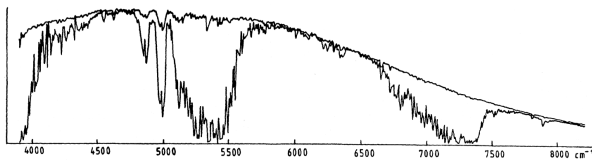


ABSORPCE, ROZPTYL A DISPERZE SVĚTLA

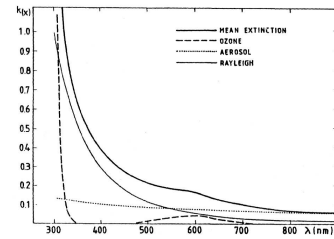
Atmosférická extinkce v nejširším smyslu slova je zeslabením intenzity záření jako výsledek absorpce a rozptylu zemskou atmosférou (viz. obr. 1). Oba procesy omezují zářivý tok daného paprsku světla (zhruba šestina kolmo dopadajícího viditelného světla se rozptýlí).

Absorpce zářivé energie molekulou atmosféry je destruktivní proces: foton se anihiluje a jeho energie se předá absorbující molekule, která při tom projde přechodem z nižšího do vyššího kvantového stavu. Absorpce může vést k následné emisi. Může také vést k rozbití molekuly.

Rozptyl znamená srážku fotonu s částicí s následnou změnou směru pohybu a energie fotonu (a částice). Atmosférický rozptyl je způsoben částicemi různých velikostí: molekulami vzduchu ($10^{-4} \mu\text{m}$), částicemi kouře ($10^{-2} - 1 \mu\text{m}$), kapičkami mlhy a mraků ($1 - 10 \mu\text{m}$) a prachovými zrny. Obecně platí, že čím jsou částice menší, tím vyšší je jejich koncentrace. Rozptyl na vzdušných molekulách je přibližně nepřímo úměrný čtvrté mocnině λ (blízko $\lambda^{-4.1}$) a nazývá se *Rayleighův rozptyl*. Rozptyl na prachových zrnech (tj. kosmický prach, sopečný popel, produkty spalování, organické částice uvolněné stromy a rostlinami a dokonce mořské soli uvolněné do vzduchu při roztříštění oceánské vlny) a na kapalně vodě (vodní film na povrchu smáčivých částic, případně malé kousky smáčivých částic v roztoku) se nazývá rozptyl na *aerosolu* a závisí na distribuci velikosti částic. Rozptyl na malých kulových částicích (velikosti řádu vlnové délky) je nepřímo úměrný λ a nazývá se *Mieův rozptyl*. Větší částice způsobují rozptyl, který je v podstatě nezávislý na vlnové délce. Skutečná velikostní distribuce částic různých tvarů a velikostí má za následek rozptyl zhruba podle λ^{-1} . Rozklad atmosférické extinkce na složky způsobené Rayleighovým a aerosolovým rozptylem a absorpcí molekulovými pásy (O_3 , H_2O , O_2 ,



Obrázek 1: Blízké infračervené spektrum Měsíce. *Horní křivka*: spektrum Měsíce z letadla ve výšce 12500m. Spektrum ještě obsahuje atmosférické absorpční projevy atmosféry nad touto výškou. *Spodní křivka*: Spektrum Měsíce z observatoře Catalina a zenitové vzdálenosti 58° . Obrázek je kombinací obr. 1 a 3 z Johnson et al, (1968).



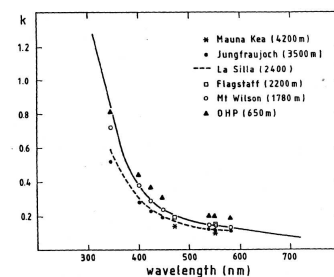
Obrázek 2: Složky atmosférického rozptylu (podle Rufenara, 1986).

...), záleží na přijatém atmosférickém modelu a číselných hodnotách jeho parametrů. Jeden takový rozklad je na obr. 2.

Každý rozptyl závisí na vlnové délce v tom smyslu, že extinkce v červené části spektra je mnohem méně problematická, než je tomu na jeho ultrafialovém konci (viz obr. 3 se závislostí extinkce na vlnové délce). Blízko zenitu na úrovni moře je extinkce ve vizuální oblasti více než 15 %. Silně se zvyšuje směrem k modré a stává se 100 % pod 290 nm. Směrem k červenému konci vizuálního spektra se extinkce snižuje pod 10 % s výjimkou molekulárních pásů.

Tato závislost na vlnové délce je také důvodem, proč má denní obloha modrou barvu a ne barvu slunečního světla (bílou barvu způsobují vysoké cirry, které plní vzduch krystalky ledu a ty působí jako difusor slunečního světla). Malé množství Rayleighova rozptylu na málo částicích zachovává směr dominantního paprsku. Naproti tomu, když se hustě seskupí větší částice, nastává násobný rozptyl a v extrémním případě (mlha) může taková situace vést k úplné ztrátě směru původního paprsku.

Pro důkazy dlouhoperiodické proměnnosti extinkce



Obrázek 3: Atmosférická extinkce jako funkce vlnové délky pro různá stanoviště. Plná čára pokrývá data z Melbourne (1960); čárkovaná je založena na 7 barevných měřeních od Rufenara (1986). Ostatní data jsou z Hall et al 1975 ($\square$, $\star$), Cramer et al 1991 ($\bullet$) a Golay 1974 ($\triangle$, $\circ$). Všimněte si, jak blízko k čárkované čáře leží data z nejvýše položených světových fotometrických observatoří ($\bullet$, $\star$).

a jejího vztahu se sopečnými výbuchy viz. Hall et al (1975), Taylor et al. (1977), Sterken et al. (1986) a Rufener (1986). Sezónní variace extinkce diskutuje Laulainen et al (1977); v.t. Roosen et al (1973). Rufenerova retrospektivní analýza pokrývající téměř 10 let pozorování extinkce ho vedla k závěru, že — i přes jasné atmosférické podmínky — má atmosférická extinkce vlastní proměnnost a typickou amplitudou 0.02 – 0.03 mag na jednotkovou vzdušnou hmotu pro danou noc. Pozorovaná proměnnost je samozřejmě nejmenší na nejlepších stanovištích (viz. též obr. 3). Základní příspěvek k proměnnosti pochází z rozptylu. Mnohem markantnější jsou změny kvůli částicím vnášeným do atmosféry pravidelně se opakujícími sopečnými erupcemi, dá se očekávat časová škála 1 – 2 let než všechny částice propadnou atmosférou, působící pomalý klesavý trend hodnoty extinkce.

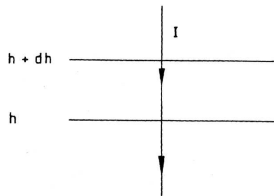
Astronomická refrakce je ohyb paprsků světla způsobující, že se objekt jeví výše na obloze, než kde skutečně je. Odchylna zenitové vzdálenosti jde od 0 v zenitu k polovině stupně na horizontu. Není lineární (přibližně úměrná tg zenitové vzdálenosti) a přesahuje 1 minutu jen v zenitových vzdálenostech větších než 45°. *Atmosférická disperze* je způsobena tím, že atmosféra ohýbá světlo kratších vlnových délek více, než světlo vlnových délek větších. Všechny obrazy hvězd jsou proto ve skutečnosti krátká vertikální spektra s červeným koncem dolů. Efekt nenastává pro hvězdy v zenitu, ale vzdálenost červené od modré může být až několik vteřin v zenitových vzdálenostech převyšujících 65°.

MONOCHROMATICKÁ EXTINKCE

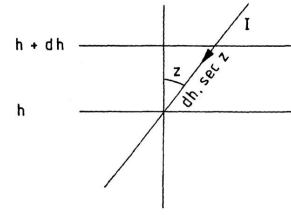
V této a následujících částech budeme používat především monochromatické definice v doméně vlnových délek.

Variace plošné intenzity vertikálního paprsku mezi výškou h a $h + dh$ je dána

$$dL(\lambda, h) = \kappa(\lambda, h)\rho(h)L(\lambda, h)dh \quad (1)$$



Obrázek 4: Vertikální paprsek světla



Obrázek 5: Skloněný paprsek světla

kde $\kappa(\lambda)$ je absorpční koeficient jednotkové hmoty a $\rho(h)$ je hustota vzduchu (protože jde světlo dolů, dává kladné dh zvýšení intenzity).

Absorpční koeficient obsahuje příspěvky různých procesů a mění se se složením atmosféry. Absorpce na atomech a molekulách (H_2O , O_3 , ...) nastává v omezených spektrálních rozsazích, zatímco rozptyl na molekulách a aerosolech je odpovědný za spojitou extinkci.

DEFINICE VZDUŠNÉ HMOTY

Integrací rovnice 1 dostaneme

$$L(\lambda, h_0) = L(\lambda, h_1)e^{-\int_{h_0}^{h_1} \kappa(\lambda, h)\rho(h)dh} \quad (2)$$

h_1 označuje vnější hranici atmosféry, h_0 nadmořskou výšku pozorovacího stanoviště. Hvězdy se samozřejmě nepozorují jen v zenitu. Budiž z zenitová vzdálenost směru příchozího světla, t.j. jeho úhel s vertikálou (viz obr. 5). Mezi výškami $h + dh$ a h pak světlo muselo projít vrstvou vzduchu tloušťky $dh \sec z$ a rovnice 1 a 2 přejdou na

$$dL(\lambda, h) = \kappa(\lambda, h)\rho(h)L(\lambda, h) \sec z dh \quad (3)$$

a

$$L(\lambda, h_0) = L(\lambda, h_1)e^{-\int_{h_0}^{h_1} \kappa(\lambda, h)\rho(h) \sec z dh}. \quad (4)$$

Ve skutečnosti se ale úhel $z = z(h)$ mění s výškou kvůli refrakci světla v atmosféře a kvůli zakřivení Země (viz obr. 6). Dá se ukázat, (Newcomb 1906; viz též Young 1969a), že pro horizontální paprsek je zakřivení kvůli refrakci rovné asi jedné šestině zakřivení atmosféry. V prvním přiblížení předpokládáme, že je absorpční koeficient konstantní v celé atmosféře. To je víceméně pravda pro hlavní složky atmosféry, ale ne pro ty, které mají proměnné rozložení (ozón, prach, vodní kapénky, ...). Rovnice 4 přechází na

$$L(\lambda, h_0) = L(\lambda, h_1)e^{-\kappa(\lambda) \int_{h_0}^{h_1} \rho(h) \sec z dh}. \quad (5)$$

Integrál reprezentuje objem vzduchu obsaženého ve sloupci paralelním světelnému paprsku s jednotkovým průřezem. *Není* to ovšem to, co astronomové nazývají *vzdušnou hmotou*. Místo toho definují (relativní) vzdušnou hmotu X jako

$$X = \frac{\int_{h_0}^{h_1} \rho(h) \sec z \, dh}{\int_{h_0}^{h_1} \rho(h) \, dh} \quad (6)$$

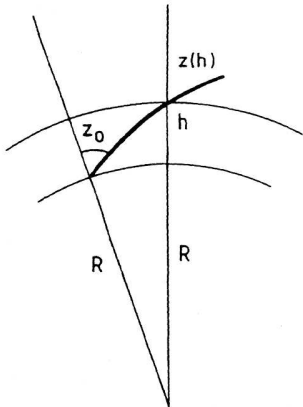
což je bezrozměrná veličina. Vzdušná hmota X je definována jako poměr, kolikrát více vzduchu je vidět ve směru pozorování než v zenitu. X závisí na cestě paprsku, která je v každé výšce h určena směrem z . Můžeme tedy napsat, že $X = X(z_0)$ totiž, že je vzdušná hmota funkcí *zdánlivé* zenitové vzdálenosti ($z = z_0$) a nadmořské výšky pozorovatele h_0 . Pro malé zenitové vzdálenosti se může atmosféra považovat za tenkou vrstvu konstantní hustoty a v tomto přiblížení je pak X jednoduše secansem zdánlivé zenitové vzdálenosti. Použitím této definice vzdušné hmoty pak rovnice 5 přejde na

$$\begin{aligned} L(\lambda, h_0) &= L(\lambda, h_1) e^{-\kappa(\lambda) X(z) \int_{h_0}^{h_1} \rho(h) \, dh} \\ &= L(\lambda, h_1) e^{-\kappa(\lambda) X(z) \alpha} \end{aligned} \quad (7)$$

kde α je skutečné množství vzduchu měřené vertikálně nad h_0 . Výhodnost této definice je lépe vidět při použití logaritmického tvaru. Rovnice 7 tak přejde na

$$\log L(\lambda, h_0) = \log L(\lambda, h_1) - (\log e) \kappa(\lambda) X(z) \alpha \quad (8)$$

V našem zjednodušeném modelu zachovává paprsek světla svou geometrii, když se mění z , takže je osvětlení úměrné intenzitě záření. Ve skutečnosti je plocha



Obrázek 6: Trasa světelného paprsku. Úhel svíraný paprskem s vertikálou se mění kvůli zakřivení Země a kvůli atmosférické refrakci.

paprsku dopadajícího do vstupní pupily dalekohledu úměrná cosinu úhlu atmosférické refrakce (u horizontu sotva přesáhne půl stupně) a výsledná systematická chyba je vždy zanedbatelná. Na druhou stranu prostorový úhel vytknutý objektem — ani hvězda není ve skutečnosti bodová — je redukován faktorem přibližně $(n - 1) \sec^2 z$, kde n je index lomu atmosféry (Young, 1974b). Výsledná odchylka je přibližně 0.01 mag při vzdušné hmotě 6 a podstatně méně při menších vzdušných hmotách. Toto je rovněž zanedbatelné. Můžeme proto rovnici 8 psát jako

$$\log E(\lambda, h_0) = \log E(\lambda, h_1) - (\log e) \kappa(\lambda) X(z) \alpha \quad (9)$$

nebo v magnitudovém tvaru

$$\begin{aligned} m(\lambda, h_0) &= m(\lambda, h_1) + 2.5(\log e) \kappa(\lambda) X(z) \alpha \\ &= m(\lambda, h_1) + k(\lambda) X(z) \end{aligned} \quad (10)$$

s

$$k(\lambda) = 2.5(\log e) \kappa(\lambda) \alpha = 1.086 \kappa(\lambda) \alpha. \quad (11)$$

Extinkce postihující monochromatickou magnitudu je úměrná vzdušné hmotě. $k(\lambda)$ se nazývá *koefficient extinkce* na vlnové délce λ . Vztah 10 se nazývá *Bouguerův zákon*. Je důležité mít na vědomí základní předpoklady položené při odvozování tohoto jednoduchého a často používaného pravidla, jmenovitě, že *absorpční koeficient* $\kappa(\lambda, h)$ *na jednotku objemu se předpokládá konstantní v celé atmosféře*.

VÝPOČET VZDUŠNÉ HMOTY

Ve velkých zenitových vzdálenostech komplikují přesný výpočet vzdušné hmoty zakřivení atmosféry, atmosférická refrakce a variace hustoty atmosféry s výškou.

Bemporad (1904) vypočítal vzdušnou hmotu pro sférickou atmosféru; bral v úvahu ohyb refrakcí a předpokládá konstantnost koeficientu κ na jednotku hmoty. Jak jsme viděli, druhý předpoklad umožňuje definici kvantity $X(z)$ nezávislé na λ . Na základě Bemporadových tabulek byly vytvořeny interpolační rovnice, které se ve fotometrii běžně používají. Z nejširě používaných rovnic Hardie (1962) uvádí následující polynom třetího řádu

$$\begin{aligned} X &= \sec z - 0.0018167(\sec z - 1) - \\ &\quad - 0.002875(\sec z - 1)^2 - 0.0008083(\sec z - 1)^3 \end{aligned} \quad (12)$$

Hardie jasně používá *skutečnou* zenitovou vzdálenost, tj. hodnotu zenitového úhlu v nepřítomnosti atmosférické refrakce, zatímco Bemporadovy tabulky používají jako argument *zdánlivou* zenitovou vzdálenost.

Tato snaha o vzdušnou hmotu s velkou přesností byla vedena naději, že by se mohla vrátit ve zpřesnění fotometrických výpočtů. Mnoho faktorů však přispívá k tomu, že tato naděje je marná.

Důležité je připomenout, že Bemporad vypracoval korekce na tlak a teplotu, které do zmíněné rovnice nejsou zahrnuty. Tyto opravy mohou překročit úroveň 1 % a musejí vést k systematické chybě tohoto řádu v jakékoli rovnici.

Konstantnost κ v atmosféře není dobře prověřena. Aerosolová složka je koncentrována hlavně ve spodních vrstvách atmosféry ve výškovém rozsahu řádově jednoho kilometru. Na druhou stranu, ozónová složka je důležitá ve výškách kolem 30 km. Výsledné vzdušné hmoty pro takovéto nestejnoměrné rozložení jsou poměrně odlišné a nesouhlasí s Bemporadovými tabulkami. Tyto příspěvky mají opačný vliv — například aerosoly vzdušnou hmotu zvyšují, zatímco ozón ji zmenšuje. V průměru jsou tedy Bemporadovy tabulky akceptovatelné, ale v určitých vlnových rozsazích jsou buď nad nebo pod skutečnou hodnotou vzdušné hmoty. Speciálně důležité je to v Chappuisově pásu (kolem 580 nm) O_3 a pod 340 nm, kde tato molekula rovněž silně absorbuje. Chyba může dosáhnout 0.01 při vzdušné hmotě 2.5 – 3. To způsobuje, že ztrácí smysl snaha o zpřesnění interpolační rovnice. Nedá se s tím nic dělat, lze se jen vyhnout velkým zenitovým vzdálenostem. V principu je samozřejmě možné zavést různé vzdušné hmoty pro různé vlnové délky $X(\lambda, z)$, pokud máme k dispozici odpovídající model extinkce, později však uvidíme, že redukce takových dat, obzvláště v *heterochromatické* fotometrii je komplikovaná záležitost.

Young (1974b) poukázal na obvyklou chybu v použití Bemporadových tabulek, která spočívá ve výpočtu skutečné zenitové vzdálenosti místo zdánlivé a jejího použití jako argumentu (již jsme si všimli u interpretace rovnice 12). Počítačové programy mnohem snáze určí skutečnou zenitovou vzdálenost než zdánlivou (ovlivněnou refrakcí), protože z_t lze vypočítat výhradně z astronomických dat: z času a souřadnic.

Jako rovnici používající skutečnou zenitovou vzdálenost dávající uspokojivé výsledky v soulasu s Bemporadovými výsledky pro vzdušnou hmotu do 4 zavádí Young & Irvine (1967)

$$X_t = \sec z_t (1 - 0.0012(\sec^2 z_t - 1)). \quad (13)$$

Odchylku způsobenou použitím z_t místo z_a viz obr. 12 v Young (1974b). Výpočet založený na moderních atmosférických datech viz Kasten & Young (1989).

HETEROCHROMATICKÁ EXTINKCE

Spojité část monochromatické extinkce se monotónně zvyšuje směrem k modrým a ultrafialovým částem spektra. Uvažujeme-li heterochromatickou fotometrii, jsou měření na modré straně pásma ovlivněnější než ta na straně červené. Výsledný efekt je, že když se hvězda pozoruje ve větší zenitové vzdálenosti, jeví se červenější: efektivní vlnová délka se přesouvá k červené a efektivní šířka pásma se zužuje. Jinými slovy: *velkou vzdušnou hmotou se zvyšuje monochromaticnost z důvodu prohrasivního odstraňování kratších vlnových délek extinkcí*. Kvůli této změně šířky pásma má každé další zvětšení vzdušné hmoty stále menší a menší příspěvek k extinkci. Tento jev, známý jako forbesův efekt ilustruje obr. 7. Hvězdy různých barev dávají různé výsledky, modré hvězdy jsou ovlivněny více než červené. To ukazuje, že širokopásmová fotometrie je sama o sobě mnohem komplikovanější než její monochromatická kolegyně.

Vraťme se nyní k rovnici (1.16), která popisuje spektrální osvětlení měřené fotometrem s instrumentální odezvou $s(\lambda)$ ¹. Napíšeme ji s použitím jednodušší notace

$$E_m = \int E s_e s d\lambda$$

Atmosférickou transmisní funkci určuje (7) a (11)

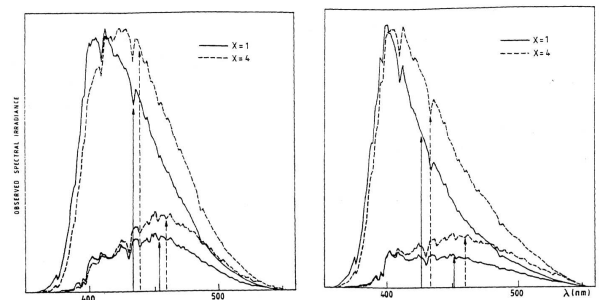
$$\begin{aligned} s(\lambda) &= e^{-\kappa X \alpha} \\ &= e^{-\frac{\kappa X}{2.5 \log e}} \end{aligned} \quad (14)$$

Strömgrenova-Kingova teorie předpokládá funkci (1.36), která je výsledkem taylorova rozvoje (1.16):

$$E_m = \left(S_0 + \frac{1}{2} \mu_2^2 S_0'' \right) \int s d\lambda \quad (15)$$

Kde byly zanedbány členy vyšších řádů a s $S_0 = S(\lambda)$. Substitucí $S = ES_0$ dostaneme (s $E_0 = E(\lambda_0)$) a

¹ $s(\lambda)$ obsahuje spektrální citlivost fotokatody, propustnost filtru a přenosové vlastnosti optických součástí teleskopu.



Obrázek 7: Tohle není hotové. . .

$$S_{e,0} = s_e(\lambda_0))$$

$$E_m = E_0 s_{e,0} \left(1 + \frac{1}{2} \mu_2^2 \frac{S_0''}{S_0} \right) \int s \, d\lambda. \quad (16)$$

Výraz mezi závorkami může být považován za heterochromatickou korekci aplikovanou na monochromatickou transmisí s_e na vlnové délce λ_0 . Pozorovaná heterochromatická magnituda je

$$\begin{aligned} m(h_0) &= \\ &= -2,5 \log \left[E_0 s_{e,0} \left(1 + \frac{1}{2} \mu_2^2 \frac{S_0''}{S_0} \right) \int s \, d\lambda \right] + C \\ &= -2,5 \log \left[E_0 s_{e,0} \left(1 + \frac{1}{2} \mu_2^2 \frac{S_0''}{S_0} \right) \right] + C' \end{aligned} \quad (17)$$

(C, C' jsou konstanty) kdežto extraatmosférická heterochromatická magnituda je dána odpovídajícím vzorcem bez korekce na extinkci

$$\begin{aligned} m(h_1) &= \\ &= -2,5 \log \left[E_0 \left(1 + \frac{1}{2} \mu_2^2 \frac{E_0''}{E_0} \right) \int s \, d\lambda \right] + C \\ &= -2,5 \log \left[E_0 \left(1 + \frac{1}{2} \mu_2^2 \frac{E_0''}{E_0} \right) \right] + C' \end{aligned} \quad (18)$$

(což není přímo vztaženo k extraatmosférické monochromatické magnitudě na λ_0 , $m(\lambda_0, h_1) = -2,5 \log E_0 + C''$). Celková oprava extinkce (extraatmosférická mínus pozorovaná) vyjádřená v magnitudách je

$$\begin{aligned} \Delta m &= m(h_1) - m(h_0) \\ &= -2,5 \log s_{e,0} + 2,5 \log \left(1 + \frac{1}{2} \mu_2^2 \frac{S_0''}{S_0} \right) \\ &\quad - 2,5 \log \left(1 + \frac{1}{2} \mu_2^2 \frac{E_0''}{E_0} \right) \\ &= -k_0 X + 2,5(\log e) \left[\ln \left(1 + \frac{1}{2} \mu_2^2 \frac{S_0''}{S_0} \right) \right. \\ &\quad \left. - \ln \left(1 + \frac{1}{2} \mu_2^2 \frac{E_0''}{E_0} \right) \right]. \end{aligned} \quad (19)$$

Druhé členy v argumentech logaritmů v rov. 19 jsou obvykle malé a je možné použít aproximaci $\ln(1+x) = x$. Tedy

$$\begin{aligned} \Delta m &= -k_0 X + 1,25(\log e) \mu_2^2 \left(\frac{S_0''}{S_0} - \frac{E_0''}{E_0} \right) \quad (20) \\ &= -k_0 X + 1,25(\log e) \mu_2^2 \left(\frac{2E_0' s_{e,0}}{E_0 s_{e,0}} - \frac{S_{e,0}''}{S_{e,0}} \right). \end{aligned}$$

První člen je monochromatická extinkce (rovnice 10 a 11) na vlnové délce λ_0 . Druhý člen obsahuje první a druhé derivace atmosférické extinkce a první derivaci spektrální distribuce, tj. lokální spektrální index. Tyto derivace je třeba vyčíslit.

Rovnice 20 v principu vyjadřuje *barevnou transformaci* mezi extraatmosférickou heterochromatickou magnitudou $m(h_1)$ na střední vlnové délce λ_0 a měřenou heterochromatickou magnitudou $m(h_0)$, ale obvykle se nazývá „korekcí“ spíše než transformací. King (1952) poznamenal, že je *nejjednodušší považovat fotometr za ovlivěný barevnou rovnicí závislou na výšce*. Rovnice 20 jednoduše říká, že *extinkce závisí na spektrálním typu a že závislost je funkcí vzdušné hmoty*.

Atmosférická transmisní křivka je hladká s výjimkou okolí vlnových délek molekulárních absorpčních pásů. Astronomické spektrum je na druhou stranu plné různých absorpčních i emisních projevů, které se liší objekt od objektu, takže vyčíslení derivace E není nic jednoduchého. S problémem se dá vypořádat několika postupy.

KOEFICIENT DRUHÉHO ŘÁDU

První možnost spočívá v ignoraci Kingovy teorie, nebo v jejím nepochopení (často zaujímaná pozice; viz např. Hardie 1962, Henden & Kaitchuk 1982). Povšechné zdůvodnění je velmi jednoduché: vzhledem k tomu, že použití průměrné extinkční korekce dává odchylku na barvě hvězdy, lze modifikovat rovnici 10 zavedením členu závislého na barvě

$$m(h_1) = m(h_0) - (k + \hat{k}CI)X(z) \quad (21)$$

Koeficient $\hat{k}$ se nazývá *extinkční koeficient druhého řádu* kdežto k se nazývá *hlavní extinkční koeficient*. Barva se popisuje *nějakým*² barevným indexem CI , který je dán měřeními. k je extinkční koeficient pro hvězdu s $CI = 0$ a $\hat{k}$ reprezentuje zvyšování tohoto koeficientu pro hvězdu o $CI = 1$. Všimněte si, že tato rovnice nezahrnuje forbesův efekt (zvyšování červenání a monochromaticity záření s přibýváním vzdušné hmoty), pokud je barevný index extraatmosférický.

Obvykle nejsou rovnice 20 a 21 slučitelné, protože je extraatmosférický barevný index vztažen přímo k E' a nezávisí na S_e ani na jejích derivacích. Lepšího souhlasu lze dosáhnout, obsahuje-li CI příspěvek z

²Na počátku 50. let byl dostupný jen jeden barevný index — International System color index a — mimo Balmerovu diskontinuitu — mohl jeden gradient popsat distribuci spektrální energie v poměrně širokém rozsahu vlnových délek.

atmosférické extinkce. To je důvod, proč se za CI často bere instrumentální barevný index (neopravený na extinkci a tedy závislý na vzdušné hmotě). Můžeme vidět, že tato volba je rovněž nesprávná. Naneštěstí se metoda široce používá díky své jednoduchosti, ne díky výsledkům: může být relativně jednoduše použita i bez počítačů a lze sestavit jednoduchá systematická pozorovací schemata umožňující výpočet koeficientů bez velkého úsilí. Přestože tyto argumenty již nemají žádnou váhu (viz níže) je toto stále způsob, jakým se zpracovává většina, ne-li všechna širokopásmová fotometrická měření.

Young & Irvine (1967) a Young (1974) ukazují v diskusi, že za určitých dosti obecných podmínek se dá heterochromatická extinkce přiblížit vzorcem podobným 21

$$\Delta m = - \left(k + \hat{k} \overline{CI} \right) X. \quad (22)$$

Ukázali, že se místo extraatmosférického barevného indexu CI nebo instrumentálního CI_m musí použít *aritmetický průměr* $\overline{CI} = \frac{1}{2} (CI + CI_m)$. To předpokládá, že jsou k dispozici měření na jiné vlnové délce λ_1 ($|\lambda_0 - \lambda_1| \ll \lambda_0$). Barevné indexy jsou

$$\begin{aligned} CI_m &\simeq CI + X \Delta k \\ \overline{CI} &= \frac{1}{2} (CI + CI_m) \simeq CI + \frac{1}{2} X \Delta k \end{aligned} \quad (23)$$

s

$$\Delta k = k_1 - k_0$$

Heterochromatická extinkce tedy obsahuje příspěvek X^2 , který se neobjevuje v 21 a který zahrnuje sklon atmosférické extinkce. Člen prvního řádu v X obsahuje monochromatickou extinkci na efektivní vlnové délce a navíc člen zahrnující sklon hvězdného spektra.