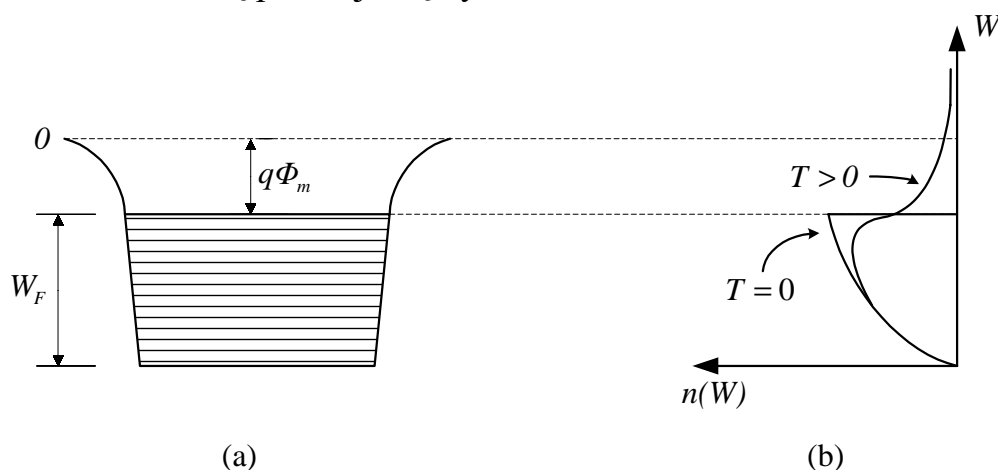


2

ZJAWISKA KONTAKTOWE

Połączenia metal–półprzewodnik lub półprzewodnik–półprzewodnik wytwarzają obszary przejściowe (złącza) gdzie koncentracja nośników odbiega od koncentracji w objętości materiału. Właściwości tych obszarów zmieniają się ponadto po przyłożeniu napięcia zewnętrznego. Charakterystyki prądowo-napięciowe złączy są na ogół nieliniowe. Nieliniowości te powodują, że złącza są podstawowym elementem składowym większości przyrządów półprzewodnikowych.

Pojęciem istotnym dla zrozumienia zjawisk kontaktowych jest praca wyjścia elektronów. W przypadku metalu elektrony swobodne znajdujące się w sieci krystalicznej dodatnich jonów posiadają ujemną energię potencjalną (ładunek elektronu jest ujemny). Jeżeli energię elektronu w próżni przyjmiemy za zerową, to metal stanowi dla elektronów studnię potencjalną, rys.2.1.



Rys.2.1. Elektrony swobodne w metalu obsadzające poziomy energetyczne w studni potencjalnej (a) oraz krzywe rozkładu elektronów w funkcji energii $n(W)$ dla dwóch różnych temperatur (b); W_F jest energią Fermiego (maksymalna energia elektronów w metalu w temperaturze $T = 0$ K), $q\Phi_m$ oznacza termodynamiczną pracę wyjścia

Aby przenieść elektron z metalu do próżni trzeba wykonać pracę. Jest ona minimalna wtedy, gdy przenoszony elektron pochodzi z poziomu Fermiego i nosi wówczas nazwę *termodynamicznej pracy wyjścia* $q\Phi_m$. W temperaturze $T > 0$ istnieją elektrony, których energie przekraczają poziom zerowy (rys.2.1b); wtedy pewna ich część jest zdolna opuścić metal. Richardson podał zależność określającą wielkość prądu termoelektronowego j , który związany jest z temperaturą metalu T oraz pracą wyjścia elektronów

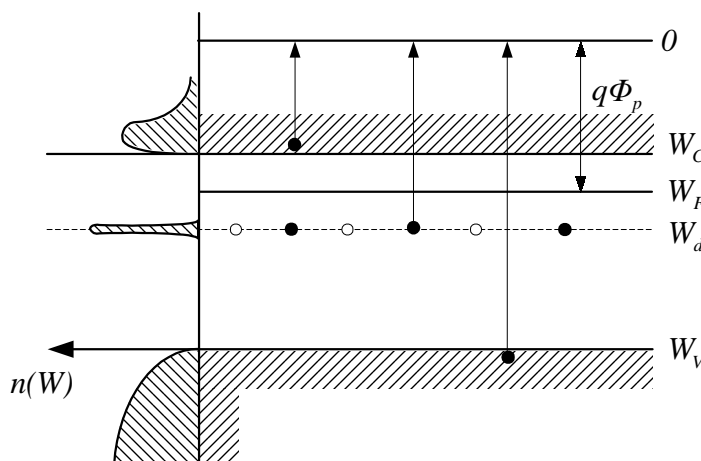
$$j = AT^2 \exp\left[-\frac{q\Phi_m}{kT}\right] \quad (2.1)$$

gdzie A jest tzw. stałą Richardsona.

Podniesienie temperatury lub zmiana pracy wyjścia, np. poprzez nałożenie tlenku na powierzchnię metalu, powoduje gwałtowny wzrost prądu termoelektronowego, gdyż obie te wielkości występują w wykładniku.

Elektrony opuszczające półprzewodnik mogą pochodzić zarówno z pasma przewodnictwa, jak również z pasma walencyjnego czy też ze stanów domieszkowych, rys.2.2.

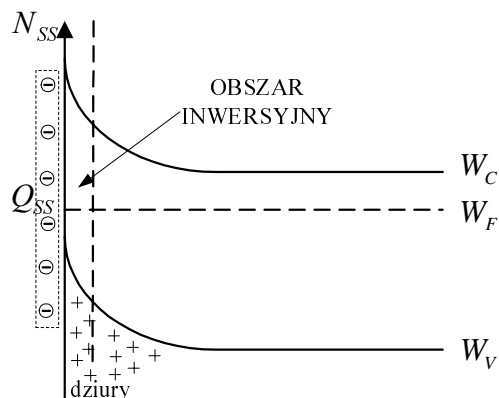
Termodynamiczną pracę wyjścia dla półprzewodnika określa się, analogicznie jak dla metalu, jako różnicę energii między poziomem zerowym i poziomem Fermiego, bowiem tylko takie przejście nie powoduje zmiany temperatury półprzewodnika.



Rys.2.2. Emisja elektronów z półprzewodnika

W zjawiskach kontaktowych, szczególnie dla półprzewodników, istotną rolę może odgrywać obecność stanów powierzchniowych. Stany takie, związane z nieciągłością struktury krystalicznej, defektami sieci jak również chemicznie związanymi obcymi atomami czy cząsteczkami, stanowią dodatkowe centra wychwytyjące lub uwalniające elektrony. Te dodatkowe centra ładunkowe wywierają wpływ na warstwę przypowierzchniową, przyciągając ładunki przeciwnego znaku i powodując jej wzbogacenie lub zubożenie w nośniki. W zależności od rodzaju centrów ładunkowych i typu półprzewodnika mogą powstać różne rodzaje obszarów przypowierzchniowych. Przykładowo, jeżeli na powierzchni istnieją stany akceptoropodobne (ładunek ujemny) a półprzewodnik jest typu n , to powstaje przy powierzchni obszar zubożony (dodatni ładunek przestrzenny z niedoborem elektronów).

swobodnych). Przy dużej gęstości stanów powierzchniowych N_{SS} , które po obsadzeniu wykazują ładunek powierzchniowy $Q_{SS} = -qN_{SS}$, warstwa przypowierzchniowa może zmienić typ przewodnictwa, co nazywamy inwersją półprzewodnika, rys.2.3. Zakrzywienie pasm energetycznych ku górze związane jest ze wzrostem energii elektronów przemieszczających się z półprzewodnika ku powierzchni.

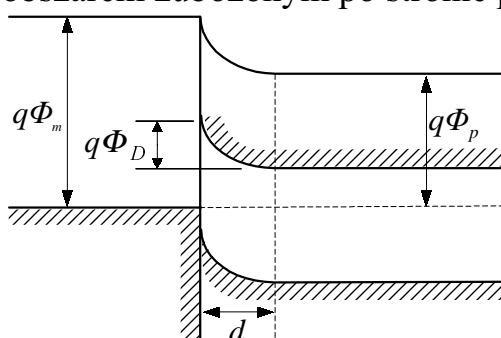


Rys.2.3. Inwersja typu przewodnictwa w obszarze przypowierzchniowym pod wpływem ładunku powierzchniowego Q_{SS}

Jeżeli N_{SS} w półprzewodniku przekracza 10^{14} cm^{-2} , to o właściwościach złącza nie decydują prace wyjścia ale ładunek powierzchniowy. Współczesne technologie wytwarzania struktur półprzewodnikowych, np. technologia planarna, skutecznie rozwiązały problem stanów powierzchniowych głównie poprzez stosowanie warstw pasywujących (typowa warstwa pasywująca - SiO_2 powstaje łatwo w wyniku termicznego utleniania powierzchni Si).

2.1. KONTAKT METAL-PÓŁPRZEWODNIK (m-p)

Doprowadzenie do bezpośredniego kontaktu metalu z półprzewodnikiem powoduje wymianę elektronów między obu materiałami aż do ustalenia się równowagi termodynamicznej. Zakładając, że praca wyjścia $q\Phi_m$ elektronu z metalu jest większa niż $q\Phi_p$ dla półprzewodnika typu n, uzyskuje się stan równowagi z tzw. obszarem zubożonym po stronie półprzewodnika, rys.2.4.



Rys.2.4. Stan równowagi przy bezpośrednim kontakcie metalu i półprzewodnika typu n; d jest grubością warstwy zubożonej; $q\Phi_D$ oznacza wysokość bariery potencjału

Ponieważ $\Phi_p < \Phi_m$ więc strumień elektronów z półprzewodnika do metalu przeważa początkowo nad strumieniem elektronów z metalu do półprzewodnika. W wyniku tego metal zacznie się ładować ujemnie (poziom Fermiego W_{Fm} podnosi się) a półprzewodnik dodatnio (poziom Fermiego W_{Fp} obniża się). Pojawia się bariera dla elektronów płynących z półprzewodnika do metalu i ich strumień maleje. Gdy poziomy W_F wyrównają się, następuje stan równowagi a bariera potencjału osiągnie wartość

$$U_D = \Phi_m - \Phi_n \quad (2.2)$$

Z tego względu, że koncentracja nośników swobodnych w półprzewodniku jest znacznie mniejsza niż w metalu, a ładunki po obu stronach złącza muszą być równe, grubość ładunku przestrzennego w półprzewodniku jest znacznie większa niż w metalu, przy czym grubość warstwy elektronów jest rzędu kilku stałych sieciowych. Dla sytuacji pokazanej na rys.2.4, po stronie półprzewodnika pojawia się warstwa nieruchomego ładunku zjonizowanych donorów pozbawiona elektronów przewodnictwa (zubożona). Grubość tej warstwy wynosi

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon\Phi_D}{N_dq}} \quad (2.3)$$

gdzie Φ_D jest określone wzorem (2.2), N_D jest koncentracją donorów, $\varepsilon_0\varepsilon$ oznacza przenikalność elektryczną półprzewodnika.

Przykład: Dla krzemu o koncentracji donorów $N_d = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ i wysokości bariery $\Phi_D = 1 \text{ V}$, $\varepsilon=10$, otrzymuje się z (2.3) grubość obszaru zubożonego $d = 1 \text{ }\mu\text{m}$.

Omawiana bariera tworząca się na styku metal-półprzewodnik nazywana jest *barierą Schottky`ego* - Φ_D .

Przyłożenie napięcia zewnętrznego do złącza m-p powoduje wzrost lub obniżenie bariery w zależności od kierunku napięcia. Po przyłożeniu napięcia w kierunku przewodzenia (potencjał ujemny po stronie półprzewodnika typu n) wszystkie poziomy półprzewodnika podnoszą się o qU i o taką samą wartość maleje bariera potencjału. Po przyłożeniu napięcia w kierunku zaporowym bariera potencjału rośnie o qU i rośnie też grubość warstwy zaporowej

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(\Phi_D + U)}{qN_d}} \quad (2.4)$$

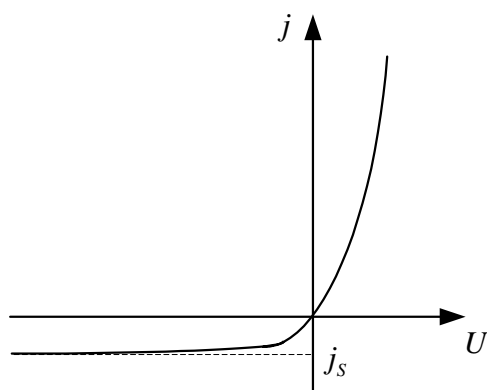
Zmiany wysokości bariery spowodowane przyłożeniem napięcia zewnętrznego mają wpływ na wielkość płynącego przez złącze prądu. Przy braku napięcia prąd j_m płynący z metalu do półprzewodnika i prąd

j_p płynący z półprzewodnika do metalu kompensują się ($j_m = j_p = j_s$).

Przyłożenie napięcia w kierunku przewodzenia i zmniejszenie bariery o qU spowoduje, że zgodnie ze statystyką Boltzmann'a j_p wzrośnie, $\exp(qU/kT)$ razy. Prąd j_m nie zmieni się i w związku z tym prąd wypadkowy będzie wynosił

$$j = j_p - j_m = j_s \exp[qU / kT] - j_s = j_s (\exp[qU / kT] - 1) \quad (2.5)$$

Po przyłożeniu napięcia w kierunku zaporowym trzeba zmienić znak przy U w wyrażeniu (2.5) i wtedy otrzymuje się już dla stosunkowo niedużych napięć nasycającą się wartość prądu $j = -j_s$, zwaną prądem wstecznym. Ponieważ prąd w kierunku przewodzenia jest dużo większy od prądu w kierunku zaporowym, otrzymuje się kontakt m-p o właściwościach prostujących, rys.2.5.



Rys.2.5. Prostowanie na złączu metal-półprzewodnik; dla złącza *m-Si* napięcie w kierunku przewodzenia nie przekracza na ogół wartości 0,55 V

Dokładna teoria przepływu prądu przez barierę *m-p* uwzględnia wiele czynników takich jak: gęstość stanów powierzchniowych, rozmiar bariery, rodzaj ruchu nośników w obszarze bariery. Znane teorie (diodowa Bethego, dyfuzyjna Schottky'ego) dają wyrażenia zbliżone kształtem do (2.5), a różnice pojawiają się w wyrażeniach na j_s .

2.2. ZŁĄCZE *p - n*

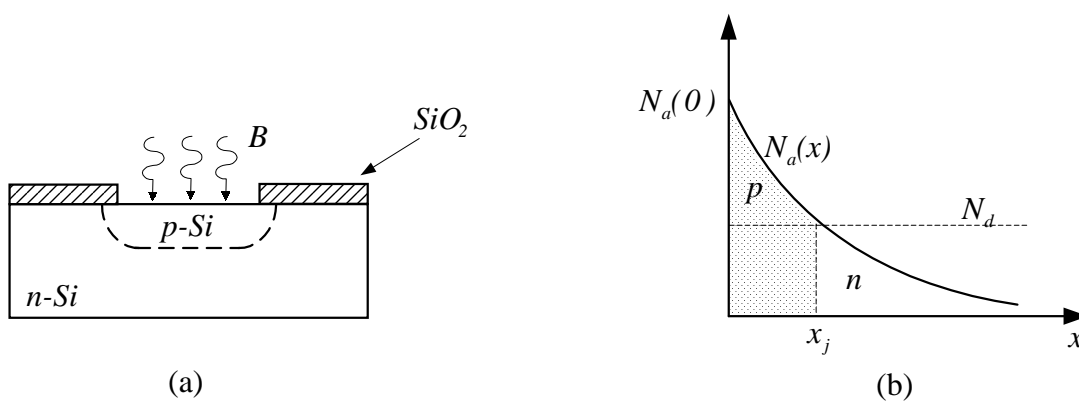
Złączem *p-n* nazywamy obszar półprzewodnika, w którym następuje zmiana przewodnictwa z typu *p* na typ *n*. Sama powierzchnia graniczna rozdzielająca półprzewodniki o odmiennych typach przewodnictwa nazywa się złączem technologicznym. Po obu stronach złącza technologicznego znajduje się warstwa przejściowa, będąca dipolową warstwą nieruchomego ładunku.

Właściwości złącza zależą od rodzaju użytego półprzewodnika (homozłącze) lub rodzaju obu różnych półprzewodników tworzących tzw. heterozłącze, typu domieszek i sposobu ich rozkładu.

Rozkład domieszki uwarunkowany jest w znacznej mierze rodzajem technologii użytej do wytworzenia złącza. Złącza współcześnie wytwarzane można podzielić następująco:

Złącze dyfuzyjne

Złącza tego typu wytwarzane są metodą dyfuzji pierwiastka spełniającego rolę domieszki donorowej (do półprzewodnika typu p) lub akceptorowej (do półprzewodnika typu n). Dyfuzję przeprowadza się w podwyższonej temperaturze, rzędu 1200° C dla Si, a domieszka może być w postaci pary lub cieczy naniesionej na powierzchni. Dyfuzję boru do krzemu przez okno wytrawione w warstwie SiO₂, spełniającej rolę maski, przedstawia rys.2.6a.



Rys.2.6. a) Dyfuzja boru do krzemu w wybranym obszarze półprzewodnika oraz b) profil rozkładu tej domieszki

Rozkład wprowadzonej domieszki wynika z praw dyfuzji i zależy również od tego czy wydajność źródła w trakcie procesu była stała czy malejąca w czasie. Profil rozkładu domieszki akceptorowej dla źródła o nieograniczonej wydajności, wdyfundowanej do półprzewodnika zawierającego domieszkę donorową, przedstawia rys.2.6b. Kształt krzywej $N_a(x)$ określony jest tzw. funkcją błędu. Współrzędna złącza technologicznego x_j wyznaczona jest przez równanie

$$N_a(x_j) - N_d = 0 \quad (2.6)$$

W pobliżu x_j profil rozkładu można aproksymować zależnością liniową

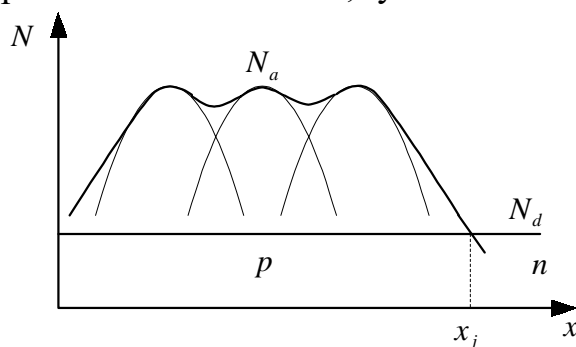
$$N(x) = N_a - N_d \approx -ax \quad (2.7)$$

i złącze takie nosi nazwę liniowego złącza *p-n*.

Złącze implantowane

Złącza tego typu wytwarza się w wyniku bombardowania krystalu jonami domieszek rozpędzonych do energii rzędu setek keV [94]. Zmieniając energię bombardujących jonów można kształtować

profil domieszkowania, rys.2.7.

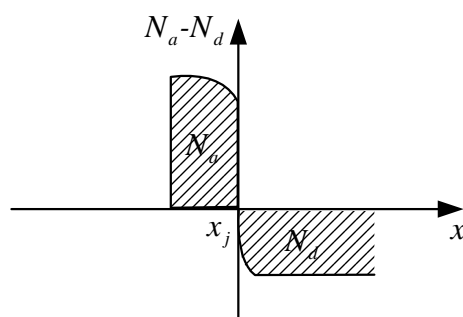


Rys.2.7. Rozkład koncentracji domieszki donorowej wprowadzonej do półprzewodnika metodą wielokrotnej implantacji jonów o różnych energiach

Innymi zaletami metody implantacji są: możliwość wyboru dowolnej domieszki, możliwość prowadzenia procesu w niskich temperaturach oraz łatwość jego automatyzacji. Złącze przedstawione na rys.2.7 jest przykładem tzw. złącza skokowego (ang. *abrupt*).

Złącze epitaksjalne

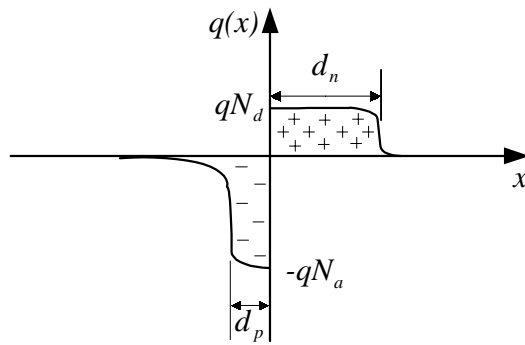
W trakcie nanoszenia warstwy epitaksjalnej półprzewodnika na zorientowane podłoże można wprowadzić dodatkowo do atmosfery gazowej pary związku, który wytworzy domieszki w pierwiastku macierzystym w wyniku reakcji chemicznych. W ten sposób łatwo jest wytworzyć złącze typu skokowego, rys.2.8.



Rys.2.8. Przykład złącza skokowego otrzymanego metodą epitaksji

2.2.1 Stan równowagowy złącza

Bezpośredni kontakt obszarów n oraz p prowadzi do wzajemnej dyfuzji nośników - elektronów do obszaru typu p i dziur do obszaru typu n, na skutek istniejących gradientów koncentracji. W ten sposób po obu stronach złącza technologicznego powstaną warstwy nieruchomego ładunku przestrzennego tworzące warstwę dipolową. W półprzewodniku typu p powstanie warstwa ładunku ujemnego zjonizowanych akceptorów, a w półprzewodniku typu n warstwa ładunku dodatniego zjonizowanych donorów, rys.2.9.



Rys.2.9. Warstwa dipolowa ładunku przestrzennego dla złącza skokowego p-n; w obszarze $d_p + d_n$ brak jest ładunków swobodnych (obszar zubożony)

Całkowity ładunek warstwy dipolowej musi być jednak równy zero, co dla złącza przedstawionego na rys.2.9 daje

$$qd_n N_d - qd_p N_a = 0 \quad (2.8)$$

Równanie (2.8) określa głębokość wnikania warstwy ładunku przestrzennego w obszar półprzewodnika. Wnikanie to jest tym większe, im mniejsza jest koncentracja domieszki w danym obszarze.

Ładunek przestrzenny, zgodnie z prawami elektrostatyki, jest przyczyną powstania pola elektrycznego z odpowiednim rozkładem potencjału, co można wyznaczyć z prawa Poissona. Dla przypadku jednowymiarowego prawo to ma postać

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (2.9)$$

$$\vec{E} = -\text{grad } V \quad (2.9a)$$

gdzie ρ oznacza gęstość ładunku przestrzennego, \vec{E} jest natężeniem pola elektrycznego, a V - potencjałem. Dla złącza skokowego (rozkład ładunku jak na rys.2.9), rozwiązanie równań (2.9) i (2.9a) daje przebiegi przedstawione na rys.2.10.

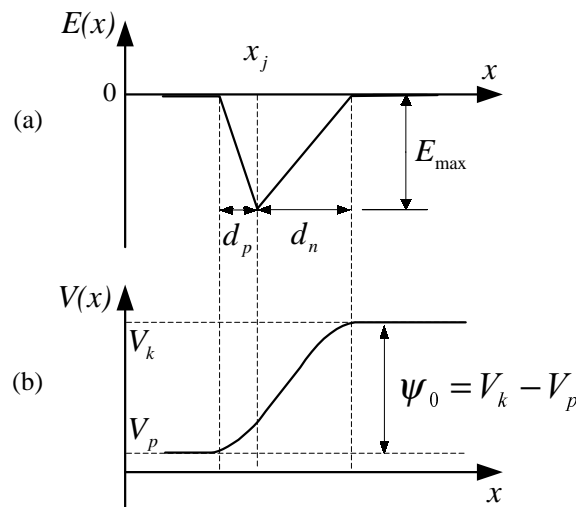
Wbudowane pole elektryczne wytwarza prądy unoszenia elektronów i dziur, które są skierowane przeciwnie do prądów dyfuzyjnych. W stanie równowagi prądy dyfuzyjne i unoszenia równoważą się.

Z analizy prądów obu rodzajów można wyliczyć wysokość bariery potencjału

$$\psi_0 = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{n_n}{n_p}\right) = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{p_n}{p_p}\right) \quad (2.10)$$

gdzie wskaźnik dolny oznacza koncentrację nośników w materiale odpowiedniego typu w stanie równowagi termodynamicznej. Z równania (2.10) wynika, że bariera jest tym wyższa, im większa jest

różnica między koncentracjami nośników danego znaku w obu obszarach.



Rys.2.10. Pole elektryczne „wbudowane” (a) i potencjał (b) wytworzone w skokowym złączu p-n w wyniku istnienia ładunku dipolowego; ψ_o jest barierą potencjału

Przykład obliczenia wysokości bariery

Materiał wyjściowy: Si. Dla koncentracji donorów $N_d = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ otrzymuje się koncentrację elektronów n_n o podobnej wartości.

Dla koncentracji akceptorów $N_a = 5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ otrzymuje się koncentrację dziur p_p o podobnej wartości.

W temperaturze 300 K koncentracja nośników samoistnych wynosi $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

Z prawa działania mas dla Si typu n otrzymuje się zależność $n_n \cdot p_n = n_i^2$, z czego można wyliczyć koncentrację dziur (nośniki mniejszościowe) w tym obszarze

$$p_n = \frac{n_i^2}{n_n} = \frac{2,25 \cdot 10^{20}}{5 \cdot 10^{15}} = 4,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

Analogicznie dla Si typu p koncentracja nośników mniejszościowych wynosi

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} = 4,5 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$$

Po utworzeniu złącza w obszarze zubożonym mamy praktycznie do czynienia z samoistną koncentracją nośników ($\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$), wobec koncentracji $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ w obszarach pozabarierych n oraz p.

Wysokość bariery dla danego złącza wyliczona z równania (2.10) wynosi [76]

$$\psi_o = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{n_n}{n_p} \right) = \frac{1}{40} \ln \left(\frac{5 \cdot 10^{15}}{4,5 \cdot 10^4} \right) = 0,66 \text{ V}$$

Rozmiar przestrzenny bariery można wyliczyć ze zmian

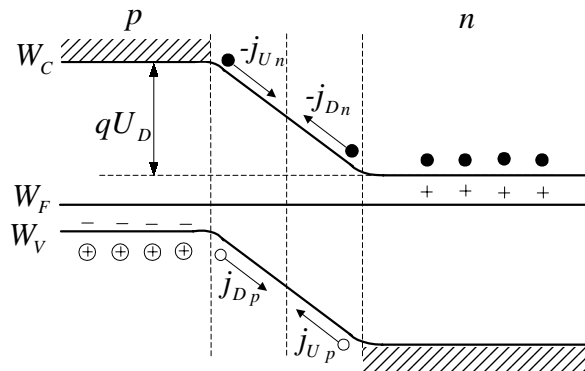
potencjału w złączu (rys.2.10b) i warunku neutralności elektrycznej. W wyniku otrzymuje się

$$d = d_p + d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(N_a + N_d)}{qN_aN_d}}(\psi_0 - U) \quad (2.11)$$

gdzie U jest przyłożonym napięciem zewnętrznym. Zatem dla napięcia zaporowego (ujemnego) szerokość bariery potencjału rośnie. Rośnie również wysokość bariery do wartości $\psi_0 + U$. Dla napięcia polaryzacji w kierunku przewodzenia ($U > 0$) maleje zarówno wysokość jak i szerokość bariery.

2.2.2. Przepływ prądu przez złącze p - n

Jak już wspomniano w rozdz.2.2.1 w stanie równowagi (brak napięcia zewnętrznego) prąd wypadkowy przez złącze jest równy zero, rys.2.11.



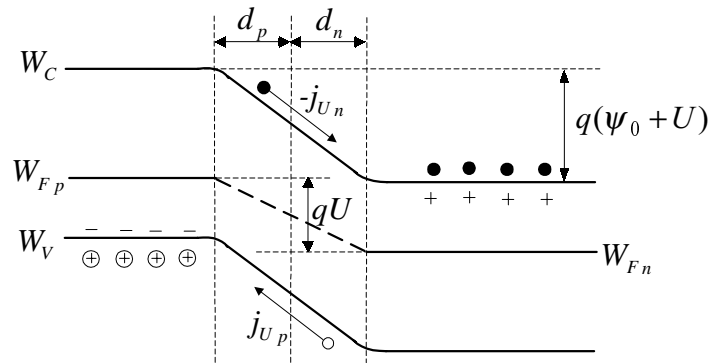
Rys.2.11. Złącze p-n w stanie równowagi ($U = 0$)

Prąd dyfuzyjny elektronów j_{Dn} jest równoważony przez prąd unoszenia elektronów j_{Un} (prąd nośników mniejszościowych) oraz prąd dyfuzyjny dziur j_{Dp} jest równoważony przez prąd unoszenia dziur j_{Up} (prąd nośników mniejszościowych).

Przyłożenie napięcia zaporowego do złącza p-n (biegun ujemny źródła polaryzującego do p, a dodatni do n, rys.2.12) powoduje wzrost bariery potencjału (dla nośników większościowych) i silny spadek prądu dyfuzyjnego nośników większościowych. Prąd nośników mniejszościowych praktycznie nie zmienia się i w efekcie decyduje o tzw. prądzie zaporowym.

Przy polaryzacji złącza w kierunku przewodzenia wysokość bariery dla nośników większościowych maleje i prąd tych nośników szybko rośnie wraz z napięciem. Mały prąd nośników mniejszościowych

nie zmienia się i nie odgrywa w tym przypadku większej roli.



Rys.2.12. Złącze spolaryzowane w kierunku zaporowym ($U < 0$)

Jeżeli zaniedba się zjawiska generacji i rekombinacji nośników w złączu p-n, co jest dobrym przybliżeniem dla złącz cienkich, to wyrażenie na prąd płynący przez złącze przybiera kształt

$$I = I_S \left[\exp\left(\frac{U}{n\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (2.12)$$

gdzie U jest napięciem polaryzacji złącza, a n jest tzw. współczynnikiem nieidealności złącza o wartościach nieco większych od jedności. Współczynnik n został wprowadzony, aby upodobnić charakterystykę idealnego złącza p-n do złącz rzeczywistych. Ma to znaczenie przy projektowaniu układów gdy wymagana jest duża dokładność, np. przy projektowaniu układów scalonych.