Základy světelné techniky (3)

Světelnětechnické veličiny (2. část)

prof. Ing. Jiří Habel, DrSc., Elektrotechnická fakulta ČVUT V Praze

3.5 Jas svazku světelných paprsků

Světelnětechnická veličina, na kterou bezprostředně reaguje zrakový orgán, je *jas svazku světelných paprsků*. Jde o veličinu obecně určenou prostorovou a plošnou hustotou světelného toku přenášeného paprsky, tj. vztahem

$$L_{OP} = \frac{d^2\Phi}{d\Omega \; dA_n}$$

$(cd{\cdot}m^{-2}; lm, sr, m^2)$ (3.21)

kde

L_{OP} je jas svazku paprsků ve směru osy OP svazku,

$d\Omega$ prostorový úhel, ve kterém se paprsky šíří,

dA_n ploška kolmá k ose svazku paprsků, na níž se realizuje plošná hustota světelného toku.

V prostředí, které pohlcuje, vyzařuje či rozptyluje světlo, se mění světelný tok přenášený svazkem světelných paprsků od bodu k bodu a úměrně se změnou světelného toku se mění i jas svazku paprsků.

Vymezí-li se svazek paprsků dvěma otvory o velikosti plochy dA_1 a dA_2 v libovolně umístěných stínítkách A_1 a A_2 (obr. 3.6) a jsou-li rozměry otvorů dA_1 a dA_2 zanedbatelné ve srovnání se vzdáleností l mezi stínítky A_1 a A_2, vyplývají z rovnice (3.21) tyto vztahy:

1. pro jas L_{OP} svazku *paprsků sbíhajících se* v prostorovém úhlu $d\Omega_1 = dA_1 \cos\gamma \, l^{-2}$ z plošky dA_1 do bodu P

$$L_{OP} = \frac{d^2\Phi}{d\Omega_1 \; dA_2 \cos\beta} = \frac{dE_N}{d\Omega_1}$$

$(cd{\cdot}m^{-2}; lm, sr, m^2; lx, sr)$ (3.22)

kde dE_N značí normálovou osvětlenost, tj. osvětlenost průmětu plošky dA_2 do roviny kolmé k paprsku l.

Vztah (3.22) se používá k určení jasu zdroje ve směru oka pozorovatele nebo fotonky, popř. ke zjištění jasu nepřístupných zdrojů či zdrojů neurčitých rozměrů,

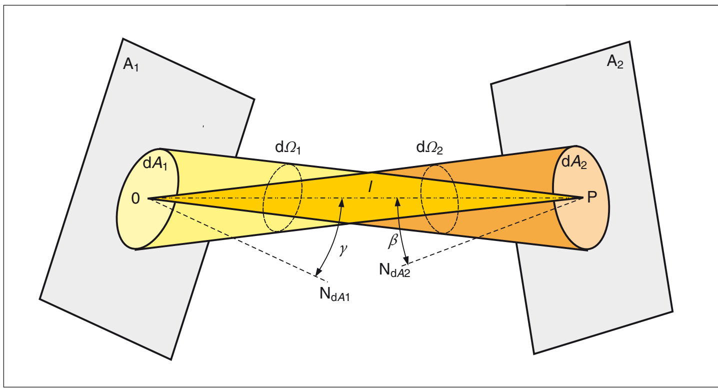
2. pro jas $L_{OP} = L\gamma$ svazku *paprsků rozbíhajících se* v prostorovém úhlu $d\Omega_2 = dA_2 \cos\beta \, l^{-2}$ z bodu O

$$L_{OP} = L_\gamma = \frac{d^2\Phi}{d\Omega_2 \; dA_1 \cos\gamma} = \frac{dI_\gamma}{dA_1 \cos\gamma}$$

$(cd{\cdot}m^{-2}; lm, m^2, sr; cd, m^2)$ (3.23)

kde $dI_\gamma = d\Phi/d\Omega_2$ je svítivost plošky dA_1 ve směru pod úhlem γ od normály N_{dA1}.

V homogenním, nepohlcujícím a nerozptylujícím prostředí je jas svazku světelných paprsků na jeho dráze všude stejný, a tedy nezávislý na vzdálenosti od zdroje světla. Tehdy se připouští zjednodušení a místo s jasem svazku paprsků se pracuje s jasem svíticí plošky zdroje. Jas L_γ svíticí plošky dA_1 ve směru pod úhlem γ od normály N_{dA1} (obr. 3.6) se pak určuje z druhé části rovnice (3.23).



Obr. 3.6. Vymezení svazku sbíhavých a rozbíhavých paprsků

Jednotkou jasu je *kandela na čtvereční metr* $(cd{\cdot}m^{-2})$, dříve též označovaná názvem *nit* (nt).

V literatuře se lze setkat i s dalšími jednotkami, např.

stilb (sb):

$1 \text{ sb} = 1 \text{ cd}{\cdot}\text{cm}^{-2} = 10^4 \text{ cd}{\cdot}\text{m}^{-2}$,

apostilb (asb):

$1 \text{ asb} = 1 \text{ lm}{\cdot}\text{m}^{-2} = 1/\pi \text{ cd}{\cdot}\text{m}^{-2} = 0{,}318\,3 \text{ cd}{\cdot}\text{m}^{-2}$,

lambert (La):

$1 \text{ La} = 1 \text{ lm}{\cdot}\text{cm}^{-2} = 1/\pi \text{ sb} = 3\,183 \text{ cd}{\cdot}\text{m}^{-2}$,

footlambert (fL):

$1 \text{ fL} = 3{,}426 \text{ cd}{\cdot}\text{m}^{-2}$,

$1 \text{ candle}{\cdot}\text{foot}^{-2} = 1 \text{ cd}{\cdot}\text{ft}^{-2} = 10{,}764 \text{ cd}{\cdot}\text{m}^{-2}$.

Jas svazku paprsků, ať již vycházejících ze zdrojů nebo odražených od různých ploch, je závislý na stanovišti pozorovatele i na směru jeho pohledu. Z toho je zřejmé, že jas svazku paprsků je funkcí nejen bodu, ale též orientovaného směru.

Zjistí-li se hodnoty jasu svazku paprsků dopadajících z různých směrů do okolí určitého bodu prostoru a nanesou-li se tyto hodnoty na odpovídající směry od uvažovaného bodu jako rádiusvektory, dostane se spojením všech koncových bodů rádiusvektorů *fotometrická plocha rozložení jasu*. Tato plocha jednoznačně charakterizuje rozložení toků v uvažovaném bodě prostoru, ale její určení je v obecném případě v praxi nezvládnutelné. Řezy fotometrickou plochou jasu provedené rovinami obsahujícími uvažovaný bod se nazývají *čáry* (křivky) *jasu* a kreslí se obvykle v polárních souřadnicích.

3.6 Světlení

Světlení je definováno jako plošná hustota světelného toku $d\Phi_v$ vyzařovaného z plošky dA, tj. výrazem

$$M = \frac{d\Phi_v}{dA} \quad (lm{\cdot}m^{-2}; lm, m^2) \qquad (3.24)$$

Jednotkou světlení je *lumen na čtvereční metr* $(lm{\cdot}m^{-2})$.

Vyzařuje-li ploška dA rotačně souměrně a je-li rozložení jejího jasu popsáno vztahem $L_\gamma = L_0 f_L(\gamma)$, resp. rozložení její svítivosti výrazem $I\gamma = I_0 f_I(\gamma)$, lze, při využití známé souvislosti $f_I(\gamma) = f_L(\gamma) \cos\gamma$ mezi charakteristickými funkcemi jasu $f_L(\gamma)$ a svítivosti $f_I(\gamma)$, rovnici (3.24) upravit do tvaru

$$M = L_0 \int_0^{\Omega} f_L(\gamma) \cos\gamma \; d\Omega = $$

$$= L_0 \int_0^{\Omega} f_I(\gamma) \, d\Omega = L_0 \; \Omega_e \qquad (3.25)$$

kde

L_γ je jas uvažované svíticí plošky dA zdroje ve směru pod úhlem γ od normály k plošce dA,

L_0 jas plošky dA ve vztažném směru, tj. obvykle ve směru normály k plošce dA,

Ω prostorový úhel, do kterého zdroj vyzařuje (např. pro poloprostor je $\Omega = 2\pi$),

Ω_e ekvivalentní prostorový úhel (odst. 3.7).

Vztah (3.25) ukazuje významnou souvislost mezi světlením M a jasem L_0 svítícího povrchu ve vztažném směru.

3.7 Ekvivalentní prostorový úhel

Ekvivalentní prostorový úhel Ω_e je roven prostorovému úhlu, do kterého by bodový světelný zdroj (svítidlo bodového typu) vyzářil veškerý světelný tok Φ, kdyby do všech směrů vyzařoval vztažnou svítivostí I_0. Z toho plyne, že ekvivalentní prostorový úhel Ω_e je definován vztahem

$$\Omega_e = \frac{\Phi}{I_0} \quad \text{(sr; lm, cd)} \qquad (3.26)$$

Rovnici (3.26) lze pro rotačně souměrně vyzařující svítidlo, jehož čáru svítivosti popisuje charakteristická funkce $f_I(\gamma)$, upravit s využitím vztahu (3.17) do tvaru

$$\Omega_e = \int_0^{\Omega} f_I(\gamma)\,\mathrm{d}\Omega \quad \text{(sr)} \qquad (3.27)$$

Pro ilustraci využití veličiny Ω_e v praxi uveďme, že pro svítidlo bodového typu, které vyzařuje do jednoho poloprostoru ($\Omega = 2\pi$) a jehož vyzařování je popsáno charakteristickou funkcí svítivosti ve tvaru

$$f_I(\gamma) = \cos^m \gamma \qquad (3.28)$$

lze pro ekvivalentní prostorový úhel odvodit vztah

$$\Omega_e = 2\pi \frac{1}{m+1} \quad \text{(sr)} \qquad (3.29)$$

3.8 Veličiny charakterizující světelnětechnické vlastnosti materiálů

Optické vlastnosti materiálů jsou důležité zejména pro navrhování a konstrukci světelně činných částí různých zařízení s ohledem na možnosti usměrnění světelného toku, jeho rozptylu a popř. omezení jasů v určitých směrech, a to při zachování co nejvyšší účinnosti.

Odraznosti stropu a stěn mají podstatný vliv na kvantitativní, ale i na kvalitativní ukazatele vnitřního osvětlení i na hospodárnost osvětlovacího zařízení.

Světelný tok Φ dopadající na uvažovaný materiál se v obecném případě dělí na tři části, a to na část Φ_ρ, která se odrazí, na část Φ_τ, která látkou projde, a na část Φ_α, kterou látka pohltí. Platí tedy

$$\Phi = \Phi_\rho + \Phi_\tau + \Phi_\alpha \text{ (lm; lm, lm, lm)} \qquad (3.30)$$

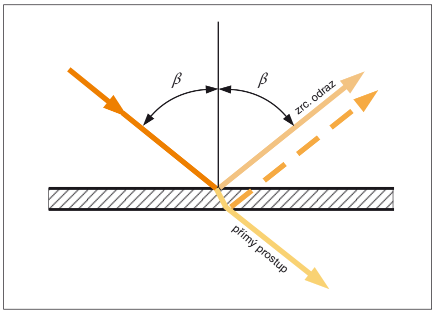
Světelnětechnické vlastnosti látek charakterizují tři integrální činitele odpovídající zmíněnému rozdělení světelného toku, a to integrální činitel odrazu $\rho = \Phi_\rho/\Phi$, integrální činitel prostupu $\tau = \Phi_\tau/\Phi$ a integrální činitel pohlcení $\alpha = \Phi_\alpha/\Phi$. Tyto veličiny charakterizují vlastnosti sledované látky z hlediska záření různých vlnových délek souhrnně – integrálně.

Pro činitele ρ, τ, α vyplývá z rovnice (3.39) známá souvislost

$$\rho + \tau + \alpha = 1 \qquad (3.31)$$

Pro neprůsvitné materiály platí $\rho + \alpha = 1$ a pro materiály pohlcující veškeré záření na ně dopadající (černé těleso) $\alpha = 1$.

O prostředí, kterým se šíří světelné paprsky od svítidel na osvětlované plochy, se při provádění výpočtů v praxi obvykle předpokládá, že je nepohlcující ($\tau = 1$) a nerozptylující. Tento předpoklad je většinou splněn jak ve vnitřních, tak i ve venkovních prostorech. Činitele odrazu, prostupu a pohlcení nezávisejí pouze na vlastnostech látky samotné, ale i na vlnové délce dopadajícího záření. Proto se kromě integrálních hodnot zmíněných činitelů definují i jejich spektrální hodnoty $\rho(\lambda)$, $\tau(\lambda)$, $\alpha(\lambda)$.



Obr. 3.7. Znázornění zrcadlového odrazu a přímého prostupu

U filtrů se místo činitele prostupu používá pojem **optická hustota** (D), která je definována vztahem

$$D = -\log_{10} \tau = \log_{10} (1/\tau) \qquad (3.32)$$

Z výrazu (3.32) plyne, že pro $\tau = 0{,}01$ je $D = 2$, pro $\tau = 0{,}1$ je $D = 1$, a když $\tau = 1$, je $D = 0$ atd.

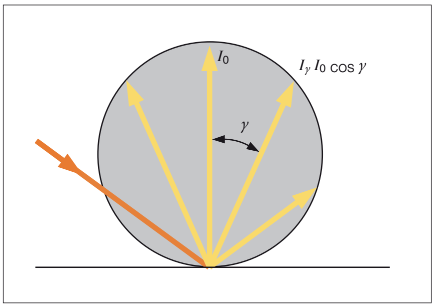
Povrchy různých látek se ještě dále rozlišují podle rozložení odraženého světelného toku do různých směrů v prostoru. Nejjednodušší případ odrazu nastane, když se světelný paprsek odrazí od povrchu pod stejným úhlem, pod kterým na uvažovaný povrch dopadl (obr. 3.7). Tento případ odrazu se nazývá *zrcadlový odraz*.

Ideální zrcadlový povrch vykazuje jas jen ve směru odraženého světelného paprsku. V praxi lze téměř dokonalého zrcadlového odrazu dosáhnout jen na velmi přesně a dokonale vyleštěných kovových plochách. Výroba takových zrcadel či reflektorů je velmi náročná a drahá.

V případě, že se paprsek světla dopadlý na část povrchu po odrazu rozdělí do celého poloprostoru tak, že jas části uvažované plochy je ve všech směrech stejný, vzniká *rovnoměrně rozptylný* (difuzní) *odraz* (obr. 3.8).

Z druhé části rovnice (3.23) pro jas svítící plošky vyplývá, že svítivost části ideálního rozptylovače je maximální v kolmém směru a svítivost této části v každém jiném směru se určí z Lambertova kosinusového zákona. Fotometrická plocha svítivosti elementu rovnoměrné rozptylné plochy je plochou kulovou a indikatrix svítivosti je $f_I(\gamma) = \cos \gamma$.

Jas dokonale rozptylně odrážející plochy nezávisí na úhlu dopadu světelných paprsků.



Obr. 3.8. Rozložení svítivosti rovnoměrně rozptylně odrážejícího povrchu

Dokonale rozptylně svítící plochy se s ohledem na uvedené vlastnosti často označují názvem *Lambertovy zářiče*. Z rovnice (3.29) vyplývá, že ekvivalentní prostorový úhel ideálního rozptylovače je $\Omega_e = \pi$. Podle rovnice (3.25) je souvislost mezi světlením M a konstantním jasem L ideálně rozptylně vyzařující plošky určena výrazem

$$M = \pi L \quad (\mathrm{lm{\cdot}m^{-2}};\ -,\ \mathrm{cd{\cdot}m^{-2}}) \qquad (3.33)$$

Protože mezi osvětleností E a světlením M sledované odrážející plochy, charakterizované činitelem odrazu ρ, platí obdobný vztah jako mezi dopadlým a odraženým světelným tokem, tj. $M = \rho E$, vyplývá z rovnice (3.33) pro difuzně odrážející povrch významná souvislost mezi osvětleností E a jasem L tohoto povrchu

$$M = \rho E = \pi L \quad (\mathrm{lm{\cdot}m^{-2}};\ -,\ \mathrm{lx},\ -,\ \mathrm{cd{\cdot}m^{-2}}) \qquad (3.34)$$

Uvedený vztah umožňuje např. při známé osvětlenosti a činiteli odrazu stanovit jas difuzně odrážejícího povrchu nebo naopak vypočítat z předem zjištěných hodnot E a L činitel odrazu ρ.

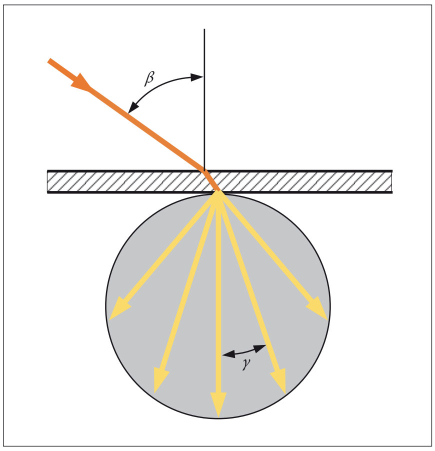
Příklad:

Jestliže se na části povrchu difuzně odrážející ($\rho = 0{,}5$) stěny naměří osvětlenost 220 lx, jas tohoto povrchu se stanoví podle rovnice (3.34) ze vztahu

$$L = (\rho/\pi)\ E = (0{,}5/\pi)220 = 35\ \mathrm{cd{\cdot}m^{-2}}$$

V praxi ovšem neexistují ani ideální zrcadla, ani ideální rozptylovače. Zrcadla určená pro osvětlovací účely v různém stupni také světlo poněkud rozptylují a naopak matné, mdlé či drsné povrchy používané k rozptýlení světla vykazují určitý zrcadlový účinek ve směru dokonalého odrazu. U většiny povrchů tedy vzniká *smíšený odraz*. Činitel smíšeného odrazu lze vyjádřit součtem činitele zrcadlového odrazu a činitele difuzního odrazu.

Při světelnětechnických výpočtech se v co největší míře využívají vlastnosti ideálně rozptylné plochy, neboť se tím výpočty podstatně zjednodušují. Jestliže se tedy vlastnosti skutečných svíticích ploch blíží vlastnostem rovnoměrného rozptylovače, považují se tyto plochy za Lambertovy zářiče. Počítá se tak



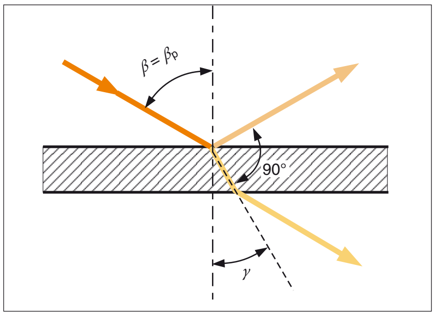
Obr. 3.9. Rozložení svítivosti při rovnoměrně rozptylném prostupu paprsků látkou

např. se svíticími stropy, transparenty, se svítidly s opálovým sklem apod. Výhody ideálního rozptylovače se využívají i při provádění výpočtů průměrných jasů matných osvětlovaných ploch, jestliže ovšem nevykazují viditelné zrcadlové odlesky.

Světelný tok prošlý vrstvou látky může do prostoru vycházet různými způsoby. U některých čirých nebo dokonale průhledných látek, např. optických skel, tenké vrstvy vody apod., dochází k *přímému prostupu* světla, kdy při šikmém dopadu vychází paprsek z uvažované látky v původním směru a je pouze rovnoběžně posunut (obr. 3.7). Přitom mohou podle dalších vlastností uvažované látky vznikat i částečné odrazy.

Mnohé látky však světelné paprsky jimi prošlé částečně nebo úplně rozptylují. Způsob rozptylu vycházejícího světelného toku se podobně jako u odrazu znázorňuje fotometrickou plochou či křivkami svítivosti. Při *dokonalém rovnoměrně rozptylném prostupu* světelných paprsků je tedy fotometrická plocha svítivosti opět kulovou plochou (obr. 3.9) a světelnětechnické vlastnosti druhé strany této průsvitné látky jsou stejné jako vlastnosti povrchu vykazujícího rovnoměrně rozptylný odraz. U většiny látek však dochází k tzv. *smíšenému prostupu*, tj. v různé míře se u nich projevuje přímý i rozptylný prostup. Činitel smíšeného prostupu je roven součtu činitelů přímého a rozptylného prostupu.

Při odrazu světla na povrchu průhledných látek, např. skla, může nastat polarizace světla. Při průchodu světla sklem (obr. 3.10) vzniká jak lom paprsků, tak také částečný odraz. Platí-li $\beta + \gamma = 90°$,



Obr. 3.10. Náčrt částečného odrazu a lomu paprsků při průchodu světla sklem

nastává polarizace světla odrazem. Z výrazu pro index lomu

$$n = \frac{\sin \beta}{\cos \gamma}$$

vyplývá, že polarizace odrazem nastane, platí-li pro úhel dopadu $\beta = \beta_p$ vztah

$$n = \frac{\sin \beta_p}{\sin (90° - \beta_p)} = \text{tg}\, \beta_p \tag{3.35}$$

Protože index lomu určité látky se liší pro záření různých vlnových délek, je i úhel β_p různý pro tato jednotlivá záření. Proto bílé (nepestré) světlo nemůže být nikdy dokonale polarizované.

V praxi se často využívá tzv. *zpětný (vratný) odraz*, což je zvláštní odraz, při němž se světlo (v poměrně velkém rozsahu úhlů dopadu) odráží přibližně ve stejném směru, v němž dopadlo. Takové povrchy se používají pro signalizaci v dopravě (např. odrazky). Podobné povrchy (pokryté např. jemnými skleněnými perličkami), které dopadlý svazek rovnoběžných paprsků odrážejí ve stejném směru zpět, popř. je mírně (lomem a odrazem) rozptylují, se využívají při výrobě projekčních (perličkových) pláten.

Na rozhraní mezi opticky hustším a opticky řidším prostředím, např. sklem (prostředí 1) a vzduchem (prostředí 2), nastává lom paprsků jen tehdy, je-li úhel β_1 dopadu paprsků menší než tzv. mezní úhel β_m, pro který platí

$$\sin \beta_m = n_{21} = \frac{1}{n_{12}} = \frac{N_2}{N_1} \tag{3.36}$$

kde

n_{21} je relativní index lomu prostředí 2 vzhledem k prostředí 1,

N_1, N_2 absolutní indexy lomu; pro vzduch $N_2 = 1$.

Je-li úhel dopadu větší než mezní, neprochází z hustšího do řidšího prostředí žádné světlo a vzniká úplný odraz. Takový odraz světla na hraničních plochách sklo-vzduch je předpokladem funkce světlovodu.

Světlovody mají obvykle tvar trubice s leštěným povrchem. Světlo vstupující do světlovodu ze zdroje dopadá na stěnu světlovodu většinou pod tak velkým úhlem, že nastává úplný odraz. Světlo se ve světlovodu postupně odráží, až se dostane k výstupní ploše, na kterou dopadá pod úhlem menším, než je mezní úhel, a proto vychází ze světlovodu ven.

3.9 Charakteristiky prostorových vlastností osvětlení

3.9.1 Světelné pole

Část prostoru, v níž se odehrává určitý fyzikální děj, se všeobecně označuje názvem fyzikální pole. Podle toho, zda je probíhající děj charakterizován skalárem nebo vektorem, hovoří se o skalárním nebo vektorovém poli. *Světelné pole* je název pro část prostoru, ve které se přenáší světelná energie. Světelné pole je tedy všude, kde lze výpočtem či měřením a stanovením hodnoty zvolené světelnětechnické veličiny prokázat existenci světla.

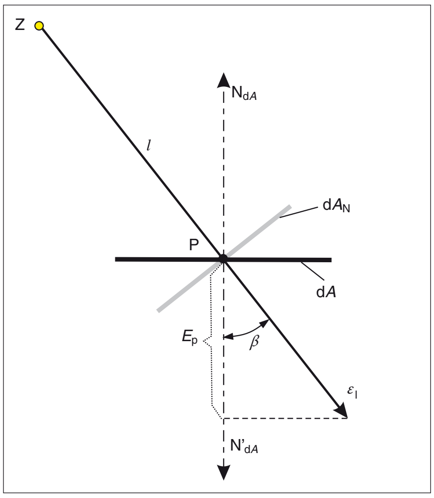
V teorii elektromagnetického pole se k hodnocení přenosu energie používá *Poyntingův vektor*. Velikost Poyntingova vektoru udává energii, která projde za jednotku času jednotkovou plochou kolmou na směr přenosu energie. Orientovaný směr Poyntingova vektoru je shodný s orientovaným směrem šíření elektromagnetického vlnění.

Ve světelném poli se nesledují elektrické a magnetické síly, ale zkoumá se v konečných časových intervalech rozdělení toků energie. Ve shodě s klasickými fotometrickými metodami se při výpočtech ve světelném poli ponechává stranou otázka podstaty světelného záření, přetržitosti záření a počítá se s plynulou změnou světelných toků mezi sledovanými body pole.

3.9.2 Světelný vektor

Poyntingův vektor se v podmínkách světelného pole nahrazuje vektorem hustoty světelného toku, který se nazývá *světelný vektor*. Světelný vektor určuje měrný výkon přenosu světelné energie v libovolném bodě pole, nezávisle na volbě souřadnic. Jeho velikost je určena energií, která projde za jednotku času jednotkovou plochou kolmou na směr šíření záření, a je tedy rovna rozdílu normálových osvětleností jedné a druhé strany plochy umístěné v daném bodě kolmo ke směru šíření záření. Orientovaný směr světelného vektoru je určen směrem přenosu světelné energie v uvažovaném bodě pole.

Světelný vektor $\boldsymbol{\varepsilon}_1$ v bodě P v poli jediného elementárního (tedy bodového) zdroje Z (obr. 3.11) se co do velikosti rovná plošné hustotě světelného toku dΦ dopadlého na myšlenou plošku dA_N (kolmou k l), tzn. normálové osvětlenosti E_N v bodě P



Obr. 3.11. Osvětlenost E_P v bodě P plošky dA bodovým zdrojem Z je rovna průmětu světelného vektoru $\boldsymbol{\varepsilon}_1$ do normály N'_{dA} k neosvětlené straně plošky dA

$$\left|\boldsymbol{\varepsilon}_1\right| = \varepsilon_1 = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}A_\mathrm{N}} = E_\mathrm{N} \qquad (\mathrm{lx;\ lm,\ m^2;\ lx}) \qquad (3.37)$$

Směr vektoru $\boldsymbol{\varepsilon}_1$ je v tomto případě shodný se směrem paprsku l a orientován je od zdroje Z ke kontrolnímu bodu P.

Umístí-li se do bodu P v poli bodového zdroje Z ploška dA, jejíž normála N_{dA} svírá s vektorem $\boldsymbol{\varepsilon}_1$ úhel β, tok dΦ světelného vektoru $\boldsymbol{\varepsilon}_1$ ploškou dA se určí ze vztahu

$$\mathrm{d}\Phi = \varepsilon_1\ \mathbf{d}\boldsymbol{A} = \varepsilon_1\ \mathrm{d}A \cos\beta = E_\mathrm{N}\ \mathrm{d}A \cos\beta \qquad (\mathrm{lm;\ lx,\ m^2,\ –}) \qquad (3.38)$$

Z rovnice (3.38) plyne, že průmět světelného vektoru $\boldsymbol{\varepsilon}_1$ do směru normály N'_{dA} se rovná osvětlenosti E_P plošky dA v bodě P či osvětlenosti v bodě P ve směru normály N'_{dA}

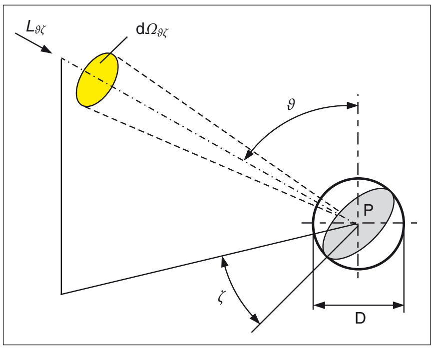
$$\varepsilon_1 \cos\beta = E_\mathrm{N} \cos\beta = \frac{\mathrm{d}\Phi}{\mathrm{d}A} = E_\mathrm{P} \qquad (\mathrm{lx;\ lx;\ lm,\ m^2;\ lx}) \qquad (3.39)$$

Světelný vektor v poli několika světelných zdrojů je v každém bodě dán vektorovým součtem dílčích světelných vektorů charakterizujících pole jednotlivých zdrojů v uvažovaném bodě.

Osvětlují-li všechny zdroje pouze jednu stranu určitého povrchu v daném bodě pole, je průmět světelného vektoru v tomto bodě do normály k uvažovanému povrchu roven přímo hodnotě osvětlenosti zmíněného povrchu v okolí sledovaného bodu.

3.9.3 Střední kulová osvětlenost

Při subjektivním posuzování, zda je prostor celkově dostatečně osvětlen (či prosvětlen, popř. „nasycen světlem“), nestačí hodnotit pouze osvětlenost některých, např. vodorovných rovin. K tomu účelu se využívají veličiny světelného pole, které udávají střední hodnoty osvětlenosti povrchů některých ploch zanedbatelných rozměrů (např. kulové plochy, pláště válcové plochy apod.) umístěných jako přijímače záření do uvažovaného bodu pole. Tyto plochy vlastně nahrazují všechny možné předměty, které se mohou v daném bodě prostoru ve skutečnosti vyskytovat. Podle tvaru přijímače se jednotlivé veličiny nazývají: *střední kulová osvětlenost*, *střední válcová osvětlenost* atd. Uvedené veličiny patří do souboru skalárních integrálních charakteristik světelného pole.



Obr. 3.12. K řešení střední hodnoty osvětlenosti povrchu modelového přijímače ve tvaru koule

Ze skalárních integrálních charakteristik světelného pole se nejčastěji používá *střední kulová* (sférická) *osvětlenost*, která je určena střední hodnotou osvětlenosti povrchu přijímače ve tvaru koule se středem v daném bodě (obr. 3.12), jejíž průměr D je zanedbatelný v porovnání se vzdáleností uvažovaných zdrojů od kontrolního bodu P pole.

Střední kulová osvětlenost $E_{4\pi}$ je v daném bodě pole rovna jedné čtvrtině algebraického součtu všech normálových osvětleností v uvažovaném bodě, tzn. je definována vztahem

$$E_{4\pi} = \frac{1}{4}\int_0^{4\pi} \mathrm{d}E_\mathrm{N} = \frac{1}{4}\int_0^{4\pi} L_{\vartheta\varsigma}\ \mathrm{d}\Omega_{\vartheta\varsigma} \qquad (\mathrm{lx;\ cd{\cdot}m^{-2},\ sr}) \qquad (3.40)$$

Hodnota střední kulové osvětlenosti nezávisí na směru dopadu světelných paprsků na kulový přijímač, takže není funkcí orientovaného směru, ale je pouze funkcí bodu světelného pole.

Příklad:

Je-li svítivost $I_{\theta,\zeta}$ rotačně souměrně vyzařujícího svítidla Z bodového typu ve směru k bodu P, určeném úhly θ, ζ (obr. 3.21), rovna $I_{\theta,\zeta}$ = 1 000 cd, pak v kontrolním bodě P umístěném v uvažovaném směru ve vzdálenosti l = 2 m se střední kulová osvětlenost $E_{4\pi}$ stanoví jako čtvrtina normálové osvětlenosti E_N ze vztahu

$$E_{4\pi} = \frac{1}{4}E_\mathrm{N} = \frac{1}{4}\cdot\frac{I_{\vartheta\zeta}}{l^2} = \frac{1}{4}\cdot\frac{1\,000}{2^2} = 62{,}5\ \mathrm{lx}$$

Podobně jako se z fotometrické plochy svítivosti určí světelný tok zdroje, stanoví se z fotometrické plochy jasu *prostorová osvětlenost* E_o.

Prostorová osvětlenost E_o je skalární veličinou světelného pole definovaná jako algebraický součet všech normálových osvětleností dE_N v uvažovaném bodě pole, tedy výrazem

$$E_0 = \int_0^{4\pi} \mathrm{d}E_N = \int_0^{4\pi} L_{\vartheta\varsigma}\ \mathrm{d}\Omega_{\vartheta\varsigma} \qquad (\mathrm{lx;\ lx;\ cd{\cdot}m^{-2},\ sr}) \qquad (3.41)$$

Z porovnání definičních vztahů (3.41) pro střední prostorovou osvětlenost E_o a (3.40) pro střední kulovou osvětlenost $E_{4\pi}$ vyplývá, že obě veličiny jsou v podstatě shodné až na konstantu, takže platí

$$E_{4\pi} = \frac{1}{4}E_0 \qquad (\mathrm{lx;\ lx}) \qquad (3.42)$$

Veličiny E_o a $E_{4\pi}$ jsou úměrné střednímu sférickému jasu $L_{4\pi}$, tj. střednímu jasu obklopujícímu uvažovaný bod, což vyjadřuje vztah

$$E_{4\pi} = \frac{1}{4}E_0 = \pi L_{4\pi} \qquad (\mathrm{lx;\ lx;\ cd{\cdot}m^{-2}}) \qquad (3.43)$$

Již Geršun ukázal, že střední kulová osvětlenost, a tedy i prostorová osvětlenost jsou veličiny úměrné množství světelné energie v jednotkovém objemu v okolí uvažovaného bodu, tzn. že jsou úměrné objemové hustotě energie w v daném bodě pole

$$E_{4\pi} = \frac{1}{4}E_0 = c\,w \qquad (\mathrm{lx;\ lx;\ m{\cdot}s^{-1},\ lm{\cdot}s{\cdot}m^{-3}}) \qquad (3.44)$$

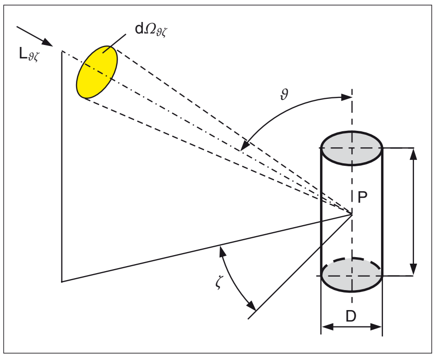
kde c je rychlost šíření světla ($\mathrm{m{\cdot}s^{-1}}$).

Uvedené veličiny mohou proto ve sledovaném bodě pole charakterizovat celkovou dostatečnost osvětlení prostoru.

Hodnotami střední kulové osvětlenosti je vhodné vystihovat subjektivní dojem o celkové dostatečnosti osvětlení v prostorech, ve kterých rozlišované předměty mají složitý prostorový tvar, kde ploché předměty nemají pevnou orientaci a kde se předměty pozorují z nejrůznějších směrů. Veličiny využívá mnoho odborných světelnětechnických institucí a projektových kanceláří. V našich doporučeních je zahrnuta ve změně Z1 normy ČSN EN 12464-1 Světlo a osvětlení – Osvětlení pracovních prostorů – Část 1: Vnitřní pracovní prostory.

3.9.4 Střední válcová osvětlenost

Výsledky mnoha experimentů [3.5] potvrdily, že celkový dojem o dostatečnosti osvětlení ve veřejných a společenských prostorech, v nichž převažují směry pozorování blízké k vodorovnému, dobře vystihuje *střední válcová* (cylindrická) *osvětlenost*, která je rovna střední hodnotě osvětlenosti pláště elementárního válečku svisle umístěného v uvažovaném bodě pole, tj. střední hodnotě osvětlenosti všech vertikálních rovin v daném bodě. Má-li tedy v daném prostoru na zrakový vjem pozorovatele rozhodující vliv výše a rozložení jasů, popř. osvětleností



Obr. 3.13. K definici střední válcové osvětlenosti

na svislých plochách, lze skutečný přijímač záření nahradit modelovým přijímačem ve tvaru válečku (obr. 3.13) se svislou osou s neprůsvitnými podstavami a s rozměry (průměrem podstavy D a výškou h) zanedbatelnými ve srovnání se vzdáleností uvažovaných zdrojů od kontrolního bodu P. Celková dostatečnost osvětlení takového prostoru hodnocená v určitém místě, do kterého se umístí modelový přijímač, se pak posuzuje podle střední hodnoty osvětlenosti povrchu pláště zmíněného válečku, tzn. podle střední válcové (cylindrické) osvětlenosti E_Z, která je rovna střední hodnotě osvětlenosti všech svislých rovin v uvažovaném bodě světelného pole.

Pro střední válcovou osvětlenost lze odvodit integrální rovnici ve tvaru

$$E_Z = \frac{1}{\pi}\int_0^{4\pi} \sin\vartheta\, L_{\vartheta\zeta}\; \mathrm{d}\Omega_{\vartheta\zeta} = \frac{1}{\pi}\int_0^{4\pi} \sin\vartheta\; \mathrm{d}E_N$$

(lx; cd·m^{-2}, sr; lx) (3.45)

Střední válcová osvětlenost E_Z závisí na směru dopadu paprsků na válcový přijímač a také na zvolené orientaci osy válečku, je proto skalární funkcí nejen bodu, ale i orientovaného směru.

Příklad:

Určeme střední válcovou osvětlenost E_Z, kterou v kontrolním bodě P ve vzdálenosti l = 2 m zajistí svítidlo Z bodového typu (obr. 3.13), je-li ve směru k bodu P (určeném úhly $\theta = 60°$, $\zeta = 0°$) jeho svítivost $I_{\theta,\zeta}$ = =1 000 cd. Z rovnice (3.45) vyplývá, že střední válcová osvětlenost E_Z v bodě P v poli jediného svítidla bodového typu je rovna

$$E_Z = \frac{1}{\pi}\sin\vartheta\, E_N \quad \text{(lx; –, lx)} \qquad (3.46)$$

kde E_N je normálová osvětlenost v bodě P, kterou je možné určit ze vztahu (3.20), tj. z rovnice

$$E_N = \frac{I_{\vartheta\zeta}}{l^2} = \frac{1000}{4} = 250\ \text{lx}$$

Po dosazení do rovnice (3.46) vychází pro hledanou střední válcovou osvětlenost vztah

$$E_Z = \frac{1}{\pi}\sin\vartheta\, E_N = \frac{1}{\pi}\, 0{,}866 \cdot 250 = 69\ \text{lx}$$

Střední válcová osvětlenost se využívá ve světelnětechnické praxi mnoha zemí. V některých státech je tato veličina zahrnuta i do světelnětechnických předpisů. V doporučeních přijatých státy EU je E_Z jedním z ukazatelů jakosti osvětlení pěších zón a veřejných prostranství. Například v Rusku je zahrnuta i do norem umělého osvětlení veřejných a společenských prostorů.

3.9.5 Střední polokulová osvětlenost

V případech, kdy se zkoumají podmínky osvětlení trojrozměrných detailů rozmístěných na velké ploše a kdy pro zrakové vnímání není rozhodující osvětlení částí předmětů odvrácených od pozorovatelů, se doporučuje pro hodnocení prostorových vlastností osvětlení využívat *střední polokulovou* (hemisférickou) *osvětlenost*. Jde o skalární integrální charakteristiku světelného pole, která je rovna střední hodnotě osvětlenosti povrchu elementární půlkoule umístěné do sledovaného bodu pole. Rozměry modelového přijímače jsou, stejně jako v předchozích případech, zanedbatelné v porovnání se vzdáleností kontrolního bodu P od jednotlivých zdrojů.

Uvažme, že na zmíněný polokulový přijímač dopadá ve směru určeném úhly θ, ζ v mezích prostorového úhlu $\mathrm{d}\Omega_{\theta,\zeta}$ svazek paprsků charakterizovaný jasem $L_{\theta,\zeta}$ a že osa *o* půlkoule svírá s osou prostorového úhlu $\mathrm{d}\Omega_{\theta\zeta}$ úhel θ (podle obr. 3.14).

Za předpokladu, že osa *o* přijímače je umístěna do směru $\theta = 0$ (viz obr. 3.14), platí [3.7] pro střední polokulovou osvětlenost E_{hs} (ve starší literatuře se veličina označovala $E_{2\pi}$) vztah

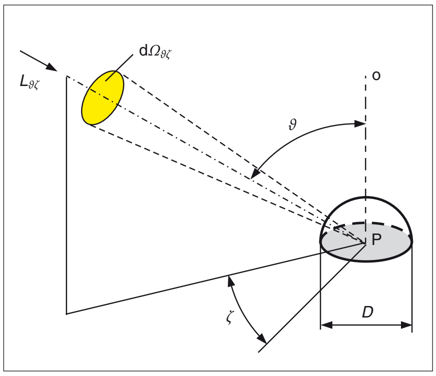
$$E_{hs} = \frac{1}{4}\int_0^{4\pi} (1+\cos\vartheta)\, L_{\vartheta\zeta}\; \mathrm{d}\Omega_{\vartheta\zeta}$$

(lx; –, cd·m^{-2}, sr) (3.47)

Střední polokulová osvětlenost závisí na směru dopadu paprsků na polokulový přijímač, resp. na zvolené orientaci jeho osy, a je proto skalární funkcí nejen bodu, ale i orientovaného směru. Obvykle se základna polokulového přijímače umísťuje do vodorovné roviny. Výjimečně se uvažuje polokoule s vrcholem obráceným k pozorovateli.

Příklad:

Určeme střední polokulovou osvětlenost E_{hs}, kterou v kontrolním bodě P (obr. 3.14) ve vzdálenosti l = 2 m zajistí



Obr. 3.14. Střední polokulová osvětlenost je závislá na orientaci osy o přijímací plochy ve tvaru povrchu půlkoule

svítidlo Z bodového typu, je-li ve směru k bodu P, určeném úhly $\theta = 60°$, $\zeta = 0°$, jeho svítivost $I_{\theta,\zeta}$ = 1 000 cd. Ze vztahu (3.47) pro hledanou střední polokulovou osvětlenost E_{hs} vyplývá vztah

$$E_{hs} = \frac{1}{4}(1+\cos\vartheta)\, E_N = \frac{1}{4}(1+\cos\vartheta)\frac{I_{\vartheta\zeta}}{l^2} = \frac{1}{4}\,(1+0{,}5)\,\frac{1000}{2^2} = 93{,}8\ \text{lx}$$

3.9.6 Střední poloválcová osvětlenost

Ve společenských i v pracovních prostorech, ale také např. na pěších zónách ve městech, se lze setkat se situacemi, kdy při hodnocení kvality vjemu trojrozměrných předmětů je zapotřebí přesněji vymezit směry osvětlování, resp. pozorování rozlišovaných detailů. V takových případech nepostačuje pracovat se střední válcovou nebo polokulovou osvětleností, a doporučuje se využít *střední poloválcovou* (hemicylindrickou) *osvětlenost* E_{sz}. Tato skalární integrální charakteristika je rovna střední hodnotě osvětlenosti povrchu jedné poloviny pláště válcové plochy, jejíž rozměry jsou zanedbatelné v porovnání se vzdáleností kontrolního místa od uvažovaných zdrojů světla, popř. svítidel. Je pochopitelné, že střední poloválcová osvětlenost je současně rovna střední hodnotě osvětleností všech svislých rovin v poloprostoru přilehlém k půlválci modelového přijímače, neboť jsou to tečné roviny k plášti poloválcového přijímače.

Orientace modelového přijímače (viz obr. 3.15) je určena polohou dvou vektorů, a to vektoru $\mathcal{N}_o$, umístěného ve směru podélné osy *o* přijímací plochy pláště půlválce, a vektoru $\mathcal{N}_p$ normály k obdélníkové základně přijímače ve směru k povrchu půlválce.

Na městských pěších zónách a ve společenských prostorech se uvažuje, že osa *o* přijímače je svislá. V pracovních prostorech však může být někdy výhodné uvažovat i jiné umístění polováICového přijímače, např. vodorovné či podle pracovní plochy nakloněné.

Umístí-li se do kontrolního bodu P modelový polováIcový přijímač podle obr. 3.15 tak, že vektor $\mathcal{N}_o$ bude orientován ve směru $\theta = 0$ a vektor $\mathcal{N}_p$ ve směru $\zeta = 0$, platí pro polováIcovou osvětlenost E_{sz} vztah

$$E_{sz} = \frac{1}{\pi}\int_0^{2\pi} \sin\vartheta\left(1+\cos\zeta\right)\, L_{\vartheta\zeta}\ \ d\Omega_{\vartheta\zeta}$$

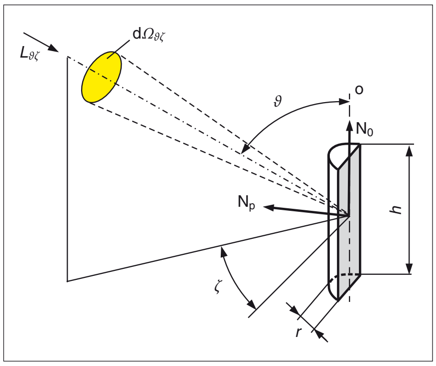
(lx; –, –, cd·m^{-2}, sr) (3.48)

S ohledem na orientaci pláště půlválce ovlivní hodnotu E_{sz} pouze zdroje (svítidla) osvětlující vnější přijímací plochu pláště půlválce.

Střední polováIcová osvětlenost E_{sz} závisí na zvolené orientaci jak podélné osy *o* modelového půlválce, tak i normály $\mathcal{N}_p$ k obdélníkové základně přijímače, a proto je tato skalární funkcí nejen bodu, ale i dvou orientovaných směrů.

Příklad:

Určeme střední polováIcovou osvětlenost E_{sz}, kterou v kontrolním bodě P (obr. 3.15) ve vzdálenosti l = 2 m zajistí svítidlo Z bodového typu, je-li ve směru k bodu P (tj. ve směru určeném úhly θ, ζ)



Obr. 3.15. K definici střední polováIcové osvětlenosti

jeho svítivost $I_{\theta,\zeta}$ = 1 000 cd. Přitom předpokládejme, že spojnice ZP bodů Z a P leží ve svislé rovině kolmé k základně pláště modelového půlválce, kdy je úhel $\zeta = 90°$, a že zmíněná spojnice ZP svírá se svislou osou *o* půlválce úhel $\theta = 60°$.

Uvážíme-li, že ve výrazu (3.47) je součin jasu a prostorového úhlu roven normálové osvětlenosti

$$E_N = I_{\theta,\zeta}/l^2 = 1\,000/2^2 = 250 \text{ lx}$$

na podkladě uvedené rovnice se hledaná střední polováIcová osvětlenost E_{sz} vypočítá ze vztahu

$$E_{sz} = \frac{1}{\pi} \sin\theta(1 + \cos\zeta)E_N =$$
$$= \frac{1}{\pi}\, 0{,}866(1 + 0)\ 250 = 68{,}9 \text{ lx}$$

Literatura:

[3.1] MOON, P.: *The scientific basis of illuminating engineering*. Dower Publication Inc., New York, 1961.

[3.2] WITTIG, E.: *Einführung in die Beleuchtungstechnik*. Siemens, Berlin-München, 1969.

[3.3] SAPOŽNIKOV, R. A.: *Teoretičeskaja fotometrija*. Energija, Moskva, 1977.

[3.4] RIEMANN, E. und a.: *VEM –Handbuch Beleuchtungstechnik*. VEB Verlag Technik, Berlin, 1975.

[3.5] MEŠKOV, V. V. – JEPANĚŠNIKOV, M. M.: *Osvětlovací soustavy*. SNTL, Praha, 1979.

[3.6] *The IESNA Lighting Handbook*. Ninth Edition. Eng. Society, New York, III, 2000. ISBN 0-87995-150-8.

[3.7] MEŠKOV, V. V.: *Osnovy svetotechniki I*. Energija. Moskva, 1979.

[3.8] *Fördergemeinschaft Gates Licht (FGL): Die Beleuchtubg mit künstlichem* Licht. N. 1, Frankfurt/M., 1993.

[3.9] ČSN IEC 50(845) *Mezinárodní elektrotechnický slovník. Kap. 845. Osvětlení*. 1995.

Recenze: doc. Ing. Josef Linda, CSc.