

43 TERMOELEKTRICKÉ A OPTICKÉ JEVY

Termoelektrické jevy

Odraz a absorpce světla

Stimulovaná emise záření - lasery

Kromě mechanických, tepelných, elektrických a magnetických vlastností pevných látek a ostatních skupenství mají značný význam i jejich optické a termoelektrické vlastnosti. Termoelektrické vlastnosti vznikají jako následek vzájemné podmíněnosti teplotních a potenciálových gradientů, takže za určitých okolností gradient teploty generuje gradient potenciálu a naopak - gradient potenciálu v látce vytváří teplotní spád. Tyto jevy mají tedy význam i z hlediska transformace tepelné energie na elektrickou a naopak. Optické vlastnosti jsou důležité zejména při zkoumání fyzikálních charakteristik látek, protože např. absorpce světla závisí i od energetického rozložení elektronů v látce a může nám tedy poskytnout cenné informace o energetickém spektru elektronů. Optické vlastnosti velkých systémů mikročástic se však projevují např. i při generaci světla (v tzv. laserech), ovlivňování chodu světelných paprsků (odraz, lom) atd.

43.1 Termoelektrické jevy

K termoelektrickým jevům patří tři základní jevy: Seebeckův jev (vznik termoelektromotorického napětí v látkách s teplotním gradientem), Peltierův jev (uvolňování, resp. pohlcování tepla na kontaktech při protékání elektrického proudu) a Thomsonův jev (uvolňování, resp. pohlcování tepla v objemu látky protékané elektrickým proudem za přítomnosti teplotního gradientu).

43.1

Diferenciální Seebeckův součinitel α_{AB} (někdy také součinitel termoelektromotorického napětí) definujeme vztahem

$$\alpha_{AB} = \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{V_1 - V_2}{\Delta T} = \frac{d\epsilon_{12}}{dT}, \quad (43.1)$$

kde $d\epsilon_{12}$ je termoelektromotorické napětí odpovídající změně teploty o dT .

43.2

Peltierův součinitel π definujeme jako konstantu úměrnosti mezi teplem Q vytvořeným (spotřebovaným) při průchodu elektrického

Seebeckův jev patří mezi nejstarší pozorované jevy v pevných látkách. Seebeck pozoroval již v roce 1822, že v obvodu vytvořeném ze dvou různých vodičů vzniká elektromotorické napětí, jestliže konce vodičů mají různé teploty. Seebeck připisoval tento jev vzniku elementárního magnetismu. Ve skutečnosti se zde jedná o vznik termoelektromotorického napětí, ke kterému přispívají svým podílem kontakty i objem zkoumaného vzorku. Formálně proto můžeme rozdělit Seebeckův jev na kontaktní a objemový.

Kontaktní Seebeckův jev je důsledkem kontaktního potenciálu, který na rozhraní dvou látek vždy vzniká, jak jsme se o tom přesvědčili ve článku 41.12 o kontaktních jevech. Uvažujme

náboje $q=It$ kontaktem

$$Q = \pi It, \quad (43.2)$$

přičemž znaménko proudu I je určeno znaménkem termoelektromotorického napětí obvodu.

43.3

Thomsonův součinitel μ je konstanta úměrnosti ve vztahu

$$Q = \mu (T_2 - T_1)It, \quad (43.3)$$

kde T_1 a T_2 jsou teploty na koncích vzorku, I je elektrický proud protékající vzorkem se znaménkem, které souhlasí se znaménkem termoelektromotorického napětí obvodu a Q je teplo (nikoliv Jouleovo!), které se vytvoří, resp. spotřebuje ve vzorku.

43.4

Termoelektické součinitele navzájem spojují vztahy

$$\pi = -\alpha T \quad (43.4)$$

a dále

$$\frac{d\alpha}{dT} = \frac{\mu_A - \mu_B}{T}, \quad (43.5)$$

kde μ_A a μ_B jsou Thomsonovy součinitele jednotlivých větví obvodu.

o elektrickém obvodu složeném ze dvou vodičů (obr. 43.1). Jestliže jsou oba kontakty na stejné teplotě, je celkové elektromotorické napětí v obvodu nulové, protože s ohledem na vztah (41.131)

$$\begin{aligned} \Delta \epsilon &= V_1 - V_2 = V_{k(AB)} + V_{k(BA)} = \\ &= \frac{1}{e} (W_{FA} - W_{FB} + W_{FB} - W_{FA}) = 0 \end{aligned} \quad (43.6)$$

Jestliže však mají kontakty různé teploty, takže Fermiovy energie na spojených koncích jsou různé, platí

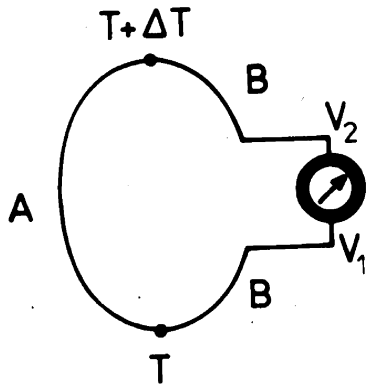
$$\begin{aligned} \Delta \epsilon &= \\ &= \frac{1}{e} [W_{FA}(T + \Delta t) - w_{fa}(t) - w_{fb}(t + \Delta T) + w_{fb}(t)] \neq 0 \end{aligned} \quad (43.7)$$

Jeden z vodičů, např. vodič A , přispívá k elektromotorickému napětí obvodu příspěvkem $\Delta \epsilon_K = [W_{FA}(T + \Delta T) - W_{FA}(T)]/e$, takže podle def. 43.1 je jeho Seebeckův součinitel α_A^K vyjádřen vztahem

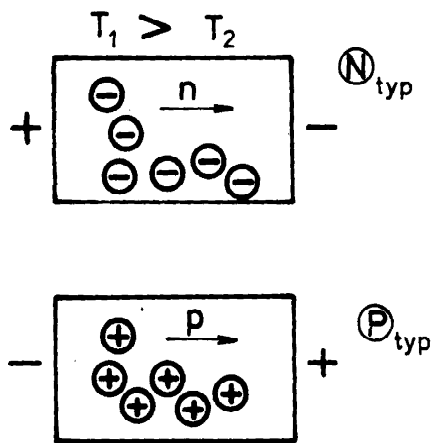
$$\alpha_A^K = \frac{1}{e} \lim_{\Delta T \rightarrow 0} \frac{\Delta \epsilon_K}{\Delta T} = \frac{1}{e} \frac{dW_{FA}}{dT}, \quad (43.8)$$

Kontaktní termoelektrický jev tedy závisí na změně Fermiho energie s teplotou a je prakticky jedinou příčinou tohoto jevu v kovech. Poskytuje hodnoty kolem jednotek až desítek $\mu V/K$ (tabulka).

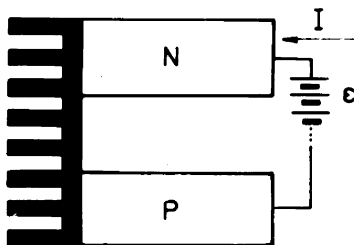
Objemový Seebeckův jev má původ v difúzi nosičů náboje a je hlavním zdrojem termoelektromotorického napětí v polovodičích. V místech s vyšší teplotou je podle vztahu (41.37)



Obr. 43.1 Obvod s termočlánkem na demonstraci Seebeckova jevu



Obr. 43.2 Vznik objemového Seebeckova jevu



Obr. 43.3 Peltierův článek

SEEBEC Thomas Johann (zébek), 1770-1831, německý fyzik. Jako první pozoroval vznik elektromotorického napětí mezi dvěma průřezy vodiče s různými teplotami a popsal zákonitosti tohoto termoelektrického jevu.

i vyšší koncentrace nosičů náboje, takže se začne jejich difúze do míst s nižší teplotou. Tím se látka elektricky nabíjí - v případě N typu vodivosti je teplý konec nabitý kladně, studený záporně, v případě P typu vodivosti opačně (obr. 43.2). Termoelektrický jev je proto ukazatelem tapu vodivosti látky. Jednoduchý popis tohoto jevu dostaneme (např. pro elektrony) tak, že z rovnice (41.86a) při $i=0$ vyjádříme intenzitu elektrického pole a její záporně vzatý integrál přes celý vzorek určuje termoelektromotorické napětí, takže Seebeckův součinitel je

$$\begin{aligned} \alpha_A^{(o)} &= - \frac{d}{dT} \int E dx = \\ &= - \frac{d}{dT} \frac{kT}{e} \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} dx = - \frac{kT}{e} \frac{d}{dT} \ln n. \end{aligned} \quad (43.9)$$

Jeho hodnota závisí na změně logaritmu koncentrace nosičů náboje s teplotou, která je zanedbatelná pro kovy, ale může být i značně velká pro polovodiče a izolanty (tabulka).

Termoelektrický jev se v praxi výhodně využívá k měření teploty a k přímé přeměně tepelné energie na elektrickou. Blíže se s touto aplikací seznámíme v článku o termočláncích.

Peltierův jev spočívá v tom, že každá dvojice látek vytvářejících kontakt má navzájem odlišné Fermiho hladiny, které mají význam středních hodnot energie volných nosičů náboje. Vyplývá to např. z úvah o termoemisi (článek 41.11). Jestliže proto donutíme elektrony přejít kontaktem působením vnějšího elektrického pole, přecházejí z prostředí s menší střední energií do prostředí s větší střední energií, resp. naopak. Jejich energie musí proto o tento rozdíl vzrůst, resp. poklesnout. Několika srážkami ještě v oblasti kontaktu elektrony tuto energii znovu získají resp. znovu ztratí, čímž se ale oblast

PELTIER Jean Charles (peltjé), 1785-1845, původním povoláním hodinář, později se věnoval jen fyzice a meteorologii. I v současnosti se využívá termoelektrický jev, nesoucí jeho jméno a charakterizovaný ohříváním resp. ochlazováním styčných míst dvou rozdílných kovů při průchodu elektrického proudu. Zabýval se i elektromagnetizmem a konstruoval různé elektrické měřicí přístroje.

kontaktem ohřeje resp. ochladí. Množství spotřebovaného, resp. uvolněného tepla je zřejmě úměrné náboji, který projde oblastí kontaktu. Proto je definice Peltierova součinitele vztahem (43.2) opodstatněná. Z tohoto výkladu vyplývá, že znaménko tepla na kontaktu můžeme "regulovat" směrem intenzity elektrického proudu. Při jednom směru se kontakt otepluje, při druhém se ochlazuje.

Peltierův jev se může výhodně využít při konstrukci ohřivačů a chladičů. Účinnost takového zařízení závisí na tzv. Z parametru, definovaném vztahem $Z = \alpha^2 \sigma / \lambda$ (viz článek 44.5), kde α je Seebeckův součinitel, σ je měrná elektrická a λ měrná tepelná vodivost použitého materiálu. Nejvyšší hodnotu tohoto parametru (řádově $10^{-3} K^{-1}$) se vyznačují některé polovodiče, např. Bi_2Te_3 , As_2Se_3 aj. Schéma polovodičového Peltierova článku je na obr. 43.3. Skládá se dvou polovodičů, jednoho typu P, druhého typu N, tepelného radiátoru a stejnosměrného zdroje. V současnosti se začínají tyto články využívat v klimatizačních zařízeních.

Příčina vzniku Thomsonova jevu je v podstatě stejná jako příčina Peltierova jevu. Rozdíl je jen v tom, že zatímco v případě Peltierova jevu je změna energie elektronů v oblasti kontaktu skoková, v případě Thomsonova jevu je spojitá a týká se celého vzorku, ve kterém je teplotní gradient. Příslušné uvolněné, resp. spotřebované teplo vyjádřené vztahem (43.3) je však z praktického hlediska téměř bezvýznamné,

Je zřejmé, že v uzavřeném elektrickém obvodu skládajícím se ze dvou různých vodičů (polovodičů) s různými teplotami na spojích se současně vyskytují všechny tři termoelektrické jevy, které se vzájemně podmiňují a ovlivňují. Můžeme proto očekávat, že uvedené tři termoelektrické součinitele nejsou vzájemně nezávislé. Předpokládejme proto termočlánek izolovaný od okolí (obr. 43.1), ve kterém jednotlivé větve mají na spojích teplotu T a $T+dT$. Při procesech probíhajících v tepelně izolované soustavě je změna entropie nulová

$$\sigma S = \sum \frac{dQ}{T} = 0. \quad (43.10)$$

Kromě toho z I. termodynamické věty vyplývá, že celkové teplo, vytvořené v obvodu dQ se rovná práci vykonané (v našem případě) termoelektromotorickým napětím $d\epsilon_{12} = \alpha dT$, které v termočlátku vzniká,

takže platí rovnice

$$dQ = -dA = Id\epsilon_{12} = I \frac{d\epsilon_{12}}{dT} dT. \quad (43.11)$$

Peltierův, resp. Thomsonův jev se projevuje produkcí tepla. Pomocí vztahů (43.2) a (43.3) můžeme výkony těchto zdrojů vyjádřit takto

$$dQ_p = [\pi(T + dT) - \pi(T)]I = \frac{d\pi}{dT} \cdot IdT$$

$$dQ_T = (\mu_A - \mu_B)IdT.$$

dosazením těchto vyjádření do rovnice (43.11) dostaneme důležitou souvislost

$$\frac{d\epsilon_{12}}{dT} = \alpha = \frac{d\pi}{dT} - (\mu_A - \mu_B). \quad (43.12)$$

Jestliže vyjádříme příslušné změny entropie způsobené uvolněným, resp. spotřebovaným teplem a takto získané vztahy dosadíme do rovnice (43.10) dostaneme ji do tvaru

$$\frac{\pi(T + dT)}{T + dT} I - \frac{\pi(T)}{T} I + \frac{\mu_A}{T_s} IdT - \frac{\mu_B}{T_s} IdT = 0, \quad (43.13)$$

přičemž jsme střední teplotu obou větví označili znakem T_s . Malou úpravou této rovnice dostaneme další důležitý vztah

$$\frac{d}{dT} \left(\frac{\pi}{T} \right) + \frac{\mu_A - \mu_B}{T} = 0. \quad (43.14)$$

Z rovnic (43.12) a (43.14) již bezprostředně vyplývají vztahy mezi termodynamickými součiniteli uvedené ve větě 43.4.

TABULKA

Seebeckovy součinitele pro některé kovy a polovodiče

látka	α ($\mu\text{V/K}$)
Fe	15
W	3,6
Au	2,9
Hg	- 4,4
Ni	- 20,8
Bi	- 68
MoS	-770
ZnO	-714

látka	α ($\mu\text{V/K}$)
CuO	-696
FeO	-500
CdO	- 41
FeS	26
NiO	240
Mn ₂ O ₃	385
Cu ₂	1000

43.2 Odraz a absorpce světla

Při emisi záření, resp. při interakci světla s látkou vznikají jevy, které určují tzv. optické vlastnosti látek. V tomto článku si všimneme blíže těch vlastností látek, které souvisejí s odrazem a pohlcováním světla (resp. elektromagnetického záření) (věty 43.6 až 43.8).

43.5

Úplně volné částice nemohou absorbovat světelné (ani jiné elektromagnetické záření).

43.6

Elektronový plyn úplně odráží elektromagnetické vlnění s vlnovými délkami splňujícími podmínku

$$\lambda > \frac{2\pi c}{e} \left(\frac{\epsilon_0 m}{n} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (43.12)$$

kde e a m je náboj a klidová hmotnost elektronu a n je koncentrace elektronů.

43.7

Při absorpci elektromagnetického záření v pevných látkách platí výběrové pravidlo

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}', \quad (43.13)$$

Na prvý pohled se zdá být přirozené, že každá částice systému se může zúčastnit interakce s elektromagnetickým vlněním, speciálně se světlem. Skutečnost je však podstatně složitější. K tomu, aby skutečně došlo k interakci (k pohlcení) fotonu musí být splněna celá řada vedlejších podmínek. Základní podmínkou, bez které nemůže dojít k absorpci fotonu je, že stav do kterého se částice po absorpci fotonu dostane, je dovolený a neobsazený. Vzhledem k tomu, že kvantové stavy elektronů v izolovaných atomech, stejně tak jako i v pevných látkách, jsou diskrétní, určuje tato podmínka v podstatné míře charakter "absorpčního" spektra. Viděli jsme však, že částice plynu, plazmatu a dokonce část elektronů v pevných látkách (v kovech a polovodičích) se chovají jako volné a tedy mají prakticky spojité spektrum dovolených stavů. Zdá se proto, že by mohly představovat ideální objekty pro absorpci

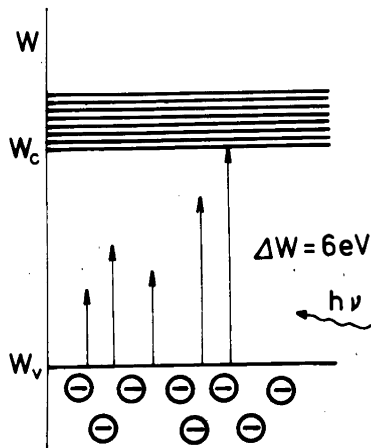
kde k a k' jsou vlnové vektory charakterizující stav elektronu před a po absorpci fotonu.

43.8

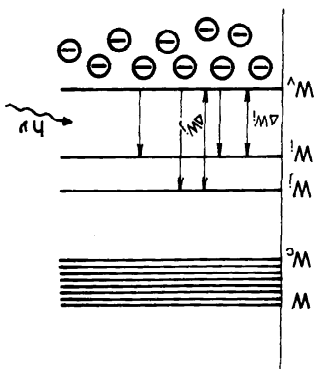
Součinitel absorpce elektromagnetického záření (v oblasti tzv. vlastní absorpce látky) závisí na kmitočtu dopadajícího záření v nejčastěji podle vztahu

$$\alpha = A(h\nu - \Delta W_g)^{\frac{1}{2}}, \quad (43.14)$$

kde ΔW_g je šířka zakázaného pásu látky.



Obr. 43.4 Situace v pevné látce, při které nenastane absorpce fotonu



Obr. 43.5 Situace v pevné látce se zabudovanými defekty, při které nastane absorpce fotonu

fotonů prakticky libovolného kmitočtu. Lehce však dokážeme, že volné částice vůbec nemohou absorbovat žádný foton elektromagnetického záření. Hmotnost volné částice označme m , její rychlost před absorpcí $v=v_0$ a po absorpci v . Zákony zachování energie a hybnosti předpokládané interakce můžeme napsat ve tvaru

$$\frac{1}{2}mv^2 - \frac{1}{2}mv_0^2 = h\nu, \quad (43.15)$$

$$mv - mv_0 = \frac{h\nu}{c}.$$

Jejich jednoduchou úpravou dostaneme dvě rovnice

$$m(v - v_0) = 2 \frac{h\nu}{v + v_0},$$

$$m(v - v_0) = \frac{h\nu}{c},$$

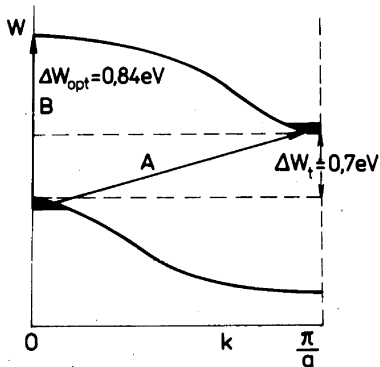
kteří mohou současně platit jen při $v > c$. K absorpci fotonu volnou částicí proto nemůže dojít. Volné, elektricky nabitě částice však mohou elektromagnetické vlnění odrážet. Najdeme podmínku, při jejímž splnění systém volných elektricky nabitých částic (např. elektronový plyn v kovu) odráží všechno dopadající záření.

Nechť intenzita elektrické složky dopadajícího elektromagnetického záření je vyjádřena funkcí

$$E = E_0 \cos \omega t.$$

Síla, která je jí vyvolaná $F=eE$, kde e je náboj volné částice, způsobuje její pohyb podle rovnice

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = eE \Rightarrow m \frac{d^2x}{dt^2} = eE_0 \cos \omega t.$$



Obr. 43.6 K definici optické ΔW_{opt} a termické ΔW_t šířky zakázaného pásu u Ge

kde souřadnice x určuje dráhu částice. Řešením této rovnice můžeme napsat ve tvaru

$$x = x_0 \cos \omega t = - \frac{eE_0}{m\omega^2} \cos \omega t. \quad (43.16)$$

Jestliže uvažujeme o systému, ve kterém je splněna podmínka elektrické neutrality (např. již uváděný elektronový plyn v kovu, který je v elektrické rovnováze s kladně nabitými ionty), každé vybočení částice popsané funkcí (43.16) znamená vznik elektrického momentu $p=ex$. Jestliže systém obsahuje n takových částic v každé objemové jednotce, je celkový elektrický moment objemové jednotky, neboli polarizace určená vztahem

$$P = enx = -n \frac{e^2 E_0}{m\omega^2} \cos \omega t.$$

Relativní permitivita $\epsilon_r = 1 + \chi_e = 1 + P/E/\epsilon_0$ která je rovna druhé mocnině indexu lomu $N(\mu_r \doteq 1)$ je proto vyjádřena vztahem

$$\epsilon_r = N^2 = 1 - \frac{ne^2}{m\epsilon_0\omega^2} = 1 - \frac{ne^2\lambda^2}{4\pi^2 m\epsilon_0 c^2}. \quad (43.17)$$

Jestliže je tato veličina kladná, je index lomu N reálné číslo, což značí, že v tom případě záření proniká do látky a lomí se podle Snellova zákona. Je-li však splněna podmínka (43.12), je ϵ_r záporné a index lomu N se stává imaginárním. Tento výsledek můžeme interpretovat jen tak, že lom elektromagnetické vlny se neuskutečňuje, takže vlna do látky vůbec neproniká a zcela se od systému odráží. Jestliže do podmínky (43.12) dosadíme typické konstanty charakterizující kovy $n=10^{29} \text{ m}^{-3}$, dostaneme výsledek, podle kterého uvedený odraz nastává pro všechny vlnové délky $\lambda > 200 \text{ nm}$. Kovy tedy odrážejí elektromagnetické záření v celé oblasti světla, proto představují ideální zrcadla.

V polovodičích a izolantech, vzhledem k jejich podstatně menší koncentraci elektronů, proniká světlo do objemů látky, kde může vzniknout absorpce. Není-li však splněna prvá z uváděných podmínek, tj. existence dovolených a neobsazených stavů, nedojde ani k absorpci a látka se jeví jako průsvitná. Takovou je situace např. v halogenidových krystalech (NaCl, KCl a dalších), které mají šířku zakázaného pásu kolem 6eV, takže žádný elektron nemůže po absorpci fotonu viditelného záření (jehož fotony

nepřesahují energii kolem 4 eV přeskocit do oblasti dovolených a prázdných stavů ve vodivostním pásu (obr. 43.4). Jestliže se však pomocí příměsí nebo defektů vytvoří podmínky pro vznik dovolených stavů W_i, W_j uvnitř zakázaného pásu (obr. 43.5), umožní se selektivní absorpce, tj. absorpce světla s přesně vymezenou vlnovou délkou, čímž krystal ztrácí průsvitnost a zabarvuje se. Tento úkaz se využívá např. v laserech.

Polovodiče jsou charakterizovány zakázaným pásem energií v intervalu $(0;2) \text{ eV}$, takže jsou ideálním prostředím pro absorpci světla. Tento druh absorpce charakterizovaný excitováním elektronů přes zakázaný pás se nazývá základní nebo vlastní absorpce. I zde však můžeme ukázat, že samotná skutečnost, že fotony mají energii stejnou nebo vyšší než je šířka zakázaného pásu, nemusí být ještě postačující k uskutečnění absorpce. V reálných polovodičích má totiž valenční a vodivostní pás složitou strukturu. Dovolené energetické hladiny pásu závisí dosti složitým způsobem na vlnovém vektoru k . Na obr. 43.6 uvádíme pro ilustraci "profily" vodivostního a valenčního pásu nejznámějšího polovodiče-germania. Z obrázku vyplývá, že minimální energii vodivostního pásu a maximální energii valenčního pásu náležejí různé hodnoty vlnového vektoru k . Vzhledem k tomu, že v těchto oblastech se částice chovají jako volné, patří jim i různá hybnost vyjádřená vztahem $p = \hbar k$. Podle obrázku má elektron v minimu vodivostního pásu vlnové číslo $k = \pi/a$, kde a je mřížková konstanta, proto jeho hybnost je $p = \pi \hbar / a$, zatímco elektron v oblasti maxima valenčního pásu má $k = 0$ a tedy nulovou hybnost. Energeticky nejvýhodnější přeskok vyžaduje tedy kromě dodání energie $h\nu = 0,66 \text{ eV}$ i dodání hybnosti $p = \pi \hbar / a = 10^{-24} \text{ kgms}^{-1}$. Hybnost fotonu, odpovídající energii $0,7 \text{ eV}$ je však jen

$$p_{\text{fot}} = \frac{h\nu}{c} = 3 \cdot 10^{-28} \text{ kgms}^{-1},$$

tj. více jako o tři řády menší. Taková malá hybnost fotonu nejen že neumožňuje realizovat energeticky nejvýhodnější přeskok (šipka A na obr. 43.6), ale prakticky vůbec nemění hybnost elektronu, který ho absorbuje. Foton tedy umožňuje jen "vertikální" - optické přeskoky (šipka B na obr. 43.6), charakterizované nezměněným vlnovým vektorem, tj. podmínkou (43.13). Tím jsme dokázali platnost uvedeného, tzv. výběrového pravidla pro absorpci fotonů v pevných látkách.

Pro úplnost uvedeme, že hybnost fononu $p_{\text{fon}} = h\nu/v$, kde v je rychlost zvuku, je naopak nejméně o dva řády větší, než si vyžaduje energeticky nejvýhodnější přeskok, proto tepelná generace se uskutečňuje přes "termickou" šířku zakázaného pásu, což je v Ge asi $0,66 \text{ eV}$.

Jakmile již energie fotonů dosáhne hodnotu charakteristickou pro "optickou" šířku zakázaného pásu, může se uskutečnit absorpce. To však neznamená, že počet absorbovaných fotonů vzhledem k dopadajícímu počtu fotonů resp. součinitel absorpce α , který tento podíl určuje, se náhle změní skokem. Ze vztahu (41.44) vyplývá, že hustota dovolených stavů u dna vodivostního, resp. v horním okraji valenčního pásu je nulová a vzrůstá úměrně odmocnině z energie vztažené od uvedených hranic. V našem případě může proto počet absorpcí při zvyšování kmitočtu záření vzrůstat jen úměrně odmocnině z energie $h\nu - \Delta W_g$, proto součinitel absorpce vzrůstá s kmitočtem podle vztahu (43.14).

43.3 Stimulovaná emise záření - lasery

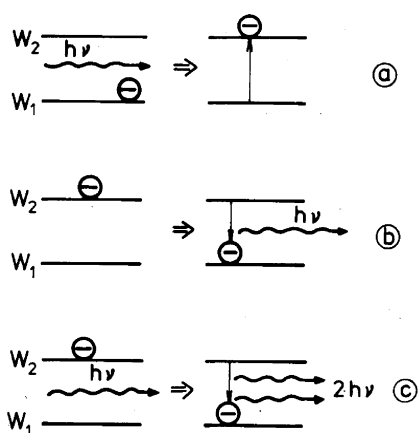
Mezi nejvýznamnější objevy našeho století patří objev laseru. Jeho název pochází z počátečních písmen anglického *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, což v překladu znamená - zesilovač světla na základě stimulované emise záření. Předcházel mu objev maseru v r. 1954 Townesem (název maseru vznikl podobně jako název laseru, jen místo slova *light* - světlo, je zde *microwave* - mikrovlna). V tomto článku si objasníme mechanismus činnosti těchto velmi užitečných procesů (věty 43.9 a 43.10).

43.9

Stimulovaná emise je proces, při kterém následkem interakce elektromagnetického záření o kmitočtu ν s elektrony, které se nacházejí v excitovaných stavech v energetické vzdálenosti $h\nu$ od základního stavu, dojde k jejich hromadnému přeskoku do základního stavu.

43.10

Podmínkou činnosti laseru (a maseru) je vytvoření tzv. inverzního stavu (v jiné formulaci stavu se "zápornou absolutní teplotou") ve kterém hladiny s vyšší energií jsou obsazeny více jako základní stav.



Obr. 43.7 K vysvětlení činnosti laseru

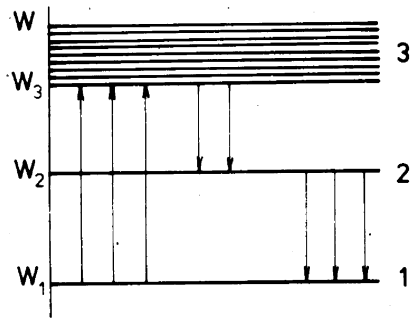
Jestliže v látce existují dva dovolené stavy elektronů s energiemi W_1 a W_2 a jsou splněny podmínky pro absorpci, vyvolá pohlcení fotonu s energií $h\nu = W_2 - W_1$ přeskok elektronu ze základního stavu W_1 do stavu s energií W_2 (obr. 43.7a). Tento proces jsme podrobněji zkoumali v předcházejícím článku. Ze vzbuzeného stavu může elektron ihned, nebo s určitým zpožděním, přeskocit do základního stavu, přičemž vyzáří foton s energií $h\nu = W_2 - W_1$ (obr. 43.7b). Tento proces se nazývá spontánní emise. Je základem tzv. fluorescence a fosforescence látek.

Existuje ještě jeden zajímavý jev, který je základem laserů a maserů. Jestliže elektron je ve vzbuzeném stavu a dostane se do interakce s elektromagnetickou vlnou s kmitočtem vyplývajícím z rovnice

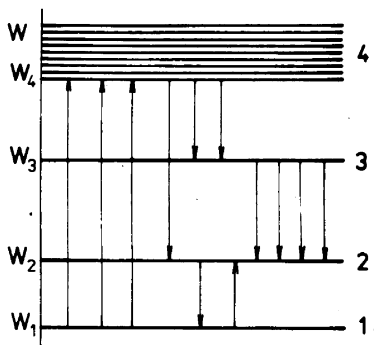
$$h\nu = W_2 - W_1,$$

okamžitě přeskocí do základního stavu, přičemž vyzáří foton o stejném kmitočtu. Jeden foton tak vyvolá foton další, takže záření se vlastně zesiluje. Tento proces se nazývá stimulovaná emise elektromagnetického záření.

Ke skutečnému záření však může dojít jen tehdy, je-li splněna další vážná podmínka: stavy s energií W_2 musí být obsazeny početněji než stavy s energií W_1 . Pravděpodobnost, že foton vyvolá emisi je totiž vždy menší o pravděpodobnost, že dojde k jeho absorpci. Kdyby nebyla splněna



Obr. 43.8 Enegetické schéma trojhladinového laseru



Obr. 43.9 Energetické schéma čtyřhladinového laseru

TOWNES Charles Hard (tauzn), nar. 1915, americký fyzik. Zabývá se zejména mikrovlnnými procesy. R. 1954 zkonstruoval mikrovlnný kvantový generátor, známý pod názvem MASER. Stejný princip (stimulovaná emise) se o čtyři roky později použil na zesílení světla a fyzika i technika získala účinné zařízení LASER. Za své významné objevy byl odměněn Nobelovou cenou r. 1964 (spolu s A.M.Prochorovem a G.N.Basovem).

BASOV Nikolaj Gennadijevič, nar. 1922, sovětský fyzik. Začal studovat medicínu, později však změnil orientaci svých zájmů na teoretickou a experimentální fyziku. R. 1953 spolu s A.M.Prochorovem zformuloval teoretický princip molekulového kvanta generátoru. Je autorem více významných prací z kvantové elektroniky, ze které byl r. 1964 (spolu s CH.H.Townesem a A.M.Prochorovem) poctěn Nobelovou cenou. Ve stejném roce zkonstruoval laser s elektronovým a optickým čerpáním.

předcházející podmínka, bylo by v látce více absorpcí než emisí, takže původní záření by se nezesílilo, ale zeslabilo.

Požadované rozložení elektronů mezi jednotlivými stavy je proto právě opačné než je v tepelné rovnováze, kdy stavy s větší energií jsou obsazeny méně než stavy s menší energií. Proto se někdy tento požadavek formuluje tak, že pro činnost laseru je nevyhnutelné vytvoření "inverzního" stavu (tvrzení 43.10).

Jiná formulace této podmínky se vztahuje na teplotu. Inverzní stav by byl charakteristický pro záporné absolutní teploty (pravděpodobnost obsazení by byla

$p = A \cdot \exp[-(-W/kT)] = A \cdot \exp(W/kT)$, proto se kritérium činnosti laserů a maserů formuluje i tak, že pro jejich činnost jsou nevyhnutelné záporné absolutní teploty.

Důležitou charakteristikou laserů není jen velká hustota energie, ale i okolnost, že elektromagnetické záření se vyznačuje stejnou fází, tj. tzv. koherencí (s velkou tzv. koherenční délkou). Tato vlastnost záření laseru nevzniká okamžitě po začátku stimulované emise, ale v jejím procesu a podobá se vzniku domén ve feromagnetické látce. Čím více elektronů již zorientovalo své spinové magnetické momenty do stejného směru, tím silnější je "orientující" účinek na další atomy. Podobně i v laseru se nejprve generují obecně nekoherentní fotony. Samotné elektrické pole související s jejich existencí (lépe "světelné" pole) však podněcuje vznik koherence, což vyplývá z řešení příslušných rovnic. Čím více je fotonů, tj. čím intenzivnější se stává záření, tím silnější je i "kooperační" účinek, takže laser při velkých výkonech generuje úplně koherentní záření. Samotné stimulující záření se získává tak, že část generovaného záření se odráží od polopropustných zrcadel.

Základním typem laseru je tzv.

PROCHOROV Alexander Michajlovič, nar. 1916 v Austrálii, fyziku studoval již v SSSR. Po skončení studia se zabýval zejména molekulovou fyzikou, teorií relativity a spektroskopií. Je blízkým spolupracovníkem N.G.Bassova. Společně dostali Nobelovu cenu v r. 1964, o kterou se dělí s CH.H.Townesem.

uskutečňuje mezi hladinami W_2 a W_1 . Podmínkou činnosti však je, aby na hladině W_2 bylo více elektronů než na hladině W_1 . Tuto podmínku můžeme dosti těžko splnit, protože v základním stavu bývá dosti velká koncentrace elektronů. Činnost trojhladinového laseru proto vyžaduje intenzivní "čerpání".

Daleko jednodušeji můžeme dosáhnout inverzního stavu ve čtyřhladinovém laseru (obr. 43.9). Čerpání se děje podobně jako v trojhladinovém laseru ze základního stavu W_1 do pásu dovolených stavů W_4 . Spontánní emisí se obsazují stavy s energiemi W_3 a W_2 , mezi kterými probíhá stimulovaná emise. Na hladině W_2 je podstatně méně elektronů jako v základním stavu, proto k dosažení inverze je potřebné méně energie než v trojhladinovém laseru. Hladina W_2 musí být dostatečně vzdálená od základní hladiny W_1 , aby nedocházelo k jejímu obsazování následkem tepelné excitace. Jestliže tato podmínka není splněna při pokojové teplotě, musí se laser chladit.

K výrobě laserů a maserů můžeme použít látek ze všech skupenství, tj. plyny, kapaliny i pevné látky. Přehled nejčastěji v praxi se vyskytujících laserů s udáním vlnové délky generovaného záření podává tabulka. Plynové lasery mohou pracovat v impulzním i spojitým režimu. Jako zdroje energie potřebné k čerpání elektronů se využívá náboj v plynu (čerpání na základě srážek). Krystalické lasery, především rubínové, používají zejména optické čerpání, k čemuž se používá nejčastěji xenonová výbojka. Umožňují vytvářet impulzy s velkým výkonem - řádově až GW . Vzhledem ke krátkému času trvání pulzu (řádově 10^{-9} s) je však celková energie poměrně malá (jen několik J).

I když jsou v polovodičích z hlediska rozložení hladin podmínky pro použití v laserech příznivé, ne všechny polovodiče můžeme pro tyto účely využít. Výběrové pravidlo (43.13) má totiž i obrácenou platnost: i emise fotonu se může odehrát jen mezi stavy se stejnými vlnovými čísly. Tato okolnost znemožňuje vyrábět Ge a Si lasery, i když by to bylo velmi výhodné. Vhodnou strukturu pásů mají jen polovodiče typu $A^{III}B^V$, např. GaAs, InAs, InP, které se k těmto účelům skutečně i používají.

trojhladinový laser (obr. 43.8). Elektrony ze základního stavu W_1 se "přečerpávají" do stavu s energií W_3 . V polovodičích je to např. vodivostní pás. Spontánní emisí se elektrony dostávají na hladinu W_2 . Vlastní stimulovaná emise se

TABULKA

přehled látek s vhodnými vlastnostmi pro konstrukci laseru

látka	Aktivační prvek	λ (μm)
Ne + O ₂	O ₂	0,844
Ar + O ₂	Kr	2,116
Co ₂ + Ne	CO ₂	10,6
Al ₂ O ₃	Cr	0,694
CH ₃ CN	CN	310

látka	aktivační prvek	λ (μm)
CaF ₂	U	2,613
CaWO ₄	Nd ⁺	1,064
GaAs		0,836
InAs		3,11
InP		0,9