Termodinamiko/Leciono 9

La varminterŝanĝo per la radiado

La radiado estas la varminterŝanĝo inter materioj, kiu estas karakteriza tial, ĉar ĝi okazas sen iu peranta medio. Ĝi realiĝas eĉ en la vakua spaco. La radiado havas samtempe la ondan kaj korpuskulan karakterojn. La radiado disvastiĝas en la vakua spaco kun la rapideco de la lumo:

c = (2.99790 ± 0.0001) • 10^{10} cm/s c 3 • 105 km/s ≈ 300 000 km/s

Unuopaj radiadoj havas diversajn ondajn longojn λ, kiuj difinas la tempon, dum kiu la radiado trairas la longon, egalan al la ondolongo kaj tiel estas difinita ankau la oscilnombro.

Kiam la maso absorbas certan radiadmulton, tiam la radiadenergio transformiĝas en la varmenergion. Ĉiu korpo, eĉ dum malalataj temperaturoj elsendas la radiadon, kiu ne estas videbla. Nur dum pli altaj temperaturoj estas la procezo de la varmŝanĝiĝo en la radiadenergion videbla. La korpo lumas kaj varmradias. La lumado de solidaj korpoj komencas esti videbla ekde 520 °C. Kun la plialtiĝanta temperaturo la koloro de la radiado ŝanĝiĝas, ĝi estas unue ruĝa, poste flava kaj finfine blanka.

La tuta varmfluo, kiu dum la varmradiado alvenas al iu korpo, disfalas en tri partoj:

1. la unua part de la energio estas absorbata per la korpo,

2. la dua parto estas reflektata per la korpo,

3. kaj la tria parto trairas la korpon.

La korpoj, kiuj estas almanaŭ parte varmtraireblaj estas nomataj diatermaj materioj. La eco de ĉi tiuj materioj estas la diatermeco. Por ĉi tiu procezo oni povas skribi la sekvan ekvacion:

(49)

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D$$
$$1 = \frac{Q_A}{Q} + \frac{Q_R}{Q} + \frac{Q_D}{Q}$$

(50)

$$1 = A + R + D$$

Q – la tuta varmfluo; W, J/s

Q_A – la parto de la varmfluo, kiu estas absorbata en la korpo; W, J/s

Q_R – la parto de la varmfluo, kiu estas reflektata de la korpo; W, J/s

Q_D – la parto de la varmfluo, kiu trairas la korpon; W, J/s

A = Q_A /Q la proporcia absorbeco de la korpo

R = Q_R /Q la proporcia leflekteco de la korpo

D= Q_D /Q la proporcia diatermeco de la korpo

La ekvacio (50) esprimas la unuan teoremon de Kirchoff:

La valoroj A,R,D dependas de la speco, stulturo kaj surfaco de la observata materio. Ĉi tiuj limaj kazoj estas eblaj:

A = 1; E = D = 0 Ĉi tiuj kondiĉoj validas por la absolute nigra korpo, kiu absorbas ĉiun al ĝi elsenditan radiadenergion.

R = 1; A = D = 0 Ĉi tiuj kondiĉoj validas por la absolute blanka korpo, kiu reflektas ĉiun al ĝi elsenditan radiadenergion.

D = 1; A = R = 0 Ĉi tiuj kondiĉoj validas por la absolute diaterma korpo, kiun la tuta energio trairas.

La solidaj kaj likvaj materioj estas nur malofte diatermaj. Por nediatermaj materioj validas la sekvaj ekvacioj:

D = 0 ; A + R = 1

Laŭ ĉi tiu rilato rezultas, ke la nediaterma korpo, kiu bone absorbas la varmon, samtempe malbone reflektas ĝin, aŭ male.

En la teknika prektiko memkompreneble ekzistas nek absolute nigra, nek absolute blanka korpoj. Por teoriaj konsideroj oni bezonas difini la esprimon de absolute nigra korpo, ĉar oni ĝin uzas por la dedukado de fundamentaj priradiadaj teoremoj. Por ĝia proksimuma realigo servas la kava spaco kun nigraj muroj kaj kun malgranda enirtruo.

La korpo elsendas la radiaĵon de ĉiuj ondolongoj, Ĝi estas nomata la suma radiaĵo kaŭzita per la entuta la suma radiado de la korpo

La radieco E; (W/m^3, J/m^2h) estas la entuta energio, kiu estas elradiita el la surfacunuo de la korpo en la duongloban spacon dum la tempunuo en la disetendo de ondolongoj ekde λ = 0 ĝis λ = ∞. La duongloba radiadfluo dQ estas la suma energimulto, kiun elradiis la elementa areo dS en la duonspacon dum la tempunuo:

(51)

$$dQ = EdS$$

Monokromata radiado (analogie laŭ la lumspektro – unukolora) estas nomata la radiado, kies ondolongo estas en disetendo ekde λ ĝis λ + dλ. Ĉiuj grandoj priskribantaj la monokromatan radiadon apartenas al ondolongoj en la intervalo dλ kaj estas signataj helpe de indekso λ. Kiel spektran egecon Eλ oni komprenas la radiadenergion de la monokromata radiaĵo tra la duomngloba spaco apartenanta intervalo:

(52)

$$E_\lambda = \frac{dE}{d_\lambda}$$

La teoremon pri la spektra egeco laŭ la ondolongo por la absolute nigra korpo dedukis Plank surbaze de sia kvanta teorio kaj hipotezo, ke la radiado de la certa oscilnombro f = c/h; (1/s) povas esti elsendita aŭ absorbita nur po tutecaj energikvantoj, kies grandeco estas difinita per la sekva rilato:

(53)

$$e_k = hf = \frac{hc}{\lambda}$$

h = (6,624 ± 0.002) • 10-27...(erg/s) – la kvanta konstanto de Plank c = 2,99790 • 108 m/s

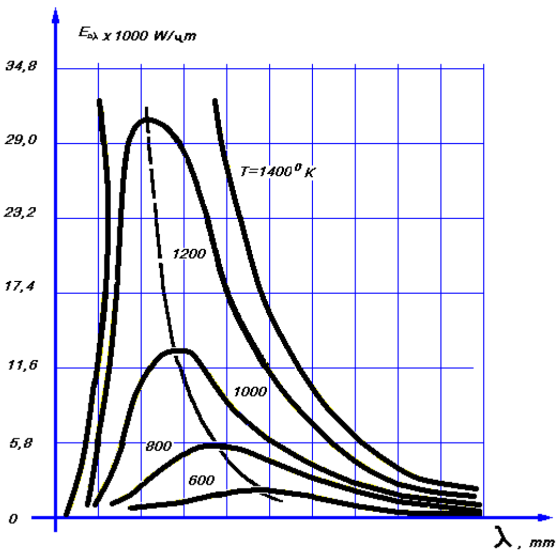
Plank supozis, ke la kvantoelemento de la radiado e_x estas influata per la oscilnombro apartenanta al la vibracio ene de la molekuloj. Ĉi tio harmonias kun la teoremoj de la versimileco. Unu el ili estas la teoremo de Bolzmann, kiu supozas, ke la entropio estas proporcia al la logaritmo de la statversimileco. En ĉi tiu kazo estas la koeficiento de proporcieco k – la konstanto de Boltzmann. Ĝi estas identa kun la gaskonstanto, skribata en la ekvacio de la stato por la ideala gaso apartenanta al la maso de unu molekulo.

Laŭ la teorio de Plank evoluiĝis la divido de la spektra egeco por la radiado de la absolute nigra korpo. Oni nomas ĝin la teoremo por elradiado de Plank:

(54)

$$E_{0\lambda} = f(\lambda, t) = c^2 h \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{ch}{k\lambda T}} - 1} = c_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}$$

k = 138,05 •10-27 ; (erg/°K) la konstanto de Boltzmann $c_1 = c_2/h = 3,698 \cdot 10^{-16}$ (W/m^2) – la unua konstanto de la teoremo de Planck $c_2 = ch/k = 1,4385 \cdot 10^{-2}$; (m °K) - la dua konstanto de la teoremo de Planck



La valideco de la elradiadteoremo de Planck estis pruvita por la tuta konata disetendo de temperaturoj kaj ondlongoj de la radiado. El la bildigo de la elradiadteoremo rezultas, ke dum la konstanta temperaturo kreskas la spektra egeco $E_{0\lambda}$ ĝis al la certa ondlongo λ_m, poste ĝi malkreskas. Kun la kreskanta temperaturo $E_{0\lambda}$ kreskas kaj ĝia maksimuma valoro ŝoviĝas al la pli mallongaj ondolongoj laŭ la teoremo de Wien:

(55)

$$\lambda_m T = konst = 0,2885.10^{-2} \quad m^0 K$$

La elradiecon de la absolute nigra korpo dum la absoluta temperaturo T; (°K) difinas la rilato, kiu rezultas el la teoremo de Plank post la integrado:

$$E_0 = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} E_{0\lambda}.d\lambda \frac{6,494.c_1}{c_2^4} T^4$$

(56)

$$E_0 = \sigma_0 T^4$$

Ĉi tiu ekvacio esprimas la teoremon de Stefan kaj Boltzmann.

La valoro σ_0 estas konstanta por la absolute nigra korpo:

$$\sigma_0 = 4,9.10^{-8} \text{kcal/m}^2\ \text{h°K}$$

aŭ

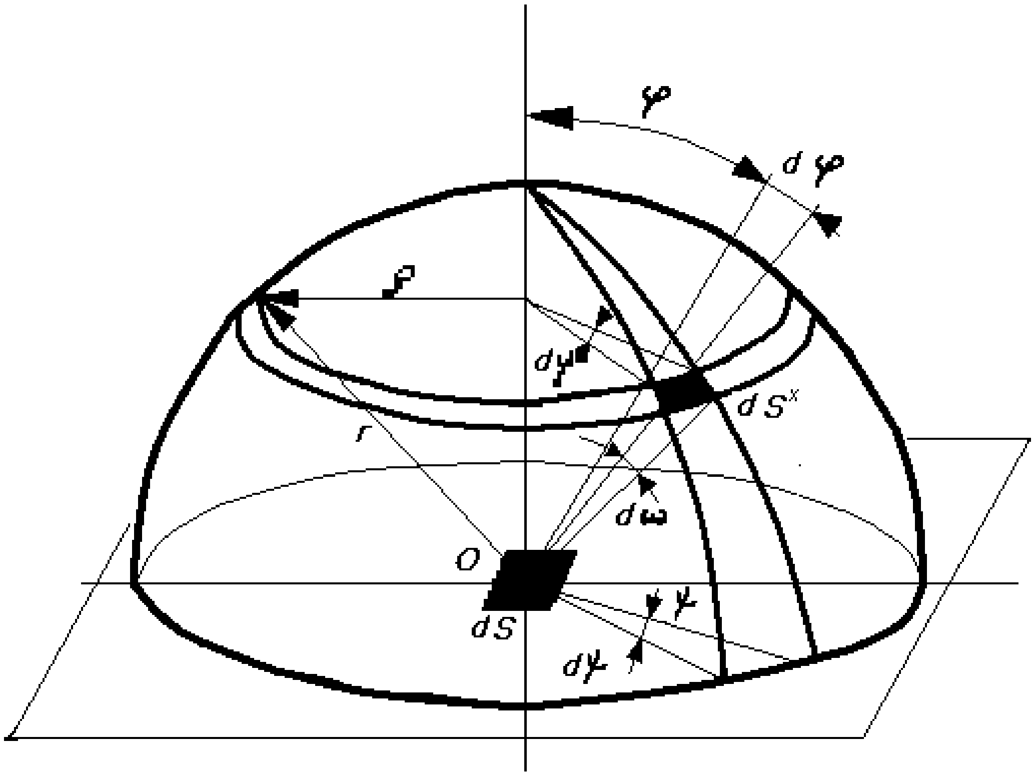
$$\sigma_0 = 5,7.10^{-8} \text{W/m}^2\ \text{°K}$$

Ĉi tiun teoremon oni povas transformi por la teknika uzo jene:

(57)

$$E_0 = c_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4$$

$c_0 = \sigma_0 \cdot 108 = 5{,}7$ kW/m^2 °K^4
c_0 – la koeficiento de la radiado por la absolute nigra korpo



Oni konsideru pri la area elemento **dS** de la surfaco apartenanta al la absolute nigra korpo kun la radieco E_0. Ĉi tiu area elemento elradias en la duongloban spacon la sekvan energion:

$$dQ_0 = E_0 dS$$

En la direkto de la normalo al la areeto dS disvastiĝas nur parto de ĉi tiu energio:

$$dQ_{0,n} = E_{0,n} dS$$

$Q_{0,n}$ – la energio disvastiĝanta en la direkto de la normalo apartenanta al la areeto dS; (W)

$E_{0,n}$ – la radieco de la absolute nigra korpo en la direkto de la normalo; (W/m2)

Oni devas ankaŭ konsideri la elementan areeton **dS***, kiu kuŝas super la fundamenta areeto **dS** sur la surfaco de la duonglobo kun la radio **r**, inter kiu kaj la normalo de areeto **dS** estas la angulo **φ**. La sfera kvarangulo **dS*** havas siajn laterojn kun dimensioj **rdφ** kaj **ρdψ = rsinφdψ**. Ĝia areo estas **dS* = r*sinφdψ**.

La energio, kiu estas elradiita el la elementa areo dS en la direkto de la elemento **dS*** estas difinita per la teoremo de Lambert:

$$d^2Q_{0,\phi} = dQ_{0,n} \cos\phi d\omega$$

$$d^2Q_{0,\phi} = E_{0,n} \cos\psi d\omega$$

(58)

$$d\omega = \frac{dS^x}{r^2}$$ - estas la spaca angulo

Post la adapto:

$$d^2Q_0 = E_{0,n} dS d\psi \sin\phi \cos\phi d\phi$$

Post la integrado por la tuta surfaco de la duonglobo:

$$dQ_0 = E_{0,n} dS \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\phi \cos\phi d\phi$$

$$dQ_0 = E_{0,n} dS 2\pi |\frac{1}{2}\sin^2\phi|_0^{\frac{\pi}{2}}$$

(59)

$$dQ_0 = \pi E_{0,n} dS$$

(60)

$$dQ_0 = \pi dE_{0,n} Q_{0,n}$$

Laŭ la teoremo de Stefan kaj Boltzmann estas:

(61)

$$dQ_0 = E_0 dS = C_0 \left(\frac{Z}{100}\right)^4 dS$$

Komparante la rilatojn (59) kaj (61) ekestas la sekvaj ekvacioj:

(62)

$$\pi E_{0,n} = E_0 = C_0 \left(\frac{Z}{100}\right)^4$$

(63)

$$E_{0,n} = \frac{E_0}{\pi} = \frac{1}{\pi} C_0 \left(\frac{Z}{100}\right)^4$$

El ĉi tiu ekvacio rezultas, ke la radieco en la direkto de la normalo apartenanta al la absolute nigra korpo estas π-oble pli malgranda ol la suma radieco E_0 en la tutan duongloban spacon.

Ĉi tiu teoremo de Lambert validas precize kaj senescepte nur por la radiado de la absolute nigra korpo.

La radiado de grizaj korpoj

La korpoj, por kies proporcia absorbeco validas la neekvacio **A < 1**, estas nomataj nenigraj. Ĉiuj nenigraj korpoj povas esti dividitaj laŭ la karaktero de la spekta radieco jene:

1) la nigraj korpoj
2) la korpoj kun la selektita radieco

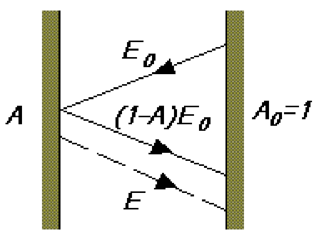
La grizaj korpoj havas seninterrompan spektron de la radiado, kiu estas simila al la radiadspektro de la absolute nigra korpo, sed ilia proporcia absorbeco estas en la tuta disetendo de ondlongoj samoble pli malgranda ol tiu de la absolute nigra korpo. La sperktra kaj la suma proporcia absorbeco de la grizaj korpoj havas la saman numeran valoron:

(64)

$$A_{lambda} = A$$

Inter la grizaj korpoj apartenas ĉiuj solidaj korpoj kun la malglata aŭ oksidita surfaco, kiuj havas pli altan proporcian absorbecon.

La korpoj kun la selektita radieco elradiadas aŭ absorbas la energion nur en certa spektra disetendo laŭ la karaktero de la observata korpo.



Oni konsideru la varminterŝanĝon per la radiado inter du paralelaj nediatermaj vandoj. La unua griza vando havas la temperaturon **T**. Ĝia proporcia absorbeco estas difinita laŭ la malekvacio **0 < A < 1**.

La dua vando kun la temperaturo $\mathbf{T_0}$ havas la ecojn de la absolute nigra korpo. Tial estas ĝia absorbeco $\mathbf{A_0 = 1}$. La medio inter ambaŭ estas absolute diaterma kaj la randperdoj estas negleteblaj.

La area unuo de la griza vando kun la temperaturo **T** elradias dum la tempunuo la energion **E**, kiun la absolute nigra vando plene absorbas. El la suma elradiaĵo de la absolute nigra korpo $\mathbf{E_0}$ estas la parto $\mathbf{AE_0}$ per la unua vando absorbita kaj la resto $\mathbf{(1 - A)E_0}$ estas refletita reen sur la nigran vandon kaj plene absorbita per ĝi.

La varminterŝanĝo per la radiado inter ĉi tiuj vandoj por la area unuo estas priskribita per la sekva rilato:

$$q = [E + (1 - A)E_0] - E_0$$
$$q = E + \cancel{E_0} - AE_0 - \cancel{E_0}$$
$$q = E - AE_0$$

Por la kazo, kiam ambaŭ temperaturoj estas tute egalaj $\mathbf{T = T_0}$, ne povas ekzisti la varminterŝanĝo per la radiado kaj validas la sekva ekvacio:

$$E = AE_0$$
$$\frac{E}{A} = E_0$$

Ĝi esprimas la rilaton inter la radieco de la korpo, ĝia proporcia absorbeco A kaj la radieco $\mathbf{E_0}$ de la absolute nigra korpo. Ĝia ĝenerala formo estas:

(65)

$$E_0 = \frac{E}{A} = f(T)$$

La ekvacio (65) esprimas la duan teoremon de Kirchoff, kaj montras, ke la proporcio de la suma radieco kaj proporcia absorbeco **E/A** estas por ĉiuj korpoj dum la sama temperaturo egala kaj samvalora kiel la radieco de la absolute nigra korpo. Pro ĉi tio ĝi dependas nur de la absoluta temperaturo.

Ĉi tiun teoremon oni povas uzi ankaŭ por la monokromata radiado de la grizaj korpoj. Ĝi tekstas jene. La proporcio de la spekta egeco por la monokromata radieco kaj spektra absorbeco apartenanta al la certa ondlongo estas por ĉiuj korpoj egala, samvalora al la spektra egeco de la absolute nigra korpo. Ĝi dependas nur de la ondlongeco kaj absoluta temperatiro:

(66)

$$\frac{E_\lambda}{E_{0,\lambda}}$$

La propra radieco **ε** de la korpo estas definita per la proporcio de la radiado de la observata korpo dum la temperaturo **T** kaj de la radiado de la absolute nigra korpo dum la sama temperaturo. Do por la monokromata kaj suma radiasoj validsas:

(67)

$$\epsilon_\lambda = \frac{E_\lambda}{E_{0,\lambda}} \qquad \epsilon = \frac{E}{E_0}$$

Por la grizaj korpoj estas ambaŭ valoroj egalaj:

(98)

$$\epsilon_\lambda = \epsilon$$

La numeraj valoroj **ε** kuŝas en la intervalo ekde **0** ĝis **1** laŭ la speco de la observataj korpoj.

El la ekvacio (65) ĝis (68) rezultas:

(69)

$$A_\lambda = \epsilon_\lambda \qquad A = \epsilon$$

Do la numera valoro de la proporcia radieco dum la sama konsiderata temperaturo kaj ondlongo. Kiu ajn korpo povas radii nur en tiu intervalo de sia spektro, en kiu ĝi ne havas nulan absorbecon.

Oni povas uzi la teoremon de Stefan kaj Boltzmann per kalkuloj de la radiado de nenigraj korpoj, kiam oni konas la proporcian absorbecon aŭ proporcian radiecon. Tial analogie kun la ekvacioj (57) kaj (67) validas:

(70)

$$E = \epsilon E_0 = \epsilon C_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4 = C \left(\frac{T}{100}\right)$$

$C = C_0 = AC_0$ – havas la valoron ekde 0 ĝis 5,7 $W/m^2\ {}^\circ K^4$

La rilato de la ekvacio (70) bone priskribas la radiadon de la grizaj korpoj. Ĝi validas por korpoj kun la selektita radiado nur proksimume, ĉar ilia radieco ne estas proporcia al la kvara potenco de la absoluta temperaturo. La potenco estas pli malalta.

Ankaŭ la teoremo de Lambert por la grizaj korpoj povas esti esprimita jene:

a) en la direkto de la normalo:

(71)

$$E_n = \frac{E}{\pi} = \frac{1}{\pi}\epsilon C_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4$$

b) por la direkto en angulo φ:

(72)

$$d^2Q_\phi = \frac{1}{\pi}\epsilon C_0 \left(\frac{T}{100}\right)^4 \cos\phi dS$$

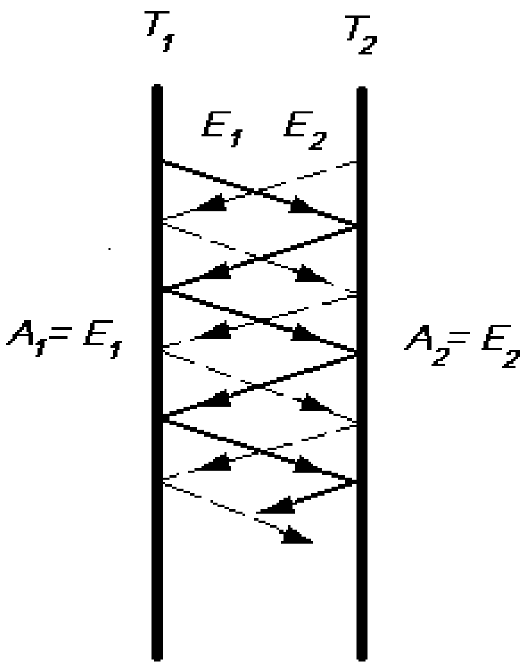
La ekvacio (72) validas por grizaj korpoj nur en intervalo ekde φ = 0° ĝis. 60°. Oni povas rimarki precipe grandajn diferencojn en komparo de la teoremo de Lambert ĉe la metalaj briligitaj areoj, kies radiado estas tro polarizita.

La varminterŝanĝo per la radiado inter la paralelaj vandoj

Kiam oni konsideras du senlime larĝajn kaj absolute nediatermajn vandojn kun temperaturoj $\mathbf{T_1 > T_2}$ kaj kun proporciaj radiecoj $\boldsymbol{\varepsilon_2 = A_2}$, tiam la vandradieco estas:

$$E_1 = \epsilon_1 C_0 \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 = C_1 \left(\frac{T_1}{100}\right)^4$$

$$E_2 = \epsilon_2 C_0 \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 = C_1 \left(\frac{T_2}{100}\right)^4$$



Kiam la medio inter ambaŭ vandoj estas absolute diaterma, tiam estas la tuta radiecenergio, kiu transiras dum la tempunuo de la area unuo el la maldekstra flanko al la dekstra, difinita kiel la efektiva radieco de la maldekstra vando:

(73)

$$E_{\phi_1} = E_1 + (1 - \epsilon_1)E_{\phi 2}$$

Ĝi estas la sumo de la propra radieco kaj de la parto de efektiva radieco, kiu alvenas de la dekstra flanko kaj estas per la maldekstra vando reflektita. Por la dekstra vando analogie validas:

(74)

$$E_{\phi_2} = E_2 + (1 - \epsilon_2)E_{\phi 1}$$

El ambaŭ ekvacioj (73, 74) oni povas elkalkuli la efektivan radiecon de ambaŭ vandoj:

$$E_{\phi_1} = E_1 + (1 - \epsilon_1)E_{\phi 2}$$
$$E_{\phi_1} = E_1 + (1 - \epsilon_1)[E_2 + (1 - \epsilon_2)E_{\phi 1}]$$
$$E_{\phi_1} = E_1 + (1 - \epsilon_1)(E_2 + E_{\phi_1}(1 - \epsilon_2)E_{\phi 1})$$
$$E_{\phi_1} = E_1 + E_2 + E_{\phi_1} - \epsilon_2 E_{\phi 1} - \epsilon_1 E_2 - \epsilon_1 E\phi_1 \epsilon_1 \epsilon_2 E\phi_1$$
$$E_{\phi_1}(\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1\epsilon_2) = E_1 + E_2 - \epsilon_1 E_2$$

(74)

$$E_{\phi_1} = \frac{E_1 - (1 - \epsilon_1)E_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1\epsilon_2}$$

kaj analogie:

(75)

$$E_{\phi_2} = E_{\phi_1} - \frac{E_2 + (1 - \epsilon_2)E_1}{\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1\epsilon_2}$$

La rezoluta energio, kiu estis transportita dum la tempunuo el la maldekstra flanko al la dekstra estas la diferenco de ambaŭ efektivaj energioj:

(76)

$$E_{1,2} = E_{\phi 1} - E_{\phi 2} = \frac{\epsilon_2 E_1 - \epsilon_1 E_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \epsilon_2}$$

Kaj post la anstataŭigo de la radiado apartenanta al ambaŭ vandoj $\mathbf{E_1}$, $\mathbf{E_2}$ la ekvacio (76) havas la formon:

$$E_{1,2} = \frac{\epsilon_2 \epsilon_1 C_0 \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \epsilon_1 \epsilon_2 C_0 \left(\frac{T_2}{100}\right)^4}{\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \epsilon_2}$$

aŭ

(77)

$$E_{1,2} = C_{1,2} \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right]$$

La koenficiento de la reciproka radiado estas:

(78)

$$C_{1,2} = \frac{\epsilon_2 \epsilon_1 C_0}{\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \epsilon_2} = \frac{C_0}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_0}}$$

Kiam ambaŭ areoj havas la saman proporcian radiecon, tiam validas:

$$\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$$

$$C_1 = C_2 = C$$

$$C_{1,2} = \frac{\epsilon C_0}{2 - \epsilon}$$

La energio, kiu dum la tempunuo interŝanĝigas per la radiado inter du paralelaj vandoj kun la areo **S = S1 = S2**, estas en la kazo de neglekteblaj randperdoj difinita jene:

(79)

$$Q_{1,2} = S E_{1,2}$$

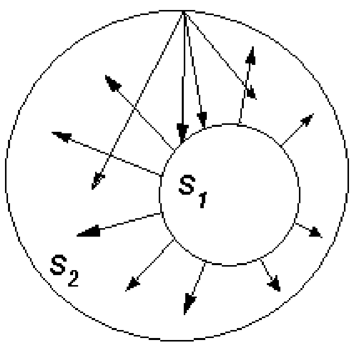
Analogia estas ankaŭ la ekvacio, kiu validas eĉ en la kazo, kiam unu areo S_2 ĉirkaŭiĝas la alian areon S_1:

$$Q_{1,2} = C'_{1,2} S_1 \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right]$$

Samtempe estas la koeficiento por la reciproka radiado:

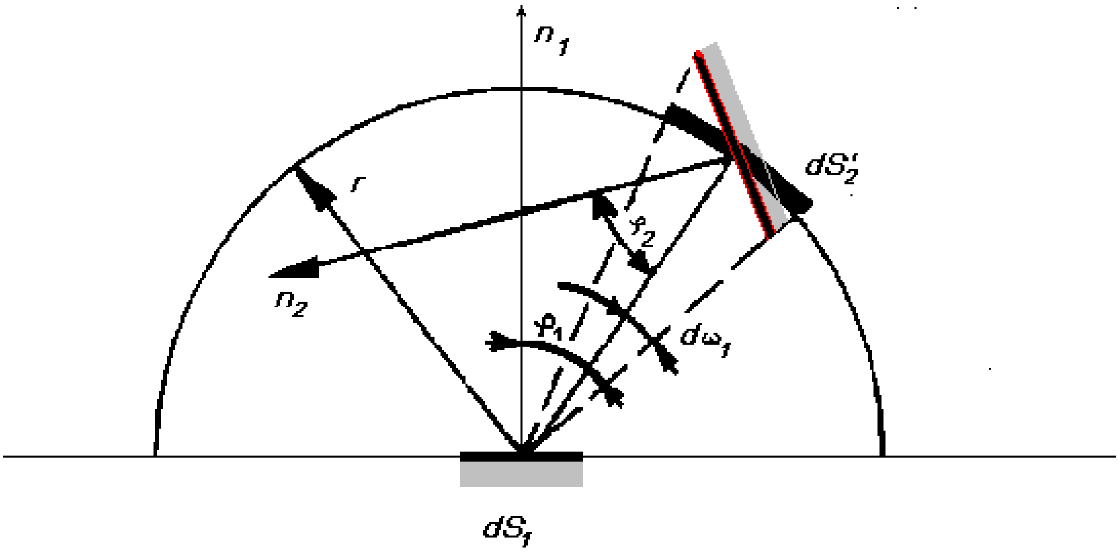
$$C'_{1,2} = \frac{C_0}{\frac{1}{S_1} + \frac{S_1}{S_2}\left(\frac{1}{\epsilon_2} - 1\right)} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{S_1}{S_2}\left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}\right)}$$

Ĉi tiun formulon oni povas uzi por korpoj de la laŭvola formo kondiĉe, ke la ĉirkaŭita korpo estas konveksa.



La varminterŝanĝo inter grizaj areoj laŭvole situataj en la spaco

La konsideroj pri la varminterŝanĝo estas pli malsimplaj, kiam oni observas du elementaj areetoj dS, kaj dS_2 tute laŭvole situataj en la spaco. Iliaj temperaturoj estas $\mathbf{T_1}$, $\mathbf{T_2}$, radiecoj $\mathbf{E_1}$, $\mathbf{E_2}$ kaj proporciaj absorbecoj $\mathbf{A_1 = \varepsilon_1}$, $\mathbf{A_2 = \varepsilon_2}$. La distanco inter ili estas r, anguloj inter la linio kuniganta iliajn centrojn kal iliaj norm,aloj $\mathbf{n_1}$, $\mathbf{n_2}$ estas φ_1, φ_2. ambaŭ anguloj povas kuŝi en diversaj ebenoj. La medio inter areetoj estas absolute diaterma.



Laŭ la teoremo de Lambert estas la energio elradiata el la areeto $\mathbf{dS_1}$ en la direkto al la areeto dS_2:

la spaca angulo:

$$d\omega_1 = \frac{dS_2}{r^2} = \frac{dS_2 \cos\phi_2}{r^2}$$

$$d^2Q_1 = \frac{1}{\pi} E_1 \cos\phi_1 d\omega_1 dS_1$$

$$d^2Q_1 = E_1 \frac{\cos\phi_1 \cos\phi_2}{\pi r^2} dS_1 dS_2$$

La areeto dS_2 el ĉi tio absorbas:

$$d^2Q_{1-2} = A_2 d^2Q_1$$

$$d^2Q_{1-2} = A_2 E_1 \frac{\cos\phi_1 \cos\phi_2}{\pi r^2} dS_1 dS_2$$

La plejmulto da materialoj havas altan proporcian absorbecon (0,8 ĝis 0,9). Por ĉi tiuj kazoj sufiĉas por la teknikaj kalkuloj preni en konsiderado nur la unuan energiabsorbon.

Analogie oni atingas ankaŭ la esprimon por la energio, kiu estas absorbita en la areeto $\mathbf{dS_1}$ el la radiado de la areeto $\mathbf{dS_2}$:

$$d^2Q_{1-2} = A_1 B_2 \frac{\cos\phi_1 \cos\phi_2}{\pi r^2} dS_1 dS_2$$

La energio, kiu estis interŝanĝita inter anbaŭ areetoj dum la tempunuo, prezentas ĉi tiu diferenco:

$$d^2Q_{1,2} = d^2Q_{1-2} - d^2Q_{2-1}$$

$$d^2Q_{1-2} = (A_2 E_1 - A_1 E_2 \frac{\cos\phi_1 \cos\phi_2}{\pi r^2} dS_1 dS_2$$

$$d^2Q_{1-2} = (A_2 E_1 - A_1 E_2 \frac{\cos\phi_1 \cos\phi_2}{\pi r^2} dS_1 dS_2$$

$$d^2Q_{1-2} = C_n \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \frac{\cos\phi_1 \cos\phi_2}{\pi r^2} dS_1 dS_2$$

Post la integrado en la disetendo de areoj A_1 kaj S_2 havas la ekvacio sekvas formon:

$$Q_{1-2} = C_n \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \int_{S_1} dS_1 \int_{S_2} \frac{\cos\phi_1 \cos\phi_2}{\pi r^2} dS_2$$

$$Q_{1-2} = C_n S_r \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \phi_{1,2}$$

Samtempe estas:

$$C_n = A_1 A_2 C_0 = \epsilon_1 \epsilon_2 C_0 = \frac{C_1 C_2}{C_0}$$

la koefeciento de la reciproka varmradiado

Sr – la areo por la kalkulo (A_1 kaj S_2)

$$\phi 1,2 = \frac{1}{S_r} \int_{S_1} dS_1 \int_{S_2} \frac{\cos\phi_1 \cos\phi_2}{\pi r^2} dS_2$$

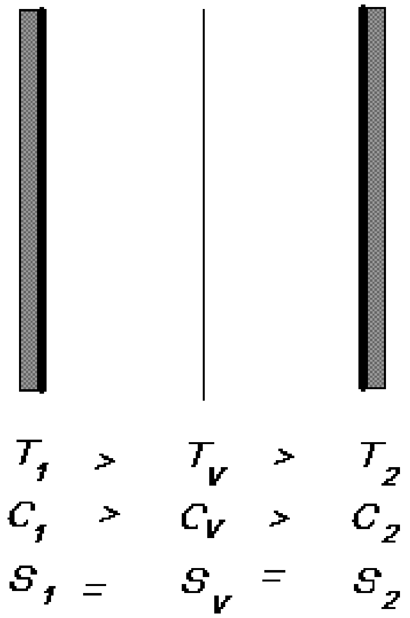
$\varphi_{1,2}$ – la koeficiento de la radiateco, kiu indikas kioma parto de la duongloba radiadfluo eliranta el unu korpo atingas la duon konsideratan korpon.

La koeficiento de la radiateco estas la geometria parametro, kiu estas difinita per la tempo, dimensioj situo kaj distanco de ambaŭ konsiderataj areoj. Oni povas ĝin gajni por kelkaj kazoj per fotografaj aŭ grafikaj metodoj. Multfoje estas la uzo de ĉi tiuj metodoj tre penaj. Kun sukceso oni povas eluzi la similecon de geometrie similaj sistemoj, kiuj havas la samajn koeficientoj de la radiateco.

La ombrantaj vandareoj

Kiam oni volas pliintensigi la varmradiadon, estas necese plialtigi la temperaturon $\mathbf{T_1}$, kaj proporcian absorbecon de la sistemo. Kiam oni bezonas malintensigi la varmradiadon oni devas aŭ plimalaltigi la samajn faktorojn aŭ intermeti inter radiantaj korpoj ombrantan areon.

Inter du pralelaj vandaeeroj estas intermetita maldika metalplato. La temperaturoj koeficientoj de la varmradiado kaj vandareoj de unuopaj vandoj estas laŭ la bildigo $\mathbf{T_1, T_v, T_2, C_1, C_v, C_2}$ **kaj** $\mathbf{S_1 = S_v = S_2}$



Aliaj kondiĉoj plisimplikantaj la matematikajn rilatojn estas la samaj, kiel dum antaŭaj konsiderataj procezoj.

Sen la ombranta metalplato estas la interŝanĝita varmo inter ambaŭ vandareoj dum la tempunuo:

(80)

$$Q_{1-2} = C_{1,2} S(T_1^x - T_2^x)$$

samtempe validas:

$$T_i^x = \left(\frac{T_i}{100}\right)^4$$

$$C'_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}}$$ ĉi tio estas la koeficiento de la reciproka varmradiado inter la areo 1 kaj 2.

Post la intermeto de la metalplato estas la interŝanĝita varmo inter la areo 1 kaj la metalplato:

(81a)

$$Q_{1,v} = C_{1,v} S(T_1^x - T_v^x)$$

kaj inter la metalplato ka la areo 2:

(81b)

$$Q_{v,2} = C_{v,2} S(T_v^x - T_2^x)$$

La koeficientoj estas:

$$C_{1,v} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_v} - \frac{1}{C_0}}$$

$$C_{v,2} = \frac{1}{\frac{1}{C_v} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}}$$

Dum la konstantigita stato estas $\mathbf{Q_{1,v} = Q_{v,2}}$. Ĉi tiam estas laŭ ekvacioj (81a) kaj (81b) la tempraturo de la metalplato:

$$T_v^x = \frac{C_{1,v}T_1^x + C_{v,2}T_2^x}{C_{1,v} + C_{v,2}}$$

Post la anstataŭigo en la ekvacioj (81a) kaj (81b), kaj post la adapto ekestas la sekva ekvacio:

(82)

$$Q_{1,v} = Q_{v,2} = \frac{C_{1,v}C_{v,2}}{C_{1,v} + C_{v,2}} S(T_1^x - T_2^x)$$

Post la divido de ĉi tiu ekvacio per la ekvacio (80) estas:

(83a)

$$\frac{Q_{1,v}}{Q_{1,2}} = \frac{Q_{v,2}}{Q_{1,2}} = \frac{1}{\frac{1}{C_{1,v}} + \frac{1}{C_{v,2}}} \frac{1}{C_{1,2}}$$

Oni povas analogie intermeti inter du varminterŝanĝantaj vandoj la nombron **n** da metalplatoj (v_1, v_2, ... v_n). En ĉi tiu kazo validas la sekva rilato:

(83b)

$$\frac{Q_{1,v}}{Q_{1,2}} = \frac{Q_{v1,2}}{Q_{1,2}} = ... = \frac{Q_{v_n,2}}{Q_{1,2}} = \frac{1}{\frac{1}{C_{1,v_1}} + \frac{1}{C_{v_1,v_2}} + ... + \frac{1}{C_{v_n,2}}} + \frac{1}{C_{1,2}}$$

La analizo de la rilatoj (83a) kaj (83b) montras, ke la intermeto de ombrantaj metalplatoj kaŭzas la malatigon de la varminterŝanĝo per la radiado. Kiam oni supozas, ke la koeficientoj de la reciproka varmradiado havas la saman validon $\mathbf{C_1 = C_v = C_2}$ kaj $\mathbf{C_{1,2} = C_{v,2} = C_{1,2}}$, tiam laŭ la ekvacio (83a) la varminterŝanĝo kun unu intermetita metalplato duoble malaltiĝas:

$$\frac{Q_{1,v}}{Q_{1,2}} = \frac{Q_{v1,2}}{Q_{1,2}} = \frac{1}{2}$$

Kiam la nombro da intermetitaj metalplatoj estas **n**, tiam validas:

$$\frac{Q_{1,v_1}}{Q_{1,2}} = ... = \frac{Q_{v_n,2}}{Q_{1,2}} = \frac{1}{n+2}$$

Ĉi tiun efikon oni povas plialtigi, kiam oni uzas la metalplatojn kun malgrandaj koeficientoj de la varmradiado.

La radiado de la gasoj

Kompare al la grizaj korpoj kiuj elradias aŭ absorbas energion en sen interrompitaj spektroj la gasoj elradias aŭ absorbas nur en certaj zonoj de ondlongoj. Tio signifas, ke la gasoj havas selektitan absorbecon.

La solidaj korpoj elradias kaj absorbas nur per sia surfaco, sed la gasoj elradias kaj absorbas per sia tuta volumeno. La kapablecon de la elradiado kaj absorbeco havas nur kelkaj gasoj, precipe la tri- aŭ pluratomaj. La plej gravaj el ili estas CO_2 kaj H_2O. La multo de la absorbita varmo dum la trairo tra la gaso dependas de la nombro da molekuloj, kiujn la varmradio dum sia vojo tuŝas. La nombro da tuŝitaj molekuloj dependas de la varmradiovojo aŭ de la tavoldikeco da gaso **L** (m) kaj de la parta premo de gaso en la miksaĵo **p** (bar, N/m^2). La absorbeco de la gaso estas la funkcio de la temperaturo **T** (°K) kaj ankaŭ de la produkto **p•L**.

La proporcia radieco aŭ absorbeco estas analogie, kiel por solidaj korpoj difinita per la proporcio de la radieco de la gaso al la radieco de la gaso al la radieco de la absolute nigra korpo dum la sama temperaturo:

$$\epsilon = \frac{E}{E_0}$$

La varmo elradiita el 1 m^2 da surfaco de la gasa korpo en la ĉirkaŭaĵon de la vakua spaco estas:

$$q = \epsilon C_0 \left(\frac{T_i}{100}\right)^4$$

T – la temperaturo de la gaso; °K

En la teknika praktiko la gasa korpo estas ĉiam limigita per la vandoj, kiuj reflektas la radiadon reen. Tial la varmo elradiata el 1 m^2 da limigita areo estas:

$$q = \epsilon C_0 \left(\frac{T_i}{100} \right)^4 A_v$$

A_v – la korektiga koeficiento respektanta la rean radiadon de la ĉirkaŭigantaj vandoj

Ĝi estas difinita per la sekva rilato:

$$A_v = 1 - \left(\frac{T_v}{T} \right)^3, 6$$

T_v – la surfaca temperaturo de la radianta vando; °K

La uzita literaturo

Nachtigal : Technická fyzika Teknika fiziko Prof. Ing. Dr. Vlad. Enekl Doc.Ing. Iar. Chrastina CSe : Termomechanika - Varmmekaniko

Dr.Ing. Fitz Haberland : Wärmemechanik und Mechanik der Gase und Dämpfe - Varmmekaniko kaj mekaniko de gasoj kaj vaporoj

A.S. Jastrozemskij : Tekniĉeskaja termodinamika - Teknika termodinamiko

Dr.Ing. Fr. Bošnjaković : Technische Thermodynamik - Teknika termodinamiko

Dipl.Ing. Gustav Puschmann : Die Grundzüge der Technischen Wärmelehre - Fundamentoj de la teknika sciencinstruo pri la varminterŝanĝo

Ing.Dr. Frant. Bauer kaj Prokop Novotný Základy nauky o sdílení tepla - Fundamentoj de la scincinstruo pri la varminterŝanĝo

Prof.Ing.Dr. O. Moštovský : Nauka o ťeple - Sciencinstruo pri la varmo

- fino -

Artikolaj fontoj kaj kontribuantoj

Termodinamiko/Leciono 9 *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?oldid=12095 *Kontribuantoj*: Aleksandro, Kajaeo, 3 Anonimaj redaktoj

Bildaj fontoj, licencoj kaj kontribuantoj

Dosiero:Plank_kurboj.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Plank_kurboj.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Duonsfero.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Duonsfero.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Simpla_reflekto.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Simpla_reflekto.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Paralelaj_vandoj.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Paralelaj_vandoj.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Ena_radiado.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Ena_radiado.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Sferspaco.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Sferspaco.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Dosiero:Ombrantaj_vandoj.GIF *Fonto*: http://eo.wikibooks.org/w/index.php?title=Dosiero:Ombrantaj_vandoj.GIF *Permesilo*: nekonata *Kontribuantoj*: Aleksandro

Permesilo