

## 25 darbas

# ŠILUMINIO SPINDULIAVIMO TYRIMAS PIROMETRU

### Užduotys

1. Pirometru išmatuoti kaitrinės lempos skaitinę temperatūrą esant skirtingai srovės galiai.
2. Apskaičiuoti tikrąją kūno temperatūrą ir nustatyti jos priklausomybę nuo galios.
3. Patikrinti Stefano ir Bolcmano dėsnio galiojimą.

### Teorija

Visi kūnai, kurių temperatūra virš nulio, skleidžia elektromagnetines bangas, t. y. praranda energiją. Jų vidinė energija kartu ir temperatūra turi mažėti. Jei temperatūra nekinta, reiškia yra pastovus energijos papildymas. Kūno skleidžiamas elektromagnetinis spinduliavimas, kurį sukelia kūno sužadinti atomai arba molekulės dėl jų šiluminio judėjimo, vadinamas *šiluminiu spinduliavimu*. Didėjant kūno temperatūrai spinduliuotės tankis didėja.

Kūnas ne tik spinduliuoja, bet ir sugeria šiluminę spinduliuotę. Šiluminis spinduliavimas stacionarus, jei spinduliuojančiojo kūno temperatūra pastovi dėl pastovaus jo kaitinimo. Stacionarus šiluminis spinduliavimas, vykstantis termiškai izoliuotų kūnų sistemoje, kurioje kūnai gali keistis energija tik per elektromagnetinę spinduliuotę ir sugertį, vadinama *pusiausvyriuoju šiluminiu spinduliavimu*. Tyrimai rodo, kad šiluminis spinduliavimas yra vienintelis spinduliavimas, galintis būti termodinaminėje pusiausvyroje su spinduliuojančiu kūnu. Visos kitos spinduliavimo rūšys nėra termodinamiškai pusiausvyrinės ir vadinamos bendru *liuminescencijos* vardu.

Tarkime, kad pusiausvyra tarp kūno ir spinduliavimo sutriko, ir kūnas daugiau energijos išspinduliuoja negu sugeria. Tada kūno vidinė energija mažėja, ir jo temperatūra krinta. Dėl to mažėja kūno išspinduliuojamos energijos kiekis. Kūno temperatūra mažėja tol, kol jo išspinduliuojamos energijos kiekis susilygina su sugertos iš išorės energijos kiekiu, t.y., kol atstatys pusiausvyra tarp kūno ir spinduliuotės. Sistemos būseną bus pusiausvyrioji, jei su laiku energijos pasiskirstymas tarp spinduliuotės ir kūno nesikeis.

Pagrindinis šiluminę spinduliuotę nusakantis dydis yra jo *temperatūra*. Tarkim, kad turime kelis kūnus, įkaitintus iki skirtingų temperatūrų ir esančių erdmėje, apsuptoje šilumos nepraleidžiančiu apvalku ir idealiai atspindinčiomis sienelėmis, o viduje vakuumas, t. y. nėra šilumos apsikeitimo laidumo ir konvekcijos būdu. Kūnai energija keičiasi spinduliuotės būdu. Kiekvieno kūno spinduliuotė priklauso nuo jo tempera-

tūros. Be to, šiltesnieji kūnai vėsta, nes spinduliuoja didesnę energijos kiekį, negu gauna iš supančiųjų kūnų, o šaltesnieji kūnai įkaista, nes gauna daugiau energijos, negu atiduoda. Ertmės vidus visuomet užpildytas spinduliuotės energija. Bandymai rodo, kad galiausiai nusistovi stacionarioji būsena (šiluminė pusiausvyra), kurioje visi kūnai įgyja vienodą temperatūrą. Tokios būsenos kūnai per vienetinį laiką sugeria tiek energijos, kiek atiduoda, ir spinduliuotės energijos tankis erdvėje įgyja tam tikrą vertę, atitinkančią duotąją temperatūrą. Iš to išplaukia, kad jei dviejų kūnų sugerties geba skirtinga, jų spinduliavimo geba negali būti vienoda. Kitaip tariant, jei du kūnai sugeria skirtingą energijos kiekį, tai ir jų spinduliuotės yra skirtingos.

Kūno *spinduliavimo geba*  $E$  yra energijos srautas, sklaidžiamas vienetiniu kūno paviršiumi visomis kryptimis:  $E = d\Phi/dS$ .

Jei į vienetinį paviršių krinta šviesos srautas  $d\Phi$ , tai jo dalį  $d\Phi'$  kūnas sugeria. Tada dalmuo  $A = d\Phi'/d\Phi$  vadinamas kūno *sugerties geba*.

Šiluminėje spinduliuotėje yra įvairios spektrinės sudėties elektromagnetinių bangų, todėl spinduliavimo ir sugerties gebos turi būti priskiriamos tam tikram spektriniam ruožui  $d\nu$ :

$$d\Phi_\nu = E_\nu d\nu;$$

čia  $E_\nu$  – koeficientas, nusakantis  $\nu$  dažnio bngų kūno spinduliavimo gebą.

Prisiminus sąryšį  $\lambda = c/\nu$ , galima išreikšti taip:

$$d\lambda = -\frac{c}{\nu^2} d\nu = -\frac{\lambda^2}{c} d\nu.$$

Minusų ženklas čia fizikinės prasmės neturi.

Galima parašyti taip:

$$d\Phi_\lambda = E_\lambda d\lambda.$$

Jei  $d\lambda$  ir  $d\nu$  atitinka tą patį spektrinį ruožą, tai  $d\Phi_\nu = d\Phi_\lambda$  ir

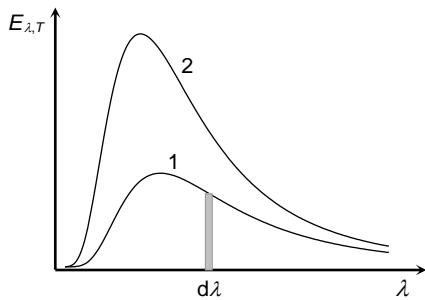
$$E_\nu = E_\lambda \frac{\lambda^2}{c} = E_\lambda \frac{c}{\nu^2}.$$

Per bandymus pastebėta, kad spinduliavimo geba priklauso ne tik nuo dažnio (arba bangos ilgio), bet ir nuo spinduliuojančiojo kūno temperatūros  $T$ , todėl reikia dar prirašyti ir indeksą  $T$ :

$$d\Phi_\nu = E_{\nu,T} d\nu.$$

Įvertinus kūno spinduliuotę kiekviename spektro ruože, galima apskaičiuoti visuminę spinduliavimo gebą:

$$E_T = \int d\Phi_\nu = \int_0^\infty E_{\nu,T} d\nu.$$

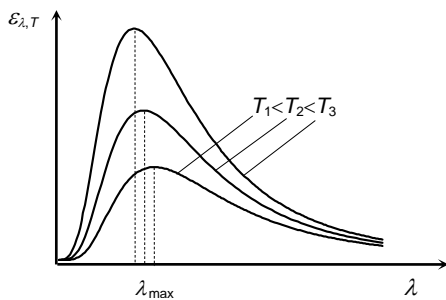


25.1 pav. Spinduliavimo gebos spektrinis skirstinys skirtingose temperatūrose

duoju kūnu; jo sugerties geba  $A_{\nu,T} = 1$ .

Ryšį tarp kūno spinduliavimo gebos ir sugerties gebos nusako **Kirchhofo (Kirchhof) dėsnis**: *spinduliavimo ir sugerties gebos dalmuo nepriklauso nuo kūno prigimties*. Dalmuo  $E_{\nu,T}/A_{\nu,T}$  yra vienodas visiems kūnams ir yra universalioji dažnio ir temperatūros funkcija, nors atskirai įvairių kūnų  $E_{\nu,T}$  ir  $A_{\nu,T}$  gali gerokai skirtis. Juodajam kūnui galima užrašyti taip:

$$\frac{E_{\nu,T}}{A_{\nu,T}} = \varepsilon_{\nu,T}; \quad (25.1)$$



25.2 pav. Juodojo kūno spinduliuotės energijos skirstinys skirtingose temperatūrose

Šiluminio spinduliavimo gebos spektrinis skirstinys pavaizduotas 25.1 pav. Brūkšniuotoji juostelė atitinka  $d\lambda$  ilgio ruožo bangų energiją  $dE_T$ . Visuminę spinduliavimo gebą nusako kreivės ribojamas plotas. Didėjant temperatūrai kūno spinduliuojama energija didėja (2 kreivė); didėja skirstinio kreivės ribojamas plotas, t. y. didėja visuminė kūno spinduliavimo geba.

Kūno sugerties geba taip pat priklauso nuo dažnio (arba bangos ilgio) ir temperatūros. Kūnas, kuris visiškai sugeria krintančiąją į jį visų dažnių spinduliuotę, vadinamas *juodoju kūnu*;

čia  $\varepsilon_{\nu,T}$  – juodojo kūno spinduliavimo geba.

Taigi universalioji Kirchhofo funkcija yra ne kas kita, kaip juodojo kūno spinduliavimo geba. Eksperimentinis funkcijos  $\varepsilon_{\lambda,T}$  pavidalas esant įvairioms temperatūroms pavaizduotas 25.2 pav.

Kirchhofo dėsnis yra bendrasis ir visiškai nepriklauso nuo sugerties pobūdžio. Bet kuri smarkiai sugerianti sistema smarkiai ir spinduliuoja.

Kūnai, kurių sugerties geba mažesnė už vienetą, vadinami *pilkaisiais*. Jų spinduliavimo geba mažesnė už juodojo kūno spinduliavimo gebą.

Kirchhofo dėsnis iškėlė šiluminio spinduliavimo teorijai svarbią užduotį – nustatyti analizinę funkcijos  $\mathcal{E}_{\lambda,T}$  išraišką. Ilgą laiką daugelis mėginimų neišsprendė bendrosios užduoties. Teorinė Kirchhofo funkcijos išraiška buvo rasta tik panaudojus kvantinės teorijos įvaizdžius.

Tiriant šiluminį spinduliavimą buvo suformuluotas **Stefano ir Bolcmano** (*Stefan-Boltzmann*) **dėsnis**, kuris teigia, kad *juodojo kūno visuminė* (visų ilgių bangų) *spinduliavimo geba proporcinga temperatūrai ketvirtaju laipsniu*:

$$\mathcal{E}_T = \int_0^{\infty} \mathcal{E}_{\nu,T} d\nu = \sigma T^4 ; \quad (25.2)$$

čia  $\sigma$  – Stefano ir Bolcmano pastovioji.

Remdamasis termodinamika ir elektromagnetine šviesos teorija V.Vynas (*W.Wien*) nustatė, kad juodojo kūno spinduliavimo geba reiškiamą taip:

$$\mathcal{E}_{\nu,T} = c \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right);$$

čia  $c$  – šviesos greitis;  $f(\nu/T)$  – funkcija, kurios išreikšti pagal termodinamikos įvaizdžius nepasisekė.

Vyno formulę galima ir taip užrašyti:

$$\mathcal{E}_{\lambda,T} = \frac{c^5}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right).$$

Iš šios išraiškos galima gauti ryšį tarp bangos ilgio  $\lambda_{\max}$ , kurį atitinka didžiausia funkcijos  $\mathcal{E}_{\lambda,T}$  vertė, ir temperatūros  $T$ :

$$T \lambda_{\max} = b;$$

čia  $b$  – Vyno pastovioji, nepriklausanti nuo temperatūros. Pastaroji išraiška vadinama **Vyno poslinkio dėsnium**, kuris teigia, kad *didėjant temperatūrai juodojo kūno spinduliavimo gebos maksimumas slenka į trumpesniųjų bangų sritį*.

Dž.**Reilis** (*J.Rayleigh*) ir Dž.**Džinsas** (*J.Jeans*), pasinaudoję klasikinės statistikos teorema apie energijos tolygų pasiskirstymą pagal laisvės laipsnius, pateikė tokią išraišką:

$$\mathcal{E}_{\nu,T} = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} kT \quad \text{arba} \quad \mathcal{E}_{\lambda,T} = \frac{2\pi c}{\lambda^4} kT ;$$

čia  $k$  – Bolcmano pastovioji.

Reilio ir Džinso formulė kokybiškai tinka ilgesniųjų bangų srityje. 1896 m. Vynas pateikė tokią formulę:

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{A}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{B}{\lambda T}\right);$$

(čia  $A$  ir  $B$  – pastoviosios), kuri iš dalies tinka trumpesnėms bangoms, bet netinka ilgesnėms.

Taigi XIX a. pabaigoje buvo dvi formulės, kurios kokybiškai atitiko eksperimentinius rezultatus ribotuose spektro ruožuose, bet nė viena nenusakė visos eksperimentinės kreivės. Tapo aišku, kad klasikinė fizika nesusidoroja su šiluminiu spinduliavimu ir reikia iš esmės peržiūrėti jos pagrindinius teiginius.

Klasikinės fizikos pagrindus peržiūrėjo M. Plankas (*Plank*) 1900 m. Jis iškėlė mintį, kuri iš esmės prieštaravo klasikinės statistinės fizikos ir elektrodinamikos įvaizdžių sistemai. Jo hipotezė teigia, kad *elektromagnetinė spinduliuotė spinduliuojama ne tolygiai, o atskiromis porcijomis (kvantais)*, kurių energijos dydis proporcingas dažniui:

$$\varepsilon = h\nu = h \frac{c}{\lambda};$$

čia  $h$  – universalioji pastovioji, vėliau pavadinta Planko konstanta.

Planko hipotezė prieštarauja klasikinės fizikos dėsniams, tačiau jo teiginys, kad *harmoninis  $\nu$  dažnio osciliatorius gali turėti tokį energijos kiekį, kuriame yra kartotinis elementariųjų dydžių  $h\nu$  skaičius ( $E_n = nh\nu$ )*, pateikė rezultatą, sutampantį su eksperimentu.

Remiantis naujaisiais kvantiniais įvaizdžiais ir statistiniais metodais, Plankas pateikė juodojo kūno spinduliavimo gebos išraišką:

$$\varepsilon_{\nu,T} = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT)-1}; \text{ arba } \varepsilon_{\lambda,T} = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT)-1}. \quad (25.3)$$

Planko formulė gerai atitinka eksperimentinius rezultatus. Ji apibendrina du pagrindinius juodojo kūno spinduliavimo dėsnius – Stefano ir Bolcmano bei Vyno dėsnius.

(25.3) išraišką suintegravus pagal visus bangos ilgius gaunama juodojo kūno visuminės spinduliavimo gebos išraiška:

$$\varepsilon_T = \int \varepsilon_{\lambda,T} d\lambda = 2\pi h c^2 \int \frac{d\lambda}{\lambda^5 \exp(hc/kT\lambda)-1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3} T^4. \quad (25.4)$$

Palyginus (25.4) su (25.2) gaunama:

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3}.$$

Stefano ir Bolcmano pastovioji  $\sigma$  randoma eksperimentiškai. Žinant jos vertę galima rasti  $h$  vertę.

Iš Stefano ir Bolcmano dėsnio išplaukia, kad  $T_1$  temperatūros juodojo kūno paviršius perteikia  $T_2$  temperatūros terpei energiją

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2 = \sigma(T_1^4 - T_2^4).$$

Iš Kirchhofo dėsnio (25.1) išplaukia, kad pilkojo kūno visuminė spinduliavimo energija

$$E = A_{\lambda,T} \mathcal{E} = A_{\lambda,T} \sigma(T_1^4 - T_2^4); \quad (25.5)$$

čia  $A_{\lambda,T}$  – pilkojo kūno sugerties geba (volframui  $A_{\lambda,T} = 0,43$  kai  $\lambda = 660$  nm).

Stefano ir Bolcmano pastovioji  $\sigma$  randoma per eksperimentą tiriant pilkojo kūno – volframo spiralės – spinduliuotę. Kaitrinės lempa su volframo spirale jungiama prie įtampą reguliuojančio įrenginio. Vienetinio ploto spiralės paviršius gauna energiją

$$W = \frac{I U}{S}; \quad (25.6)$$

čia  $I$  – srovės stipris,  $U$  – įtampos kritimas spiralėje,  $S$  – spiralės plotas. Tokią energiją spiralė išspinduliuoja elektromagnetinių bangų pavidalu. Sulyginus (25.6) su (25.5) gaunama:

$$\sigma = \frac{I U}{A_{\lambda,T} S (T_1^4 - T_2^4)}.$$

Kai tiriamasis kūnas nėra juodasis, tai pirometru matuojama *skaistinė kūno temperatūra*  $T_R$  (tai temperatūra juodojo kūno, kurio skaitis 660 nm spektro ruože yra lygus tiriamojo kūno skaisčiui). Kadangi pilkųjų kūnų spinduliavimo geba bet kurioje temperatūroje yra visada mažesnė už juodojo kūno spinduliavimo gebą, tai skaisstinė temperatūra yra visada mažesnė už termodinaminę (tikrąją) kūno temperatūrą.

Rasime ryšį tarp skaistinės  $T_R$  ir termodinaminės  $T$  temperatūros.

Iš (25.1) gaunama, kad bet kokio kūno spinduliavimo geba  $E_{\lambda,T} = A_{\lambda,T} \mathcal{E}_{\lambda,T}$ . Iš skaistinės temperatūros apibrėžties seka, kad  $E_{\lambda,T}$  yra lygi juodojo kūno spinduliavimo gebai  $\mathcal{E}_{\lambda,T_R}$ , kai jo temperatūra yra  $T_R$ . Tada

$$A_{\lambda,T} \varepsilon_{\lambda,T} = \varepsilon_{\lambda,T_R} \cdot \quad (25.7)$$

Kadangi vidutinė šiluminė energija  $kT$  ( $T \approx 1500$  K) yra daug mažesnė už raunosios šviesos kvanto energiją, t.y.  $kT \ll \frac{hc}{\lambda}$ , tai  $\exp(hc/kT\lambda) \gg 1$  ir (25.3)

išraišką galima užrašyti taip:

$$\varepsilon_{\lambda,T} \cong \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \exp(-hc/kT\lambda).$$

Analogiškai

$$\varepsilon_{\lambda,T_B} \cong \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \exp(-hc/kT_B\lambda).$$

Įstačius į (25.7) gaunama:

$$\ln A_{\lambda,T} = \frac{hc}{k\lambda} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_B} \right).$$

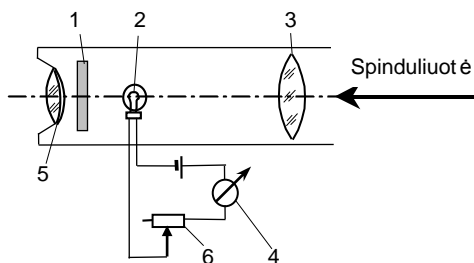
Pažymėjus  $\frac{hc}{k} = C = 1,438 \text{ cmK}$ , gaunama:

$$\ln A_{\lambda,T} = \frac{C}{\lambda} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_B} \right). \quad (25.8)$$

Termodinaminė kūno temperatūra  $T$  skaičiuojama pagal (25.8) išraišką.

### Tyrimas

Įkaitinto volframo siūlo skaistinė temperatūra matuojama vizualių skaistinių pirometru, kuris sudarytas iš objektyvo 3 (25.3 pav.) sukuriančio objekto atvaizdą pirometro viduje esančios lemputės siūlelio 2



25.3 pav. Skaistinio pirometro schema

plakštumoje. Filtras 1 monochromatizuoja (660 nm spektro ruože) objekto ir lemputės spinduliuotę. Stebima pro okuliarą 5. Matavimas grindžiamas objekto spektrinio skaisčio lyginimu su pirometro lemputės spektriniu skaisčiu. Lemputės skaisis, kartu ir temperatūra, keičiama reguliuojant srovę reostatu 6 iki jos "išnykimo" objekto

atvaizdo fone. "Išnykimo" momentu užrašomi rodmenys iš prietaiso 4 skalės, kuri kalibruota skaitinės temperatūros laipsniais. Jei kūno temperatūra didesnė nei 1500 K, naudojamas papildomas filtras, silpninantis tiriamojo kūno skaitį.

Kaitrinės volframo lempos grandi-nėje įjungta ampermetras ir lygiagrečiai su siūleliu – voltmetras. Jų rodmenys pateikia elektros srovės galios tiriamos lempos spiralėje vertę.

Tiriama tokia tvarka:

1. Išmatuojama tiriamo kūno (vol-framo kaitrinės lempos) skaitinė temperatūra  $T_R$ , esant skirtingoms lempos naudojamos srovės galioms  $P$ .

2. Pagal (25.8) formulę apskaičiuojama termodinaminė (tikroji) temperatūra  $T$ .

3. Brėžiamas lemposje eikvojamos srovės galios priklausomybės nuo termodinaminės temperatūros grafikas.

4. Randama volframo visuminės spinduliavimo gebos priklausomybė nuo jo termodinaminės temperatūros.

Iš bandymų ir termodinaminės spinduliavimo teorijos seka, kad juodojo kūno spinduliavimo geba  $E_{j,k} = \sigma T^4$  (čia  $\sigma$  – Stefano ir Bolcmano pastovioji), o pilkojo –  $E_p = A T^n$ . Dydziai  $A$  ir  $n$  yra skirtingi skirtinguose temperatūrų ruožuose. Tačiau  $A T^n$  visuomet mažesnis už  $\sigma T^4$ . Iš netiesioginių matavimų galima rasti  $n$  vertę nagrinėjame temperatūrų ruože tokiu būdu. Aukštose temperatūrose lempos spiralei teikiama energija  $P$  beveik visiškai išekvojama spinduliuotei, t.y.  $P \approx E_p$ . Tada gaunama:

$$\lg P = \lg A + n \lg T.$$

Nubrėžus tyrimo metu gautos  $\lg T$  priklausomybės nuo  $\lg P$  grafiką, iš tiesės polinkio į abscisų ašį kampo galima rasti  $n$  vertę, t.y. įvertinti Stefano ir Bolcmano dėsnio galiojimą tiriamajame temperatūrų ruože.