

IV.
STANY DOMIESZKOWE
I EKSCYTONOWE

Metoda masy efektywnej

Metoda masy efektywnej

Idea **metody masy efektywnej (przybliżenia masy efektywnej)** opiera się na formalnej analogii pomiędzy relacją dyspersji elektronu pasmowego o energii z otoczenia ekstremum pasma a relacją dyspersji cząstki swobodnej.

Rozważmy relację dyspersji dla elektronu w pasmie o numerze n o energii bliskiej ekstremum pasma (jest to przypadek dna pasma przewodnictwa lub wierzchołka pasma walencyjnego)

Rozważmy relację dyspersji dla elektronu w pasmie o numerze n o energii bliskiej ekstremum pasma (jest to przypadek dna pasma przewodnictwa lub wierzchołka pasma walencyjnego)

$$E_n(\mathbf{k}) - E_n(\mathbf{k}_0) = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{(k_x - k_{0x})^2}{m_x} + \frac{(k_y - k_{0y})^2}{m_y} + \frac{(k_z - k_{0z})^2}{m_z} \right]. \quad (1)$$

Rozważmy relację dyspersji dla elektronu w pasmie o numerze n o energii bliskiej ekstremum pasma (jest to przypadek dna pasma przewodnictwa lub wierzchołka pasma walencyjnego)

$$E_n(\mathbf{k}) - E_n(\mathbf{k}_0) = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{(k_x - k_{0x})^2}{m_x} + \frac{(k_y - k_{0y})^2}{m_y} + \frac{(k_z - k_{0z})^2}{m_z} \right]. \quad (1)$$

Relację (1) porównujemy z relacją dyspersji dla cząstki swobodnej (w ośrodku anizotropowym)

Rozważmy relację dyspersji dla elektronu w pasmie o numerze n o energii bliskiej ekstremum pasma (jest to przypadek dna pasma przewodnictwa lub wierzchołka pasma walencyjnego)

$$E_n(\mathbf{k}) - E_n(\mathbf{k}_0) = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{(k_x - k_{0x})^2}{m_x} + \frac{(k_y - k_{0y})^2}{m_y} + \frac{(k_z - k_{0z})^2}{m_z} \right]. \quad (1)$$

Relację (1) porównujemy z relacją dyspersji dla cząstki swobodnej (w ośrodku anizotropowym)

$$E_{sw}(\mathbf{q}) = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{q_x^2}{m_x} + \frac{q_y^2}{m_y} + \frac{q_z^2}{m_z} \right). \quad (2)$$

Rozważmy relację dyspersji dla elektronu w pasmie o numerze n o energii bliskiej ekstremum pasma (jest to przypadek dna pasma przewodnictwa lub wierzchołka pasma walencyjnego)

$$E_n(\mathbf{k}) - E_n(\mathbf{k}_0) = \frac{\hbar^2}{2} \left[\frac{(k_x - k_{0x})^2}{m_x} + \frac{(k_y - k_{0y})^2}{m_y} + \frac{(k_z - k_{0z})^2}{m_z} \right]. \quad (1)$$

Relację (1) porównujemy z relacją dyspersji dla cząstki swobodnej (w ośrodku anizotropowym)

$$E_{sw}(\mathbf{q}) = \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{q_x^2}{m_x} + \frac{q_y^2}{m_y} + \frac{q_z^2}{m_z} \right). \quad (2)$$

Widzimy, że dla $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_0$ wzory (1) i (2) stają się identyczne.

\implies W przypadku elektronu pasmowego o energii bliskiej $E_n^{extr} = E_n(\mathbf{k}_0)$ widmo energetyczne elektronu w polu periodycznym sieci krystalicznej pokrywa się z widmem cząstki swobodnej o anizotropowej masie efektywnej $\mathbf{m}^* = (m_x, m_y, m_z)$.

\implies W przypadku elektronu pasmowego o energii bliskiej $E_n^{extr} = E_n(\mathbf{k}_0)$ widmo energetyczne elektronu w polu periodycznym sieci krystalicznej pokrywa się z widmem cząstki swobodnej o anizotropowej masie efektywnej $\mathbf{m}^* = (m_x, m_y, m_z)$. Cząstka ta opisana jest za pomocą hamiltonianu

$$H_{sw} = -\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m_x} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{m_y} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{m_z} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right). \quad (3)$$

\implies W przypadku elektronu pasmowego o energii bliskiej $E_n^{extr} = E_n(\mathbf{k}_0)$ widmo energetyczne elektronu w polu periodycznym sieci krystalicznej pokrywa się z widmem cząstki swobodnej o anizotropowej masie efektywnej $\mathbf{m}^* = (m_x, m_y, m_z)$. Cząstka ta opisana jest za pomocą hamiltonianu

$$H_{sw} = -\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m_x} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{m_y} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{m_z} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right). \quad (3)$$

Zgodnie z tą analogią elektron pasmowy o energii bliskiej energii ekstremum pasma zachowuje się tak, jak cząstka swobodna o masie \mathbf{m}^* .

Definiujemy operator energii kinetycznej dla pasma n

Definiujemy operator energii kinetycznej dla pasma n

$$T_n = -\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m_{n,x}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{m_{n,y}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{m_{n,z}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right). \quad (4)$$

Definiujemy operator energii kinetycznej dla pasma n

$$T_n = -\frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{m_{n,x}} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1}{m_{n,y}} \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{1}{m_{n,z}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right). \quad (4)$$

W przypadku izotropowej relacji dyspersji operator T_n ma postać

$$T_n = -\frac{\hbar^2}{2m_n} \nabla^2. \quad (5)$$

Metoda masy efektywnej ma istotne znaczenie w opisie stanów elektronowych w kryształach, w których pojawia się pewne dodatkowe pole zaburzające symetrię translacyjną sieci.

Metoda masy efektywnej ma istotne znaczenie w opisie stanów elektronowych w kryształach, w których pojawia się pewne dodatkowe pole zaburzające symetrię translacyjną sieci. Równanie masy efektywnej dla elektronu w kryształach, w których występuje zaburzenie symetrii translacyjnej ma postać

Metoda masy efektywnej ma istotne znaczenie w opisie stanów elektronowych w kryształach, w których pojawia się pewne dodatkowe pole zaburzające symetrię translacyjną sieci. Równanie masy efektywnej dla elektronu w kryształach, w których występuje zaburzenie symetrii translacyjnej ma postać

$$[T_n + V(\mathbf{r})] \Psi_n(\mathbf{r}) = E\Psi_n(\mathbf{r}) . \quad (6)$$

Metoda masy efektywnej ma istotne znaczenie w opisie stanów elektronowych w kryształach, w których pojawia się pewne dodatkowe pole zaburzające symetrię translacyjną sieci. Równanie masy efektywnej dla elektronu w kryształach, w których występuje zaburzenie symetrii translacyjnej ma postać

$$[T_n + V(\mathbf{r})] \Psi_n(\mathbf{r}) = E \Psi_n(\mathbf{r}) . \quad (6)$$

$V(\mathbf{r})$ = energia potencjalna elektronu w polu zaburzającym symetrię kryształu

Metoda masy efektywnej ma istotne znaczenie w opisie stanów elektronowych w kryształach, w którym pojawia się pewne dodatkowe pole zaburzające symetrię translacyjną sieci. Równanie masy efektywnej dla elektronu w kryształach, w którym występuje zaburzenie symetrii translacyjnej ma postać

$$[T_n + V(\mathbf{r})] \Psi_n(\mathbf{r}) = E \Psi_n(\mathbf{r}) . \quad (6)$$

$V(\mathbf{r})$ = energia potencjalna elektronu w polu zaburzającym symetrię kryształu

Może to być, np. zewnętrzne pole elektromagnetyczne lub pole defektu sieci.

Metoda masy efektywnej jest słuszna, gdy spełnione są następujące założenia:

Metoda masy efektywnej jest słuszna, gdy spełnione są następujące założenia:

- (1) Energia potencjalna $V(\mathbf{r})$ zmienia się w przestrzeni rzeczywistej dostatecznie wolno.

Metoda masy efektywnej jest słuszna, gdy spełnione są następujące założenia:

- (1) Energia potencjalna $V(\mathbf{r})$ zmienia się w przestrzeni rzeczywistej dostatecznie wolno.
- (2) Funkcja falowa elektronu $\Psi(\mathbf{r})$ jest silnie rozmyta w przestrzeni położeń (zmiana $|\Psi(\mathbf{r})|$ w obrębie komórki elementarnej jest zanedbywalnie mała).

Wnioski

Wnioski

- ▶ W równaniu masy efektywnej dla elektronu pasmowego potencjał periodyczny nie występuje.

Wnioski

- ▶ W równaniu masy efektywnej dla elektronu pasmowego potencjał periodyczny nie występuje.
- ▶ Dzięki metodzie masy efektywnej wpływ pola periodycznego kryształu uwzględniamy poprzez zmianę masy elektronu ze spoczynkowej m_{e0} na pasmową m_n (masę efektywną dla pasma n).

Wnioski

- ▶ W równaniu masy efektywnej dla elektronu pasmowego potencjał periodyczny nie występuje.
- ▶ Dzięki metodzie masy efektywnej wpływ pola periodycznego kryształu uwzględniamy poprzez zmianę masy elektronu ze spoczynkowej m_{e0} na pasmową m_n (masę efektywną dla pasma n).
- ▶ Równanie masy efektywnej (6) dostarcza wygodnego opisu stanów jednolektronowych w kryształach zaburzonych (na ogół z dobrym przybliżeniem).

Domieszki w półprzewodnikach

Domieszki w półprzewodnikach

W sieci krystalicznej półprzewodnika mogą występować różnorodne **defekty punktowe**, czyli zaburzenia sieci w obrębie jednego atomu.

Domieszki w półprzewodnikach

W sieci krystalicznej półprzewodnika mogą występować różnorodne **defekty punktowe**, czyli zaburzenia sieci w obrębie jednego atomu.

Defekty punktowe pełnią ważną rolę w zastosowaniu półprzewodników w elektronice, ponieważ – w większości przypadków – idealny kryształ półprzewodnikowy (czyli kryształ bez defektów) nie nadaje się do budowy przyrządów elektronicznych.

Domieszki w półprzewodnikach

W sieci krystalicznej półprzewodnika mogą występować różnorodne **defekty punktowe**, czyli zaburzenia sieci w obrębie jednego atomu.

Defekty punktowe pełnią ważną rolę w zastosowaniu półprzewodników w elektronice, ponieważ – w większości przypadków – idealny kryształ półprzewodnikowy (czyli kryształ bez defektów) nie nadaje się do budowy przyrządów elektronicznych.

Z punktu widzenia zastosowań, a także badań podstawowych, szczególnie ważne są **domieszki podstawieniowe**.

Domieszki w półprzewodnikach

W sieci krystalicznej półprzewodnika mogą występować różnorodne **defekty punktowe**, czyli zaburzenia sieci w obrębie jednego atomu.

Defekty punktowe pełnią ważną rolę w zastosowaniu półprzewodników w elektronice, ponieważ – w większości przypadków – idealny kryształ półprzewodnikowy (czyli kryształ bez defektów) nie nadaje się do budowy przyrządów elektronicznych.

Z punktu widzenia zastosowań, a także badań podstawowych, szczególnie ważne są **domieszki podstawieniowe**.

Są one wprowadzane do materiałów półprzewodnikowych w sposób intencjonalny i decydują o bogactwie ich własności i zastosowań.

Np. **domieszki donorowe i akceptorowe** pozwalają na wprowadzanie nośników ładunku do półprzewodnika.

Np. **domieszki donorowe i akceptorowe** pozwalają na wprowadzanie nośników ładunku do półprzewodnika.
Klasyczna inżynieria materiałów półprzewodnikowych polega na poddawaniu makroskopowych próbek odpowiednim procesom domieszkowania.

W nanoelektronice domieszki nie pełnią już tak ważnej roli jak w elektronice konwencjonalnej.

W nanoelektronice domieszki nie pełnią już tak ważnej roli jak w elektronice konwencjonalnej. W nanostrukturach półprzewodnikowych nośniki ładunku można uzyskiwać przez odpowiedni dobór materiałów o różnych własnościach elektronowych.

W nanoelektronice domieszki nie pełnią już tak ważnej roli jak w elektronice konwencjonalnej. W nanostrukturach półprzewodnikowych nośniki ładunku można uzyskiwać przez odpowiedni dobór materiałów o różnych własnościach elektronowych. Materiałami tymi mogą być prawie idealne kryształy półprzewodnikowe, o odpowiedniej geometrii.

W nanoelektronice domieszki nie pełnią już tak ważnej roli jak w elektronice konwencjonalnej. W nanostrukturach półprzewodnikowych nośniki ładunku można uzyskiwać przez odpowiedni dobór materiałów o różnych własnościach elektronowych. Materiałami tymi mogą być prawie idealne kryształy półprzewodnikowe, o odpowiedniej geometrii. Najczęściej jednak do wytwarzania nanostruktur stosowane są odpowiednio domieszkowane stopy różnych materiałów półprzewodnikowych.

Klasyfikacja defektów punktowych w półprzewodnikach

Klasyfikacja defektów punktowych w półprzewodnikach

- (1) **Domieszka podstawieniowa**: atom obcy zajmuje w sieci krystalicznej miejsce atomu kryształu macierzystego.

Klasyfikacja defektów punktowych w półprzewodnikach

- (1) **Domieszka podstawieniowa**: atom obcy zajmuje w sieci krystalicznej miejsce atomu kryształu macierzystego.
- (2) **Domieszka międzywęzłowa**: atom obcy lub macierzysty znajduje się w położeniu międzywęzłowym (jest to miejsce, w którym nie znajduje się żaden atom w sieci idealnej).

Klasyfikacja defektów punktowych w półprzewodnikach

- (1) **Domieszka podstawieniowa**: atom obcy zajmuje w sieci krystalicznej miejsce atomu kryształu macierzystego.
- (2) **Domieszka międzywęzłowa**: atom obcy lub macierzysty znajduje się w położeniu międzywęzłowym (jest to miejsce, w którym nie znajduje się żaden atom w sieci idealnej).
- (3) **Luki (wakansje)**: brak atomu w położeniu sieciowym.

Klasyfikacja defektów punktowych w półprzewodnikach

- (1) **Domieszka podstawieniowa**: atom obcy zajmuje w sieci krystalicznej miejsce atomu kryształu macierzystego.
- (2) **Domieszka międzywęzłowa**: atom obcy lub macierzysty znajduje się w położeniu międzywęzłowym (jest to miejsce, w którym nie znajduje się żaden atom w sieci idealnej).
- (3) **Luki (wakansje)**: brak atomu w położeniu sieciowym.
- (4) **Defekty antystrukturalne ("antisite defects")**: w kryształce związku AB atom A zajmuje położenie atomu B i/lub odwrotnie.

Półprzewodnik zawierający domieszki podstawieniowe nazywamy **półprzewodnikiem domieszkowanym**.

Rodzaje domieszek podstawieniowych

Rodzaje domieszek podstawieniowych

- (a) **Donor (D)**: atom o większej walencyjności (większej liczbie elektronów walencyjnych), który zastępuje atom sieci macierzystej.

Rodzaje domieszek podstawieniowych

- (a) **Donor (D)**: atom o większej walencyjności (większej liczbie elektronów walencyjnych), który zastępuje atom sieci macierzystej.
- (b) **Akceptor (A)**: atom o mniejszej walencyjności, który zastępuje atom sieci macierzystej.

Rodzaje domieszek podstawieniowych

- (a) **Donor (D)**: atom o większej walencyjności (większej liczbie elektronów walencyjnych), który zastępuje atom sieci macierzystej.
- (b) **Akceptor (A)**: atom o mniejszej walencyjności, który zastępuje atom sieci macierzystej.
- (c) **Domieszka izowalencyjna (izoelektronowa) (I)**: atom innego pierwiastka o tej samej walencyjności zastępuje atom sieci macierzystej.

Rodzaje domieszek podstawieniowych

- (a) **Donor (D)**: atom o większej walencyjności (większej liczbie elektronów walencyjnych), który zastępuje atom sieci macierzystej.
- (b) **Akceptor (A)**: atom o mniejszej walencyjności, który zastępuje atom sieci macierzystej.
- (c) **Domieszka izowalencyjna (izoelektronowa) (I)**: atom innego pierwiastka o tej samej walencyjności zastępuje atom sieci macierzystej.

Domieszki donorowe i akceptorowe mają istotny wpływ na własności elektronowe materiałów półprzewodnikowych, w szczególności na przewodnictwo.

Rodzaje domieszek podstawieniowych

- (a) **Donor (D)**: atom o większej walencyjności (większej liczbie elektronów walencyjnych), który zastępuje atom sieci macierzystej.
- (b) **Akceptor (A)**: atom o mniejszej walencyjności, który zastępuje atom sieci macierzystej.
- (c) **Domieszka izowalencyjna (izoelektronowa) (I)**: atom innego pierwiastka o tej samej walencyjności zastępuje atom sieci macierzystej.

Domieszki donorowe i akceptorowe mają istotny wpływ na własności elektronowe materiałów półprzewodnikowych, w szczególności na przewodnictwo. Pozwalają one na otrzymywanie dodatnich i ujemnych nośników ładunku o zadanej koncentracji.

Rodzaje domieszek podstawieniowych

- (a) **Donor (D)**: atom o większej walencyjności (większej liczbie elektronów walencyjnych), który zastępuje atom sieci macierzystej.
- (b) **Akceptor (A)**: atom o mniejszej walencyjności, który zastępuje atom sieci macierzystej.
- (c) **Domieszka izowalencyjna (izoelektronowa) (I)**: atom innego pierwiastka o tej samej walencyjności zastępuje atom sieci macierzystej.

Domieszki donorowe i akceptorowe mają istotny wpływ na własności elektronowe materiałów półprzewodnikowych, w szczególności na przewodnictwo. Pozwalają one na otrzymywanie dodatnich i ujemnych nośników ładunku o zadanej koncentracji.

Natomiast domieszki izowalencyjne znajdują zastosowanie w optoelektronice.

Przykłady domieszek podstawieniowych

Przykłady domieszek podstawieniowych

Domieszki w półprzewodnikach pierwiastkowych grupy IV

Przykłady domieszek podstawieniowych

Domieszki w półprzewodnikach pierwiastkowych grupy IV

Donory Jeżeli atomy pierwiastków grup V, VI i VII zastępują atom pierwiastka grupy IV, to powstają odpowiednio **donory pojedyncze, podwójne i potrójne**.

Przykłady domieszek podstawieniowych

Domieszki w półprzewodnikach pierwiastkowych grupy IV

Donory Jeżeli atomy pierwiastków grup V, VI i VII zastępują atom pierwiastka grupy IV, to powstają odpowiednio **donory pojedyncze, podwójne i potrójne**. Np. Si:P, Si:S, Si:Cl, Ge:As, Ge:Te, Ge:Br.

Przykłady domieszek podstawieniowych

Domieszki w półprzewodnikach pierwiastkowych grupy IV

Donory Jeżeli atomy pierwiastków grup V, VI i VII zastępują atom pierwiastka grupy IV, to powstają odpowiednio **donory pojedyncze, podwójne i potrójne**. Np. Si:P, Si:S, Si:Cl, Ge:As, Ge:Te, Ge:Br.

Akceptory Jeżeli atomy pierwiastków grup III, II, i I zastępują atom pierwiastka grupy IV, to powstają odpowiednio **akceptory pojedyncze, podwójne i potrójne**.

Przykłady domieszek podstawieniowych

Domieszki w półprzewodnikach pierwiastkowych grupy IV

Donory Jeżeli atomy pierwiastków grup V, VI i VII zastępują atom pierwiastka grupy IV, to powstają odpowiednio **donory pojedyncze, podwójne i potrójne**. Np. Si:P, Si:S, Si:Cl, Ge:As, Ge:Te, Ge:Br.

Akceptory Jeżeli atomy pierwiastków grup III, II, i I zastępują atom pierwiastka grupy IV, to powstają odpowiednio **akceptory pojedyncze, podwójne i potrójne**. Np. Si:B, Si:Be, Si:Li.

Przykłady domieszek podstawieniowych

Domieszki w półprzewodnikach pierwiastkowych grupy IV

Donory Jeżeli atomy pierwiastków grup V, VI i VII zastępują atom pierwiastka grupy IV, to powstają odpowiednio **donory pojedyncze, podwójne i potrójne**. Np. Si:P, Si:S, Si:Cl, Ge:As, Ge:Te, Ge:Br.

Akceptory Jeżeli atomy pierwiastków grup III, II, i I zastępują atom pierwiastka grupy IV, to powstają odpowiednio **akceptory pojedyncze, podwójne i potrójne**. Np. Si:B, Si:Be, Si:Li.

Domieszki izowalencyjne Domieszką podstawieniową jest atom innego pierwiastka grupy IV.

Przykłady domieszek podstawieniowych

Domieszki w półprzewodnikach pierwiastkowych grupy IV

Donory Jeżeli atomy pierwiastków grup V, VI i VII zastępują atom pierwiastka grupy IV, to powstają odpowiednio **donory pojedyncze, podwójne i potrójne**. Np. Si:P, Si:S, Si:Cl, Ge:As, Ge:Te, Ge:Br.

Akceptory Jeżeli atomy pierwiastków grup III, II, i I zastępują atom pierwiastka grupy IV, to powstają odpowiednio **akceptory pojedyncze, podwójne i potrójne**. Np. Si:B, Si:Be, Si:Li.

Domieszki izowalencyjne Domieszką podstawieniową jest atom innego pierwiastka grupy IV. Np. Si:C, Ge:Si.

Domieszki w związkach półprzewodnikowych

Domieszki w związkach półprzewodnikowych

W związku półprzewodnikowym ten sam atom domieszki może być donorem lub akceptorem w zależności od położenia w sieci krystalicznej.

Domieszki w związkach półprzewodnikowych

W związku półprzewodnikowym ten sam atom domieszki może być donorem lub akceptorem w zależności od położenia w sieci krystalicznej.

W związkach III-V (np. w GaAs) atom pierwiastka grupy IV (C, Si, Ge, Sn, Pb) tworzy donor, jeżeli jest podstawiony w położeniu atomu pierwiastka grupy III (Ga), natomiast tworzy akceptor – w położeniu pierwiastka grupy V (As).

Domieszki w związkach półprzewodnikowych

W związku półprzewodnikowym ten sam atom domieszki może być donorem lub akceptorem w zależności od położenia w sieci krystalicznej.

W związkach III-V (np. w GaAs) atom pierwiastka grupy IV (C, Si, Ge, Sn, Pb) tworzy donor, jeżeli jest podstawiony w położeniu atomu pierwiastka grupy III (Ga), natomiast tworzy akceptor – w położeniu pierwiastka grupy V (As).

W tym przypadku mówimy o **amfoterycznym** charakterze domieszek.

Domieszki w związkach półprzewodnikowych

W związku półprzewodnikowym ten sam atom domieszki może być donorem lub akceptorem w zależności od położenia w sieci krystalicznej.

W związkach III-V (np. w GaAs) atom pierwiastka grupy IV (C, Si, Ge, Sn, Pb) tworzy donor, jeżeli jest podstawiony w położeniu atomu pierwiastka grupy III (Ga), natomiast tworzy akceptor – w położeniu pierwiastka grupy V (As).

W tym przypadku mówimy o **amfoterycznym** charakterze domieszek.

Ponadto w związku półprzewodnikowym mogą występować "zwykłe" donory i akceptory.

Domieszki w związkach półprzewodnikowych

W związku półprzewodnikowym ten sam atom domieszki może być donorem lub akceptorem w zależności od położenia w sieci krystalicznej.

W związkach III-V (np. w GaAs) atom pierwiastka grupy IV (C, Si, Ge, Sn, Pb) tworzy donor, jeżeli jest podstawiony w położeniu atomu pierwiastka grupy III (Ga), natomiast tworzy akceptor – w położeniu pierwiastka grupy V (As).

W tym przypadku mówimy o **amfoterycznym** charakterze domieszek.

Ponadto w związku półprzewodnikowym mogą występować "zwykłe" donory i akceptory.

Np. GaAs_{Se}, Ga_{Zn}As.

Opis stanów donorowych i akceptorowych

Opis stanów donorowych i akceptorowych

W kryształach półprzewodnikowych wiązania kowalencyjne tworzą 4 elektrony walencyjne.

Opis stanów donorowych i akceptorowych

W kryształach półprzewodnikowych wiązania kowalencyjne tworzą 4 elektrony walencyjne. W przypadku pojedynczego donora pojawia się więc jeden elektron nadmiarowy, a w przypadku pojedynczego akceptora brakuje jednego elektronu w wiązaniu, czyli pojawia się dziura w pasmie walencyjnym.

Opis stanów donorowych i akceptorowych

W kryształach półprzewodnikowych wiązania kowalencyjne tworzą 4 elektrony walencyjne. W przypadku pojedynczego donora pojawia się więc jeden elektron nadmiarowy, a w przypadku pojedynczego akceptora brakuje jednego elektronu w wiązaniu, czyli pojawia się dziura w pasmie walencyjnym.

Natomiast ładunek jądra domieszki różni się o Δq od ładunku jądra atomu sieci macierzystej, przy czym

Opis stanów donorowych i akceptorowych

W kryształach półprzewodnikowych wiązania kowalencyjne tworzą 4 elektrony walencyjne. W przypadku pojedynczego donora pojawia się więc jeden elektron nadmiarowy, a w przypadku pojedynczego akceptora brakuje jednego elektronu w wiązaniu, czyli pojawia się dziura w pasmie walencyjnym.

Natomiast ładunek jądra domieszki różni się o Δq od ładunku jądra atomu sieci macierzystej, przy czym

$$\Delta q = \begin{cases} +e & \text{dla pojedynczego donora,} \\ -e & \text{dla pojedynczego akceptora.} \end{cases}$$

Zajmiemy się teraz zastosowaniem metody masy efektywnej do opisu pojedynczego donora (akceptora).

Zajmiemy się teraz zastosowaniem metody masy efektywnej do opisu pojedynczego donora (akceptora).

Obecność domieszki donorowej lub akceptorowej w kryształach oznacza pojawienie się kulombowskiego centrum o ładunku $\Delta q = \pm e$. przy czym znak $+$ odpowiada donatorowi, a znak $-$ akceptorowi.

Zajmiemy się teraz zastosowaniem metody masy efektywnej do opisu pojedynczego donora (akceptora).

Obecność domieszki donorowej lub akceptorowej w kryształach oznacza pojawienie się kulombowskiego centrum o ładunku $\Delta q = \pm e$. przy czym znak $+$ odpowiada donatorowi, a znak $-$ akceptorowi. Pojawia się więc zaburzenie pola periodycznego sieci, polegające na tym, że nadmiarowy elektron (dziura) jest przyciągany przez centrum kulombowskie.

Zajmiemy się teraz zastosowaniem metody masy efektywnej do opisu pojedynczego donora (akceptora).

Obecność domieszki donorowej lub akceptorowej w kryształach oznacza pojawienie się kulombowskiego centrum o ładunku $\Delta q = \pm e$. przy czym znak $+$ odpowiada donatorowi, a znak $-$ akceptorowi. Pojawia się więc zaburzenie pola periodycznego sieci, polegające na tym, że nadmiarowy elektron (dziura) jest przyciągany przez centrum kulombowskie. Z oddziaływaniem tym związana jest dodatkowa potencjalna energia kulombowska

$$V(r) = -\frac{\kappa e^2}{\epsilon_s r}, \quad (7)$$

Zajmiemy się teraz zastosowaniem metody masy efektywnej do opisu pojedynczego donora (akceptora).

Obecność domieszki donorowej lub akceptorowej w kryształach oznacza pojawienie się kulombowskiego centrum o ładunku $\Delta q = \pm e$. przy czym znak $+$ odpowiada donatorowi, a znak $-$ akceptorowi. Pojawia się więc zaburzenie pola periodycznego sieci, polegające na tym, że nadmiarowy elektron (dziura) jest przyciągany przez centrum kulombowskie. Z oddziaływaniem tym związana jest dodatkowa potencjalna energia kulombowska

$$V(r) = -\frac{\kappa e^2}{\epsilon_s r}, \quad (7)$$

gdzie r jest odległością elektronu od centrum, $\kappa = 1/(4\pi\epsilon_0)$, a ϵ_s jest statyczną stałą dielektryczną.

Wzór (7) uwzględnia ekranowanie oddziaływania elektronu z centrum naładowanym przez pozostałe elektrony walencyjne i sieć krystaliczną.

Wzór (7) uwzględnia ekranowanie oddziaływania elektronu z centrum naładowanym przez pozostałe elektrony walencyjne i sieć krystaliczną. Ekranowanie to uwzględniamy wprowadzając statyczną stałą dielektryczną (przenikalność elektryczną) kryształu ϵ_s .

Do opisu kryształu zawierającego domieszkę donorową (akceptorową) możemy zastosować przybliżenie masy efektywnej.

Do opisu kryształu zawierającego domieszkę donorową (akceptorową) możemy zastosować przybliżenie masy efektywnej. Zgodnie z tym przybliżeniem równanie Schrödingera opisujące stany kwantowe nośnika ładunku związanego na donorze (akceptorze) ma postać

Do opisu kryształu zawierającego domieszkę donorową (akceptorową) możemy zastosować przybliżenie masy efektywnej. Zgodnie z tym przybliżeniem równanie Schrödingera opisujące stany kwantowe nośnika ładunku związanego na donorze (akceptorze) ma postać

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 - \frac{\kappa e^2}{\epsilon_s r} \right) \varphi(\mathbf{r}) = \mathcal{E} \varphi(\mathbf{r}) , \quad (8)$$

Do opisu kryształu zawierającego domieszkę donorową (akceptorową) możemy zastosować przybliżenie masy efektywnej. Zgodnie z tym przybliżeniem równanie Schrödingera opisujące stany kwantowe nośnika ładunku związanego na donorze (akceptorze) ma postać

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 - \frac{\kappa e^2}{\epsilon_s r} \right) \varphi(\mathbf{r}) = \mathcal{E} \varphi(\mathbf{r}), \quad (8)$$

gdzie m^* jest pasmową masą efektywną nośnika,

Do opisu kryształu zawierającego domieszkę donorową (akceptorową) możemy zastosować przybliżenie masy efektywnej. Zgodnie z tym przybliżeniem równanie Schrödingera opisujące stany kwantowe nośnika ładunku związanego na donorze (akceptorze) ma postać

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 - \frac{\kappa e^2}{\epsilon_s r} \right) \varphi(\mathbf{r}) = \mathcal{E} \varphi(\mathbf{r}), \quad (8)$$

gdzie m^* jest pasmową masą efektywną nośnika, przy czym $m^* = m_e$ dla donora i $m_n = m_h$ dla akceptora.

Można zauważyć, że równanie (8) jest analogiczne z równaniem własnym dla atomu wodoru.

Można zauważyć, że równanie (8) jest analogiczne z równaniem własnym dla atomu wodoru. Równanie (8) jest podstawą tzw. **wodoropodobnego modelu donora (akceptora)**.

Można zauważyć, że równanie (8) jest analogiczne z równaniem własnym dla atomu wodoru. Równanie (8) jest podstawą tzw. **wodoropodobnego modelu donora (akceptora)**. Oznacza to, iż w szczególności widmo energetyczne donora (akceptora) jest **wodoropodobne**.

Można zauważyć, że równanie (8) jest analogiczne z równaniem własnym dla atomu wodoru. Równanie (8) jest podstawą tzw. **wodoropodobnego modelu donora (akceptora)**. Oznacza to, iż w szczególności widmo energetyczne donora (akceptora) jest **wodoropodobne**.

Jeżeli jako poziom odniesienia na skali energii przyjmiemy maksimum pasma walencyjnego, czyli założymy, że $E_v^{max} = 0$, to

Można zauważyć, że równanie (8) jest analogiczne z równaniem własnym dla atomu wodoru. Równanie (8) jest podstawą tzw. **wodoropodobnego modelu donora (akceptora)**. Oznacza to, iż w szczególności widmo energetyczne donora (akceptora) jest **wodoropodobne**.

Jeżeli jako poziom odniesienia na skali energii przyjmiemy maksimum pasma walencyjnego, czyli założymy, że $E_v^{max} = 0$, to

$$\mathcal{E} = \begin{cases} E_g + E_n & \text{dla donora ,} \\ -E_n & \text{dla akceptora ,} \end{cases}$$

Można zauważyć, że równanie (8) jest analogiczne z równaniem własnym dla atomu wodoru. Równanie (8) jest podstawą tzw. **wodoropodobnego modelu donora (akceptora)**. Oznacza to, iż w szczególności widmo energetyczne donora (akceptora) jest **wodoropodobne**.

Jeżeli jako poziom odniesienia na skali energii przyjmiemy maksimum pasma walencyjnego, czyli założymy, że $E_v^{max} = 0$, to

$$\mathcal{E} = \begin{cases} E_g + E_n & \text{dla donora ,} \\ -E_n & \text{dla akceptora ,} \end{cases}$$

gdzie poziomy energetyczne stanów związanych

$$E_n = -\frac{R^*}{n^2} \quad (9)$$

wyznaczają wodoropodobne widmo energii, a n jest główną liczbą kwantową w modelu wodoropodobnym.

Przeskalowane energie i odległości

Przeskalowane energie i odległości

Rydberg efektywny

$$R^* = \frac{\kappa^2 m^* e^4}{2\hbar^2 \epsilon_s^2} . \quad (10)$$

Przeskalowane energie i odległości

Rydberg efektywny

$$R^* = \frac{\kappa^2 m^* e^4}{2\hbar^2 \epsilon_s^2} . \quad (10)$$

Dla $m^* = m_e$ jest to **rydberg donorowy**

$$R_D = \frac{\kappa^2 m_e e^4}{2\hbar^2 \epsilon_s^2} , \quad (11)$$

Przeskalowane energie i odległości

Rydberg efektywny

$$R^* = \frac{\kappa^2 m^* e^4}{2\hbar^2 \epsilon_s^2} . \quad (10)$$

Dla $m^* = m_e$ jest to **rydberg donorowy**

$$R_D = \frac{\kappa^2 m_e e^4}{2\hbar^2 \epsilon_s^2} , \quad (11)$$

a dla $m^* = m_h$ jest to **rydberg akceptorowy**

$$R_A = \frac{\kappa^2 m_h e^4}{2\hbar^2 \epsilon_s^2} . \quad (12)$$

Przeskalowane energie i odległości

Rydberg efektywny

$$R^* = \frac{\kappa^2 m^* e^4}{2\hbar^2 \epsilon_s^2} . \quad (10)$$

Dla $m^* = m_e$ jest to **rydberg donorowy**

$$R_D = \frac{\kappa^2 m_e e^4}{2\hbar^2 \epsilon_s^2} , \quad (11)$$

a dla $m^* = m_h$ jest to **rydberg akceptorowy**

$$R_A = \frac{\kappa^2 m_h e^4}{2\hbar^2 \epsilon_s^2} . \quad (12)$$

Typowe wartości rydberga donorowego:

Typowe wartości rydberga donorowego:

$$\sim 10 \text{ meV} \leq R_D \leq \sim 100 \text{ meV}$$

Typowe wartości rydberga donorowego:

$$\sim 10 \text{ meV} \leq R_D \leq \sim 100 \text{ meV}$$

Np. dla $m_e \simeq 0.1m_{e0}$ oraz $\varepsilon_s \simeq 10 \implies R_D \simeq 10 \text{ meV}$

Wodoropodobna funkcja falowa stanu podstawowego ($1s$) donora

Wodoropodobna funkcja falowa stanu podstawowego (1s) donora

$$\psi_{1s}(r) = \frac{1}{(\pi a_D^3)^{1/2}} e^{-r/a_D} . \quad (13)$$

Wodoropodobna funkcja falowa stanu podstawowego (1s) donora

$$\psi_{1s}(r) = \frac{1}{(\pi a_D^3)^{1/2}} e^{-r/a_D} . \quad (13)$$

Rozmycie funkcji falowej donora jest scharakteryzowane przez **donorowy promień Bohra**

Wodoropodobna funkcja falowa stanu podstawowego (1s) donora

$$\psi_{1s}(r) = \frac{1}{(\pi a_D^3)^{1/2}} e^{-r/a_D} . \quad (13)$$

Rozmycie funkcji falowej donora jest scharakteryzowane przez
donorowy promień Bohra

$$a_D = \frac{\hbar^2 \epsilon_s}{m_e e^2 \kappa} . \quad (14)$$

Wodoropodobna funkcja falowa stanu podstawowego (1s) donora

$$\psi_{1s}(r) = \frac{1}{(\pi a_D^3)^{1/2}} e^{-r/a_D} . \quad (13)$$

Rozmycie funkcji falowej donora jest scharakteryzowane przez
donorowy promień Bohra

$$a_D = \frac{\hbar^2 \epsilon_s}{m_e e^2 \kappa} . \quad (14)$$

Typowe wartości donorowego promienia Bohra

Typowe wartości donorowego promienia Bohra

$$\sim 1 \text{ nm} \leq a_D \leq \sim 10 \text{ nm} .$$

Typowe wartości donorowego promienia Bohra

$$\sim 1 \text{ nm} \leq a_D \leq \sim 10 \text{ nm} .$$

Donorowy promień Bohra jest miarą rozciągłości przestrzennej stanu donorowego.

Typowe wartości donorowego promienia Bohra

$$\sim 1 \text{ nm} \leq a_D \leq \sim 10 \text{ nm} .$$

Donorowy promień Bohra jest miarą rozciągłości przestrzennej stanu donorowego.

Jak widać $a_D \gg a =$ stała sieci.

Wartości rydberga akceptorowego i akceptorowego promienia Bohra są zbliżone do odpowiednich wartości dla donora.

Podstawowe własności donorów i akceptorów

Podstawowe własności donorów i akceptorów

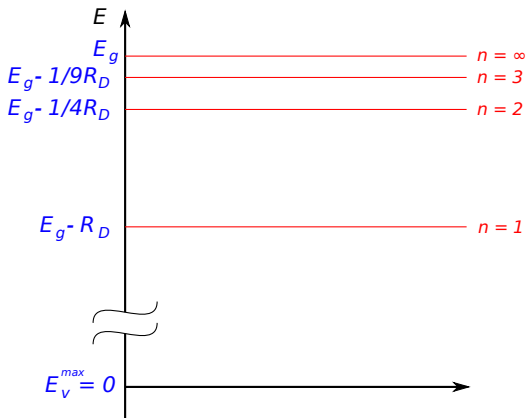
- ▶ płytkie poziomy energetyczne leżące w przerwie wzbronionej (energia poziomu domieszki bliska ekstremum odpowiedniego pasma)

Podstawowe własności donorów i akceptorów

- ▶ płytkie poziomy energetyczne leżące w przerwie wzbronionej (energia poziomu domieszki bliska ekstremum odpowiedniego pasma)
- ▶ słaba lokalizacja elektronu (dziury) na centrum (znaczną rozciągłość przestrzenna funkcji falowej)

Podstawowe własności donorów i akceptorów

- ▶ płytkie poziomy energetyczne leżące w przerwie wzbronionej (energia poziomu domieszki bliska ekstremum odpowiedniego pasma)
- ▶ słaba lokalizacja elektronu (dziury) na centrum (znaczną rozciągłość przestrzenna funkcji falowej)
- ▶ \implies stany donorowe i akceptorowe łatwo ulegają jonizacji w temperaturze pokojowej stając się źródłami nośników ładunku (elektronów i dziur)



Ekscytony

Ekscytony

Są to stany wzbudzone kryształu idealnego o najniższych energiach.

Ekscytony

Są to stany wzbudzone kryształu idealnego o najniższych energiach. Energie poziomów ekscytonowych leżą poniżej dna pasma przewodnictwa (w przerwie energetycznej).

Ekscytony

Są to stany wzbudzone krysztalu idealnego o najniższych energiach. Energie poziomów ekscytonowych leżą poniżej dna pasma przewodnictwa (w przerwie energetycznej). W półprzewodnikach mamy zwykle do czynienia z tzw. **ekscytonami Wanniera**, dla których zasięg wzbudzenia (rozmycie funkcji falowej) obejmuje wiele komórek elementarnych.

Ekscytony

Są to stany wzbudzone kryształu idealnego o najniższych energiach. Energie poziomów ekscytonowych leżą poniżej dna pasma przewodnictwa (w przerwie energetycznej). W półprzewodnikach mamy zwykle do czynienia z tzw. **ekscytonami Wanniera**, dla których zasięg wzbudzenia (rozmycie funkcji falowej) obejmuje wiele komórek elementarnych.

Natomiast w izolatorach i związkach organicznych występują tzw. **ekscytony Frenkla**, dla których wzbudzenie jest zlokalizowane w komórce elementarnej (najczęściej na pojedynczym atomie lub molekuale).

Oba typy ekscytonów są **stanami związanymi pary elektron-dziura**.

Oba typy ekscytonów są **stanami związanymi pary elektron-dziura**. W przypadku ekscytonów Wanniera posiadają one niewielką energię wiązania (znacznie mniejszą od szerokości przerwy energetycznej) i znaczną rozciągłość przestrzenną (znacznie większą od stałej sieci).

Pojawienie się w krysztale pary elektron-dziura zaburza pole periodyczne sieci.

Pojawienie się w krysztale pary elektron-dziura zaburza pole periodyczne sieci. Zaburzeniem tym jest (podobnie jak w przypadku donora lub akceptora) pole kulombowskiego przyciągania elektron-dziura.

Pojawienie się w krysztale pary elektron-dziura zaburza pole periodyczne sieci. Zaburzeniem tym jest (podobnie jak w przypadku donora lub akceptora) pole kulombowskiego przyciągania elektron-dziura.

Równanie masy efektywnej dla układu elektron-dziura w półprzewodniku ma postać

Pojawienie się w krysztale pary elektron-dziura zaburza pole periodyczne sieci. Zaburzeniem tym jest (podobnie jak w przypadku donora lub akceptora) pole kulombowskiego przyciągania elektron-dziura.

Równanie masy efektywnej dla układu elektron-dziura w półprzewodniku ma postać

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla_e^2 - \frac{\hbar^2}{2m_h} \nabla_h^2 - \frac{\kappa e^2}{\epsilon_s r_{eh}} \right) \Phi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = (E_g + E) \Phi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) , \quad (15)$$

Pojawienie się w krysztale pary elektron-dziura zaburza pole periodyczne sieci. Zaburzeniem tym jest (podobnie jak w przypadku donora lub akceptora) pole kulombowskiego przyciągania elektron-dziura.

Równanie masy efektywnej dla układu elektron-dziura w półprzewodniku ma postać

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla_e^2 - \frac{\hbar^2}{2m_h} \nabla_h^2 - \frac{\kappa e^2}{\epsilon_s r_{eh}} \right) \Phi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = (E_g + E) \Phi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) , \quad (15)$$

gdzie $\mathbf{r}_e(\mathbf{r}_h)$ jest wektorem położenia elektronu (dziury), a $r_{eh} = |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|$ jest odległością względną elektron-dziura.

Energia ekscytonu E określona jest względem dna pasma przewodnictwa, czyli energia \mathcal{E} mierzona względem maksimum pasma walencyjnego jest wyrażona wzorem

Energia ekscytonu E określona jest względem dna pasma przewodnictwa, czyli energia \mathcal{E} mierzona względem maksimum pasma walencyjnego jest wyrażona wzorem

$$\mathcal{E} = E_g + E , \quad (16)$$

ponieważ energia kreacji pary elektron-dziura (minimalna energia swobodnej pary elektron-dziura) $\mathcal{E} = E_g$.

W celu rozwiązania równania (15) wprowadzamy wektor położenia środka masy pary elektron-dziura

$$\mathbf{R} = \frac{m_e}{M} \mathbf{r}_e + \frac{m_h}{M} \mathbf{r}_h \quad (17)$$

W celu rozwiązania równania (15) wprowadzamy wektor położenia środka masy pary elektron-dziura

$$\mathbf{R} = \frac{m_e}{M} \mathbf{r}_e + \frac{m_h}{M} \mathbf{r}_h \quad (17)$$

oraz wektor położenia względnego pary elektron-dziura

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_{eh} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h, \quad (18)$$

W celu rozwiązania równania (15) wprowadzamy wektor położenia środka masy pary elektron-dziura

$$\mathbf{R} = \frac{m_e}{M} \mathbf{r}_e + \frac{m_h}{M} \mathbf{r}_h \quad (17)$$

oraz wektor położenia względnego pary elektron-dziura

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_{eh} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h, \quad (18)$$

gdzie $M = m_e + m_h$.

W celu rozwiązania równania (15) wprowadzamy wektor położenia środka masy pary elektron-dziura

$$\mathbf{R} = \frac{m_e}{M} \mathbf{r}_e + \frac{m_h}{M} \mathbf{r}_h \quad (17)$$

oraz wektor położenia względnego pary elektron-dziura

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_{eh} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h, \quad (18)$$

gdzie $M = m_e + m_h$.

Masa zredukowana pary elektron-dziura jest zdefiniowana za pomocą wzoru

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h}. \quad (19)$$

W układzie środka masy równanie (15) przyjmuje postać

W układzie środka masy równanie (15) przyjmuje postać

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{\mathbf{R}}^2 - \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{r}}^2 - \frac{\kappa e^2}{\varepsilon_s r} \right) \Phi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \mathcal{E} \Phi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) . \quad (20)$$

W układzie środka masy równanie (15) przyjmuje postać

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2M} \nabla_{\mathbf{R}}^2 - \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla_{\mathbf{r}}^2 - \frac{\kappa e^2}{\varepsilon_s r} \right) \Phi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \mathcal{E} \Phi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) . \quad (20)$$

Rozwiązania równania (20) otrzymujemy ze znanych rozwiązań dla atomu wodoru z uwzględnieniem ruchu protonu.

Zatem funkcja falowa ekscytonu ma postać

$$\Phi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}}\psi_{nlm}(\mathbf{r}) , \quad (21)$$

Zatem funkcja falowa ekscytonu ma postać

$$\Phi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}} \psi_{nlm}(\mathbf{r}), \quad (21)$$

a energia

$$\mathcal{E} = E_g - \frac{R_X}{n^2} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M}, \quad (22)$$

Zatem funkcja falowa ekscytonu ma postać

$$\Phi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}} \psi_{nlm}(\mathbf{r}) , \quad (21)$$

a energia

$$\mathcal{E} = E_g - \frac{R_X}{n^2} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M} , \quad (22)$$

przy czym $\mathbf{P} = \hbar\mathbf{K}$ jest pędem środka masy, a

Zatem funkcja falowa ekscytonu ma postać

$$\Phi(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = e^{i\mathbf{K}\cdot\mathbf{R}} \psi_{nlm}(\mathbf{r}) , \quad (21)$$

a energia

$$\mathcal{E} = E_g - \frac{R_X}{n^2} + \frac{\hbar^2 K^2}{2M} , \quad (22)$$

przy czym $\mathbf{P} = \hbar\mathbf{K}$ jest pędem środka masy, a

$$R_X = \frac{\kappa^2 \mu e^4}{2\hbar^2 \epsilon_s^2} \quad (23)$$

jest **rydbergiem ekscytonowym**.

Podobnie jak dla stanów donorowych definiujemy **ekscytonowy promień Bohra** jako

$$a_X = \frac{\varepsilon_s \hbar^2}{\kappa \mu e^2} . \quad (24)$$

Podobnie jak dla stanów donorowych definiujemy **ekscytonowy promień Bohra** jako

$$a_X = \frac{\varepsilon_s \hbar^2}{\kappa \mu e^2} . \quad (24)$$

Typowe wartości:

Podobnie jak dla stanów donorowych definiujemy **ekscytonowy promień Bohra** jako

$$a_X = \frac{\varepsilon_s \hbar^2}{\kappa \mu e^2} . \quad (24)$$

Typowe wartości:

$$\sim 10 \text{ meV} \leq R_X \leq 100 \text{ meV}$$

Podobnie jak dla stanów donorowych definiujemy **ekscytonowy promień Bohra** jako

$$a_X = \frac{\varepsilon_s \hbar^2}{\kappa \mu e^2} . \quad (24)$$

Typowe wartości:

$$\sim 10 \text{ meV} \leq R_X \leq 100 \text{ meV}$$

$$\sim 1 \text{ nm} \leq a_X \leq 10 \text{ nm}$$

Podobnie jak dla stanów donorowych definiujemy **ekscytonowy promień Bohra** jako

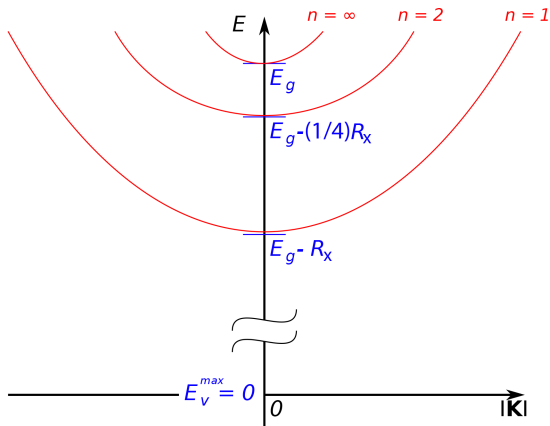
$$a_X = \frac{\epsilon_s \hbar^2}{\kappa \mu e^2} . \quad (24)$$

Typowe wartości:

$$\sim 10 \text{ meV} \leq R_X \leq 100 \text{ meV}$$

$$\sim 1 \text{ nm} \leq a_X \leq 10 \text{ nm}$$

Dla $\mathbf{K} = 0$ otrzymujemy serię wodoropodobnych poziomów energetycznych poniżej dna pasma przewodnictwa.



Relacje dyspersji stanów ekcytonowych.

Kreacja ekscytonu w stanie n może nastąpić w wyniku absorpcji fotonu o energii

Kreacja ekscytonu w stanie n może nastąpić w wyniku absorpcji fotonu o energii

$$h\nu = E_g - \frac{R_X}{n^2} . \quad (25)$$

Kreacja ekscytonu w stanie n może nastąpić w wyniku absorpcji fotonu o energii

$$h\nu = E_g - \frac{R_X}{n^2} . \quad (25)$$

Natomiast **anihilacja ekscytonu** polega na **rekombinacji pary elektron-dziura**, w której wyniku emitowany jest foton o energii $h\nu$ danej wzorem (25).

Kreacja ekscytonu w stanie n może nastąpić w wyniku absorpcji fotonu o energii

$$h\nu = E_g - \frac{R_X}{n^2}. \quad (25)$$

Natomiast **anihilacja ekscytonu** polega na **rekombinacji pary elektron-dziura**, w której wyniku emitowany jest foton o energii $h\nu$ danej wzorem (25).

Rekombinacja określa czas życia ekscytonu, który jest rzędu 10^{-6} s.

Kompleksy ekscytonowe

Kompleksy ekscytonowe

Jeżeli półprzewodnik zostanie naświetlony światłem lasera o dużej mocy, czyli gęstość absorbowanych fotonów jest odpowiednio duża, to w wyniku absorpcji fotonów powstaje znaczna liczba ekscytonów.

Kompleksy ekscytonowe

Jeżeli półprzewodnik zostanie naświetlony światłem lasera o dużej mocy, czyli gęstość absorbowanych fotonów jest odpowiednio duża, to w wyniku absorpcji fotonów powstaje znaczna liczba ekscytonów. Ekscytony te oddziałują z sobą i zanim ulegną rekombinacji mogą tworzyć różne **stany molekularne** analogiczne do molekuł tworzonych przez atomy wodoru.

Kompleksy ekscytonowe

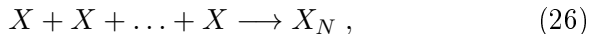
Jeżeli półprzewodnik zostanie naświetlony światłem lasera o dużej mocy, czyli gęstość absorbowanych fotonów jest odpowiednio duża, to w wyniku absorpcji fotonów powstaje znaczna liczba ekscytonów. Ekscytony te oddziałują z sobą i zanim ulegną rekombinacji mogą tworzyć różne **stany molekularne** analogiczne do molekuł tworzonych przez atomy wodoru.

Molekuły ekscytonowe X_N mogą powstawać w wyniku reakcji

Kompleksy ekscytonowe

Jeżeli półprzewodnik zostanie naświetlony światłem lasera o dużej mocy, czyli gęstość absorbowanych fotonów jest odpowiednio duża, to w wyniku absorpcji fotonów powstaje znaczna liczba ekscytonów. Ekscytony te oddziałują z sobą i zanim ulegną rekombinacji mogą tworzyć różne **stany molekularne** analogiczne do molekuł tworzonych przez atomy wodoru.

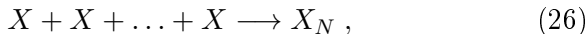
Molekuły ekscytonowe X_N mogą powstawać w wyniku reakcji



Kompleksy ekscytonowe

Jeżeli półprzewodnik zostanie naświetlony światłem lasera o dużej mocy, czyli gęstość absorbowanych fotonów jest odpowiednio duża, to w wyniku absorpcji fotonów powstaje znaczna liczba ekscytonów. Ekscytony te oddziałują z sobą i zanim ulegną rekombinacji mogą tworzyć różne **stany molekularne** analogiczne do molekuł tworzonych przez atomy wodoru.

Molekuły ekscytonowe X_N mogą powstawać w wyniku reakcji



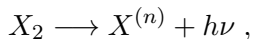
gdzie N jest liczbą ekscytonów tworzących molekułę.

Klasyfikacja kompleksów ekscytonowych

Klasyfikacja kompleksów ekscytonowych

(i) **Biekscyton** X_2

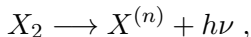
Obserwowany w procesie rozpadu biekscytonu



Klasyfikacja kompleksów ekscytonowych

(i) **Biekscyton** X_2

Obserwowany w procesie rozpadu biekscytonu

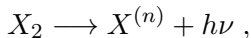


gdzie $X^{(n)}$ oznacza ekscyton w stanie kwantowym n , a $h\nu$ jest energią emitowanego fotonu.

Klasyfikacja kompleksów ekscytonowych

(i) **Biekscyton** X_2

Obserwowany w procesie rozpadu biekscytonu



gdzie $X^{(n)}$ oznacza ekscyton w stanie kwantowym n , a $h\nu$ jest energią emitowanego fotonu.

(ii) **Poliekscyton** X_N

Klasyfikacja kompleksów ekscytonowych

(i) **Biekscyton** X_2

Obserwowany w procesie rozpadu biekscytonu

$$X_2 \longrightarrow X^{(n)} + h\nu ,$$

gdzie $X^{(n)}$ oznacza ekscyton w stanie kwantowym n , a $h\nu$ jest energią emitowanego fotonu.

(ii) **Poliekscyton** X_N

Zaobserwowano poliekscytony dla $N = 2, 3, 4, 5$.

Klasyfikacja kompleksów ekscytonowych

(i) **Biekscyton X_2**

Obserwowany w procesie rozpadu biekscytonu

$$X_2 \longrightarrow X^{(n)} + h\nu ,$$

gdzie $X^{(n)}$ oznacza ekscyton w stanie kwantowym n , a $h\nu$ jest energią emitowanego fotonu.

(ii) **Poliekscyton X_N**

Zaobserwowano poliekscytony dla $N = 2, 3, 4, 5$.

(iii) **Kropla elektronowo-dziurowa $e - h$**

Klasyfikacja kompleksów ekscytonowych

(i) **Biekscyton** X_2

Obserwowany w procesie rozpadu biekscytonu

$$X_2 \longrightarrow X^{(n)} + h\nu ,$$

gdzie $X^{(n)}$ oznacza ekscyton w stanie kwantowym n , a $h\nu$ jest energią emitowanego fotonu.

(ii) **Poliekscyton** X_N

Zaobserwowano poliekscytony dla $N = 2, 3, 4, 5$.

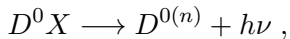
(iii) **Kropla elektronowo-dziurowa** $e - h$

N jest bardzo duże. Kropla $e - h$ jest analogiem stopionego metalu.

(iv) **Kompleksy neutralne ekscyton-donor D^0X i ekscyton-akceptor A^0X**

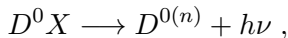
(iv) **Kompleksy neutralne ekscyton-donor D^0X i ekscyton-akceptor A^0X**

Rozpad D^0X z rekombinacją ekscytonu



(iv) **Kompleksy neutralne ekscyton-donor D^0X i ekscyton-akceptor A^0X**

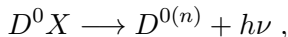
Rozpad D^0X z rekombinacją ekscytonu



gdzie $D^{0(n)}$ jest neutralnym donorem w stanie kwantowym n .

- (iv) **Kompleksy neutralne ekscyton-donor D^0X i ekscyton-akceptor A^0X**

Rozpad D^0X z rekombinacją ekscytonu

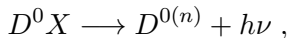


gdzie $D^{0(n)}$ jest neutralnym donorem w stanie kwantowym n .

- (v) **Kompleksy naładowane ekscyton-donor D^+X i ekscyton-akceptor A^-X**

- (iv) **Kompleksy neutralne ekscyton-donor D^0X i ekscyton-akceptor A^0X**

Rozpad D^0X z rekombinacją ekscytonu



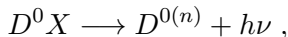
gdzie $D^{0(n)}$ jest neutralnym donorem w stanie kwantowym n .

- (v) **Kompleksy naładowane ekscyton-donor D^+X i ekscyton-akceptor A^-X**

Są to analogi jonów molekularnych.

- (iv) **Kompleksy neutralne ekscyton-donor D^0X i ekscyton-akceptor A^0X**

Rozpad D^0X z rekombinacją ekscytonu



gdzie $D^{0(n)}$ jest neutralnym donorem w stanie kwantowym n .

- (v) **Kompleksy naładowane ekscyton-donor D^+X i ekscyton-akceptor A^-X**

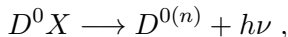
Są to analogi jonów molekularnych.

- (vi) **Triony ekscytonowe:
ujemny X^- i dodatni X^+**

Są one analogami jonów molekularnych.

- (iv) **Kompleksy neutralne ekscyton-donor D^0X i ekscyton-akceptor A^0X**

Rozpad D^0X z rekombinacją ekscytonu



gdzie $D^{0(n)}$ jest neutralnym donorem w stanie kwantowym n .

- (v) **Kompleksy naładowane ekscyton-donor D^+X i ekscyton-akceptor A^-X**

Są to analogi jonów molekularnych.

- (vi) **Triony ekscytonowe:
ujemny X^- i dodatni X^+**

Są one analogami jonów molekularnych.

Triony ekscytonowe są słabo związane w półprzewodnikach litych, natomiast są znacznie silniej związane, a zatem często obserwowane w nanostrukturach półprzewodnikowych.

Energia wiązania biekscytonu W

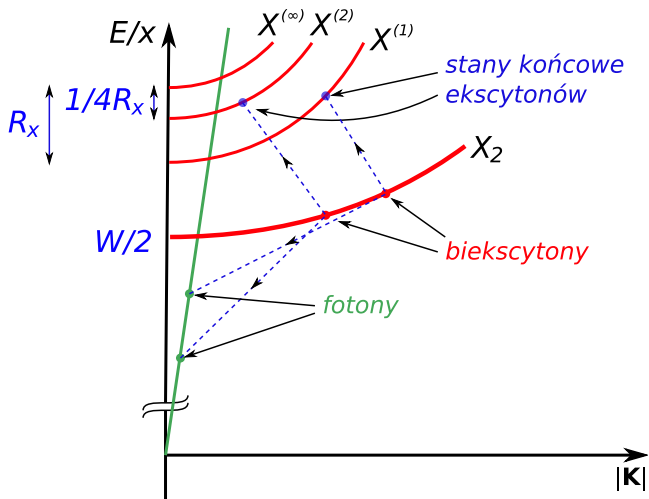
Energia wiązania biekscytonu W

$$E(X_2) = 2E(X^{(1)}) - W . \quad (27)$$

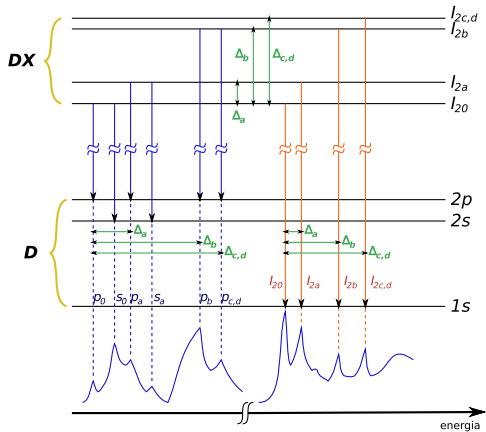
Energia wiązania biekscytonu W

$$E(X_2) = 2E(X^{(1)}) - W . \quad (27)$$

Jeżeli $W > 0$, to biekscyton jest stabilny.



Rozpad biekscytonu.



Widmo fotoluminescencji kompleksu D^0X w ZnSe.