

# Studium atomových spekter

## Úvod

Úkolem optické spektroskopie je studovat spektrální složení světla, t.j. rozdělení jeho intenzity či energie podle vlnových délek. Světlem se přitom v širším smyslu rozumí elektromagnetické vlnění nejen z poměrně úzké viditelné oblasti s vlnovými délkami zhruba od 400 do 750 nm, ale též z podstatně rozsáhlejších sousedních oblastí, ultrafialové, začínající od vlnových délek řádu desítek nm, a infračervené, zasahující až do oblasti milimetrových vln. V širším smyslu můžeme do rámce optické spektroskopie zahrnout i rozsáhlou oblast jevů, které souvisí s interakcí světla s látkovým prostředím, a také s tím spojené otázky stavby a vlastností látek.

Látky mohou světlo buď vysílat, pak hovoříme o emisních spektrech, nebo pohlcovat, pak jde o spektra absorpční. Při sledování vlastností izolovaných atomů a molekul jsou užitečná zejména spektra látek v plynné fázi, kde se vzájemné interakce mezi molekulami či atomy uplatňují mnohem slaběji než ve fázi kapalně nebo pevně. Pozorujeme pak emisi či absorpci pouze při některých diskretních hodnotách vlnové délky — spektrální čáry. Výrazná čarová spektra poskytují izolované atomy. Ve spektrech molekul nalézáme velký počet čar rozmístěných v malých vzdálenostech, které v přístroji s nepříliš velkým rozlišením splývají v souvislé pásy. Pak hovoříme o pásových spektrech. V kapalinách i v pevných látkách lze opět pozorovat více či méně ostré pásy nebo — při silnější interakci mezi emitujícími či absorbujícími jednotkami — spojitě spektrum.

Při získávání absorpčních spekter často může být výhodné, že zkoumaná látka se při měření neničí, protože je studovaná v běžných podmínkách při pokojové (nebo jiné nízké) teplotě. K získání emisního spektra naproti tomu musí látka vyzařovat světlo. Toho lze dosáhnout zvýšením teploty, příkladem může být viditelné světlo vyzařované plyny a parami zavedenými do plamene, čehož se běžně využívá k chemické analýze (t.zv. plamenová fotometrie). Nejčastěji se však jako spektrálních zdrojů světla používá různých druhů elektrického výboje v prostředí, které alespoň zčásti tvoří sledovaná látka ve formě plynu či páry.

Zatímco vlnové délky spektrálních čar zůstávají s velkou přesností vždy stejné, jejich intenzity a vůbec možnost jejich pozorování mohou podstatně záviset na fyzikálních podmínkách v zářícím plynu — na tlaku, teplotě, elektrickém poli a pod. Výrazně se kupříkladu liší spektra ve výboji jiskrovém, kde bývá značná část atomů jednou či vícenásobně ionizována, od spekter oblouku s mnohem větším zastoupením neutrálních atomů. Proto se spektra iontů dané látky nazývají spektry jiskrovými, spektra vyzařování neutrálních atomů spektry obloukovými.

Při vysokých přesnostech, jakých se ve spektroskopii v některých případech dosahuje, je důležité rozlišovat vlnovou délku v prostředí, v němž měření provádíme (vzduch), a vlnovou délku ve vakuu, s níž se setkáme např. v tabulkových údajích. Místo vlnové délky se ve spektroskopii udává často její převrácená hodnota — vlnčet

$$\sigma = 1/\lambda, \quad (1)$$

kteří udává počet vln připadajících na jednotku délky. Užívanou jednotkou pro vlnčet je  $\text{cm}^{-1}$ .

## Atomová spektra

Koncem 19. století byl již k dispozici bohatý spektroskopický experimentální materiál. Byla proměřena čarová spektra pro mnoho chemických prvků, některá velmi komplikovaná. Bylo zjištěno, že čáry ve spektrech vytvářejí určité posloupnosti — série, a empiricky byly nalezeny i přibližné vzorce pro vlnčet čar těchto sérií. Teprve v r. 1908 však formuluje Ritz obecně svůj t.zv. kombinací princip: sčítáním nebo odečítáním zmíněných vzorců nebo členů (termů), které v těchto vzorcích vystupují, lze získat vlnčet některých nově nalezených čar a vypočítat je z vlnčet čar již dříve známých. Vlastním jádrem Ritzových zjištění je přitom skutečnost, kterou lze jednodušeji vyjádřit takto: vlnčet  $\sigma$  spektrálních čar lze počítat jako rozdíl dvou termů  $T_m, T_n$ , tedy

$$\sigma = T_m - T_n. \quad (2)$$

Termy lze opět uspořádat do sérií (což je ve vztahu (2) vyjádřeno indexy  $m, n$ ). Serii spektrálních čar získáme, kombinujeme-li serii termů  $T_n$  (t.zv. proměnný term) s některým pevně zvoleným termem  $T_m$  (konstantní term).

Fyzikální smysl termů a vztahu (2) objasnil v r. 1913 Niels Bohr v jednom ze svých postulátů: atom vyzařuje světelné kvantum s frekvencí  $\nu$  a s energií  $h\nu$  pouze při přechodu mezi dvěma stacionárními stavy s energiemi  $E_n$ ,  $E_m$ , přičemž platí

$$h\nu = hc\sigma = E_n - E_m, \quad (3)$$

kde  $h$  je Planckova konstanta,  $c$  rychlost světla ve vakuu. Z porovnání obou posledních vztahů plyne

$$T_n = -E_n/(hc), \quad (4)$$

tedy až na znaménko term udává energii příslušného stavu, přepočtenou (vynásobením faktorem  $hc$ ) na jednotky vlnočtů. Největší z termů odpovídá základnímu (normálnímu) stavu atomu, ostatní termy stavům vzbuzeným — excitovaným. (Energie se zde pokládá za nulovou pro ionizovaný stav atomu, takže základní stav i excitované stavy s vázaným elektronem mají energii  $E_n$  zápornou, termy  $T_n$  se naopak berou jako kladné.)

Známe-li tedy pro daný atom systém termů, můžeme jejich kombinací podle vztahu (2) snadno vypočítat vlnočty spektrálních čar. Počet čar může podstatně přesahovat počet termů. Je však třeba znát rovněž t.zv. výběrová pravidla, určující, které kombinace dvou termů vedou k čarům skutečně pozorovaným a které kombinace jsou naopak „zakázané“, takže příslušné čáry se za běžných podmínek ve spektru neobjeví.

Obrácený úkol, vytvoření a uspořádání systému termů a případně i stanovení výběrových pravidel ze změřených spekter, je mnohem obtížnější. Prvním krokem je vypočítat pro různé dvojice spektrálních čar rozdíly jejich vlnočtů a zkoušet, zda se některé rozdíly shodují. V komplikovanějších případech však určení systému termů vyžaduje znát nejen vlnočty čar v co nejširším spektrálním oboru, ale i další informace, které mohou interpretaci usnadnit — podmínky buzení jednotlivých čar, jejich jemnou strukturu či jejich štěpení v magnetickém či elektrickém poli (Zeemanův či Starkův jev). Důležitým vodítkem je teoretický rozbor, proto interpretace a chápání zákonitostí atomových a molekulárních spekter šly ruku v ruce s rozvojem kvantové teorie, od první jednoduché teorie Bohrovy (1913) přes její rozšíření Sommerfeldem (zavedení eliptických drah a započtení relativistických efektů) až k dalšímu progresivnímu rozvoji ve dvacátých letech (zavedení spinu elektronu v r. 1925, v téže roce Schrödingerova rovnice, v r. 1928 rovnice Diracova).

## Spektrum vodíku

Ve viditelné oblasti leží čtyři čáry vodíkového atomového spektra, červená  $H_\alpha$ , modrozelená  $H_\beta$ , modrá  $H_\gamma$  a fialová  $H_\delta$ . Již Ramsay si povšiml, že jejich vlnové délky jsou v poměru jistých celých čísel. Balmer (1885) našel vzorec

$$\lambda = Cn^2/(n^2 - 4), \quad (5)$$

který s vhodnou konstantou  $C$  po dosazení  $n = 3, 4, 5, 6$  dává se značnou přesností vlnové délky těchto čar. Pro další celočíselné hodnoty  $n$  pak dostaneme další spektrální čáry, které lze pozorovat v ultrafialové oblasti a které se s rostoucím  $n$  přibližují k hraniční vlnové délce  $C$ . Tato řada spektrálních čar se nazývá Balmerova série. Vztah (5) lze přepsat do tvaru

$$\sigma = R(1/4 - 1/n^2), \quad (6)$$

kde nová konstanta  $R = 4/C$  se nazývá konstantou Rydbergovou (Rydberg zjistil již v r. 1895, že tato veličina hraje důležitou úlohu ve vztazích mezi spektrálními čarami nejen pro vodík, ale i pro další prvky). Porovnání (6) se vztahem (2) ukazuje, že term  $T_n$  je zde vyjádřen vztahem

$$T_n = R/n^2 \quad (7)$$

a že Balmerova série vznikne, kombinujeme-li termy  $T_n$  pro  $n = 3, 4, 5, \dots$  s konstantním termem  $T_m$  pro  $m = 2$ . Z kombinačního principu lze získat další série, vyjdeme-li z jiného konstantního termu. Na základě Ritzovy předpovědi skutečně Paschen v r. 1909 našel v infračervené oblasti sérii odpovídající konstantnímu termu  $m = 3$ . V daleké ultrafialové oblasti našel Lyman r. 1914 sérii s  $m = 1$ , v daleké infračervené oblasti byly postupně objeveny série s  $m = 4$  (Brackett 1922),  $m = 5$  (Pfund) a  $m = 6$  (Humphrey). Některé z čar Balmerovy série budete pozorovat v této úloze.

Velkým úspěchem Bohrovy teorie bylo odvození vztahu (7) spolu s vyjádřením hodnoty  $R$  základními konstantami  $c$ ,  $h$ , elementárním nábojem  $e$  a hmotností elektronu  $m_e$ . Teorie vychází z planetárního modelu atomu, zavedeného Rutherfordem v r. 1911, a z dalšího kvantového postulu, podle něhož je moment hybnosti elektronu ve vodíkovém atomu kvantován po celých násobcích hodnoty  $h/(2\pi)$ , t.j. rovná se  $nh/(2\pi)$ , kde  $n$  je celé kladné číslo. Výpočet pro zjednodušený případ, kdy elektron obíhá kolem pevného jádra, dává pro Rydbergovu konstantu hodnotu

$$R_\infty = m_e e^4 / (8\varepsilon_0^2 c h^3). \quad (8)$$

To by ovšem platilo, kdyby hmotnost atomového jádra  $M$  byla proti hmotnosti elektronu  $m_e$  nekonečně velkou. Protože ve skutečnosti má poměr  $M/m_e$  hodnotu konečnou, i když velkou, je pro přesnější výpočet třeba uvažovat malý pohyb jádra kolem společného těžiště atomu. Na místě hmotnosti  $m_e$  pak vystupuje redukovaná hmotnost

$$m_r = m_e M / (M + m_e) \quad (9)$$

a Rydbergova konstanta  $R_M$  při konečné hmotnosti atomového jádra  $M$  má hodnotu

$$R_M = R_\infty / (1 + m_e/M). \quad (10)$$

Tato hodnota je poněkud menší než hodnota  $R_\infty$  určená vztahem (8), kterou můžeme pokládat za základní fyzikální konstantu. V důsledku (10) jsou spektrální čáry deuteria proti vodíku poněkud posunuty k fialové straně spektra. Změříme-li spektroskopickými metodami tento „fialový“ posuv, můžeme ho na základě vztahu (10) užít např. k určení poměru hmotností elektronu a protonu.

Bohrovu teorii lze aplikovat nejen na atom vodíku či deuteria, ale i na jiné systémy „vodíkového typu“ složené z jádra a jediného elektronu: jednou ionizovaný atom helia, dvakrát ionizovaný atom lithia atd. Náboj jádra je pak  $Ze$ , kde  $Z$  je atomové (protonové) číslo a ve vztazích (6), (7) se na pravé straně objeví navíc jako činitel druhá mocnina  $Z$ , takže místo (7) platí obecněji

$$T_n = Z^2 R_M / n^2. \quad (11)$$

I tyto důsledky Bohrovy teorie se výborně shodují s experimentálními výsledky. Dovolily m.j. objasnit, že série Pickeringova, pozorovaná r. 1897 ve spektrech některých hvězd, i Fowlerova série, nalezená 1912 ve výboji v Geisslerových trubicích, přísluší ionizovanému heliu a nikoliv vodíku, jemuž byly původně mylně přisuzovány. Vlnočty první z obou sérií získáme z (2) a (11) pro  $Z = 2$ , vezmeme-li za konstantní term  $m = 4$ , druhá série odpovídá konstantnímu termu  $m = 3$ . Lze si dále povšimnout, že rozdíl dvou sudých termů  $T_{2m}$ ,  $T_{2n}$  ve spektru ionizovaného helia se velmi málo liší od rozdílu vodíkových termů  $T_m$ ,  $T_n$ . Odpovídající čáry se tedy téměř shodují až na malý „fialový“ posuv, který má tutéž příčinu jako ve výše zmíněném případě deuteria a lze ho i stejným způsobem využít.

Připomeňme, že při větším rozlišení vykazují čáry vodíku jemnou strukturu, kterou pochopitelně nemůže vyložit jednoduchá Bohrova teorie a k jejímuž vysvětlení je třeba užít dokonalejší Sommerfeldovy úpravy nebo teorie Diracovy, kde se započítávají relativistické efekty. Jisté velmi jemné detaily (Lambův posuv) však vysvětlila až moderní kvantová elektrodynamika.

## Experimentální uspořádání

### Hranolový spektrometr

Spektrální přístroje, nazývané spektroskopy, spektrometry, spektrografy či monochromátory, vycházejí v podstatě ze stejného základního uspořádání a liší se pouze určitými technickými úpravami. Spektroskop slouží k vizuálnímu pozorování spekter. Spektrometr získáme, vybavíme-li toto zařízení stupnicí umožňující měřit vlnové délky spektrálních čar. Jestliže odstraníme okulár dalekohledu a do ohniskové roviny objektivu, kde se vytváří reálný obraz spektra, umístíme fotografickou desku, nazýváme tento přístroj spektrograf. Jestliže do téhož místa umístíme štěrbinu, která ze spektra vybere zvolený úzký obor vlnových délek, dostáváme monochromátor. Některé přístroje mohou plnit i několik uvedených funkcí, např. některé monochromátory lze použít i jako spektrometry a pod.

Princip hranolového spektrometru, který užívali již Bunsen a Kirchhof kolem r. 1860 k chemické analýze, a jeho optické parametry jsou popsány v dodatku 1.

Měření v této úloze se provádí s hranolovým spektrometrem Hilgerova typu, viz dodatek 1.

Spektra rtuti a sodíku poskytují výbojky běžného provedení, které pracují při napětí řádu desítek voltů a připojují se k síti v serii s předřadnými tlumivkami, které omezují proud výbojkou na hodnotu řádu 1 A. Dalšími spektrálními zdroji jsou výbojky s plynovou náplní, provedené jako tzv. Geisslerovy trubice, na koncích opatřené elektrodami a uprostřed zúžené v kapiláru, čímž se zde zvětší proudová hustota ve výboji a zvýší jas. Pracují při podstatně nižších proudtech a je třeba je připojit na zdroj vysokého napětí s ochranným sériovým odporem.

## Pokyny

- Tabulka spektrálních čar rtuti:

Barva	Relativní intenzita orientačně <sup>1)</sup>	Vlnová délka (nm)
červená	1	690.7
červená	0.8	671.6
červená	0.8	623.4
červená	0.3	612.3
červená	0.5	607.3
žlutá	10	579.1
žlutá	2	577.0
zelená	20	546.1
modrozelená	0.5	491.6
modrá	5	435.8
modrá	0.5	434.8
modrá	0.2	433.9
fialová	1.5	407.8
fialová	3	404.7

- Geisslerovy trubice mají velmi omezenou životnost. Pracují okamžitě po zapnutí, proto zapínejte zdroj vysokého napětí právě jen na dobu nezbytně nutnou k pozorování spektra.
- Interpolaci hodnot kalibrační závislosti lze provést graficky – proložením “hladké” křivky experimentálními body. Pro přesnější odečítání je ovšem třeba provést graf v dostatečném zvětšení. Výhodnější pak může být početní interpolace, proložíme-li body vhodně vybranou funkcí. Pro hranolové spektrometry se dobře osvědčuje např. jednoduchý vztah, nazývaný Hartmannův

$$\lambda = c + \frac{b}{n - a},$$

kde  $a, b, c$  jsou konstanty a  $n$  je údaj na stupnici (v našem případě na bubínku, jímž se otáčí hranol). Přesnost aproximace lze zlepšit, omezíme-li se na užší spektrální obor, ale mnohdy lze s vhodnými konstantami  $a, b, c$  vystihnout s dostatečnou přesností závislost v celé oblasti viditelného světla. Prokládáme-li závislost třemi body, lze konstanty přímo vypočítat, v případě více bodů je třeba proložení provést např. metodou nejmenších čtverců. Výpočet je v tomto případě poněkud složitější, lze však použít programu, který je v praxi k dispozici.

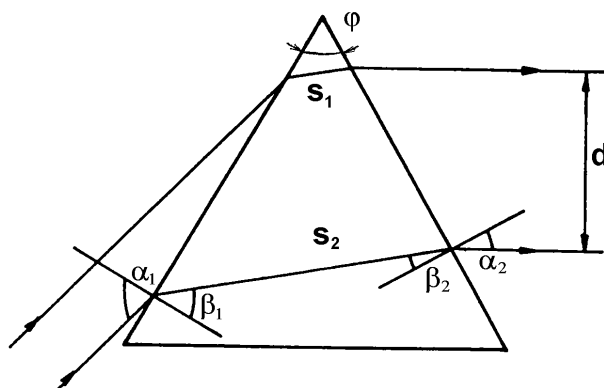
# Dodatek 1

## Hranolový spektrometr

Pro spektrální měření se často užívá trojbokého hranolu, jehož boční stěny spolu svírají úhly přibližně  $60^\circ$ . Hranol bývá pevně nastaven tak, aby podmínka minimální deviace byla splněna pro vlnové délky ve středu sledované spektrální oblasti. Nastaví-li se nitkový kříž dalekohledu na zvolenou spektrální čáru, lze z úhlu natočení dalekohledu určit její vlnovou délku. Musíme ovšem znát závislost vlnové délky na tomto úhlu, čili tak zvanou disperzní závislost spektrometru (v grafickém zpracování mluvíme o disperzní či kalibrační křivce.) Tato závislost je nelineární a je určena nejen disperzí indexu lomu použitého materiálu hranolu, ale také geometrií uspořádání (lámavým úhlem hranolu, úhlem dopadu světla na hranol). Disperzní závislost spektrometru stanovíme proměřením dostatečného počtu spektrálních čar se známými vlnovými délkami.

U některých přístrojů se neměří přímo úhel stočení dalekohledu, ale v zorném poli dalekohledu se spolu se spektrem zobrazuje stupnice, na níž lze polohu čar přímo odečítat. K tomu se používá pomocného kolimátoru, kde je štěrba nahrazena průhlednou jemnou stupnicí, osvětlenou pomocným zdrojem světla. Tento kolimátor je umístěn tak, aby světlo z něho po odrazu od stěny hranolu vstupovalo přímo do objektivu dalekohledu. I v tomto případě je třeba spektrometr okalibrovat stejným způsobem, jak již bylo uvedeno.

Vyložíme nyní základní parametry hranolového spektrometru, jimiž jsou úhlová a lineární disperze, rozlišovací schopnost a disperzní oblast. Označme úhly dopadu paprsku na první a druhou stěnu hranolu  $\alpha_1, \beta_2$  a odpovídající úhly lomu  $\beta_1, \alpha_2$  (viz obr. 1,1). Úhlová disperze  $D_u$  je



Obr. 1,1 K úhlové disperzi a rozlišovací schopnosti hranolu

definována jako poměr

$$D_u = \frac{d\alpha_2}{d\lambda}, \quad (1.1)$$

kde  $d\alpha_2$  je změna úhlu paprsku vystupujícího z hranolu, odpovídající změně vlnové délky o  $d\lambda$ . Diferencováním Snellova zákona napsaného pro obě rozhraní za podmínek  $d\alpha_1 = 0$ ,  $d\beta_2 = -d\beta_1$  lze snadno odvodit vztah

$$D_u = \frac{\operatorname{tg} \beta_1 \cos \beta_2 + \sin \beta_2}{\cos \alpha_2} \frac{dN}{d\lambda}. \quad (1.2)$$

Pro paprsky splňující přibližně podmínku minimální odchylky ( $\beta_1 \doteq \beta_2 \doteq \varphi/2$ ) lze tento vztah upravit:

$$D_u = \frac{2 \sin(\varphi/2)}{\sqrt{1 - N^2 \sin^2(\varphi/2)}} \frac{dN}{d\lambda}. \quad (1.3)$$

Lineární disperze je definována jako

$$D_x = \frac{dx}{d\lambda}, \quad (1.4)$$

kde  $dx$  je vzdálenost obrazů dvou blízkých čar v ohniskové rovině objektivu dalekohledu a  $d\lambda$  je rozdíl vlnových délek těchto čar. Hodnota lineární disperze se získá snadno z hodnoty úhlové disperze vynásobením ohniskovou vzdáleností objektivu  $f$ :

$$D_x = D_u f. \quad (1.5)$$

Rozlišovací schopnost

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} \quad (1.6)$$

určuje minimální rozdíl vlnových délek  $\lambda, \lambda + d\lambda$  čar, které lze právě ještě přístrojem rozlišit. Pro mezní rozlišovací schopnost, které lze v ideálním případě dosáhnout, je rozhodující šířka svazku paprsků. Nech. je tento svazek po výstupu z hranolu omezen obdélníkovou clonou o šířce  $d$  (jak je vyznačeno v obr. 1,1, kde jsou zakresleny oba krajní paprsky svazku). Rozlišení je pak určeno Fraunhoferovým ohybem na štěrbině o šířce  $d$  a minimální úhlová vzdálenost dvou difrakčních maxim, která podle Rayleighova kritéria lze ještě rozlišit, je  $d\alpha_2 = \lambda/d$ . S použitím (1.1), (1.6) a (1.2) vyjde

$$R = d |D_u| = \frac{\operatorname{tg} \beta_1 \cos \beta_2 + \sin \beta_2}{\cos \alpha_2} d \left| \frac{dN}{d\lambda} \right|. \quad (1.7)$$

S podmínkou minimální odchylky pak dostáváme

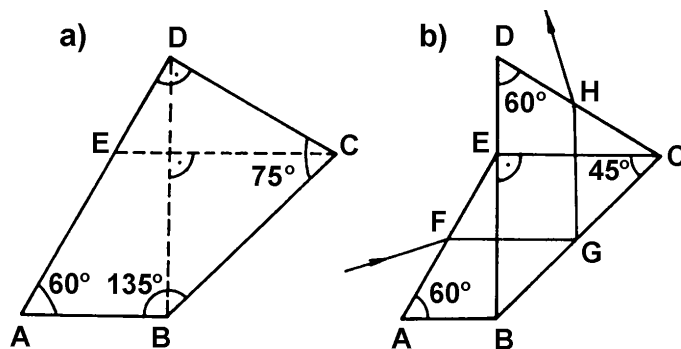
$$R = \frac{2 \sin(\varphi/2)}{\sqrt{1 - N^2 \sin^2(\varphi/2)}} d \left| \frac{dN}{d\lambda} \right|. \quad (1.8)$$

Vztah pro rozlišovací schopnost lze upravit ještě jinak: jednoduchá geometrická úvaha ukazuje, že součin prvních dvou činitelů na pravé straně (1.7) je roven rozdílu  $s_2 - s_1$  drah obou krajních paprsků uvnitř hranolu, takže lze psát

$$R = (s_2 - s_1) \left| \frac{dN}{d\lambda} \right|. \quad (1.9)$$

Při optimálním využití hranolu, kdy svazek sahá až k lámavé hraně, můžeme dále položit  $s_1 \doteq 0$ . Je vidět, že pro dosažení vysokého rozlišení je při daném druhu skla zapotřebí volit co největší  $s_2$ , tedy použít hranol s velkými rozměry. Aby se však prakticky dosáhlo vysokého rozlišení, které by se alespoň přiblížilo teoretické mezní hodnotě, je třeba navíc splnit náročné technické požadavky týkající se homogenity materiálu a optického opracování hranolu, kvality dalších optických prvků a pod.

Disperzní oblast hranolového spektrometru je omezena pouze propustností materiálu hranolu. Běžně pokrývá celý obor viditelného světla a s hranoly z vhodných materiálů může obsáhnout i část infračervené nebo ultrafialové oblasti.



Obr. 1,2 Pellinův–Brocův hranol

Zmíníme se zde ještě o jiném typu hranolu užívaného v hranolových spektrometrech, který vidíme na obr. 1,2. Je to hranol Pellinův-Brocův, někdy nazývaný též Hilgerův nebo Abbeův. Může být vyroben z jednoho kusu materiálu vcelku podle obr. 1,2a nebo v úpravě podle obr. 1,2b

slepen ze tří trojbokých hranolů — dvou s úhly stěn  $30^\circ$  a  $60^\circ$  a třetího s úhly  $45^\circ$ . Z obr. 1,2b je vidět, že hranol vznikne z obyčejného trojbokého hranolu s úhly  $60^\circ$ , rozdělíme-li ho řezem procházejícím lámavou hranou na poloviny a mezi obě tyto poloviny ( $ABE$ ,  $ECD$ ) vložíme totálně odrazující hranol  $BCE$ . Dále je zřejmé: zakreslený paprsek  $FGH$ , který by původním trojbokým hranolem procházel s minimální odchylkou a který má po vstupu do hranolu směr  $FG$  kolmý k rovině  $BE$ , se od stěny  $BC$  odráží do kolmého směru. Protože pro tento paprsek jsou odchylky při lomu na stěnách v bodech  $F$  a  $H$  stejné a protože mají opačný smysl, je směr tohoto paprsku po výstupu z hranolu v bodě  $H$  kolmý k jeho směru před vstupem v bodě  $F$ .

Tohoto hranolu se používá v Hilgerově spektrometru. Kolimátor i dalekohled jsou zde pevné a svírají spolu pravý úhel. Vhodnou oblast spektra lze do zorného pole dalekohledu nastavit otáčením hranolu, který je k tomu účelu opatřen pákovým mechanismem, na který působí bubínkový šroubový převod se stupnicí. Stupnici je opět třeba okalibrovat. Toto uspořádání je výhodné například při použití jako monochromátor: výstupní štěrbinu i celé další zařízení, které využívá vystupujícího světla, zde zůstávají pevné.

Protože rozklad světla probíhá u Pellinova-Brocova hranolu v podstatě stejným způsobem jako u jednoduchého trojbokého hranolu, zůstávají rovnice (1.1) až (1.9) i zde použitelné. Dále je vidět, že v provedení a) je ze stěny  $AD$  využita pouze její část  $AE$ , takže rozlišovací schopnost bude stejná, jakou by měl trojboký hranol o základně délky  $AE = CD$ .