6. Hőközlés

A müszaki gyakorlatban nagy fontosságuk van a hőközlés különböző formáinak. A hőerőgépekben, hütőgépekben, kazánokban, hőcserélőkben, atomreaktorokban, rakétatechnikában, fütési berendezésekben a hő áramlásával van dolgunk. De a különféle hőkezelési folyamatokban, technológiai eljárásokban és számtalan technikai készülékben előfordul a hőközlés valamilyen formája.

A hő áramlása, a hőközlés mindig hőmérsékletkülönbség hatására jön létre, és a tapasztalat szerint mindig a magasabb hőmérsékletü helyről áramlik az alacsonyabb hőmérsékletü hely felé.

A hőközlésnek két alapvető formája van, éspedig az anyaghoz kötött hőközlés (hővezetés és hőszállitás), és az anyagtól elvonatkoztatható hősugárzás.

A hővezetés során a hőcsere a test egymással közvetlenül érintkező részecskéi között megy végbe, a hő tehát részecskéről részecskére vándorol. A hővezetési folyamat molekuláris méretekben zajlik le, s az anyag halmazállapotától függően különböző sebességü molekulák ütközése révén, vagy longitudinális rezgések, vagy elektronmozgás formájában megy végbe.

A hőszállitás vagy más néven konvekció (konvektiv hőközlés) a test anyagi részeinek elmozdulásával, helyváltoztatásával kapcsolatos, ezért csak folyékony és gáznemü közegeknél fordulhat elő. Az áramló közeg kis részei, amelyek ennél a folyamatnál a molekuláris méretekhez képest nagyságrendekkel nagyobbak, entalpiájuknak megfelelő energiát szállitanak. Mivel az áramló közegben is vannak hőmérsékletkülönbségek, ez a hőszállitás mindig hővezetéssel kapcsolatos. Az energiát szállitó közeg rendszerint szilárd testnek (falnak) adja át a hőt (vagy onnan veszi fel). Ezt a folyamatot szokás (konvektiv) hőátadásnak nevezni. A hőátadási folyamat során a folyadékrészek folytonosan áramlanak a fal mellett és váltják egymást. Ennél a folyamatnál megkülönböztetünk szabad áramlásos és kényszeráramlásos konvekciót.

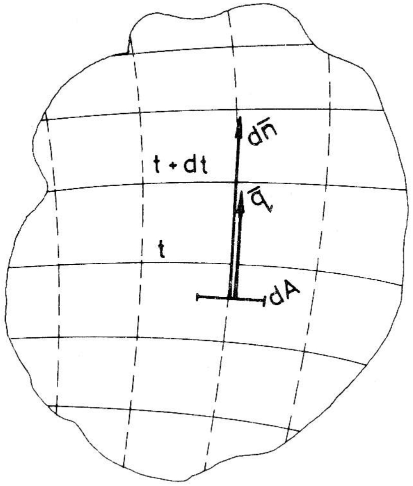
A hősugárzás esetében az energiát kibocsátó testről a hő sugárzó energia (elektromágneses hullám) formájában terjed tova a térben, s amikor egy másik test felületére érkezik, ott az energia ismét hővé alakul. A hősugárzás formájában történő energiaközléshez nem szükséges, hogy a teret valamiféle anyag töltse ki; az vákuumban is végbemegy.

A hőközlés különböző fajtái rendszerint együttesen fordulnak elő. Azt az összetett folyamatot, amikor a hő egy hőhordozó közegből szilárd falon keresztül egy másik, un. hőfelvevő közegbe adódik át, hőátbocsátásnak nevezik.

6.1. Hővezetés

A hővezetésnél a hő anyagi részecskéről részecskére vándorol. A hővezetés tárgyalása során azonban a molekuláris szerkezetet figyelmen kivül hagyva, az anyagot homogén kontinuumnak szokás tekinteni, s ezenfelül feltételezik az izotrópiát is. A legtöbb technikai esetben a hővezető anyag izotróp, azaz az anyag felépitésében nincs kitüntetett irány, és igy a hővezetési tényező is független az iránytól.

Vizsgáljunk most egy olyan testet, amelyben időben állandósult, un. stacionárius hővezetési folyamat megy végbe. A hővezetési folyamat következtében a testben kialakul egy hőmérséklet-eloszlás, egy un. hőmérsékletmező. A test egyes pontjai között hőmérsékletkülönbségek vannak. A testen belül az azonos hőmérsékletü (t=áll.) pontokat összekötve, izotermikus felületeket kapunk, amelyek sehol sem érinthetik, vagy metszhetik egymást, mert egy pontban csak egyféle hőmérséklet uralkodhat.



104. ábra

A viszonyokat a 104. ábra szemlélteti. Az ábrába be vannak rajzolva az izotermikus felületekre merőleges irányok is. A hő mindenütt ezeknek a vonalaknak megfelelő érintő irányban áramlik. Két szomszédos izotermikus felület között ebben az irányban legnagyobb a hőmérsékletváltozás. A test bármely pontjához olyan vektor rendelhető, amelynek iránya az izotermikus felületre merőleges irány, abszolut értéke pedig ebben az irányban a hosszegységre eső hőmérsékletváltozás.

Ezt a vektort a hőmérsékletmező gradiensének, vagy rövidebben hőmérséklet-gradiensnek szokták nevezni és a növekvő hőmérséklet irányában pozitivnak tekinteni. A hőmérséklet-esés ezzel ellentétes vektor: -grad t. A hőmérséklet-gradiensek ismét mezőt alkotnak; burkoló görbeseregük mindenütt merőleges az izotermikus felületekre.

A hő a testen belül a hőmérséklet-esés irányába áramlik. A felületegységen át egységnyi idő alatt átáramló hő az un. $\bar{q}$ hőáram. A hőáram ismét vektor-mennyiség, amelynek iránya a hőmérsékletesés iránya, abszolut értéke pedig a hőáramlás intenzitása. A hőáram vektora igy a hőmérséklet-gradienssel egyirányu, de ellentétes értelmü. A hőáram intenzitását a hőmérséklet-esés első hatványával arányosnak véve a hőáramra a

$$\bar{q} = -\lambda \,\mathrm{grad}\, t \qquad 6.1$$

definiciós egyenletet kapjuk, amelyben λ az un. hővezetési tényező. A hővezetési tényező skaláris mennyiség, amely az anyag minőségétől, s ezen felül a hőmérséklettől és a nyomástól függ.

Miután a $\bar{q}$ hőáram a felület- és időegységben áthaladó energia, s igy mértékegysége W/m^2, a hővezetési tényező az a hőáram, amely egységnyi hőmérsékletesés mellett áramlik keresztül, igy mértékegysége a W/mfok. A hővezetési tényező értéke csak méréssel állapitható meg.

Abban az esetben, ha a hővezetés során vizsgált felület s normálisa a hőmérséklet-gradienssel β szöget zár be, akkor ezen a felületen áthaladó hőáram:

$$\bar{q}_s = \bar{q}_n \cos\beta \ ,$$

ahol $\bar{q}_s$ és $\bar{q}_n$ az s irányú, ill. a normális irányú hőáram.

A stacionárius hővezetés során egy, a testen belül elhatárolt A felületen τ idő alatt vezetéssel áthaladó hő

$$Q = -\int_0^{\tau} d\tau \int_A \lambda \,\mathrm{grad}_n t \; dA.$$

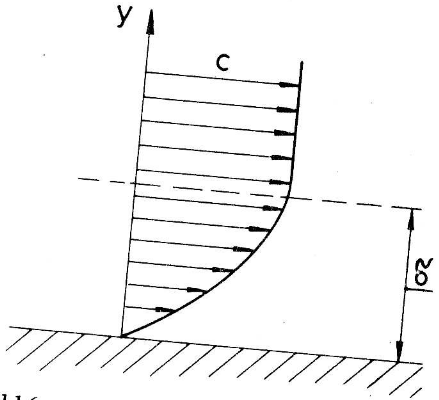
Ezzel a hővezetéssel kapcsolatos problémák a hőmérsékletmező meghatározására vezethetők vissza.

6.2. Hőszállítás

A hőszállitás (konvekció) olyan hőközlési folyamat, amely általában valamely folyékony v. gáznemü közeg és a határoló szilárd fal között megy végbe. A mozgó folyadékban lényegében a hőközlés két formája összegeződik; a hő egyrészt molekuláris méretekben vezetéssel, másrészt nagyobb folyadékrészek elmozdulása révén hőszállitással adódik át. Az áramló folyadék tulajdonságaitól és az áramlási folyamattól függően egyik, vagy másik folyamat az uralkodó, de a hőközlési folyamat mindenesetre elválaszthatatlan magától a folyadékmozgástól. Ezért a következőkben röviden összefoglaljuk a folyadék mozgásával kapcsolatos alapvető ismereteket.

A folyadék mozgása

A valóságos folyadék részecskéi között surlódás ébred. A surlódás következtében a határoló fallal közvetlenül érintkező folyadékréteg a falhoz tapad, sebessége tehát zérus (116. ábra).



116. ábra

A folyadék sebessége a faltól távolodva növekszik és attól δ távolságban éri el az áramlás belsejében érvényes sebességértéket. Ezt a fal melletti δ vastagságu réteget, amelyen belül a sebesség zérusról a jellemző sebességre növekszik, határrétegnek nevezzük.

A surlódás következtében az egymáson elmozduló folyadékrétegek között nyiróerők jönnek létre, amelyek a sebességkülönbséget csökkenteni igyekeznek. A nyirófeszültség a Newton-féle

$$\tau_n = \eta \frac{dc}{dy}$$

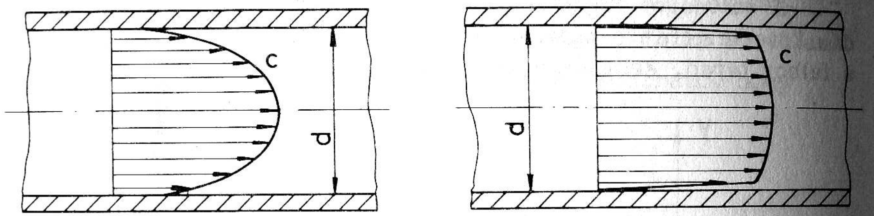
6.3

kifejezésből számitható (116. ábra jelölései), amelyben η a folyadék dinamikai viszkozitása, dc/dy pedig az áramlás irányára merőleges sebességváltozás. A surlódásos folyadéknál szokásos

$$\nu = \frac{\eta}{\varrho}$$

szerinti un. kinematikai viszkozitási tényező használata is.

A folyadék mozgása két alapvető formában mehet végbe. A réteges, vagy lamináris áramlásnál a folyadékrészek egymással párhuzamos rétegekben áramlanak, sebességük tehát egymáshoz képest párhuzamos. A 117. ábra bal oldali képén egy csőben lamináris áramlás sebességeloszlása látható. Ez a sebességeloszlás parabolikus. Egy azonos sebességü réteg ez esetben egy hengerpaláston elhelyezkedő folyadéktest. A lamináris áramlásban láthatóan nagy sebességeltérések vannak.



117. ábra

Az un. gomolygó vagy turbulens áramlás esetében a folyadékrészek sebessége szeszélyesen ingadozó, az áramlásra jellemző átlagértékhez képest pillanatról-pillanatra változik. Ennek következtében a folyadékrétegek már nem párhuzamosan haladnak, hanem részeik áramlás közben egymásba hatolnak és ütközés, keveredés révén sebességük nagy mértékben kiegyenlitődik. Ez a kiegyenlitettebb sebességeloszlás látható a 117. ábra jobb oldali képén, ahol egy turbulens csőáramlásról van szó. A nagyjából egyenletes sebességeloszlás azt jelenti, hogy nincsenek sebességkülönbségek és ennek következtében az áramlás belsejében surlódás nem, vagy csak kis mértékben jön létre. A surlódás a turbulens áramlásban elsősorban a fal melletti határrétegben alakul ki. A megfigyelések szerint a fal mellett mindig kialakul a határréteg, amely lehet lamináris, vagy turbulens, de a turbulens határréteg belső, a falhoz tapadó része lamináris.

A hőtáadás folyamatában ennek a határrétegnek van döntő szerepe. Lamináris határréteg esetében a hőátadás vezetéses része kerül előtérbe. A lamináris rétegben a hő az áramlásra merőleges irányban vezetéssel terjed. Ilyen módon azonban csak csekély hő adódhat át.

Turbulens határrétegben az egyes folyadékrészek az áramlásra merőlegesen is elmozdulnak és igy hőt szállitanak. Ebben az esetben a hőátadás várhatóan nagyobb mértékü lesz, mint lamináris határrétegnél.

6.2.1. Áramlástani és hőátadási alapegyenletek

Az eddigiekből látható, hogy a hőszállitási folyamatra a folyadék áramlása döntő befolyással van. Igy a folyamat leirásához az áramlási törvényszerüségek feltétlenül szükségesek. Az áramló folyadékra elsősorban a folytonossági tétel (kontinuitás) érvényes, amely általánosságban az alábbi egyenlettel irható fel:

$$\operatorname{div} (\varrho \vec{c}) + \frac{\partial \varrho}{\partial \tau} = 0 \,, \qquad 6.4$$

ahol $\vec{c}$ az áramlási sebesség, ϱ az áramló közeg sürüsége, τ pedig az idő.

A valóságos (surlódásos) folyadék dinamikai mozgásegyenletei a Newton II. axióma alapján felirható Navier-Stokes egyenletek. Vektoros irásmódban:

$$\frac{\partial \vec{c}}{\partial \tau} + (\vec{c}\,\nabla)\,\vec{c} = \vec{g} - \frac{1}{\varrho}\operatorname{grad} p + \nu \,\Delta \vec{c} \,. \qquad 6.5$$

Ebben az egyenletben, amely három koordináta-egyenletnek felel meg, $\vec{g}$ a térerő, p a nyomás, ∇ és Δ pedig differenciáloperátorok. Az egyenlet bal oldalán a sebesség totális deriváltja áll, a sebesség ui. a helynek és az időnek a függvénye; igy tehát a gyorsulás a

$$\frac{d\vec{c}}{d\tau} = \frac{\partial \vec{c}}{\partial \tau} + (\vec{c}\,\nabla)\,\vec{c}$$

összefüggés szerint az időtől függő un. "lokális" és a helytől függő un. "konvektiv" gyorsulás összege.

Ehhez hasonló módon irható fel a

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \vec{c}\,\operatorname{grad} t \qquad 6.6$$

összefüggés, amely szerint a hőmérséklet változása is egy lokális és egy konvektiv változásból tevődik össze.

A hőszállitási folyamatot az áramlási viszonyokon kivül még az energiaviszonyok befolyásolják. Az áramló surlódásos folyadék energiaegyenlete:

$$\varrho c_p \frac{dt}{d\tau} - \frac{dp}{d\tau} = \lambda \, \Delta t + \eta F_D, \qquad 6.7$$

amelyben c_p az állandó nyomáson vett fajhő és F_D az un. disszipációs függvény, amely a surlódásnak felel meg.

Sok esetben időálló esetről van szó. Időálló (stacionárius) áramlásra a felirt összefüggések egyszerüsödnek. Az esetek tulnyomó többségében ezen felül még a nyomásváltozási és disszipációs munka is elhanyagolható, mivel a nyomáskülönbség és a sebesség is kicsi. Ilyen feltételekkel a kontinuitási egyenlet

$$\mathrm{div}(\varrho \vec{c}) = 0 \, ,$$

a Navier-Stokes mozgásegyenlet:

$$(\vec{c}\, \nabla)\, \vec{c} = \vec{g} - \frac{1}{\varrho} \mathrm{grad}\; p + \gamma \, \Delta \vec{c}$$

és az energia-egyenlet:

$$\vec{c}\; \mathrm{grad}\; t = a \; \Delta t$$

alaku lesz. Ezek a stacionárius hőszállitásra felirható egyenletek. Az öt egyenletben az anyagjellemzőkön kivül három ismeretlen fordul elő, éspedig a sebesség (három komponensével), a hőmérséklet és a nyomás.

Az öt differenciál-egyenletből álló egyenletrendszer megoldása általános esetben nem ismert. Egyes esetekben egyszerüsitő feltevésekkel sikerül célhoz érni. Az egyenletrendszerrel kapcsolatos nehézségek magyarázzák, hogy a hőszállitási problémák megoldására egyéb utakat keresnek.

6.2.2. A hőszállitási folyamat vizsgálata

A hőszállitás esetében legtöbbször az a kérdés, hogy egy szilárd falról a közvetlenül vele érintkező folyadékba vagy gázba mennyi hő adódik át, vagy megforditva. Ritkán előfordul az is, hogy az egymással konvektiv hőcserében álló mindkét közeg folyékony vagy gáznemü. Többnyire a két folyékony, vagy gáznemü közeget szilárd fal választja el egymástól, amint az minden un. hőcserélőnél előfordul. Ebben az utóbbi esetben azonban már összetett hőközlési folyamattal kell számolnunk. Vizsgáljuk most előbb az egyszerü hőszállitási folyamatot.

A hőszállitás általánosan használt összefüggése Newton-tól származik. Eszerint a hőszállitással a folyadék és a határoló fal között az időegység alatt cserélődő hő az A hőátadó felülettel, a t_f folyadék- és a t_{fal} falhőmérséklet különbségével és egy α un. konvektiv hőátadási tényezővel arányos:

$$\dot{Q} = \alpha A (t_f - t_{fal}). \qquad 6.8$$

Ez az egyenlet ad alapot arra, hogy az α konvektiv hőátadási tényezőt mérés segitségével meg lehessen határozni. A konvektiv hőátadási tényezőre igy felirható:

$$\alpha = \frac{\dot{Q}}{A\,(t_f - t_{fal})} \qquad 6.9$$

összefüggés tulajdonképpen definiciós egyenletnek tekinthető. Az összefüggés szerint az α tényező meghatározása céljából olyan vizsgálatot kell végeznünk, amelynek során méréssel kell meghatározni az időegység alatt átadott $\dot{Q}$ hőt, a t_f és t_{fal} hőmérsékleteket. A geometriai adatokból számitott A hőátadó felület birtokában azután az α hőszállitási tényező meghatározható. A vizsgálat során több probléma merül fel. Az egyik ilyen a folyadékhőmérséklet értelmezése.

A folyadékhőmérséklet

A sik fal mellett áramló folyadékban kialakuló határrétegben a sebesség és a hőmérséklet is nagy mértékben változik. A fal közvetlen közelében levő folyadékréteg a falhoz tapad (sebessége zérus) és igy hőmérséklete azonos a falfelület hőmérsékletével.

Sik fal melletti áramlás esetében folyadékhőmérséklet alatt méréssel meghatározható hőmérsékletet értünk a faltól távolabb eső olyan helyen, ahol a falhatás a hőmérsékletet már nem befolyásolja.

Csőben áramló folyadéknál ez a hatás mindig érezhető, mivel a csőhossz növekedésével a határrétegnek a vastagsága eléri a sugár méretét, tehát a fal hatása végül az áramlás belső magját is érinti. Ez a magyarázata annak, hogy a csőben az α hőszállitási tényező - leszámitva egy beáramlási csőszakaszt - a cső hosszától független. Sik fal esetében viszont ilyen tartomány nincs. A fentiekre tekintettel csőáramlás esetében közepes hőmérsékletet szokás figyelembe venni. Háromféle közepes hőmérsékletet lehet definiálni. Ezek a következők.

A keresztmetszetre vonatkozó közepes hőmérsékletet a

$$t_{kA} = \frac{1}{A} \int_A t dA ,$$

a folyadéktérfogatáramra vonatkozó közepes hőmérsékletet a

$$t_{kf} = \frac{\int_A t\ c\ dA}{\int_A c\ dA} = \frac{1}{\dot{V}} \int_A t\ c\ dA$$

és a hőáramra vonatkozót a

$$t_{kh} = \frac{\int_A t\ \varrho\ c_p c\ dA}{\int_A \varrho c_p\ c\ dA}$$

összefüggésből lehet számitani. A t_{kA} hőmérséklet az áramlási keresztmetszet letapogatásával, vagy ugy mérhető, hogy hőmérő-hálót helyezünk el a keresztmetszetben. A t_{kf} hőmérséklet a sebesség- és hőmérsékleteloszlás ismeretében számitható. A t_{kh} hőmérséklet, amely a hőátadás szempontjából a legcélszerübben használható, az áramlási keresztmetszet után elhelyezett keverőberendezésben határozható meg. Amennyiben az áramló közeg sürüsége és fajhője a teljes keresztmetszetben állandó, a t_{kf} és a t_{kh} hőmérséklet azonos.

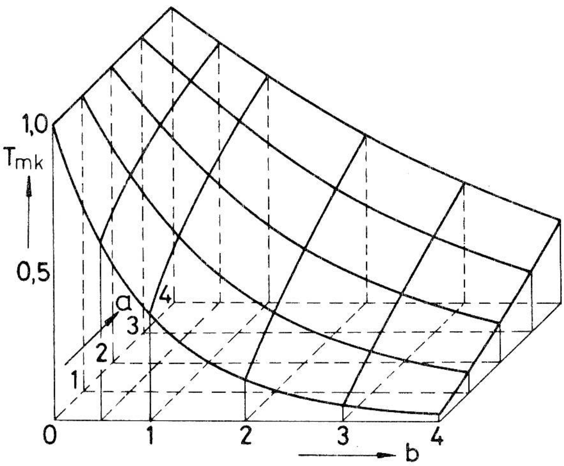
További problémát jelent, hogy a hőszállitási folyamatra felirt egyenletekben szereplő anyagjellemzőket milyen hőmérsékleten célszerü figyelembe venni. Erre vonatkozóan a hasonlósági elmélet ad utbaigazitást.

6.2.3. A hőátbocsátási folyamat

A hőszállitási folyamat önmagában meglehetősen ritkán fordul elő. Mint már emlitettük, két áramlásra képes közeg közötti hőcsere a müszaki gyakorlatban majdnem kizárólag hőcserélőben megy végbe, ahol a két közeget szilárd fal választja el egymástól. Ebben az esetben a

$$\frac{t_{mo} - t_{mk}}{t_{hk} - t_{ho}} = \frac{\dot{m}_h c_h}{\dot{m}_m c_m}$$

összefüggésből számitható.



129. ábra

A gyakorlatban a tiszta egyen-, az ellen- és a keresztáramu hőcserélő nem fordul elő, hanem ezeknek valamiféle kombinációja. A hőátbocsátás szempontjából mértékadó Δt hőmérsékletkülönbséget ezért konkrét esetben külön kell meghatározni.

6.3. Hősugárzás

A hősugárzás a hőközlésnek egy másik, az eddigiektől alapvetően különböző formája; amig a hővezetés és a hőszállitás során a folyamatban résztvevő anyagokban hőmérsékletmező alakul ki és a hőmérséklet folyton változik, addig a hősugárzás egy adott helyen független az ott uralkodó hőmérséklettől. Példa erre a Nap, amely merőleges beesés esetén a Föld felületére 1330 W/m^2 energiát sugároz, a közbenső tér viszont az abszolut nullponthoz közeleső hőmérsékletü.

A hősugárzás kettős jellegü; egyrészt a sugárzó energia egyenes vonalban fénysebességgel terjedve diszkrét kvantumokban hagyja el a sugárzó testet, másrészt igen sok jelenségben hullámtermészetü. A hősugárzás az elektromágneses hullámok közé sorolható, s az igy végbemenő energiaátadás folytonos spektrumu. A teljes sugárzási tartományt az alábbiak szerint szokás felosztani:

elnevezés	hullámhossz
kozmikus sugárzás	$< 5.10^{-6}$ mμ
γ-sugárzás	5.10^{-4}-10^{-2} mμ
Röntgen sugárzás	10^{-3}-10 mμ
ibolyántuli sugárzás	20-400 mμ
fénysugárzás	400-800 mμ
hősugárzás	0,8-800 μ
elektromos hullámok	200 μ - x km

A müszaki gyakorlatban előforduló hősugárzás tulnyomórészt infravörös sugárzás.

6.3.1. Alapfogalmak

Valamely test felületére beérkező sugárzás részben visszaverődik, részben a testbe behatol. A visszaverődés lehet un. tükrös visszaverődés, ez esetben a beérkező sugárzás ugyanolyan szög alatt verődik vissza, és lehet diffuz is, amikor a felület a beeső sugárzást szétszórja. Az első esetben a felületet tükrözőnek, a másodikban mattnak szokás nevezni. A beérkező sugárzás vissza nem vert részét a test részben elnyeli, abszorbeálja, részben átereszti. Ha a beérkező sugárzás intenzitását 1-gyel jelöljük, akkor az

$$r+a+d = 1 \qquad 6.18$$

egyenlőség áll fenn, amelyben a beérkező sugárzásnak r a visszavert, a az abszorbeált, és d az áteresztett hányada. Hogy az abszorpció és az áteresztő képesség mekkora, az a test anyagától, valamint a sugárzás formájától és hullámhosszától függ. (pl. a folyadékok és fémek már kis vastagságban is teljesen elnyelik a vissza nem vert sugárzást; viszont a Röntgen sugarak több centiméter vastag fémlapon is képesek keresztülhatolni. Vagy pl. a normál üveg a látható fényt átereszti, viszont az ibolyántuli sugárzást egyáltalán nem, a hősugárzást pedig nagyon csekély mértékben engedi át.) A sugárzást át nem engedő testekre

$$r+a = 1.$$

Elméleti szempontból fontos az un. fekete test fogalma. Fekete test alatt olyan test értendő, amely a beérkező sugárzást teljesen elnyeli, tehát erre az

$$a = 1, \quad r = 0 \quad \text{és} \quad d = 0$$

érvényes. A valóságban abszolut fekete test nincs, csak többé-kevésbé megközelitőleg beszélhetünk fekete testről (pl., bekormozott matt felületü test jól közeliti a "fekete testet").

6.3.2. A fekete test sugárzása

1. A Planck-féle sugárzási törvény

A müszaki gyakorlatban legfontosabbak az un. hőmérsékletsugárzók. Ez alatt az olyan testek értendők, amelyeknek sugárzása kizárólag a hőmérsékletüktől függ. Adott hőmérsékleten a fekete test képes a legnagyobb energiamennyiséget kisugározni. Ez az energia azonban nem oszlik meg egyenletesen, intenzitását, mint a λ hullámhossz függvényét az

$$I_\lambda = c_1 \frac{\lambda^{-5}}{\exp c_2/\lambda T - 1} \qquad 6.19$$

alaku Planck-féle törvény adja meg, amelyben

$$c_1 = 2\pi c_o^2 h$$

és

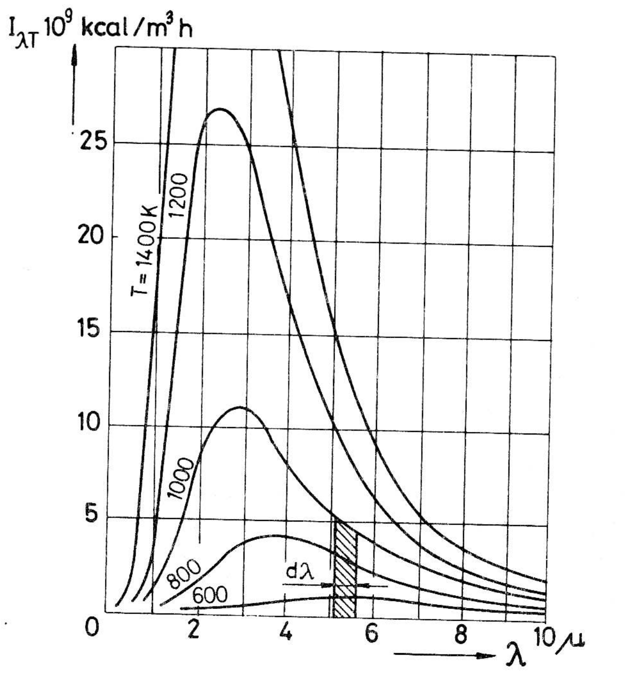
$$c_2 = c_o h/k.$$

Ezekben c_o a fénysebesség vákuumban, h a Planck-féle hatáskvantum és k a Boltzmann-féle állandó. Mérések alapján

$$c_1 = 3,74.10^{-12} \text{ Wcm}^2$$

$$c_2 = 0,01438 \text{ mfok}$$

A Plack-féle törvénynek megfelelő intenzitáseloszlást a 130. ábra mutatja. Az ábra szerint a sugárzás maximuma a hőmérséklet növekedésével a kisebb hullámhosszak felé tolódik el.



130. ábra

A 130. ábrán látható görbék közül egy T=áll. izotermát kiválasztva a λ és $\lambda + d\lambda$ közé eső hullámhossz tartományban T hőmérséklet esetén kisugárzott energia az alábbiak szerint irható fel:

$$dE_{\lambda T} = I_{\lambda T}\, d\lambda \, .$$

2. A Stefan-Boltzmann törvény

Az adott T hőmérsékleten a teljes hullámtartományban kisugárzott energiát az izoterma alatti terület ábrázolja; ez az energia az előzőleg felirt kifejezés integrálásával adódik:

$$E_T = \int_0^\infty I_{\lambda T}\, d\lambda \, .$$

Az integrálás eredményeként kapjuk az

$$E_T = \sigma_f T^4 \qquad 6.20a$$

alaku Stefan-Boltzmann törvényt, amely szerint a kisugárzott energia az abszolut hőmérséklet negyedik hatványával arányos. Számitásokhoz célszerübb az

$$E_T = C_f \left(\frac{T}{100}\right)^4 \qquad 6.20b$$

alak használata, amelyben

$$C_f = 5,775.10^{-4} \quad W/cm^2\ fok^4$$

az abszolut fekete test sugárzási állandója. A Stefan-Boltzmann törvény a fekete és a szürke testek sugárzására érvényes, de elég jó közelitéssel használható minden szilárd test esetében a fémek kivételével, amelyeknél viszont a kisugárzott energia a hőmérsékletnek egynél nagyobb hatványával arányos. A gyakorlatban a Stefan-Boltzmann törvényt a gáz- és lángsugárzás számitásánál is használják, s a hőmérséklet negyedik hatványától való eltérést olyan empirikus formulával veszik figyelembe, amely szerint a konstans a hőmérséklettől függ.

6.3.3. Sugárzásos hőcsere szilárd testek között

1. Nem fekete testek emissziója és adszorpciója

A Planck-féle sugárzási törvény minden hőmérsékleten minden hullámhosszra azt a legnagyobb intenzitást adja meg, amellyel egy test (fekete test) hőmérsékletsugárzás esetén egyáltalában sugározni képes. Ennél nagyobb intenzitásu sugárzás nem lehetséges. Ennél kisebb intenzitás két esetben lehetséges: szürke sugárzásnál, ill. szelektiv sugárzásnál.

Egy test akkor sugároz szürkén, ha az általa kibocsátott sugárzás intenzitása a teljes sugárzási tartományban, tehát minden hullámhosszon azonos arányban kisebb a fekete test sugárzási intenzitásánál. Az ennek a testnek sugárzási intenzitását jellemző:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_f} = \frac{C}{C_f}$$

arányszámot kibocsátóképességnek, emissziós számnak, vagy feketeségi foknak szokás nevezni. Az emissziós szám, amely tehát a szürke test sugárzóképességét jellemzi, nem csupán a sugárzást kibocsátó anyagtól függ, hanem annak felületminőségétől, sőt a hőmérséklettől is. Szürkén sugárzó testnek tekinthetők megközelitőleg a nemvezetők és a félvezetők.