František Záviška

O tepelném záření [II.]

Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky, Vol. 34 (1905), No. 4, 377--401

Persistent URL: `http://dml.cz/dmlcz/122191`

O tepelném záření.

Napsal

Dr. **Frant. Záviška,**

assistent české university.

(Dokončení.)

Bylo již řečeno, že absolutně černých těles není, ba že představa takového tělesa jest dosti obtížná, naproti tomu patrno, že realisace černého záření jest naprosto snadná. Z toho důvodu zdá se býti výhodnějším od představy absolutně černého tělesa vůbec upustiti a definovati přímo záření černé jako to záření, jež vzniká v každém místě dutiny stejnoměrně vyhřáté. Z této definice pak možno zase odvoditi zákon *Kirchhoffův*, jak je formulován rovnicí (3). Tohoto postupu užil *Pringsheim* [16]).

Již dříve než *Lummer* a *Wien* na myšlenku *Kirchhoffovu* upozornili, byla černá radiace realisována, ovšem náhodou. Sem patří pokusy *Draperovy*, jež se týkají temperatury, při níž zahřátá tělesa počínají svítiti, t. j. vysílati viditelnou radiaci. *Draper* zahříval za tím účelem kousky vápna, mramoru, uhlí a různých kovů uvnitř železné roury na jedné straně uzavřené a nalezl, že všechny kovy i uhlí počínají svítiti při téže temperatuře, a sice asi 525°, a že všechny vysílají s počátku červenavé světlo. Vápno a mramor svítily poněkud dříve. Na základě těchto pokusů vyslovil *Draper* zákon, že všechna tělesa počínají svítiti při téže temperatuře. Později odvodil i *Kirchhoff* podobný zákon neodvisle od *Drapera* ze svého zákona. *Kirchhoff* totiž soudil, že, pokud těleso nesvítí, jest jeho mohutnost emissní pro paprsky viditelné nullou, a teprve když počne svítiti, jest od nully roz-

---

16) *E. Pringsheim*, Verh. d. deut. phys. Ges. *3*, p. 81, 1901.

dílná. Z toho ovšem plyne, že všechna tělesa počínají svítiti při téže temperatuře, neboť, jakmile temperatura stoupne tak, že počne svítiti těleso absolutně černé, že tedy E_λ nabude hodnot od nully rozdílných, nastane totéž dle rovnice (3) pro každé těleso jiné.

Tato úvaha však není správná. Nesvítí-li těleso, neplyne z toho, že nevysílá žádných viditelných paprsků, nýbrž jen tolik, že energie viditelného záření tělesem vysílaného jest tak malá, že účinek její v oku nepřekročuje práhu popudového. Výsledky *Draperových* pokusů vysvětlují se tím, že ona tělesa uvnitř železné roury se nacházející vysílala černé záření, a pokusy ty dokazují pouze tolik, že těleso absolutně černé, kdyby nějaké existovalo, počalo by svítiti při temperatuře kol 525°, a sice červenavým světlem. Tělesa ostatní počínají dle zákona *Kirchhoffova* svítiti teprve při temperaturách vyšších, a sice tím vyšších, čím menší jest jich mohutnost absorpční, tedy čím dokonaleji radiaci odrážejí nebo propouštějí. Ta okolnost, že vápno, mramor a pod. látky počínají svítiti dříve, vykládá se fluorescencí, zdrojem tohoto záření není energie tepelná, zákon *Kirchhoffův* tu neplatí.

Správnost zákona *Draperova* zkoumal ostatně i *H. F. Weber* [17]). Ten však našel, že tělesa počínají vysílati viditelnou radiaci při temperatuře mnohem nižší než temperatura *Draperem* udaná, a že první radiace světelná tělesem vysílaná, není barvy červenavé, nýbrž šedé, a že světlo tělesem vysílané ihned zmizí, jakmile se pokusíme je fixovati, a teprve při temperatuře *Draperem* udané toto neurčité světlo zmizí. Pokusy *Weberovy* byly z mnohých stran potvrzeny, jak však hlavně *Lummer* [18]) ukázal jde tu o zjev čistě subjektivní.

Sítnice oka našeho skládá se ze dvou orgánů, totiž z tyčinek a čípků. První jsou mnohem citlivější než čípky, jsou však necitlivé pro barvy. Je-li tedy světlo do oka přicházející slabé, může se státi, že účinkuje jen na tyčinky, ne však na čípky, světlo to se nám pak jeví bezbarvé, šedivé. Ve žluté skvrně však čípky nejsou. Hledíme-li nyní nějaký předmět fixovati,

---

[17]) *H. F. Weber*, Wied. Ann. *32*, p. 526, 1887.
[18]) *O. Lummer*, Wied. Ann. *62*, p. 14, 1897.
[19]) *O. Lummer*, Phys. Zs., *5*, p. 126, 1904.

snažíme se obraz jeho dostati na žlutou skvrnu, proto tedy ono šedavé světlo ihned zmizí. Jak známo, pokusil se *Lummer* tímto způsobem vyložiti aspoň z části účinky *Blondlotových* *N*-paprsků.[19])

Černou radiaci realisoval dále *Christiansen*[20]), jenž měřil emissi kostky mosazné, jež na jedné stěně byla opatřena velkým množstvím otvorů, jež pokrývaly asi čtvrtinu plochy celé stěny, *Christiansen* našel, že emissní mohutnost těchto otvorů byla třicetkráte větší než emissní mohutnost rovinné stěny, takže, jak sám píše, „působily jak černé skvrny". Na základě toho vykládal též okolnost známou, že kovy vyzařují tím více, čím je povrch jejich drsnější. Za nedlouho potom *Boltzmann*[21]) příležitostně uvádí, že za účelem studia záření absolutně černého tělesa užívá dutiny stejnoměrně vyhřáté a opatřené malým otvorem nebo štěrbinou, výsledků však nikde neuveřejnil. Konečně *John*[22]), jenž studoval radiaci oxydů vzácných zemin, zahříval v chamottové peci platinové plechy jednak čisté, jednak pokryté pozorovanými kysličníky a pozoroval, že, jakmile plechy se zahřály na temperaturu peci, zářily naprosto stejně a nebylo možno od okolí je rozeznati. Z toho soudil docela správně, že se tu jedná o černou radiaci.

K systematickému měření radiace absolutně černého tělesa užil stejnoměrně vyhřáté dutiny hlavně *Lummer*. Pro temperatury nižší užil dutých platinových nádob s dvojitými stěnami, do prostoru mezi stěnami dána lázeň, jež udržovala celou dutinu na téže temperatuře. K tomu sloužila hlavně směs dusičňanu sodnatého a draselnatého, jejíž bod tání byl 230°, bod varu 720°. Pro temperatury vyšší užito k zahřívání dutiny elektrického proudu. Černé těleso mělo tu formu válce z platinového plechu 0·01 *mm* silného, průměr válce byl 4 *cm*, délka 40 *cm*, jím veden elektrický proud. Aby vnitřní stěna diffusně reflektovala, byl dovnitř vsunut těsně přiléhající válec porcelánový, jehož stěna měla tloušťku 2 *mm*, a vnitřek byl k vůli dokonalejší absorpci potřen směsí různých oxydů. Za účelem měření temperatury byl uvnitř válce thermoelement *Le Chatelierův*, radiace vystupovala ven řadou diafragmat, jež jednak chránily před ochlazováním

[20]) *C. Christiansen*, Wied. Ann. *21*, pag. 364, 1884.
[21]) *L. Boltzmann*, Wied. Ann. *22*, p. 35, 1884.
[22]) *St. John*, Wied. Ann. *56*, p. 433, 1895.

dutiny vlivem venkovského vzduchu, jednak sloužily k tomu, aby ven vycházela radiace hlavně od zadní stěny válce, kde byl thermoelement. Celek byl obklopen válci z porcelánu a asbestu, aby těleso bylo chráněno před vyzařováním tepla na venek. Tohoto tělesa bylo možno užiti až k temperaturám kol 1520°, při temperaturách vyšších porcelán měkne a neisoluje. Tu bylo užito válce uhlového, jenž sám sloužil k vedení proudu. Délka válce byla 34 *cm*, vnitřní průměr 1 *cm* a tlouštka stěn 1·2 *mm*, válec byl opět obklopen řadou jiných válců zabraňujících jednak přístup venkovskému vzduchu, aby válec neshořel, jednak chránících před ztrátami tepelnými. Při proudu asi 160 Ampère dosažena maximální temperatura kol 2100°.[23]) Byla-li dutina stejnoměrně vyhřáta, pak vznikla vskutku v každém jejím místě černá radiace, což se dalo nejsnáze poznati z toho, že thermoelement v pozadí dutiny vůbec nebylo viděti, poněvadž od něho vycházela táž radiace jako od stěn.

Úhrnná energie tepelná, již takové černé těleso otvorem vysílá, měří se pak jednoduše thermočlánkem nebo bolometricky. Absorpcí mění se radiace v teplo, účinkem jeho vznikne v prvním případě proud, v druhém případě mění se odpor ozářené větve Wheatstoneova mostu; měrou absorbované energie jest pak úchylka galvanometru. Je patrno, že ozářená část thermočlánku, resp. bolometru musí býti pokryta látkou, jež radiaci dosti silně absorbuje, absorpční mohutnost její nesmí však záviseti na délce vlny, ba pro některá měření (na př. při *Stefanově* zákonu) má to býti látka absolutně černá. Jak plyne z měření *Kurlbaumových*, o nichž již dříve zmínka učiněna, splňují tyto podmínky dosti dobře saze a platinová čerň ve vrstvách ne příliš slabých, avšak jen až k vlnám délky 8 μ, pro vlny delší, zdá se, že není dosud vhodné absorbující látky.

Jde-li o stanovení emissní mohutnosti pro vlnu libovolné délky, nutno radiaci rozložiti spektrálně. K tomu slouží zrcadlový spektrometr, analysující hranol musí býti z látky pro dlouhé

---

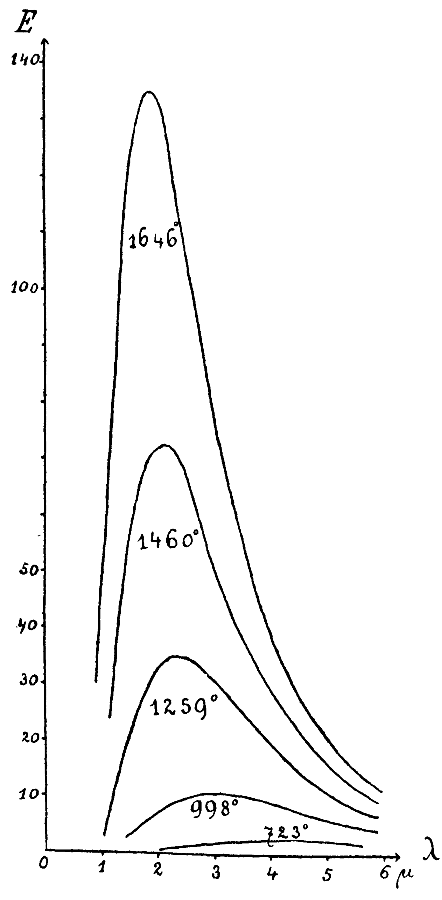
[23]) Podrobnější popis viz: *O. Lummer* a *F. Kurlbaum*, Verh. d. deut. phys. Ges. *27*, p. 106, 1898, Drude Ann. *5*, pag. 829, 1901, *O. Lummer* a *E. Pringsheim*, Verh. d. deut. phys. Ges. *5*, pag. 3, 1903, Phys. 75. *3*, p. 97, 1901.

vlny propustné; takovou látkou jest dle měření *Paschenových* a *Rubensových* kazivec, jenž propouští všechny vlny až do vln délky 7 μ, pro delší vlny nutno užiti sylvinu, jehož absorpce začíná až u vln délky 12 μ. Energie v určité části spektra měří se opět thermočlánkem nebo bolometrem, jenž jest umístěn v pozorovacím dalekohledu místo nitkového kříže. Štěrbinou thermočlánku resp. bolometru, jež se volí tak široká jako štěrbina spektrálního apparátu, vytne se ze spektra pruh, jehož energie jest úměrná $e_\lambda \Delta\lambda$, kdež e_λ značí emissní mohutnost pro střední vlnu v onom pruhu, $\Delta\lambda$ rozdíl vlnitých délek obou krajních vln, který se stanoví z dispersní křivky hranolu.

Přesně řečeno, neměří se tu emisse zářícího tělesa, poněvadž ozářená plocha bolometru nebo thermočlánku nejen emissi zářícího tělesa absorbuje, nýbrž i sama jistou radiaci vysílá. Pozorované úchylky galvanometru jsou tedy měrou difference mezi emissní mohutností zářícího tělesa a ozářené plochy. Je-li temperatura zářícího tělesa vysoká, stačí plochu ozářenou udržovati na temperatuře poměrně nízké, na př. na temperatuře pozorovací síně, poněvadž pak její emissi lze zanedbati. Jde-li však o měření radiace při temperaturách nízkých, nutno ovšem emissi ozářené plochy stanoviti, což se děje nejlépe schlazením zářícího tělesa na temperaturu hodně nízkou, na př. tekutým vzduchem; pak bolometr resp. thermočlánek se ochlazuje, výchylky galvanometru jsou měřítkem jeho emissní mohutnosti pro jednotlivé délky vlny, poněvadž zde opět možno zanedbati emissi zářícího tělesa.

V oboru vln viditelných tato methoda nestačí, neboť při všech temperaturách dosud realisovaných jest energie záření viditelného velmi malá proti energii záření neviditelného, nutno tedy užiti method fotometrických. Měření koná se fotometrem spektrálním; porovná se spektrum zářícího tělesa se spektrem nějakého normálního světelného zdroje, ovšem pro určitou barvu. Tak možno stanoviti, jak se mění emissní mohutnost pro jistou vlnu délky λ s temperaturou, porovnávati emisse pro různé vlny není tu možno.

Průběh emissní mohutnosti černého tělesa pro různé temperatury a různé délky vlny jest znázorněn *v obrazci 1.* dle měření *Lummerových* a *Pringsheimových.*[24]) Na ose úseček nanášena délka vlny λ v $\mu = 0{\cdot}001\,mm$, na ose pořadnic emissní mohutnost v jednotkách libovolných. Temperatura u každé křivky udaná jest absolutní. Průběh těchto křivek jest zajímavý. Dle



Obr. 1.

definice emissní mohutnosti pro vlnu délky λ jest úhrnná mohutnost emissní tělesa dána vzorcem

[24]) *O. Lummer* a *E. Pringsheim,* Verh. d. deut. phys. Ges. *1,* p. 23 1899, *1,* p. 215, 1899, *2,* p. 163, 1900.

$$\dot{E} = \Sigma E_\lambda a_\lambda,$$

jest tedy měrou její plocha omezená osou úseček a příslušnou křivkou. Je patrno, že s temperaturou velmi rychle vzrůstá. Emissní mohutnost dosahuje pro každou temperaturu jediného maxima, toto maximum s rostoucí temperaturou pošinuje se k vlnám kratším, současně stává se ostřejší. Je dále patrno, že s rostoucí temperaturou roste emissní mohutnost pro vlny kratší prudčeji než pro vlny delší, jak ostatně stvrdil již *Langley.*[25])

S tím souvisejí známé zjevy, jež nastávají, když temperaturu tělesa zvyšujeme. Uvedené výsledky platí sice jen pro tělesa absolutně černá, dá se však očekávati, že aspoň v hlavních rysech budou platiti pro všechna tělesa vysílající tepelné záření, ostatně ze zákona Kirchhoffova plyne přímo, že podobný postup emissní mohutnosti možno očekávati u všech těles, jichž mohutnost absorpční s délkou vlny mnoho se nemění, tedy na př. u kovů. Zahříváme-li tedy takové těleso, tedy při temperaturách nízkých vysílá hlavně vlny dlouhé, energie záření viditelného nedosahuje popudového prahu, těleso nesvítí, jen hřeje. Po překročení 500^0 *C* počne těleso svítiti napřed žárem červeným, který se stoupající temperaturou přechází v žár bílý v souhlasu s tím, že energie vln kratších přibývá rychleji než vln delších. Jest zajímavo, že i při temperatuře 1650 abs., čili asi 1380^0 *C*, tedy při temperatuře, kdy všechny kovy jsou již dávno v bílém žáru, energie vln viditelných jest tak nepatrná, že stěží se dá bolometrem konstatovati.

S tím souvisí i ta okolnost, že z veškeré energie pouze velmi malá část připadá na energii světelnou. Dle *Lummera* jest to při červeném žáru asi $0{\cdot}1\%$ celé energie, při bílém žáru pořád ještě jen 1%. Je patrno, že pro svícení jest černé těleso velmi neoekonomické, ostatní tělesa chovají se po většině podobně.

Tato měření umožnila nyní zkoumati theoretické zákony, jež pro radiaci černého tělesa byly odvozeny. Již *Kirchhoff* sám tvrdil, že funkce, jež udává závislost emissní mohutnosti černého tělesa na délce vlny a temperatuře, jest nepochybně jednoduchého tvaru jako všechny funkce, které nezávisejí na vlastno-

---

[25]) *S. P. Langley*, Ann. Chim. et Phys. VI., *9*, p. 469, 1836.

stech jednotlivých těles, očekávání Kirchhoffovo splnilo se v mnohém ohledu.

První otázka, o kterou tu jde, týká se úhrnné emissní mohutnosti černého tělesa, t. j. množství energie tepelné, jež vysílá 1 cm^2 povrchu za 1 sek. Měření konaná před realisací černého záření týkala se látek docela libovolně volených, vedla také k docela rozdílným zákonům. Pro malé rozdíly temperaturní klade *Newton* množství vyzářené energie tepelné úměrným differenci mezi temperaturou tělesa a okolí, vzorec ten má však význam jen orientační. *Dulong* a *Petit* měřili radiaci sazí ve vakuu, a ze svých měření odvodili vzorec

$$E = m(a^t - a^{t_1}),$$

kdež t jest temperatura zářícího tělesa, t_1 temperatura okolí, dále $a = 1{\cdot}0077$, konečně m značí konstantu závislou na volbě jednotek pro E. *Stefan*[26]) však ukázal neplatnost tohoto zákona a na základě tehdy známých pozorování odvodil svůj známý zákon, dle něhož množství energie tepelné, které těleso absolutní temperatury T vyzařuje do okolí absolutní temperatury T_1, jest úměrno rozdílu čtvrtých mocnin těchto temperatur, tedy

$$E = AT^4 - BT_1^4 .$$

Vzhledem k tomu, že toto vyzařované množství tepla rovná se rozdílu mezi tím, co těleso samo vysílá do okolí, a mezi tím co opět okolní tělesa vysílají k němu, je patrno, že dle *Stefanova* zákona úhrnná mohutnost emissní má stoupati úměrně se čtvrtou mocninou absolutní temperatury.

Stefan sám byl přesvědčen, že zákon jeho platí pro tělesa všechna, pravého významu dosáhl však jeho zákon teprve tehdy, když *Boltzmann*[27]) odvodil jej theoreticky, avšak jen pro těleso absolutně černé. Odvození své založil *Boltzmann* na představě, že radiace tepelná dopadajíc na nějakou plochu působí na ni tlakem, jenž jest k ní kolmý, a jde-li o radiaci černou, pouhou funkcí temperatury. K této myšlence byl veden již dříve *Bartoli*, jenž udal jistý kruhový process, který existenci tohoto tlaku

---

[26]) *J. Stefan*, Sitzungsb. d. k. Gesel. d. Wissen. zu Wien, *79*, 391, 1879.
[27]) *L. Boltzmann*, Wied. Ann. *22*, p. 31 a p. 291, 1884.

dokazuje, podobně *Maxwell* ve své elektromagnetické theorii světla dospěl k témuž výsledku. Applikací thermodynamických vět na cykl *Bartoliho* a pomocí *Maxwellovy* hodnoty pro světelný tlak dospěl *Boltzmann* k *Stefanovu* zákonu. Existence světelného tlaku byla ostatně v novější době experimentelně stvrzena pokusy *Lebědevovými.*[28]) Také *Planck*[29]) podal theoretické odvození Stefanova zákona pro černé záření.

Tím vyšvětlil se zmatek, který dříve v otázce této panoval. Měření na docela libovolných látkách vykonaná nemohla stvrditi platnost zákona Stefanova, ze všech měření tehdy vykonaných souhlasila úplně se zákonem Stefanovým jedině měření *Schneebelli-ho.*[30]) Dnes jest tento výsledek docela pochopitelný, *Schneebelli* měřil totiž radiaci nádoby thermometrické, jež se nacházela v uzavřené peci, radiace vystupovala z prostoru malým otvorem. Je patrno, že tu vskutku šlo o radiaci černou. *Paschen*[31]) měřil radiaci celé řady tuhých těles a našel, že jich úhrnná mohutnost emissní dá se dosti dobře vyjádřiti vzorcem

$$E = c \,.\, T^{\alpha},$$

kdež bylo pro lesklý platinový plech $\alpha = 5{\cdot}42$, pro kysličník měďnatý $\alpha = 4{\cdot}56$, pro saze $\alpha = 4{\cdot}53$, pro tuhu žhnoucí ve volném vzduchu $\alpha = 4{\cdot}58$, konečně pro uhlíkové vlákno žhnoucí ve vakuu a uzavřené v dutině skleněné, z níž radiace vystupovala planparallelní destičkou kazivcovou, našel $\alpha = 4{\cdot}08 - 3{\cdot}99$. Patrno, že exponent α blíží se tím více hodnotě 4, čím dokonaleji jest měřená radiace černá. Konečně přesně verifikovali zákon Stefanův pro černou radiaci *Lummer* a *Pringsheim*[32]) v intervallu od $17^0\,C$ do $1300^0\,C$, později *Lummer* a *Kurlbaum*[33]) až k temperaturám kol $1500^0\,C$.

U jiných těles postupuje emisse s temperaturou mnohem

[28]) *P. Lebedev*, Drude Ann. *6*, p. 433, 1901.

[29]) *M. Planck*, Drude Ann. *1*, p. 115, 1900.

[30]) *H. Schneebeli*, Wied. Ann. *22*, p. 430, 1884.

[31]) *F. Paschen*, Wied. Ann. *60*, p. 662, 1897.

[32]) *O. Lummer* a *F. Pringsheim*, Wied. Ann. *63*, p. 395, 1897; Drude Ann. *3*, p. 159, 1900.

[33]) *O. Lummer* a *F. Kurlbaum*, Verh. d. deut. phys. Ges. *17*, p. 106, 1898.

rychleji než u tělesa černého. *Lummer* a *Kurlbaum*[34]) srovnávali emissní mohutnost lesklého platinového plechu s emissní mohutností černého tělesa, a našli, že při temperatuře 492 abs. obnáší asi 4·2% z této, při temperatuře 1108 abs. již 12·1% a při temperatuře 1761 abs. 19·5%. Celkem lze říci dle jejich měření, že úhrnná emissní mohutnost lesklé platiny vzrůstá s pátou mocninou temperatury, *Paschen*, jak již uvedeno, našel hodnotu ještě větší. Z hodnot uvedených je dále patrno, jak nepatrná jest emisse lesklé platiny proti emissi tělesa černého. Platina představuje tu jaksi kontrast k černému tělesu, poněvadž téměř veškeru dopadající radiaci odráží a velmi málo absorbuje. Možno očekávati, že emisse ostatních těles vysílajících tepelné záření bude ležeti uprostřed mezi emissí lesklé platiny a emissí tělesa absolutně černého.

Mnohem obtížnější, a definitivně dosud asi neřešena, jest otázka, jak souvisí mohutnost emissní černého tělesa s délkou vlny a temperaturou, čili jak jest energie ve spektru při určité temperatuře rozdělena. Fundamentální důležitostí jsou tu práce *Wienovy*[35]), o pracech předcházejících zmíním se jen stručně, mají nyní pouze historický význam. Na základě měření *Langleyových* o rozdělení energie ve spektru odvodil *Weber*[36]) pro pevná tělesa vzorec

$$E = \frac{C}{\lambda^2} e^{aT - \frac{1}{b^2 T^2 \lambda^2}},$$

kdež E značí mohutnost emissní, λ délku vlny, T absolutní temperaturu a a, b, c konstanty. Naproti tomu *W. A. Michelson*[37]) na základě jistých představ o pohybu molekul těles, který pokládáme za příčinu vyzařování, dospěl ke vzorci

$$E = C\lambda^{-6} T^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{a}{T\lambda^2}},$$

---

[34]) *O. Lummer* a *F. Kurlbaum*, ibid.

[35]) *W. Wien*, Berl. Sitzungsber. *6*, p. 55, 1893 a Wied. Ann. *52*, p. 132, 1894.

[36]) *H. F. Weber*, Berl. Sitzungsber. *2*, p. 933, 1888.

[37]) *W. A. Michelson*, Journ. de phys. (2) *6*, p. 462, 1887; Phil. Mag. (5) *25*, p. 425, 1883.

konečně *Kövesligety*[38]) klade

$$E = CT^4 \frac{\lambda^2}{\lambda^2 T^2 + a^2}.$$

Wien založil své úvahy na *Maxwellově* tlaku světelném a za předpokladu *Stefanova* zákona a *Dopplerova* principu, dospěl k výsledku, že emissní mohutnost černého tělesa jest dána funkcí tvaru

$$E = CT^5 \psi(\lambda T), \tag{5}$$

ψ jest funkce argumentu λT, tvar její však z úvah uvedených nevyplývá. Tím byla vyjádřena veličina E, která jest funkcí dvou proměnných, totiž λ a T, jako funkce jediné proměnné, součinu λT. Známe-li tedy, jak závisí emissní mohutnost absolutně černého tělesa na délce vlny pro některou temperaturu, jest tím již určena i pro temperatury ostatní.

Z tohoto zákona plynou však přímo dva jiné zákony, jež možno experimentelně přímo stvrditi. Je-li totiž λ_m ona délka vlny, pro niž mohutnost emissní černého tělesa při temperatuře T dosáhne maxima, a je-li E_m ona maximální hodnota emissní mohutnosti, jest

$$\lambda_m T = A, \tag{6}$$

a

$$E_m T^{-5} = B. \tag{7}$$

Délka vlny, jež odpovídá maximální emissi černého tělesa, jest tedy nepřímo úměrna absolutní temperatuře, maximální emissní mohutnost sama pak stoupá úměrně s pátou její mocninou. To souhlasí s pozorováním úplně. Z obr. 1. je patrno, že při vyšších temperaturách maximum emisse vskutku se pošinuje k vlnám kratším, současně maxima jsou ostřejší, poněvadž jich hodnota jest úměrna páté mocnině absolutní temperatury, kdežto emisse úhrnná stoupá dle zákona Stefanova se čtvrtou mocninou její. Kvantitativně byla potvrzena správnost obou zákonů *Wienových*

---

[38]) *R. v. Kövesligety,* Grundzüge einen theoret. Spektralanalyse. Halle, 1890.

měřením, jež provedli *Lummer* a *Pringsheim*,[39]) později *Rubens* a *Kurlbaum*.[40]) Konstantu rovnice (6) stanovili první na 2940, druzí na 2890, je-li λ vyjádřeno v $\mu = 0\cdot001$ *mm*. Dle toho tedy při temperatuře 300 abs. (27^0 *C*) leží maximum radiace absolutně černého tělesa asi u $\lambda = 9\cdot6\,\mu$, při temperatuře 800^0 abs. (527^0 *C*), kdy asi červený žár začíná, jest maximum radiace u $\lambda = 3\cdot6\,\mu$, ano ještě při temperatuře 2000 abs. (1727^0 *C*), která jest velmi blízká teplotě, při niž taje platina, leží maximum radiace u $\lambda = 1\cdot45\,\mu$, tedy pořád ještě v části neviditelné, ač bílý žár již dávno nastal. Aby maximum radiace leželo ve žlutozelené části spektra, pro niž jest oko naše nejcitlivější, tedy asi u $\lambda = 0\cdot5\,\mu$, musili bychom černé těleso zahřáti na temperaturu asi 5800 abs., čili asi 5550^0 *C*, tedy na teplotu, která daleko převyšuje temperaturu elektrického oblouku (kol 4000^0 *C*), nejvyšší nám známou.

Wienův zákon, obsažený v rovnici (5), nepraví ovšem ještě ničeho o rozdělení energie ve spektru; za tím účelem nutno stanoviti formu funkce ψ. *Paschen*[41]) na základě dříve uvedených pokusů odvodil pro emissní mohutnost pevných těles relaci

$$E = C\,.\,\lambda^{-\alpha} e^{-\frac{c}{\lambda T}},$$

kdež C, α a c jsou konstanty. Značí-li zase λ_m onu délku vlny, pro niž emisse dosáhne maxima, a E_m příslušnou maximální hodnotu, plyne z těchto rovnic

$$\lambda_m T = \frac{c}{\alpha}$$

$$E_m T^{-\alpha} = C\left(\frac{\alpha}{c}\right)^{\alpha} e^{-\alpha}.$$

První rovnice je v souhlasu s *Wienovou* rovnicí (6), druhá rovnice souhlasí s rovnicí (7) pro $\alpha = 5$. Pro úhrnnou emissi plyne z *Paschenova* vzorce relace

$$\Sigma E d\lambda = \text{Const.}\ T^{\alpha-1},$$

[39]) *O. Lummer* a *E. Pringsheim*, Verh. d. deut. phys. Ges. *1*, p. 23 a 214, 1899.

[40]) *H. Rubens* a *F. Kurlbaum*, Drude Ann. *4*, p. 652, 1901.

[41]) *F. Paschen*, l. c.

obdržíme tedy pro $\alpha = 5$ opět zákon *Stefanův*. Vskutku také, jak již řečeno, shledal *Paschen*, že exponent $\alpha - 1$ blíží se tím více k hodnotě 4, čím jest těleso černější. Dle toho by rozdělení energie ve spektru tělesa černého určeno bylo relací

$$E = C\lambda^{-5} e^{-\frac{c}{\lambda T}}, \tag{8}$$

kdež C a c jsou konstanty, e základ přirozených logarithmů. O theoretické zdůvodnění této rovnice pokusil se *Wien*,[42] jenž vycházeje od svého zákona pošinutí přibral některé představy *Michelsonovy*,[43] z elektromagnetické theorie světla odvodil ji *Planck*.[44]

První měření, jež vykonali *Paschen* a *Wanner*,[45] byla s tímto zákonem v souhlasu. Správnost jeho možno nejlépe zkoumati měřením emissní mohutnosti černého tělesa pro určitou délku vlny, ale při různých temperaturách. Ve spektru neviditelném měří se emisse bolometricky, ve spektru viditelném methodou fotometrickou. Z rovnice (8) plyne tu

$$\log E = \gamma_1 - \gamma_2 \frac{1}{T},$$

kdež γ_1 a γ_2 závisí jen na délce vlny, tedy pro určitou vlnu jsou konstanty. Je tedy $\log E$ lineárnou funkcí proměnné $\frac{1}{T}$, a nanášíme-li na osu úseček reciproku hodnotu absolutní temperatury, na osu pořadnic logarithmy emissní mohutnosti, obdržíme t. zv. isochromatické čáry, jež dle *Wienova* zákona musí býti přímkami. Dále jest

$$\gamma_2 = \frac{c}{\lambda} = \frac{5A}{\lambda},$$

---

[42]) *W. Wien,* Wied. Ann. *58*, p. 662, 1896.

[43]) *W. A. Michelson,* l. c.

[44]) *M. Planck,* Drude Ann. *1*, p. 69, 1900.

[45]) *F. Paschen* a *H. Wanner*, Sitzungsb. Berl. Akad. *108*, p. 5, 1899, *F. Paschen*, ibid. p. 405 a 959, *H. Wanner*, Drude Ann. *2*, p. 141, 1900.

[46]) *O. Lummer* a *E. Pringsheim,* Verh. d. deut. phys. Ges. *1*, pag. 23 a 215, 1899, *2*, pag. 163, 1900.

kdež A značí konstantu rovnice (6). *Paschen* stvrdil platnost těchto vztahů pro vlny od 0·7 μ do 9·2 μ a v oboru temperatur od 100° do 1300° *C*, *Wanner* pro spektrum viditelné a temperatury od 720° *C* do 1300° *C*. Než *Lummer* a *Pringsheim*,[46]) kteří měření svá rozšířili jednak k vyšším temperaturám (až k 1650° *C*), jednak k delším vlnám (až ku $\lambda = 17·9\,\mu$) ukázali, že vzorec (8) tu s měřením nesouhlasí. Čáry isochromatické nejsou tu přímé, nýbrž při vyšších temperaturách jsou k ose temperatur konvexní, mohutnost emissní roste tu prudčeji, než dle zákona *Wienova* lze očekávati.

H. Rubens a *F. Kurlbaum*[47]) užili ke zkoumání rovnice (8) t. zv. paprsků zbytkových. Fluorit má totiž v infračervené části spektra dva ostré pruhy absorpční odpovídající vlnám $\lambda = 24\,\mu$, $\lambda = 31·6\,\mu$. Následkem toho se tyto vlny na zrcadlící ploše fluoritu mnohem dokonaleji odrážejí než vlny ostatní, po několika odrazech zbývá tedy radiace složená hlavně z těchto vln. Patrně nahrazuje tento mnohonásobný odraz spektrální rozklad. Pomocí odrazu na kamenné soli možno tak isolovati paprsky, jichž střední délka vlny obnáší dokonce $\lambda = 51·2\,\mu$. Měření jež bylo provedeno až k temperaturám 1500° *C*, ukázalo opět, že zákon *Wienův* je správný pro nízké temperatury, při vyšších temperaturách však nastávají odchylky v témž smyslu, jak je konstatoval *Lummer* a *Pringsheim*. Nesprávnost zákona *Wienova* při vysokých temperaturách uznal pak i *Paschen*.[48])

Z dosavadních měření je tedy patrno, že zákon *Wienův* jest správný jen pro krátké vlny a pro nepříliš vysoké temperatury, čili pokud součin λT nepřekročí jistou mezní hodnotu, poněvadž, jak plyne z Wienova zákona pošinutí, rozhoduje tu součin λT. Tuto mezní hodnotu stanovil *Paschen* na 3000, je-li λ vyjádřeno v μ. Ostatně i proti theoretickému postupu Wienovu byly činěny mnohé námitky.

Jakmile byl zákon *Wienův* uznán nesprávným, činěny mnohé pokusy nahraditi jej zákonem jiným, jenž by lépe souhlasil s měřením. Při tom ovšem musí každý takový zákon splňovati zákon *Stefanův* a oba zákony *Wienovy*, obsažené v rov-

---

[47]) *H. Rubens* a *F. Kurlbaum*, Drude Ann. *4*, p. 649, 1901.

[48]) *F. Paschen*, Drude Ann. *4*, p. 277, 1901.

nicích (6) a (7). Lord *Rayleigh*,[49]) aby docílil lepšího souhlasu pro velké hodnoty součinu λT, navrhl vzorec

$$E = C\lambda^{-5} . \lambda T e^{-\frac{c}{\lambda T}},$$

jenž však opět nesouhlasí pro krátké vlny a nízké temperatury, *Thiesen*[50]) z měření *Lummerových* a *Pringsheimových* odvodil vzorec

$$E = C\lambda^{-5}\sqrt{\lambda T} e^{-\frac{c}{\lambda T}},$$

avšak ani ten není s měřením v naprostém souhlasu. *Lummer* a *Jahnke*[51]) odvozují docela obecnou rovnici

$$E = C T^{5-\mu} \lambda^{-\mu} e^{-\frac{c}{(\lambda T)^\nu}},$$

která přejde v rovnici *Wienovu* pro $\mu = 5$ a $\nu = 1$, v rovnici *Rayleighovu* pro $\mu = 4$ a $\nu = 1$, konečně v rovnici *Thiesenovu* pro $\mu = 4{\cdot}5$ a $\nu = 1$. Pozorování vyhovují dle nich nejlépe hodnoty $\mu = 4$ a $\nu = 1{\cdot}2$, které však později byly nahraženy hodnotami $\mu = 4$ a $\nu = 1{\cdot}3$.[52])

Konečně *Planck*[53]) modifikoval svůj důkaz zákona *Wienova* a odvodil vztah

$$E = \frac{C\lambda^{-5}}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1}.$$

Tato rovnice pro malé hodnoty λT souhlasí s rovnicí *Wienovou*, pro velká λT přechází v rovnici *Rayleighovu*, a jakostatně *Paschen* a *Rubens* s *Kurlbaumem* ukázali, souhlasí s jich měřením dosti dobře.

Celkem tedy zbývají rovnice dvě, totiž *Lummer-Jahnke-ova* a druhá rovnice *Planckova*, z nichž poslední má tu výhodu, že

---

[49]) *Lord Rayleigh*, Phil. Mag. (5), *49*, p. 539, 1900.

[50]) *M. Thiesen*, Verh. d. deut phys. Ges. *2*, p. 67, 1900.

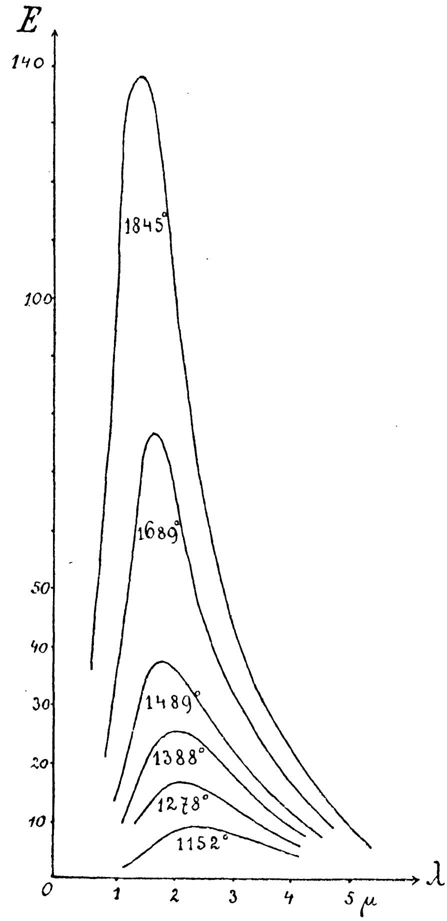
[51]) *O. Lummer* a *E. Jahnke*, Drude Ann. *3*, p. 283, 1900.

[52]) *O. Lummer* a *E. Pringsheim*, Verh. d. deut. phys. Ges. *2*, p. 174, 1900.

[53]) *M. Planck*, Drude Ann. *4*, p. 553, 1901.

spočívá na theoretickém základě a jest jednodušší, s pozorováním souhlasí však obě stejně dobře.

Z měření *Paschenových*, o nichž dříve mluveno, plyne, že i u ostatních těles jsou dosti dobře splněny analogické zákony. V té příčině jest zvláště zajímavé studium radiace, již vysílá



Obr. 2.

lesklý povrch kovový, na př. platinový, jenž následkem své veliké reflekční mohutnosti činí jaksi kontrast k tělesu černému. Rozdělení energie ve spektru žhnoucí platiny znázorňuje dle měření

Lummerových a *Pringsheimových*[54]) obr. 2.; je tu patrna podobnost s rozdělením energie ve spektru tělesa černého. Bylo již řečeno, že úhrnná radiace stoupá přibližně s pátou potencí temperatury, délka vlny, pro niž při určité temperatuře energie dosahuje maxima, souvisí s touto relací

$$\lambda_m T = A,$$

docela analogickou rovnici (6), jenom že A tu má hodnotu menší, asi 2630, příslušné maximum energie stoupá pak s šestou mocninou temperatury. Též možno očekávati, že pro rozdělení energie ve spektru bude platiti podobná rovnice jako (8), s tím toliko rozdílem, že místo λ^{-5} máme λ^{-6}, takže

$$E = C\lambda^{-6} e^{-\frac{c}{\lambda T}},$$

kdež

$$c = 6A,$$

nutno ovšem podotknouti, že rovnice tyto mají význam jen orientační.

Jest zajímavo stopovati, jak rychle stoupá emissní mohutnost zářícího tělesa s temperaturou. Pro spektrum viditelné, při temperaturách, které nejsou extrémně vysoké, možno pro těleso absolutně černé užiti rovnice (8). Jest patrno, že pro určitou spektrální barvu jest emissní mohutnost současně měrou její fotometrické jasnosti. Poněvadž délka vlny λ se tu nemění, možno psáti rovnici (8) ve formě

$$E = Ce^{-\frac{c}{\lambda T}}, \tag{9}$$

a značí-li E_1 emissní mohutnost černého tělesa při temperatuře T_1, E_2 při temperatuře T_2, jest

$$\frac{E_1}{E_2} = e^{-\frac{c}{\lambda}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)}.$$

Při tom jest $c = 5A = 14700$ dle měření *Lummerových* a *Prings-*

---

[54]) *O. Lummer* a *E. Pringsheim*, Verh. d. deut. phys. Ges. *1*, p. 226, 1899.

heimových. Z rovnice této je nejdříve patrno, že mohutnost emissní stoupá s temperaturou pro kratší vlny rychleji než pro vlny delší. Tento vzrůst jest ostatně velmi prudký, tak na př. pro natriové světlo ($\lambda = 0{\cdot}589\,\mu$) jest

$$\frac{c}{\lambda} \doteq 25000,$$

tedy

$$E_1 = E_2 e^{-25000\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)}.$$

Stoupne-li tedy temperatura na př. ze 1000° abs. jen na 1030°, pak mohutnost emissní vzroste více než dvojnásobně. Při temperaturách vyšších stoupá emisse poněkud volněji. Něco málo rychlejší vzrůst emisse s temperaturou možno pozorovati u platiny, pro natriové světlo obnáší tu exponent asi $26800\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)$. Se stoupající temperaturou roste tedy emisse platiny rychleji než černého tělesa, při temperaturách velmi vysokých se tedy asi vyrovnají.

Pokud se týče *celkové* fotometrické jasnosti zářícího tělesa, bylo již řečeno, že není nikterak identickou s energií viditelné části spektra, poněvadž oko následkem selektivní absorpce není pro všechny barvy stejně citlivé. Možno však dle dřívějšího očekávati, že i tu bude vzrůst s temperaturou velmi rychlý. Dle měření *Lummerových* a *Kurlbaumových*[55]) možno tu klásti

$$\frac{H_1}{H_2} = \left(\frac{T_1}{T_2}\right)^x,$$

kdež H_1 značí fotometrickou jasnost tělesa při absolutní temperatuře T_1, H_2 při temperatuře T_2, x jest číslo jen v malém temperaturním intervallu stálé, jež se stoupající temperaturou klesá. Tak bylo stanoveno:

pro T abs.	900°	1000°	1100°	1200°	1400°	1600°	1900°
„ x „	30	25	21	19	18	15	14;

čísla tato mají ovšem zase jen orientační význam. Dle toho

[55]) *O. Lummer* a *F. Kurlbaum,* Verh. d. deut phys. Ges. *2*, p. 89. 1900.

tedy v blízkosti červeného žáru stoupá úhrnná jasnost černého tělesa s třicátou mocninou absolutní temperatury a ještě při vysokém bílém žáru platí úměrnost s potencí čtrnáctou.

Diskussí těchto a některých starších pokusů ukázal *E. Rasch*,[56]) že fotometrickou jasnost tělesa zářícího možno dosti dobře vyjádřiti vzorem

$$H = H_1 e^{\alpha\left(1 - \frac{\vartheta}{T}\right)},$$

kdež α jest konstanta a ϑ značí patrně tu absolutní temperaturu, při níž fotometrická jasnost se rovná H_1. Klademe-li tu

$$H_1 e^{\alpha} = C, \qquad \alpha\vartheta = \gamma,$$

máme

$$H = C e^{-\frac{\gamma}{T}},$$

rovnice tato je docela analogická s rovnicí (9), platící pro jasnost určité spektrální barvy. Dle měření *Raschových* jest $\gamma = 26750$, v rovnici (9) jest pro červený konec spektra

$$\frac{c}{\lambda} = \frac{14700}{0{\cdot}76} \doteq 19300,$$

pro konec fialový

$$\frac{c}{\lambda} = \frac{14700}{0{\cdot}4} = 36700.$$

Konstanta *Raschova* leží tedy uprostřed, jak se i dalo očekávati; délka vlny, jíž v rovnici (9) náleží týž exponent, jest

$$\lambda = 0{\cdot}550\,\mu,$$

tedy velmi blízká vlně, pro niž jest oko naše nejcitlivější ($\lambda = 5{\cdot}535\,\mu$).[57])

Otázka, jak souvisí fotometrická jasnost zářícího tělesa s temperaturou, má velikou důležitost pro techniku světelných zdrojů. Zde se jedná z pravidla o tepelné záření, radiaci vysílá vždy látka na vysokou temperaturu zahřátá. Všechny látky však vedle záření viditelného vysílají i záření neviditelné, vedle světla

---

[56]) *E. Rasch*, Drude Ann. *14*, p. 193, 1904.
[57]) *R. Lucas*, Phys. ZS, *6*, p. 19, 1905.

vzniká tu i teplo, k čemuž je ovšem také třeba jistého množství energie, tato část přichází pro účely osvětlovací na zmar, čímž ovšem oekonomie zdroje značně se zmenšuje. Je patrno, že pro účely osvětlovací byla by nejvhodnější taková látka, která vysílá jen viditelné záření, dle *Kirchhoffova* zákona musila by býti její mohutnost absorpční pro všechny neviditelné vlny nullou, vlny ty by musila taková látka buď odrážet nebo propouštět. Není pochyby, že taková látka neexistuje.

Energii záření viditelného možno však zvýšiti proti energii záření neviditelného také tím, že zvyšujeme temperaturu. Se stoupající temperaturou se totiž dle rovnice (6) délka vlny, pro niž emissní mohutnost dosahuje maxima, posunuje ke kratším vlnám, současně maxima stávají se ostřejší, takže téměř celá energie jest soustředěna v poměrně malé části spektra. Je patrno, že nejvýhodnější bylo by voliti temperaturu tak, aby ta vlna, jíž náleží maximum emisse, padla do žlutozelené části spektra, pro niž oko naše jest nejcitlivější. Za tím účelem musili bychom na př. těleso absolutně černé zahřáti na temperaturu asi 5500° abs., čili 5220° *C*, platina by musila míti temperaturu kol 4900° abs., čili 4600° *C*, bod tání platiny je tu tedy daleko překročen. Dosažení tak vysokých temperatur bude asi sotva kdy možné. Z té okolnosti, že ve spektru slunce leží maximum radiace asi u 0·6 μ, možno souditi, že temperatura slunce, aneb aspoň jeho povrchu leží v techto mezích.

Nejvyšší temperatura dosud dosažená jest temperatura elektrického oblouku, proto představuje oblouk velmi oekonomický zdroj světelný přes to, že veškerá dodaná energie elektrická nemění se tu v záření, nýbrž veliká část její se maří, t. zv. protielektromotorickou silou oblouku, jež asi vzniká tím, že oblouk sám představuje jakousi mezeru v proudovém kruhu jejíž vodivost se musí připravovat odpařováním uhlíků. Hlavním zdrojem světelným není tu ovšem oblouk sám, nýbrž positivní uhlík. Temperatura jeho se odhaduje asi na 3700° *C*, maximum radiace leží u 0·74 μ, tedy již na kraji viditelného spektra. Naproti tomu temperatura obyčejné žárovky bývá kol 2000° *C*, maximum radiace leží u 1·4 μ, tedy daleko v části neviditelné. Proto také oekonomie její jest mnohem menší než oekonomie oblouku; kdežto u žárovky jedna Hefnerova svíčka vyžaduje

3—4 Watt, počítá se u oblouku s proudem stejnosměrným na jednu Hefnerovu svíčku kol 0·5 Watt, jest tedy oekonomie oblouku asi 7-krát větší než žárové lampy, a byla by mnohem větší, kdyby nebylo zmíněné protielektromotorické síly. Tělísko v *Nernstově* lampě má temperaturu kol 2300° *C*, v souhlasu s tím jest oekonomie Nernstovy lampy dvakráte větší než žárovky.

E. Rasch[58]) nahradil uhlíky v oblouku pevnými elektrolytickými vodiči, k nimž náleží na př. kysličník magnesia, thoru, ceria a t. d. Poněvadž látky tyto za studena nevodí, nutno je napřed předehřáti. Proti obyčejným uhlíkům mají tu výhodu, že snesou temperaturu mnohem vyšší, s tím ovšem souvisí také větší oekonomie tohoto světla, dle *Raschova* udání vyžaduje tu jedna Hefnerova svíčka jen asi 0·3—0·5 Watt.

Je-li známa závislost fotometrické jasnosti zářícího tělesa na temperatuře, možno jí použíti ku měření temperatury. Methoda tato jest velmi přesná, poněvadž fotometrická jasnost mění se velmi rychle s temperaturou, mimo to jest však i jednoduchá, poněvadž se ukazuje, že isochromatické čáry všech těles jsou přímky, jichž sklon k ose temperatur mnoho se nemění. Pro černé těleso máme totiž

$$\log \frac{E_1}{E_2} = -\frac{14700}{\lambda}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right),$$

pro lesklou platinu, jež ovšem tvoří extrém k tělesu černému, jest přibližně

$$\log \frac{E_1}{E_2} = -\frac{15300}{\lambda}\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right),$$

není tedy difference příliš velká, nehledě k tomu, že dle měření *Lummerových* a *Pringsheimových*[59]) zdá se, že při vyšších temperaturách zákon, dle něhož emissní mohutnost platiny stoupá s temperaturou, mnohem více se přibližuje zákonu platícímu pro těleso černé, než by z poslední rovnice dalo se souditi. Pokud se týče ostatních těles, lze souditi, že leží as uprostřed mezi tělesem absolutně černým a mezi lesklou platinou, ostatně tělesa, jež pro osvětlovací techniku jsou zvláště důležitá, jako na př.

[58]) *E. Rasch*, Elektrotechnische ZS. *22*, pag. 155 a 393, 1901.
[59]) *O. Lummer* a *E. Pringsheim*, Verh. d. deut. phys. Ges. *2*, p. 89, 1899.

uhlík, při temperaturách poněkud vyšších září jako těleso černé, jak měřením fotometrickým dokázal *Wanner.*[60]) Pak ovšem stačí, srovnáme-li jasnost zářícího tělesa s nějakým normálním zdrojem pro temperaturu jednu, poněvadž vzrůst její s temperaturou známe. Měření toto vede k výsledkům dosti spolehlivým, při platině, kde ovšem možno očekávati největší odchylky, obnáší chyba při 1880° abs. asi 110°.

Úzavřeme-li zářící těleso do dutiny stejné temperatury, takže pak z dutiny vychází černá radiace, možno stanoviti temperaturu jeho i pomocí zákonu Stefanova, resp. obou zákonů Wienových, nejlépe pomocí druhého zákona udávajícího závislost emissní mohutnosti té vlny, pro niž radiace dosahuje maxima na temperatuře, poněvadž tato stoupá s pátou mocninou absolutní temperatury. Pomocí délky této vlny možno ostatně dle methody udané *Lummerem* a *Pringsheimem*[61]) udati aspoň meze teploty světelného pramene, neboť jak pro radiaci černého tělesa, tak i pro radiaci platiny platí *Wienův* zákon, obsažený v rovnici (6), s tím toliko rozdílem, že konstanta A v prvním případě obnáší 2940, v druhém 2630. Supponujeme-li tedy, že záření zkoumaného zdroje leží mezi oběma uvedenými, leží jeho absolutní teplota T v mezích

$$T_{max} = \frac{2940}{\lambda_m} \quad \text{a} \quad T_{min} = \frac{2430}{\lambda_m}.$$

Tímto způsobem našli pro

	λ_m	T_{max}	T_{min}
obloukové světlo	0·74 μ	4200° abs.	3750° abs.
Nernstovu lampu	1·2	2450	2200
Auerovo světlo	1·2	2450	2200
elektrickou žárovku	1·4	2100	1875
svíčku	1·5	1960	1750
lampu Argandovu	1·55	1900	1700

Jak dalece jest supposice *Lummer-Pringsheimova* správná, těžko lze říci. Pokud jde o temperaturu uhlíků v obloukovém

[60]) *H. Wanner,* Drude Ann. *2,* p. 154, 1900.
[61]) *O. Lummer* a *E. Pringsheim,* Verh. d. deut. phys. Ges. *3,* p. 36, 1901

světle, zářícího tělíska Nernstovy lampy, nebo i vlákna v elektrické žárovce, není pochyby, že uvedené meze jsou správné, a také jest jisto, že skutečná teplota bude ležeti mnohem blíže horní mezi, poněvadž ta tělesa se blíží tělesu černému. Přímým měřením stanovil *Nichols* temperaturu plamene svíčky na 1630° *C*, čili 1900 abs., což také dobře souhlasí s hodnotami dříve uvedenými, ačkoliv zdá se, že na svítivé plameny methoda tato applikovati se nedá. *Stewart*[62]) našel totiž pro maximum záření plamene svíčky $\lambda_m = 1{\cdot}25\,\mu$, což by vedlo k mezím

$$T_{max} = 2350^0 \text{abs. a } T_{min} = 2100^0 \text{abs.},$$

tedy k hodnotám příliš velikým. Podobně pro plamen acetylenový jest $\lambda_m = 1{\cdot}05\,\mu$, maximální temperatura dle dřívějšího byla by tedy 2800° abs., minimální 2500 abs., z měření *Michelsonových* s thermočlánkem plyne však nejvýše 1920° *C*, čili asi 2200° abs. Tento nesouhlas souvisí asi s tím, že záření svítivých plamenů nemá původ svůj jen v tepelné energii, nýbrž i v chemické.

Toto měření temperatury má ostatně i jistý význam theoretický. Zákon *Stefanův* i oba zákony *Wienovy*, obsažené v rovnicích (6) a (7) vzhledem k tomu, že spočívají na principiích thermodynamiky, možno považovati do jisté míry za zákony přírodní, jak tomu ostatně i jich jednoduchá forma nasvědčuje. Absolutní temperatura T, jež v nich se vyskytuje, je tu vztažena na škálu *thermodynamickou*, která dle *Thomsona* jest definována tak, aby účinnost zvratného *Carnotova* cyklu pracujícího mezi absolutními temperaturami T_1 a T_2 $(T_1 > T_2)$ byla dána relací

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Je patrno, že možno docela týmž právem použíti kteréhokoliv z obou uvedených zákonů ku definici thermodynamické stupnice, a definice tato má před *Thomsonovou* tu výhodu, že dle ní se dá teploměrná stupnice snadno realisovati.

Je známo, že thermodynamická stupnice dosti dobře sou-

---

[62]) *W. G. Stewart*, Phys. ZS. *4*, p. 1, 1902.

hlasí se stupnicí teploměru plynového, kde temperaturu měříme pomocí vzrostu tlaku plynu, jehož objem udržujeme stejně veliký. Při tom ovšem jest nutná podmínka, aby plyn byl dokonalý, t. j. aby platil pro něj zákon *Boyle-Mariotte-ův* a *Gay-Lussac-ův.* Realisovati se dá tato stupnice asi do 1150° *C,* pro temperatury vyšší nutno užíti thermoelementu, při čemž vzorec pro závislost jeho elektromotorické síly na temperatuře, který je vlastně stvrzen jen tak daleko, kam sahá měření teploměry plynovými, podržuje se i pro temperatury vyšší. Souhlas Stefanova zákona i obou zákonů Wienových s měřením jest jediným důkazem, že tato extrapolace jest oprávněná.

Všechna měření emissní mohutnosti dosud uvedená byla jen relativní, mohutnost emissní byla stanovena v jednotkách libovolných. Měření absolutní pro těleso černé provedl *Lehnebach*[62]) a *Graetz,*[63]) *Christiansen*[64]) a *Kurlbaum*;[65]) nejpřesnější jsou asi měření poslední. Methoda, již *Kurlbaum* užil, jest v principu asi tato:

Radiace vycházející z dutiny, jež měla všude stejnou temperaturu, měřena bolometricky. Jak známo, dopadá tu radiace na jednu větev vykompensovaného Wheatstone-ova mostu, jejíž temperatura a tím i odpor se mění; změnu tuto možno z úchylky galvanometru stanoviti. Známe-li pak, jak souvisí odpor oné větve s temperaturou, mohli bychom z toho vypočísti, o kolik stupňů se ona větev zahřála, a ze známé hmoty a specifického tepla konečné množství tepla k tomu potřebné. Přesněji možno měřiti toto množství tím, že téže změny odporu docílíme teplem proudovým; měníme totiž proud v ozářené větvi tak dlouho, až nabude téhož odporu jako ozářením. Aby odpor ostatních větví se neměnil, jsou tyto ze silných drátů. Budiž nyní W_1 původní odpor větve, J_1 příslušná intensita proudová, W_2 odpor větve po ozáření, J_2 proud větví procházející, jímž odpor W_1 se zvýší na W_2. Množství tepelné proudem vyvinuté za 1 sec. v prvním případě jest

[63]) *Lehnebach,* Pogg. Ann. *151,* p. 96, 1874.

[64]) *Graetz,* Wied. Ann. *11,* p. 913, 1880.

[65]) *C. Christiansen,* Wied. Ann. *21,* p. 364, 1884.

[66]) *F. Kurlbaum,* Wied. Ann. *65,* p. 746, 1898.

$$\frac{1}{A} W_1 J_1^2,$$

kdež A jest mechanický aequivalent tepla, v případě druhém

$$\frac{1}{A} W_2 J_2^2,$$

takže rozdíl obou udává množství tepla, jež teplotu ozářené větve zvýší o týž počet stupňů, jako dopadající radiace, jest tedy jí roven.

Touto methodou našel *Kurlbaum* pro rozdíl emissní mohutnosti tělesa černého při temperatuře 100° a 0° hodnotu

$$E_{100} - E_0 = 0{\cdot}01763 \frac{cal}{sec\ cm^2},$$

takže každý cm^2 tělesa absolutně černého temperatury 100° C vyzařuje proti černému tělesu temperatury 0° C za 1 sekundu 0·01763 kalorií. V mechanické míře máme

$$E_{100} - E_0 = 7{\cdot}31 \,.\, 10^5 \frac{erg}{sec\ cm^2} = 0{\cdot}0731 \frac{Watt}{cm^2}.$$

Konstanta zákonu Stefanova jest dle toho

$$\sigma = \frac{E_{100} - E_0}{373^2 - 273^2} = 11{\cdot}31 \frac{erg}{cm^2\,(\text{stup. Cel.})^2}.$$

Úlohy.

Řešení úloh.

Úloha 1.

Řešte soustavu rovnic

$$(x + y)(z + v) = \lambda,$$
$$(x + z)(y + v) = \mu,$$
$$(x + v)(y + z) = \nu,$$
$$xyzv = \sigma^2;$$

obecně i zvlášť pro hodnoty $\lambda = 162$, $\mu = 152$, $\nu = 140$, $\sigma = 30$.

Dr. *Marian Haas.*