. Phys. B. Condensed Matter, 85, 211, 1991.
- [47] J. PIOTRKOWSKI, A. ROGALSKI, *Półprzewodnikowe detektory podczerwieni*, Warszawa, WNT, 1985.
- [48] J. PIOTRKOWSKI, W. GAWRON, Infrared Phys. Technol., 38, 63, 1977.
- [49] A. ROGALSKI, *Postępy fizyki*, 51, 2, 2000.

W. WOJAS, J. WOJAS

**Photoemissive detectors on the basis of  $A^{III}B^V$  semiconductors**

**Abstract.** The authors discuss in detail the phenomena of negative electron affinity for semiconductors  $A^{III}B^V$  in aspect of construction of sensitive detectors for infrared radiation. We show that GaAs is the most suitable material of this group of semiconductors for application of negative electron affinity to construct sensitive photoemitters. The technological process of fabrication of these emitters with  $Cs_2O$  layer on GaAs is described. We present the conditions for the photoemitter. We show the examples of detectors for detecting near infrared and middle infrared radiation.

**Keywords:** semiconductors, electron affinity, photoemitters, detectors for infrared radiation

**Universal Decimal Classification:** 535-15