

U **izolantů** je valenční pás zaplněn elektrony, nad ním ležící zakázaný pás je širší než 3 eV (např. diamant 5,48 eV při 0 K). Izolanty téměř nevedou elektrický proud, protože příliš široký zakázaný pás nedovoluje elektronům přejít z valenčního pásu do pásu vodivostního (to platí za všech teplot až do tepelného nebo elektrického průrazu).

Pásový diagram **polovodičů** je shodný s pásovým diagramem **izolantů**, ovšem šířka zakázaného pásu je 0,1 až 2 eV (u Ge 0,66 eV a u Si 1,12 eV při 0 K). Za teploty 0 K je vodivostní pás prázdný, tj. v polovodiči nejsou žádné volné elektrony, které by mohly přenášet náboj (vést proud), a proto se polovodič chová jako izolant. Při zvyšování teploty mohou některé elektrony získat dostatečnou energii a přejít do vodivostního pásu - **polovodič začíná vést proud**.

U **kovů** se vyskytují dva případy. **Monovalentní** kovy (např. sodík, rubidium) mají velmi úzký zakázaný pás ($E_G < 0,1$ eV) a vodivostní pás je i za teploty 0 K částečně zaplněn. **Bivalentní** kovy (např. měď) nemají zakázaný pás a vodivostní pás se překrývá s valenčním. Kovy jsou proto dobré (elektrické i tepelné) vodiče, a to i za velmi nízkých teplot. Mrak volných elektronů v kovu se též nazývá elektronovým plynem.

Polovodiče tvoří samostatnou ostře ohraničenou skupinu látek. V podstatě jsou to izolanty, které se působením vnitřních nebo vnějších činitelů (teplo, světlo, tlak, elektromagnetické pole, radioaktivní záření, poruchy krystalové mřížky) mění na částečné vodiče elektrického proudu.

2.5. Elektrony v pevných látkách a jejich Energetické rozdělení

2.5.1. Hustota stavů

Celkový počet dovolených stavů ve vodivostním a valenčním pásu Si je roven čtyřnásobku počtu atomů v krystalu (každý atom Si má čtyři valenční elektrony). Energetickému rozložení dovolených stavů říkáme **hustota stavů**.

Výpočet hustoty stavů je založen na kvantově mechanické analýze. Uvedeme zde jenom souhrn výsledků.

Pro energie nepříliš vzdálené od hranice pásu můžeme odvodit [2, 3]:

$$g_C(E) = \frac{m_n^* \sqrt{2m_n^* (E - E_C)}}{\pi^2 \hbar^3} = \text{konst.} \sqrt{E - E_C} \quad , \quad E \geq E_C$$

$$g_V(E) = \frac{m_p^* \sqrt{2m_p^* (E_V - E)}}{\pi^2 \hbar^3} = \text{konst.} \sqrt{E_V - E} \quad , \quad E \leq E_V$$

(2-3)

kde $g_C(E)$ a $g_V(E)$ jsou hustoty stavů v závislosti na energii ve vodivostním a valenčním pásu

m_n^* a m_p^* jsou efektivní hmotnosti elektronu a díry.

Jestliže budeme předpokládat dvě velmi blízké energie E a $E + dE$, pak $g_C(E)dE$ je počet dovolených stavů v jednotce objemu, které ležící ve vodivostním pásu mezi energiemi E a $E + dE$ (podobnou úvahu můžeme provést i pro valenční pás). Jednotkou hustoty stavů je tedy "počet . cm^{-3} . eV^{-1} ".

2.5.2. Fermiho - Diracova rozdělovací funkce

Zatímco hustota stavů udává, kolik dovolených stavů existuje pro danou energii E , Fermi-Diracova rozdělovací funkce $f(E)$ určuje, kolik existujících dovolených stavů pro energii E bude zaplněno elektrony, nebo jinými slovy, určuje pravděpodobnost, že dovolený stav bude zaplněn elektronem. Fermi-Diracova funkce je tedy funkce hustoty pravděpodobnosti:

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right]}$$

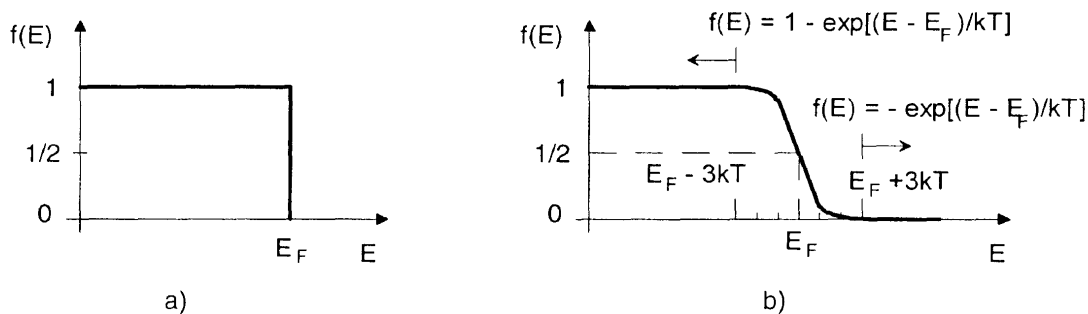
(2-4)

kde E_F je Fermiho energie (**Fermiho hladina**),
 k je Boltzmannova konstanta ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$),
 T je teplota v Kelvinech.

a) $T \rightarrow 0 \text{ K}$,

b) zobecněná závislost (s jednotkou na ose energie v kT pro $T > 0 \text{ K}$).

Jestliže $T \rightarrow 0 \text{ K}$, pak $(E - E_F) / kT \rightarrow -$ pro všechny energie $E < E_F$ a $(E - E_F) / kT \rightarrow +$ pro všechny energie $E > E_F$. Tedy $f(E) = 1$ pro $E < E_F$ a $f(E) = 0$ pro $E > E_F$.
(viz Obr. 2-11a).



Obr. 2-10 Energetická závislost Fermi-Diracovy funkce

Vidíme, že všechny stavy pro energie pod E_F budou obsazeny elektrony a všechny stavy pro energie nad E_F budou prázdné.

Nyní předpokládejme teplotu $T > 0 \text{ K}$. Potom pro $E = E_F$ nalezneme $f(E_F) = 1/2$.

Protože pro běžné výpočty je použití Fermi-Diracovy funkce (2-4) nepraktické, používáme její zjednodušený tvar.

Lze dokázat, že pro $E = E_F + 3kT$ platí, $f(E) \approx \exp[-(E - E_F)/kT]$ a pro $E = E_F - 3kT$ platí, $f(E) \approx 1 - \exp[(E - E_F)/kT]$.

Při pokojové teplotě ($T = 300 \text{ K}$) je $kT = 0,026 \text{ eV}$ a $3 kT = 0,078 \text{ eV} \ll E_G$ (pro Si je E_G asi $1,12 \text{ eV}$), což znamená, že se nedopouštíme příliš velké chyby,

jestliže používáme tyto zjednodušené vztahy pro výpočet $f(\mathbf{E})$. Tyto výsledky jsou shrnuty na Obr. 2-11. Je zřejmé, že se vzrůstající teplotou se zvětšuje hodnota $3 kT$ a křivka se "roztahuje".

Z předchozího rozboru plynou dvě možné definice Fermiho energie:

- a) Při teplotě $T = 0 \text{ K}$ odděluje Fermiho energie obsazené stavy od neobsazených.
- b) Při teplotě $T > 0 \text{ K}$ je Fermiho energie definována jako hladina, která je obsazena s pravděpodobností $1/2$.

Ještě musíme zdůraznit, že Fermi-Diracova rozdělovací funkce platí v polovodičích pouze za rovnovážných podmínek. I když jsme ji zavedli ve spojitosti s fyzikou polovodičů, je to statistická funkce, která má v kvantové mechanice obecnější platnost.

Rovnovážné rozložení nosičů

Stanovili jsme již hustotu dovolených stavů a pravděpodobnost zaplnění těchto stavů za rovnovážných podmínek. Nyní můžeme jednoduše stanovit rozložení nosičů v jednotlivých energetických pásech. Součin hustoty dovolených stavů a faktoru jejich zaplnění, tedy $f(\mathbf{E})g_c(\mathbf{E})$, udává rozložení elektronů ve vodivostním pásu. Podobně součin hustoty stavů a faktoru jejich nezaplňení, $[1-f(\mathbf{E})] g_v(\mathbf{E})$, dává rozložení děr (nezaplňených stavů) ve valenčním pásu. Souborně je rovnovážné rozložení nosičů znázorněno na obr.

Ve vlastním (intrinzickém) polovodiči leží Fermiho hladina uprostřed zakázaného pásu ($E_F = E_i$), v polovodiči typu **N** v horní polovině zakázaného pásu a v polovodiči typu **P** v dolní polovině zakázaného pásu.