

XI.

PRZYRZĄDY FOTONOWE

Półprzewodnikowe przyrządy fotonowe (przyrządy optoelektroniczne) działają w tzw. optycznym zakresie długości fal, tzn.

Półprzewodnikowe przyrządy fotonowe (przyrządy optoelektroniczne) działają w tzw. optycznym zakresie długości fal, tzn.

$$\sim 300\text{nm} \leq \lambda_{opt} \leq \sim 1500\text{nm} , \quad (1)$$

Półprzewodnikowe przyrządy fotonowe (przyrządy optoelektroniczne) działają w tzw. optycznym zakresie długości fal, tzn.

$$\sim 300\text{nm} \leq \lambda_{opt} \leq \sim 1500\text{nm} , \quad (1)$$

czyli od **bliskiego nadfioletu** do **bliskiej podczerwieni**.

Absorpcja i emisja promieniowania w półprzewodnikach

Absorpcja i emisja promieniowania w półprzewodnikach

Rozważamy procesy absorpcji i emisji promieniowania o energii fotonu zbliżonej do szerokości przerwy energetycznej

$$\hbar\omega \simeq E_g .$$

Absorpcja i emisja promieniowania w półprzewodnikach

Rozważamy procesy absorpcji i emisji promieniowania o energii fotonu zbliżonej do szerokości przerwy energetycznej

$$\hbar\omega \simeq E_g .$$

Jest to właśnie zakres optyczny, obejmujący promieniowanie widzialne, nadfioletowe i podczerwone.

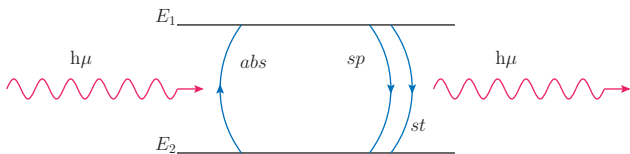
Absorpcja i emisja promieniowania w półprzewodnikach

Rozważamy procesy absorpcji i emisji promieniowania o energii fotonu zbliżonej do szerokości przerwy energetycznej

$$\hbar\omega \simeq E_g .$$

Jest to właśnie zakres optyczny, obejmujący promieniowanie widzialne, nadfioletowe i podczerwone.

W półprzewodnikach, podobnie jak w atomach swobodnych, promieniowanie może być pochłaniane w procesie **absorpcji**, a wysyłane w procesach **emisji spontanicznej i stymulowanej (wymuszonej)**.



Rysunek: 1. Schemat procesów absorpcji oraz emisji spontanicznej i stymulowanej fotonu o energii $\hbar\omega = E_2 - E_1$.

Absorpcja

Absorpcja

W wyniku absorpcji fotonu o energii $\hbar\omega$ w pasmie walencyjnym powstaje dziura o energii E_1 , a w pasmie przewodnictwa pojawia się elektron o energii E_2 . Z zasady zachowania energii wynika równość

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 \equiv E_{21} . \quad (2)$$

Absorpcja

W wyniku absorpcji fotonu o energii $\hbar\omega$ w pasmie walencyjnym powstaje dziura o energii E_1 , a w pasmie przewodnictwa pojawia się elektron o energii E_2 . Z zasady zachowania energii wynika równość

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 \equiv E_{21} . \quad (2)$$

Dla energii fotonu bliskich E_g zachodzą związki:

Absorpcja

W wyniku absorpcji fotonu o energii $\hbar\omega$ w pasmie walencyjnym powstaje dziura o energii E_1 , a w pasmie przewodnictwa pojawia się elektron o energii E_2 . Z zasady zachowania energii wynika równość

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 \equiv E_{21} . \quad (2)$$

Dla energii fotonu bliskich E_g zachodzą związki:

$$E_1 \simeq E_{v,max} \text{ i } E_2 \simeq E_{c,min},$$

Absorpcja

W wyniku absorpcji fotonu o energii $\hbar\omega$ w pasmie walencyjnym powstaje dziura o energii E_1 , a w pasmie przewodnictwa pojawia się elektron o energii E_2 . Z zasady zachowania energii wynika równość

$$\hbar\omega = E_2 - E_1 \equiv E_{21} . \quad (2)$$

Dla energii fotonu bliskich E_g zachodzą związki:

$$E_1 \simeq E_{v,max} \text{ i } E_2 \simeq E_{c,min},$$

gdzie $E_{v,max}$ jest maksymalną energią pasma walencyjnego, a $E_{c,min}$ jest minimalną energią pasma przewodnictwa.

Szybkość absorpcji $R_{12,abs}$, czyli liczba zaabsorbowanych fotonów w jednostce czasu, jest proporcjonalna do:

Szybkość absorpcji $R_{12,abs}$, czyli liczba zaabsorbowanych fotonów w jednostce czasu, jest proporcjonalna do:

- ▶ gęstości padających fotonów $\rho(E_{21})$,

Szybkość absorpcji $R_{12,abs}$, czyli liczba zaabsorbowanych fotonów w jednostce czasu, jest proporcjonalna do:

- ▶ gęstości padających fotonów $\rho(E_{21})$,
- ▶ prawdopodobieństwa p_1 obsadzenia przez elektron stanu o energii E_1 w pasmie walencyjnym,

Szybkość absorpcji $R_{12,abs}$, czyli liczba zaabsorbowanych fotonów w jednostce czasu, jest proporcjonalna do:

- ▶ gęstości padających fotonów $\rho(E_{21})$,
- ▶ prawdopodobieństwa p_1 obsadzenia przez elektron stanu o energii E_1 w pasmie walencyjnym,
- ▶ prawdopodobieństwa p_2 wystąpienia pustego stanu o energii E_2 w pasmie przewodnictwa.

Prawdopodobieństwo p_1 obsadzenia stanu o energii E_1 w pasmie walencyjnym jest opisane funkcją rozkładu Fermiego-Diraca f_1 dla elektronów w pasmie walencyjnym, czyli

Prawdopodobieństwo p_1 obsadzenia stanu o energii E_1 w pasmie walencyjnym jest opisane funkcją rozkładu Fermiego-Diraca f_1 dla elektronów w pasmie walencyjnym, czyli

$$p_1 = f_1 .$$

Prawdopodobieństwo p_1 obsadzenia stanu o energii E_1 w pasmie walencyjnym jest opisane funkcją rozkładu Fermiego-Diraca f_1 dla elektronów w pasmie walencyjnym, czyli

$$p_1 = f_1 .$$

Prawdopodobieństwo p_2 nieobsadzenia stanu o energii E_2 w pasmie przewodnictwa jest równe prawdopodobieństwu pojawienia się niezapełnionego stanu w tym pasmie, czyli

Prawdopodobieństwo p_1 obsadzenia stanu o energii E_1 w pasmie walencyjnym jest opisane funkcją rozkładu Fermiego-Diraca f_1 dla elektronów w pasmie walencyjnym, czyli

$$p_1 = f_1 .$$

Prawdopodobieństwo p_2 nieobsadzenia stanu o energii E_2 w pasmie przewodnictwa jest równe prawdopodobieństwu pojawienia się niezapełnionego stanu w tym pasmie, czyli

$$p_2 = 1 - f_2 ,$$

Prawdopodobieństwo p_1 obsadzenia stanu o energii E_1 w pasmie walencyjnym jest opisane funkcją rozkładu Fermiego-Diraca f_1 dla elektronów w pasmie walencyjnym, czyli

$$p_1 = f_1 .$$

Prawdopodobieństwo p_2 nieobsadzenia stanu o energii E_2 w pasmie przewodnictwa jest równe prawdopodobieństwu pojawienia się niezapełnionego stanu w tym pasmie, czyli

$$p_2 = 1 - f_2 ,$$

gdzie f_2 = funkcja rozkładu Fermiego-Diraca dla elektronów w pasmie przewodnictwa (prawdopodobieństwo obsadzenia stanu o energii E_2 w pasmie przewodnictwa).

Otrzymujemy stąd wzór na szybkość absorpcji

$$R_{12,abs} = b_{12}f_1(1 - f_2)\varrho(E_{21}) , \quad (3)$$

Otrzymujemy stąd wzór na szybkość absorpcji

$$R_{12,abs} = b_{12}f_1(1 - f_2)\varrho(E_{21}) , \quad (3)$$

gdzie b_{12} = współczynnik Einsteina dla absorpcji
(prawdopodobieństwo absorpcji pojedynczego fotonu).

W półprzewodnikach proces absorpcji promieniowania jest **procesem nierównowagowym**.

W półprzewodnikach proces absorpcji promieniowania jest **procesem nierównowagowym**.

Wynika stąd, że do opisu procesów absorpcji i emisji nie możemy więc stosować równowagowych funkcji rozkładu Fermiego-Diraca.

W półprzewodnikach proces absorpcji promieniowania jest **procesem nierównowagowym**.

Wynika stąd, że do opisu procesów absorpcji i emisji nie możemy więc stosować równowagowych funkcji rozkładu Fermiego-Diraca.

Jednak w opisie statystycznych własności nośników ładunku w półprzewodnikach korzystamy z tego, że czas rekombinacji powstających w wyniku absorpcji par elektron-dziura jest znacznie dłuższy od czasu relaksacji nośników ładunku w pasmach.

W półprzewodnikach proces absorpcji promieniowania jest **procesem nierównowagowym**.

Wynika stąd, że do opisu procesów absorpcji i emisji nie możemy więc stosować równowagowych funkcji rozkładu Fermiego-Diraca.

Jednak w opisie statystycznych własności nośników ładunku w półprzewodnikach korzystamy z tego, że czas rekombinacji powstających w wyniku absorpcji par elektron-dziura jest znacznie dłuższy od czasu relaksacji nośników ładunku w pasmach.

Oznacza to, że elektrony i dziury znacznie wcześniej dochodzą do stanu równowagi (w swoich pasmach) zanim ulegną rekombinacji.

W półprzewodnikach proces absorpcji promieniowania jest **procesem nierównowagowym**.

Wynika stąd, że do opisu procesów absorpcji i emisji nie możemy więc stosować równowagowych funkcji rozkładu Fermiego-Diraca.

Jednak w opisie statystycznych własności nośników ładunku w półprzewodnikach korzystamy z tego, że czas rekombinacji powstających w wyniku absorpcji par elektron-dziura jest znacznie dłuższy od czasu relaksacji nośników ładunku w pasmach.

Oznacza to, że elektrony i dziury znacznie wcześniej dochodzą do stanu równowagi (w swoich pasmach) zanim ulegną rekombinacji.

Prowadzi to do wniosku, że proces absorpcji możemy traktować jako **proces quasi-równowagowy**.

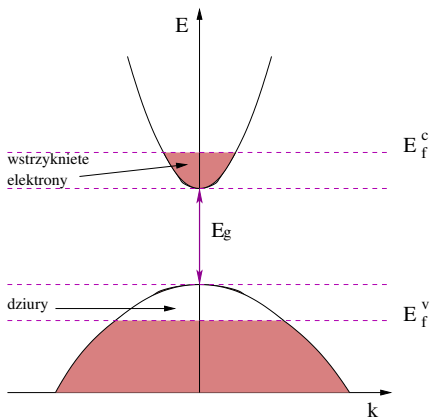
W stanie quasi-równowagi rozkład nośników ładunku nadal opisujemy funkcją rozkładu Fermiego-Diraca, w której poziom Fermiego $\mu = E_F$ zastępujemy **quasi-poziomem Fermiego** $\tilde{\mu}$.

W stanie quasi-równowagi rozkład nośników ładunku nadal opisujemy funkcją rozkładu Fermiego-Diraca, w której poziom Fermiego $\mu = E_F$ zastępujemy **quasi-poziomem Fermiego** $\tilde{\mu}$. Quasi-poziom Fermiego można rozumieć tak, jak poziom Fermiego, który pozostaje bez zmian w czasie rekombinacji pary elektron-dziura, a następnie może ulegać zmianie.

W stanie quasi-równowagi rozkład nośników ładunku nadal opisujemy funkcją rozkładu Fermiego-Diraca, w której poziom Fermiego $\mu = E_F$ zastępujemy **quasi-poziomem Fermiego** $\tilde{\mu}$. Quasi-poziom Fermiego można rozumieć tak, jak poziom Fermiego, który pozostaje bez zmian w czasie rekombinacji pary elektron-dziura, a następnie może ulegać zmianie. W stanie quasi-równowagi elektrony w pasmie j podlegają rozkładowi

$$f_j(E_j) = \frac{1}{e^{\beta(E_j - \tilde{\mu}_j)} + 1}, \quad (4)$$

gdzie $j = 1, 2$, $\beta = 1/(k_B T)$, $\tilde{\mu}_1$ jest quasi-poziomem Fermiego pasma walencyjnego, a $\tilde{\mu}_2$ jest quasi-poziomem Fermiego pasma przewodnictwa.



Rysunek: 2. Quasi-poziomy Fermiego pasma walencyjnego $\tilde{\mu}_1 = E_F^v$ i pasma przewodnictwa $\tilde{\mu}_2 = E_F^c$ wyznaczające obsadzenie obu pasm nośnikami ładunku w stanie quasi-równowagi w temperaturze $T = 0$.

Emisja

Emisja

Istnieją dwa rodzaje emisji:

- (1) **emisja stymulowana (wymuszona),**

Emisja

Istnieją dwa rodzaje emisji:

- (1) **emisja stymulowana (wymuszona),**
- (2) **emisja spontaniczna.**

Emisja stymulowana, podobnie jak absorpcja, zależy od promieniowania padającego. W analogii do wzoru (3) szybkość emisji stymulowanej zapisujemy jako

Emisja stymulowana, podobnie jak absorpcja, zależy od promieniowania padającego. W analogii do wzoru (3) szybkość emisji stymulowanej zapisujemy jako

$$R_{21,stim} = b_{21}f_2(1 - f_1)\rho(E_{21}) , \quad (5)$$

Emisja stymulowana, podobnie jak absorpcja, zależy od promieniowania padającego. W analogii do wzoru (3) szybkość emisji stymulowanej zapisujemy jako

$$R_{21,stim} = b_{21} f_2 (1 - f_1) \rho(E_{21}) , \quad (5)$$

gdzie b_{21} = współczynnik Einsteina dla emisji stymulowanej (prawdopodobieństwo emisji wymuszonej pojedynczego fotonu).

Emisja stymulowana, podobnie jak absorpcja, zależy od promieniowania padającego. W analogii do wzoru (3) szybkość emisji stymulowanej zapisujemy jako

$$R_{21,stim} = b_{21} f_2 (1 - f_1) \rho(E_{21}), \quad (5)$$

gdzie b_{21} = współczynnik Einsteina dla emisji stymulowanej (prawdopodobieństwo emisji wymuszonej pojedynczego fotonu). Szybkość emisji stymulowanej jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa f_2 obsadzenia stanu o energii E_2 w pasmie przewodnictwa i prawdopodobieństwa $(1 - f_1)$ wystąpienia nieobsadzonego stanu o energii E_1 w pasmie walencyjnym.

Emisja spontaniczna nie zależy od padającego promieniowania.

Emisja spontaniczna nie zależy od padającego promieniowania. Szybkość emisji spontanicznej jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa obsadzenia pasma przewodnictwa i prawdopodobieństwa wystąpienia luki w pasmie walencyjnym, czyli

Emisja spontaniczna nie zależy od padającego promieniowania. Szybkość emisji spontanicznej jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa obsadzenia pasma przewodnictwa i prawdopodobieństwa wystąpienia luki w pasmie walencyjnym, czyli

$$R_{21,spont} = a_{21}f_2(1 - f_1) , \quad (6)$$

Emisja spontaniczna nie zależy od padającego promieniowania. Szybkość emisji spontanicznej jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa obsadzenia pasma przewodnictwa i prawdopodobieństwa wystąpienia luki w pasmie walencyjnym, czyli

$$R_{21,spont} = a_{21}f_2(1 - f_1) , \quad (6)$$

gdzie a_{21} = współczynnik Einsteina dla emisji spontanicznej (prawdopodobieństwo emisji spontanicznej pojedynczego fotonu).

W równowadze termicznej liczba fotonów pozostaje stała, a zatem szybkość absorpcji jest równa sumie szybkości obu procesów emisji

W równowadze termicznej liczba fotonów pozostaje stała, a zatem szybkość absorpcji jest równa sumie szybkości obu procesów emisji

$$R_{12,abs} = R_{21,stim} + R_{21,spont} . \quad (7)$$

W równowadze termicznej liczba fotonów pozostaje stała, a zatem szybkość absorpcji jest równa sumie szybkości obu procesów emisji

$$R_{12,abs} = R_{21,stim} + R_{21,spont} . \quad (7)$$

Można pokazać, że współczynniki Einsteina dla absorpcji i emisji stymulowanej są sobie równe

$$b_{12} = b_{21} . \quad (8)$$

W równowadze termicznej liczba fotonów pozostaje stała, a zatem szybkość absorpcji jest równa sumie szybkości obu procesów emisji

$$R_{12,abs} = R_{21,stim} + R_{21,spont} . \quad (7)$$

Można pokazać, że współczynniki Einsteina dla absorpcji i emisji stymulowanej są sobie równe

$$b_{12} = b_{21} . \quad (8)$$

Ponadto szybkość emisji spontanicznej jest na ogół znacznie mniejsza od szybkości emisji stymulowanej, czyli

$$R_{21,spont} \ll R_{21,stim} . \quad (9)$$

W równowadze termicznej liczba fotonów pozostaje stała, a zatem szybkość absorpcji jest równa sumie szybkości obu procesów emisji

$$R_{12,abs} = R_{21,stim} + R_{21,spont} . \quad (7)$$

Można pokazać, że współczynniki Einsteina dla absorpcji i emisji stymulowanej są sobie równe

$$b_{12} = b_{21} . \quad (8)$$

Ponadto szybkość emisji spontanicznej jest na ogół znacznie mniejsza od szybkości emisji stymulowanej, czyli

$$R_{21,spont} \ll R_{21,stim} . \quad (9)$$

W dalszym ciągu zaniedbujemy procesy emisji spontanicznej.

Podstawy fizyki laserów półprzewodnikowych

Podstawy fizyki laserów półprzewodnikowych

**LASER = Light Amplification by the Stimulated
Emission of Radiation**

Podstawy fizyki laserów półprzewodnikowych

LASER = Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation

Laser jest **przyrządem wzmacniającym światło**, w którym wypadkowa emisja przeważa nad wypadkową absorpcją.

Podstawy fizyki laserów półprzewodnikowych

LASER = Light Amplification by the Stimulated Emission of Radiation

Laser jest **przyrządem wzmacniającym światło**, w którym wypadkowa emisja przeważa nad wypadkową absorpcją.

Podstawowym procesem emisji w laserze jest emisja stymulowana (ponieważ prawdopodobieństwo emisji spontanicznej jest zanedbywalnie małe).

W celu uzyskania wzmocnienia światła szybkość emisji stymulowanej $R_{21,stim}$ musi przewyższać szybkość absorpcji $R_{12,abs}$, czyli **warunek wystąpienia akcji laserowej** ma postać

W celu uzyskania wzmocnienia światła szybkość emisji stymulowanej $R_{21,stim}$ musi przewyższać szybkość absorpcji $R_{12,abs}$, czyli **warunek wystąpienia akcji laserowej** ma postać

$$b_{21}f_2(1 - f_1)\varrho(E_{21}) > b_{12}f_1(1 - f_2)\varrho(E_{21}) , \quad (10)$$

gdzie $b_{21} = b_{12}$. Ponadto przyjmujemy jednakową gęstość fotonów $\varrho(E_{21})$ dla emisji i absorpcji.

Warunek (10) prowadzi do nierówności

$$f_2(1 - f_1) > f_1(1 - f_2) , \quad (11)$$

która jest równoważna warunkowi

$$f_2 > f_1 . \quad (12)$$

Warunek (10) prowadzi do nierówności

$$f_2(1 - f_1) > f_1(1 - f_2) , \quad (11)$$

która jest równoważna warunkowi

$$f_2 > f_1 . \quad (12)$$

Warunek (12) oznacza wystąpienie **inwersji obsadzeń**, która jest możliwa w warunkach nierównowagi termodynamicznej.

Warunek (10) prowadzi do nierówności

$$f_2(1 - f_1) > f_1(1 - f_2) , \quad (11)$$

która jest równoważna warunkowi

$$f_2 > f_1 . \quad (12)$$

Warunek (12) oznacza wystąpienie **inwersji obsadzeń**, która jest możliwa w warunkach nierównowagi termodynamicznej. Jeżeli zachodzi warunek (12), to padający foton o energii $\hbar\omega = E_{21}$ może produkować więcej niż jeden foton o tej samej energii.

Warunek (10) prowadzi do nierówności

$$f_2(1 - f_1) > f_1(1 - f_2) , \quad (11)$$

która jest równoważna warunkowi

$$f_2 > f_1 . \quad (12)$$

Warunek (12) oznacza wystąpienie **inwersji obsadzeń**, która jest możliwa w warunkach nierównowagi termodynamicznej. Jeżeli zachodzi warunek (12), to padający foton o energii $\hbar\omega = E_{21}$ może produkować więcej niż jeden foton o tej samej energii.

Prowadzi to wzrostu liczby fotonów, czyli pojawia się **wzmocnienie optyczne**.

Podstawiając do warunku (12) funkcje rozkładu (4), które opisują procesy quasi-równowagowe, otrzymujemy

Podstawiając do warunku (12) funkcje rozkładu (4), które opisują procesy quasi-równowagowe, otrzymujemy

$$\frac{1}{e^{\beta(E_2 - \tilde{\mu}_2)} + 1} > \frac{1}{e^{\beta(E_1 - \tilde{\mu}_1)} + 1} , \quad (13)$$

Podstawiając do warunku (12) funkcje rozkładu (4), które opisują procesy quasi-równowagowe, otrzymujemy

$$\frac{1}{e^{\beta(E_2 - \tilde{\mu}_2)} + 1} > \frac{1}{e^{\beta(E_1 - \tilde{\mu}_1)} + 1} , \quad (13)$$

co prowadzi do

$$e^{\beta(\tilde{\mu}_2 - \tilde{\mu}_1)} > e^{\beta(E_2 - E_1)} . \quad (14)$$

Podstawiając do warunku (12) funkcje rozkładu (4), które opisują procesy quasi-równowagowe, otrzymujemy

$$\frac{1}{e^{\beta(E_2 - \tilde{\mu}_2)} + 1} > \frac{1}{e^{\beta(E_1 - \tilde{\mu}_1)} + 1} , \quad (13)$$

co prowadzi do

$$e^{\beta(\tilde{\mu}_2 - \tilde{\mu}_1)} > e^{\beta(E_2 - E_1)} . \quad (14)$$

Ostatecznie warunek wystąpienia wypadkowej emisji przyjmuje postać

$$\tilde{\mu}_2 - \tilde{\mu}_1 > E_2 - E_1 . \quad (15)$$

Podstawiając do warunku (12) funkcje rozkładu (4), które opisują procesy quasi-równowagowe, otrzymujemy

$$\frac{1}{e^{\beta(E_2 - \tilde{\mu}_2)} + 1} > \frac{1}{e^{\beta(E_1 - \tilde{\mu}_1)} + 1} , \quad (13)$$

co prowadzi do

$$e^{\beta(\tilde{\mu}_2 - \tilde{\mu}_1)} > e^{\beta(E_2 - E_1)} . \quad (14)$$

Ostatecznie warunek wystąpienia wypadkowej emisji przyjmuje postać

$$\tilde{\mu}_2 - \tilde{\mu}_1 > E_2 - E_1 . \quad (15)$$

Warunek (15) oznacza, że emisja stymulowana przeważa nad absorpcją, jeżeli odstęp energetyczny quasi-poziomów Fermiego jest większy niż energia emitowanych fotonów $\hbar\omega = E_2 - E_1$.

W laserach półprzewodnikowych

$$E_2 > E_{c,min} , \quad E_1 < E_{v,max} ,$$

czyli emitowane są fotony o energii z zakresu

$$E_g < \hbar\omega < \tilde{\mu}_2 - \tilde{\mu}_1 . \quad (16)$$

Ze względu na stymulowany charakter emisji foton emitowany posiada **własności identyczne** z tymi, które posiada foton padający.

Ze względu na stymulowany charakter emisji foton emitowany posiada **własności identyczne** z tymi, które posiada foton padający.

Są to:

Ze względu na stymulowany charakter emisji foton emitowany posiada **własności identyczne** z tymi, które posiada foton padający.

Są to:

- (1) częstość,

Ze względu na stymulowany charakter emisji foton emitowany posiada **własności identyczne** z tymi, które posiada foton padający.

Są to:

- (1) częstość,
- (2) polaryzacja,

Ze względu na stymulowany charakter emisji foton emitowany posiada **własności identyczne** z tymi, które posiada foton padający.

Są to:

- (1) częstość,
- (2) polaryzacja,
- (3) kierunek rozchodzenia się,

Ze względu na stymulowany charakter emisji foton emitowany posiada **własności identyczne** z tymi, które posiada foton padający.

Są to:

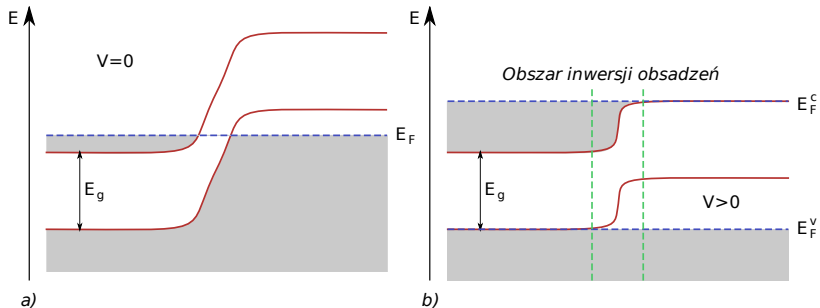
- (1) częstość,
- (2) polaryzacja,
- (3) kierunek rozchodzenia się,
- (4) faza.

Ze względu na stymulowany charakter emisji foton emitowany posiada **własności identyczne** z tymi, które posiada foton padający.

Są to:

- (1) częstość,
- (2) polaryzacja,
- (3) kierunek rozchodzenia się,
- (4) faza.

⇒ Proces emisji stymulowanej jest procesem **spójnym (koherentnym)**.



Rysunek: 3. Realizacja inwersji obsadzeń w półprzewodnikowym złączu pn .
 Lewy rysunek: $V = 0$, prawy rysunek: $V > 0$.

W silnie domieszkowanej heterostrukturze pn dno pasma przewodnictwa warstwy n leży poniżej pułapu pasma walencyjnego warstwy p .

W silnie domieszkowanej heterostrukturze pn dno pasma przewodnictwa warstwy n leży poniżej pułapu pasma walencyjnego warstwy p .

Jeżeli napięcie zewnętrzne $V = 0$, to oba pasma wypełnione są elektronami do wspólnego poziomu Fermiego E_F .

W silnie domieszkowanej heterostrukturze pn dno pasma przewodnictwa warstwy n leży poniżej pułapu pasma walencyjnego warstwy p .

Jeżeli napięcie zewnętrzne $V = 0$, to oba pasma wypełnione są elektronami do wspólnego poziomu Fermiego E_F .

Po przyłożeniu napięcia V w kierunku przewodzenia ($V > 0$) powstaje inwersja obsadzeń w wąskiej warstwie złączowej.

W silnie domieszkowanej heterostrukturze pn dno pasma przewodnictwa warstwy n leży poniżej pułapu pasma walencyjnego warstwy p .

Jeżeli napięcie zewnętrzne $V = 0$, to oba pasma wypełnione są elektronami do wspólnego poziomu Fermiego E_F .

Po przyłożeniu napięcia V w kierunku przewodzenia ($V > 0$) powstaje inwersja obsadzeń w wąskiej warstwie złączowej.

Źródło prądu o napięciu V dostarcza nośników ładunku w sposób ciągły, co prowadzi do podtrzymywania inwersji obsadzeń.

W silnie domieszkowanej heterostrukturze pn dno pasma przewodnictwa warstwy n leży poniżej pułapu pasma walencyjnego warstwy p .

Jeżeli napięcie zewnętrzne $V = 0$, to oba pasma wypełnione są elektronami do wspólnego poziomu Fermiego E_F .

Po przyłożeniu napięcia V w kierunku przewodzenia ($V > 0$) powstaje inwersja obsadzeń w wąskiej warstwie złączowej.

Źródło prądu o napięciu V dostarcza nośników ładunku w sposób ciągły, co prowadzi do podtrzymywania inwersji obsadzeń.

W wyniku rekombinacji par elektron-dziura w obszarze złącza powstają fotony, które z kolei prowadzą do stymulowanej emisji i akcji laserowej.

W celu uzyskania ciągłej akcji laserowej układ emitujący fotony umieszczony jest we wnęce rezonującej (rezonator Fabry-Perota), która posiada ścianki silnie odbijające promieniowanie.

W celu uzyskania ciągłej akcji laserowej układ emitujący fotony umieszczony jest we wnętrzu rezonującej (rezonator Fabry-Perota), która posiada ścianki silnie odbijające promieniowanie.

W rezonatorze tym emitowane fotony są reabsorbowane przez półprzewodnik, co prowadzi do rekrecacji pary elektron-dziura, która następnie ulega rekombinacji wnosząc wkład do kolejnego procesu emisji stymulowanej.

W celu uzyskania ciągłej akcji laserowej układ emitujący fotony umieszczony jest we wnęce rezonującej (rezonator Fabry-Perota), która posiada ścianki silnie odbijające promieniowanie.

W rezonatorze tym emitowane fotony są reabsorbowane przez półprzewodnik, co prowadzi do rekrecacji pary elektron-dziura, która następnie ulega rekombinacji wnosząc wkład do kolejnego procesu emisji stymulowanej.

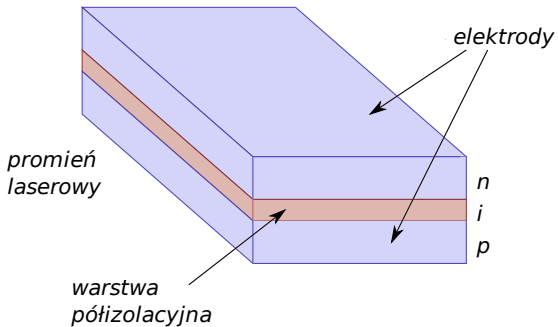
Cykl ten powtarza się wielokrotnie, co prowadzi do rezonansowego wzmocnienia optycznego.

Schematy budowy i działania laserów półprzewodnikowych

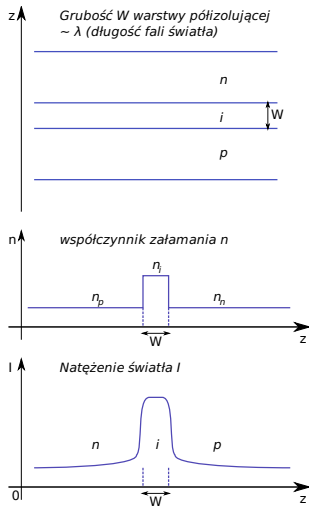
Laser typu *nip*

Laser typu *nip*

Obszarem czynnym w tym laserze jest izolator (*i*) (zwykle czysty GaAs o własnościach półizolujących), który jest umieszczony pomiędzy dwiema warstwami silnie domieszkowanego AlGaAs, jednej typu *n*, drugiej typu *p*.



Rysunek: 4. Ogólny schemat budowy lasera typu *nip*.



Rysunek: 5. Działanie lasera typu *nip*. Rysunek górny: przekrój warstw, rysunek środkowy: zmiana współczynnika załamania, rysunek dolny: zmiana natężenia światła.

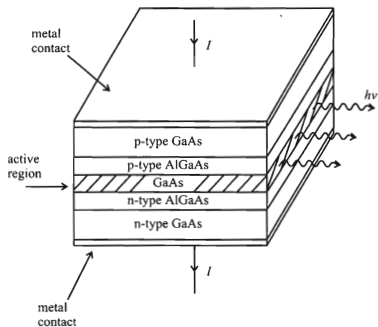


Figure 13.3.1. Schematic drawing of a *p-n* double-heterojunction laser.

Rysunek: 6. Schemat budowy lasera zawierającego heterostrukturę *pn*.

Laser na bazie heterostruktury złożonej z pojedynczej lub wielokrotnej studni kwantowej

Laser na bazie heterostruktury złożonej z pojedynczej lub wielokrotnej studni kwantowej

Rozważmy pojedynczą studnię kwantową. Potencjał uwięzienia dla elektronów i dziur przybliżamy nieskończonej wysoką studnią prostokątną (o szerokości W w kierunku z).

Laser na bazie heterostruktury złożonej z pojedynczej lub wielokrotnej studni kwantowej

Rozważmy pojedynczą studnię kwantową. Potencjał uwięzienia dla elektronów i dziur przybliżamy nieskończenie wysoką studnią prostokątną (o szerokości W w kierunku z).
Poziomy energetyczne w takiej studni dane są wzorem

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* W^2}, \quad (17)$$

Laser na bazie heterostruktury złożonej z pojedynczej lub wielokrotnej studni kwantowej

Rozważmy pojedynczą studnię kwantową. Potencjał uwięzienia dla elektronów i dziur przybliżamy nieskończenie wysoką studnią prostokątną (o szerokości W w kierunku z). Poziomy energetyczne w takiej studni dane są wzorem

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2m^* W^2}, \quad (17)$$

gdzie m^* = pasmowa masa efektywna elektronu lub dziury.

Całkowita energia nośnika ładunku

$$E_{n,k_x,k_y} = E_n \pm \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}, \quad (18)$$

Całkowita energia nośnika ładunku

$$E_{n,k_x,k_y} = E_n \pm \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}, \quad (18)$$

przy czym znak + dotyczy elektrony, a znak – dziury.

Całkowita energia nośnika ładunku

$$E_{n,k_x,k_y} = E_n \pm \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}, \quad (18)$$

przy czym znak $+$ dotyczy elektrony, a znak $-$ dziury.

W studni kwantowej elektron wzbudzony do stanu o energii $E_n(m^* = m_e)$ w pasmie przewodnictwa ulega rekombinacji z dziurą o energii $E_{n'}(m^* = m_h)$ w pasmie walencyjnym.

Całkowita energia nośnika ładunku

$$E_{n,k_x,k_y} = E_n \pm \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}, \quad (18)$$

przy czym znak $+$ dotyczy elektrony, a znak $-$ dziury.

W studni kwantowej elektron wzbudzony do stanu o energii $E_n(m^* = m_e)$ w pasmie przewodnictwa ulega rekombinacji z dziurą o energii $E_{n'}(m^* = m_h)$ w pasmie walencyjnym.

Energia emitowanego fotonu

$$\hbar\omega = E_g + \frac{\pi^2\hbar^2n^2}{2m_eW^2} + \frac{\pi^2\hbar^2n'^2}{2m_hW^2}. \quad (19)$$

Całkowita energia nośnika ładunku

$$E_{n,k_x,k_y} = E_n \pm \frac{\hbar^2(k_x^2 + k_y^2)}{2m^*}, \quad (18)$$

przy czym znak $+$ dotyczy elektrony, a znak $-$ dziury.

W studni kwantowej elektron wzbudzony do stanu o energii $E_n(m^* = m_e)$ w pasmie przewodnictwa ulega rekombinacji z dziurą o energii $E_{n'}(m^* = m_h)$ w pasmie walencyjnym.

Energia emitowanego fotonu

$$\hbar\omega = E_g + \frac{\pi^2\hbar^2n^2}{2m_eW^2} + \frac{\pi^2\hbar^2n'^2}{2m_hW^2}. \quad (19)$$

Zauważmy, że

$$\hbar\omega > E_g.$$

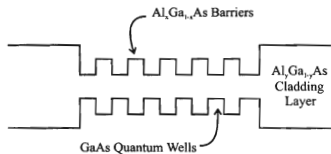


Figure 13.3.2. Sketch of the conduction and the valence bands for a MQW laser.

Rysunek: 7. Schemat potencjału uwięzienia w wielokrotnej studni kwantowej.

Do budowy laserów na bazie studni kwantowej używane są najczęściej heterostruktury typu bariera/studnia:

Do budowy laserów na bazie studni kwantowej używane są najczęściej heterostruktury typu bariera/studnia:

- ▶ AlGaAs/GaAs

Do budowy laserów na bazie studni kwantowej używane są najczęściej heterostruktury typu bariera/studnia:

- ▶ AlGaAs/GaAs
- ▶ GaAs/InGaAs

Do budowy laserów na bazie studni kwantowej używane są najczęściej heterostruktury typu bariera/studnia:

- ▶ AlGaAs/GaAs
- ▶ GaAs/InGaAs

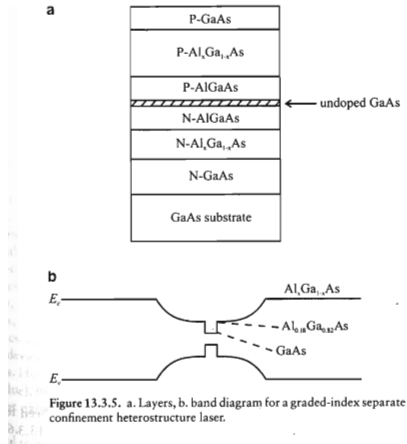
Typowe szerokości studni kwantowej:

$W \simeq 1 \div 10$ nm.

Laser na bazie heterostruktury modulowanej

Laser na bazie heterostruktury modulowanej

Stosowane w tych laserach modulowane domieszkowanie prowadzi do stopniowej zmiany współczynnika załamania światła i powstania lejkowatego obszaru czynnego optycznie.



Rysunek: 8. (a) Schemat warstw, (b) profil potencjału uwięzienia w heterostrukturze modulowanej.

Lasery niebieskie i fioletowe na bazie GaN

Lasery niebieskie i fioletowe na bazie GaN

Ze względu na szerokie zastosowanie laserów do zapisu informacji, np. na płytach CD i DVD, istotne jest otrzymanie możliwie dużej gęstości upakowania zapisanej informacji.

Lasery niebieskie i fioletowe na bazie GaN

Ze względu na szerokie zastosowanie laserów do zapisu informacji, np. na płytach CD i DVD, istotne jest otrzymanie możliwie dużej gęstości upakowania zapisanej informacji.

Dla plamki promienia laserowego o średnicy $d \simeq \lambda$ ($\lambda =$ długość fali promieniowania) gęstość zapisu informacji na płycie CD jest rzędu

$$\sim \frac{1}{\lambda^2}.$$

Lasery niebieskie i fioletowe na bazie GaN

Ze względu na szerokie zastosowanie laserów do zapisu informacji, np. na płytach CD i DVD, istotne jest otrzymanie możliwie dużej gęstości upakowania zapisanej informacji.

Dla plamki promienia laserowego o średnicy $d \simeq \lambda$ ($\lambda =$ długość fali promieniowania) gęstość zapisu informacji na płycie CD jest rzędu

$$\sim \frac{1}{\lambda^2}.$$

\implies W celu zwiększenia gęstości zapisu korzystne jest stosowanie promieniowania o małej długości fali (dużej energii fotonu).

Lasery niebieskie i fioletowe na bazie GaN

Ze względu na szerokie zastosowanie laserów do zapisu informacji, np. na płytach CD i DVD, istotne jest otrzymanie możliwie dużej gęstości upakowania zapisanej informacji.

Dla plamki promienia laserowego o średnicy $d \simeq \lambda$ ($\lambda =$ długość fali promieniowania) gęstość zapisu informacji na płycie CD jest rzędu

$$\sim \frac{1}{\lambda^2}.$$

\implies W celu zwiększenia gęstości zapisu korzystne jest stosowanie promieniowania o małej długości fali (dużej energii fotonu).

Do realizacji tego celu skonstruowane zostały lasery **niebieskie** i **fioletowe** na bazie GaN, ponieważ GaN jest półprzewodnikiem o szerokiej przerwie energetycznej $E_g \simeq 3$ eV.

Budowa laserów na bazie GaN: struktura warstwowa

Budowa laserów na bazie GaN: struktura warstwowa

- (1) podłoże szafirowe: niedopasowanie stałych sieciowych $\sim 16\%$, gęstość dyslokacji $\leq 10^{10} \text{ cm}^{-2}$

Budowa laserów na bazie GaN: struktura warstwowa

- (1) podłoże szafirowe: niedopasowanie stałych sieciowych $\sim 16\%$, gęstość dyslokacji $\leq 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
- (2) GaN/GaN: metoda MOCVD, gęstość dyslokacji $\leq 10^4 \text{ cm}^{-2}$,

Budowa laserów na bazie GaN: struktura warstwowa

- (1) podłoże szafirowe: niedopasowanie stałych sieciowych $\sim 16\%$, gęstość dyslokacji $\leq 10^{10} \text{ cm}^{-2}$
- (2) GaN/GaN: metoda MOCVD, gęstość dyslokacji $\leq 10^4 \text{ cm}^{-2}$,
pierwsza realizacja laboratoryjna: Unipress,
Warszawa (2001)

Dioda elektroluminescencyjna (dioda świecąca, LED)

Dioda elektroluminescencyjna (dioda świecąca, Light-Emitting Diode = LED) jest przyrządem zbudowanym na bazie złącza pn , który może wysyłać promieniowane w procesach emisji spontanicznej.

Dioda elektroluminescencyjna (dioda świecąca, Light-Emitting Diode = LED) jest przyrządem zbudowanym na bazie złącza pn , który może wysyłać promieniowanie w procesach emisji spontanicznej. Promieniowanie wysyłane należy do zakresu widzialnego, nadfioletowego lub podczerwonego.

Dioda elektroluminescencyjna (dioda świecąca, Light-Emitting Diode = LED) jest przyrządem

zbudowanym na bazie złącza pn , który może wysyłać promieniowanie w procesach emisji spontanicznej.

Promieniowanie wysyłane należy do zakresu widzialnego, nadfioletowego lub podczerwonego.

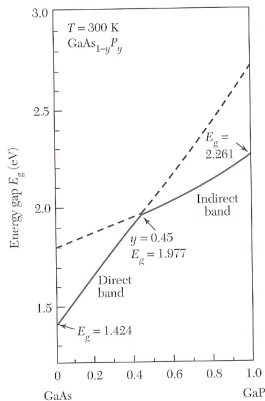
Energia potrzebna do emisji promieniowania dostarczana jest z zewnętrznego źródła napięcia, które powoduje obsadzenie pasma przewodnictwa (walencyjnego) nadmiarowymi elektronami (dziurami).

Dioda elektroluminescencyjna (dioda świecąca, Light-Emitting Diode = LED) jest przyrządem

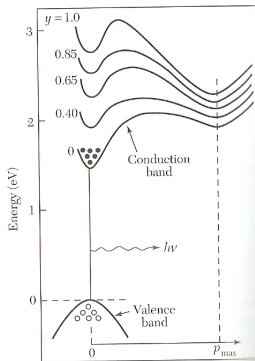
zbudowanym na bazie złącza pn , który może wysyłać promieniowanie w procesach emisji spontanicznej.

Promieniowanie wysyłane należy do zakresu widzialnego, nadfioletowego lub podczerwonego.

Energia potrzebna do emisji promieniowania dostarczana jest z zewnętrznego źródła napięcia, które powoduje obsadzanie pasma przewodnictwa (walencyjnego) nadmiarowymi elektronami (dziurami). Rekombinacja pary elektron-dziura prowadzi do emisji fotonu o określonej energii.

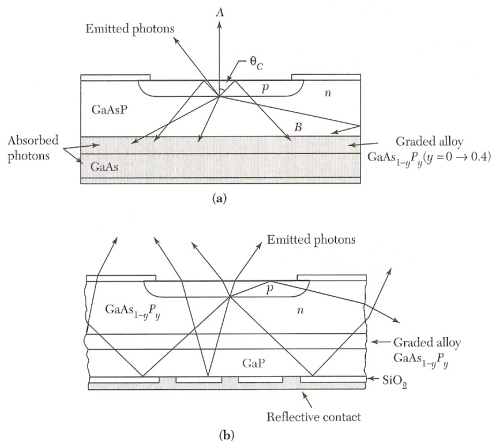


(a)

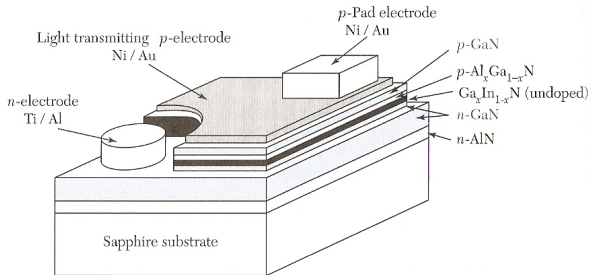


(b)

Rysunek: 9. (a) Zależność przerwy energetycznej E_g od składu stopu $\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$. Dla $y = 0.45$ przerwa energetyczna zmienia się z prostej na skośną. (b) Elektronowa struktura pasmowa dla różnych y . Pokazane jest obsadzenie elektronami (dziurami) dna pasma przewodnictwa (pułapu pasma walencyjnego).



Rysunek: 10. Podstawowa struktura płaskiej diody LED na podkładzie: (a) nieprzeźroczystym ($\text{GaAs}_{1-y}\text{P}_y$), (b) przeźroczystym (GaP). Fotony emitowane są z obszaru złącza pn .



Rysunek: 11. Schemat diody LED zbudowanej z azotków, która powstała w procesie wzrostu na podłożu szafirowym.

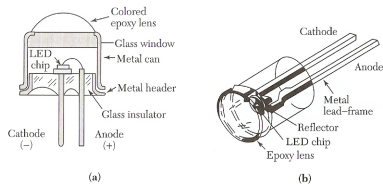
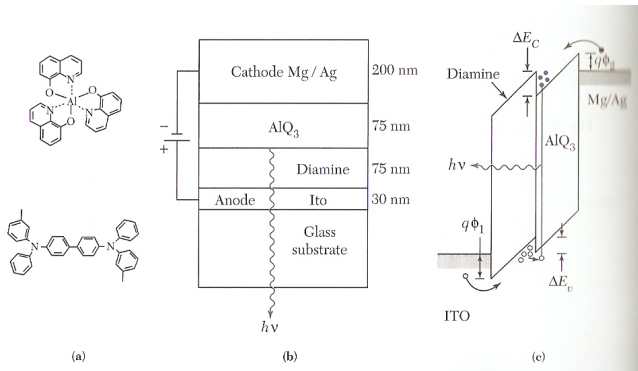


Fig. 11 Diagrams of two LED lamps.⁸



Fig. 12 LED display formats for numeric and alphanumeric: (a) 7-segment (numeric); (b) 5×7 array (alphanumeric).⁸

Rysunek: 12. Rysunki górne: Schematy dwóch źródeł światła na bazie LED. Rysunki dolne: Wyświetlacze LED: (a) numeryczny (7-segmentowy), (b) alfanumeryczny (5×7).



Rysunek: 13. Organiczna dioda LED (Organic LED = OLED). (a) Półprzewodniki organiczne, (b) przekrój struktury, (c) schemat pasm.

Fotodetektory półprzewodnikowe

Fotodetektor jest przyrządem półprzewodnikowym, który może przekształcać sygnały optyczne w sygnały elektryczne.

Działanie fotodetektora:

Działanie fotodetektora:

- (1) absorpcja fotonów prowadzi do generacji par elektron-dziura w fotoczułym materiale półprzewodnikowym

Działanie fotodetektora:

- (1) absorpcja fotonów prowadzi do generacji par elektron-dziura w fotoczułym materiale półprzewodnikowym (jest to **zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne**)

Działanie fotodetektora:

- (1) absorpcja fotonów prowadzi do generacji par elektron-dziura w fotoczułym materiale półprzewodnikowym (jest to **zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne**)
- (2) elektrony i dziury są rozdzielane przez zewnętrzne napięcie, które powoduje przepływ elektronów i dziur w przeciwnych kierunkach (elektrony i dziury docierają do przeciwnie spolaryzowanych elektrod),

Działanie fotodetektora:

- (1) absorpcja fotonów prowadzi do generacji par elektron-dziura w fotoczułym materiale półprzewodnikowym (jest to **zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne**)
- (2) elektrony i dziury są rozdzielane przez zewnętrzne napięcie, które powoduje przepływ elektronów i dziur w przeciwnych kierunkach (elektrony i dziury docierają do przeciwnie spolaryzowanych elektrod),
- (3) następuje transport nośników ładunku i ich powielenie przez mechanizm wzmacniania prądu,

Działanie fotodetektora:

- (1) absorpcja fotonów prowadzi do generacji par elektron-dziura w fotoczułym materiale półprzewodnikowym (jest to **zjawisko fotoelektryczne wewnętrzne**)
- (2) elektrony i dziury są rozdzielane przez zewnętrzne napięcie, które powoduje przepływ elektronów i dziur w przeciwnych kierunkach (elektrony i dziury docierają do przeciwnie spolaryzowanych elektrod),
- (3) następuje transport nośników ładunku i ich powielenie przez mechanizm wzmacniania prądu,
- (4) w obwodzie powstaje prąd, który podlega detekcji elektronicznej.

Budowa fotodetektora

Budowa fotodetektora

Podstawowym elementem fotodetektora jest **fotoprzewodnik**, która zawiera płytkę półprzewodnika z kontaktami omowymi dołączonymi do obu końców.

Budowa fotodetektora

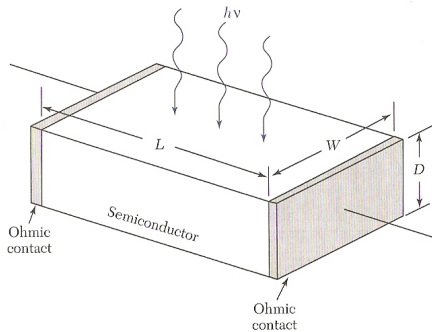
Podstawowym elementem fotodetektora jest **fotoprzewodnik**, która zawiera płytkę półprzewodnika z kontaktami omowymi dołączonymi do obu końców.

Uwaga: W fotodetektorze półprzewodnikowym pary elektron-dziura są generowane w obszarze złącza *pn* lub w jednorodnym materiale.

Budowa fotodetektora

Podstawowym elementem fotodetektora jest **fotoprzewodnik**, która zawiera płytkę półprzewodnika z kontaktami omowymi dołączonymi do obu końców.

Uwaga: W fotodetektorze półprzewodnikowym pary elektron-dziura są generowane w obszarze złącza *pn* lub w jednorodnym materiale. A zatem do budowy takiego detektora złącze *pn* nie jest konieczne.



Rysunek: 14. Schemat budowy fotoprzewodnika.

Ogniwa słoneczne

Ogniwo słoneczne służy do bezpośredniej zamiany energii promieniowania słonecznego na energię elektryczną.

Ogniwo słoneczne służy do bezpośredniej zamiany energii promieniowania słonecznego na energię elektryczną. Ogniwo słoneczne składa się ze złącza *pn*, utworzonego na powierzchni przyrządu, pasków kontaktów omowych, kontaktu omowego w podłożu oraz warstwy antyrefleksyjnej na powierzchni.

Ogniwo słoneczne służy do bezpośredniej zamiany energii promieniowania słonecznego na energię elektryczną.

Ogniwo słoneczne składa się ze złącza pn , utworzonego na powierzchni przyrządu, pasków kontaktów omowych, kontaktu omowego w podłożu oraz warstwy antyrefleksyjnej na powierzchni.

Gdy ogniwo naświetlone jest światłem słonecznym, fotony o energiach $h\nu > E_g$ generują pary elektron-dziura.

Ogniwo słoneczne służy do bezpośredniej zamiany energii promieniowania słonecznego na energię elektryczną.

Ogniwo słoneczne składa się ze złącza pn , utworzonego na powierzchni przyrządu, pasków kontaktów omowych, kontaktu omowego w podłożu oraz warstwy antyrefleksyjnej na powierzchni.

Gdy ogniwo naświetlone jest światłem słonecznym, fotony o energiach $h\nu > E_g$ generują pary elektron-dziura. Energia pary elektron-dziura $E \simeq E_g$ przekształcana jest na energię powstałego prądu elektrycznego.

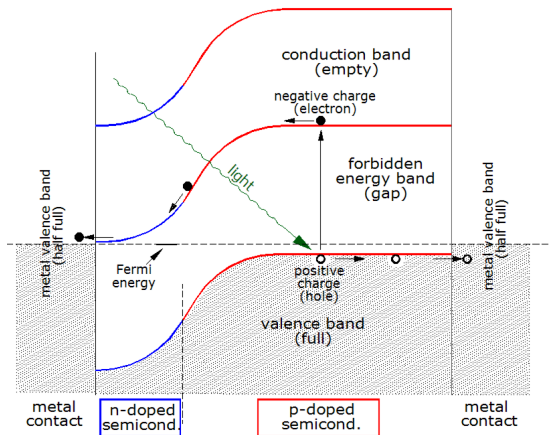
Ogniwo słoneczne służy do bezpośredniej zamiany energii promieniowania słonecznego na energię elektryczną.

Ogniwo słoneczne składa się ze złącza pn , utworzonego na powierzchni przyrządu, pasków kontaktów omowych, kontaktu omowego w podłożu oraz warstwy antyrefleksyjnej na powierzchni.

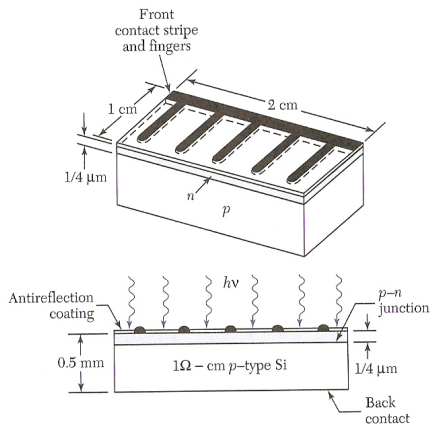
Gdy ogniwo naświetlone jest światłem słonecznym, fotony o energiach $h\nu > E_g$ generują pary elektron-dziura. Energia pary elektron-dziura $E \simeq E_g$ przekształcana jest na energię powstałego prądu elektrycznego.

Nadwyżka energii $\Delta E = h\nu - E_g$ jest tracona na ciepło.

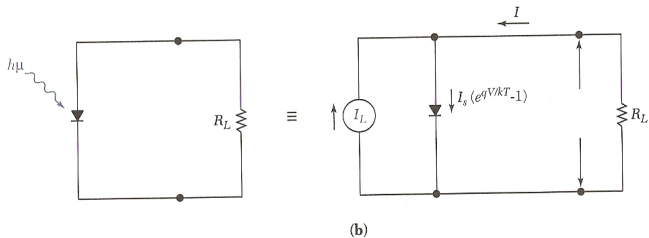
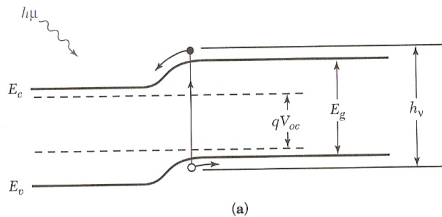
Elektrony i dziury po rozdzieleniu przez napięcie wbudowane złącza *pn* transportowane są przez "przeciwległe" kontakty omowe do różnych elektrod, co powoduje generację napięcia pomiędzy tymi elektrodami i przepływ prądu w obwodzie.



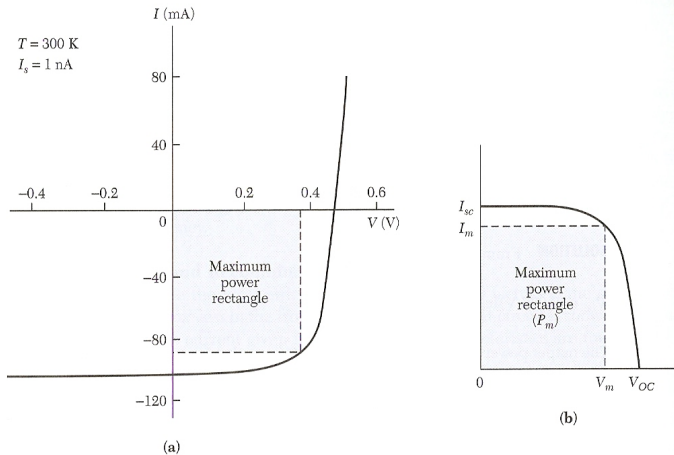
Rysunek: 15. Schemat struktury pasmowej i mechanizmu separacji ładunków w obszarze złącza *pn*.



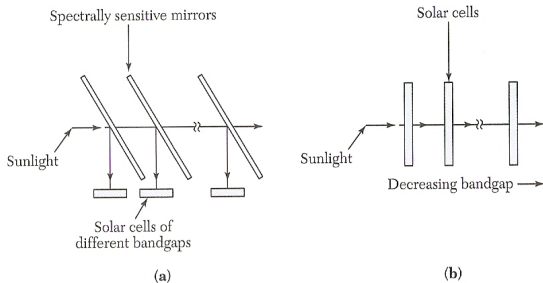
Rysunek: 16. Schemat budowy ogniwa słonecznego na bazie złącza pn w krzemie.



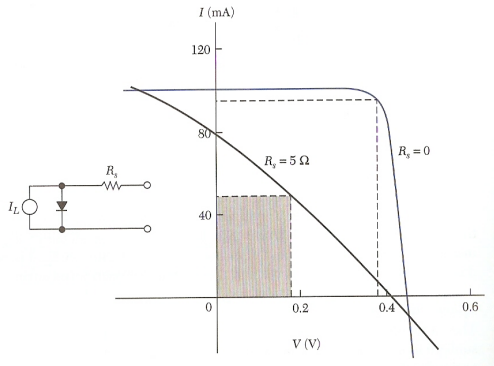
Rysunek: 17. (a) Profil energii potencjalnej w złączu *pn* stosowanym w ogniwie słonecznym. (b) Wyidealizowany zastępczy obwód elektryczny ogniw słonecznych.



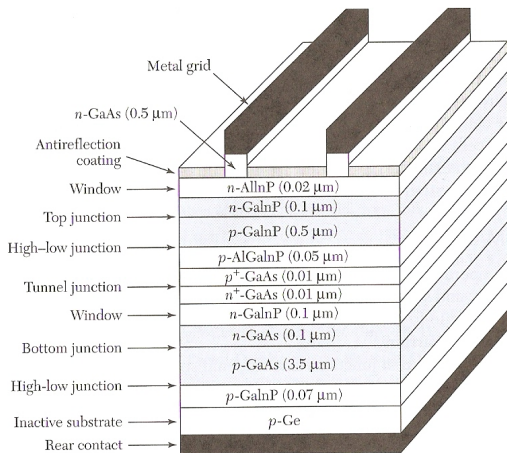
Rysunek: 18. (a) Charakterystyka prądowo-napięciowa ogniwa słonecznego po naświetleniu. (b) Odbicie rysunku (a) względem osi napięcia. Maksymalna moc tego typu ogniwa wynosi $P_m = I_m V_m$, a maksymalna wydajność = 30%.



Rysunek: 19. Układ ogniw słonecznych rozszczepiających widmo promieniowania na wąskie pasma o różnych energiach fotonów. Wydajność tego układu może osiągać 60%.



Rysunek: 20. Charakterystyki prądowo-napięciowe ogniwa słonecznego bez oporu szeregowego ($R_s = 0$) i z uwzględnieniem oporu szeregowego ($R_s = 5\Omega$). Widać spadek mocy maksymalnej ogniwa wskutek oporu elektrycznego obwodu.



Rysunek: 21. Schemat wielowarstwowego ogniwa słonecznego o wydajności $\sim 30\%$.