

3. Vlastnosti antén

3.1 Záření absolutně černého tělesa

Absolutně černé těleso je těleso, které pohlcuje veškerou elektromagnetickou energii (všech vlnových délek), která na něj dopadá. A naopak: je to ideální zářič – tedy těleso, které při dané ploše a teplotě vyžáří nejvíce energie. Ve skutečnosti absolutně černé těleso neexistuje, ale záření řady těles se mu přibližuje (např. Slunce 5800 K, reliktní záření 2,7 K). Pro celkovou výkonovou spektrální hustotu izotropicky vyzařenou z jednotkové plochy černého tělesa Planck odvodil

$$N_\nu = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}, \quad (\text{W Hz}^{-1} \text{ m}^{-2}), \quad (3.1)$$

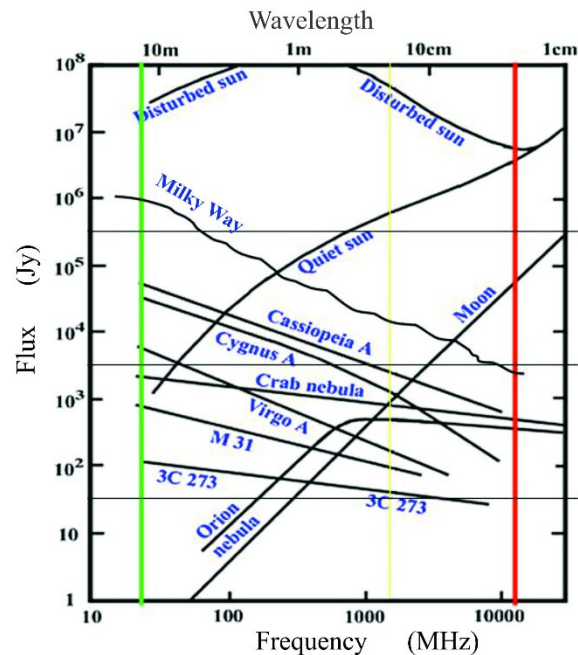
kde ν je frekvence (Hz), c rychlost světla (m/s), k Boltzmannova konstanta $k = 1,380\,649 \times 10^{-23}$ J/K, T je teplota absolutně černého tělesa (K) a h je Planckova konstanta¹ $h = 6,63 \times 10^{-34}$ J s. Pro rádiové frekvence $\nu \ll 2 \times 10^{10} T$ je $h\nu \ll kT$ a rovnici (3.1) můžeme nahradit Rayleigh-Jeansovou aproximací pro dolní konec spektra²:

$$N_\nu \approx \frac{2\pi\nu^2 kT}{c^2} = \frac{2\pi kT}{\lambda^2}, \quad (\text{W Hz}^{-1} \text{ m}^{-2}), \quad (3.2)$$

kde λ je vlnová délka záření. Jednotka $\text{W Hz}^{-1} \text{ m}^{-2}$ je příliš velká, a proto

¹ Také Planckova konstanta má svou velmi zajímavou historii. Planck chtěl dát dohromady Wienův posunovací zákon a Stefan-Boltzmannův zákon, neboť oba popisují vyzařování černého tělesa, ale každý pro jinou část spektra. Nakonec se mu to povedlo, viz rovnice (3.1), právě s použitím Planckovy konstanty h . Až po nějakém čase však vyslovil názor, že je energie vyzařována po kvantech h . Definitivně to potvrdil Einstein objevem fotoelektrického jevu a rovnicí pro energii fotonu $\varepsilon = h\nu$.

² To, že nám vypadlo ze vztahu h , je dané tím, že na nízkých frekvencích můžeme zanedbat kvantový charakter vyzařování. Tím je také dána platnost rovnice (2.1).



Obr. 3-1. Úroveň rádiového záření astronomických objektů v závislosti na frekvenci [3-2]

byla zavedena jednotka³ 1 Jansky (značka Jy) = $1 \times 10^{-26} \text{ W Hz}^{-1} \text{ m}^{-2}$. Intenzitu záření Slunce pak vyjadřujeme pomocí SFU (Solar Flux Unit) 1 SFU = 10 000 Jy. Na frekvenci 10 GHz je typická intenzita záření Slunce 4×10^6 Jy, zatímco Mléčná dráha 2×10^3 Jy (obr. 3-1).

3.2 Jas a šumová teplota antény

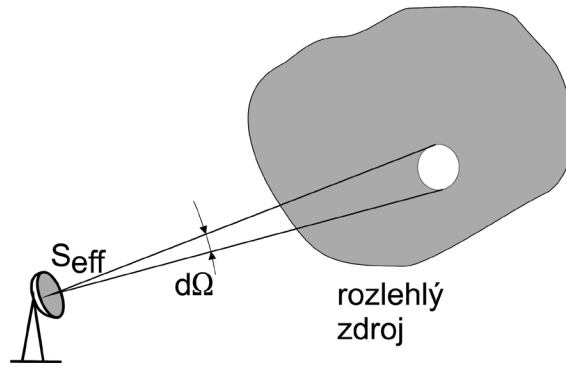
Jestliže vypočítáme výkonovou spektrální hustotu procházející aperturou na kouli ve vzdálenosti R (m) od zdroje záření a odpovídající jednotkovému prostorovému úhlu 1 steradián, dostaneme veličinu zvanou monochromatický jas (Monochromatic Brightness) [3-1], [3-2]. Uvažujme kulové černé těleso s poloměrem a . V každém bodě na povrchu soustředné koule ve vzdálenosti $R > a$ musí pro N_V' platit

³ Jednotka Jy je pojmenována po Karl Guthe Janskym, jenž objevil záření naší Galaxie (~1930) a je považován za zakladatele radioastronomie. Po dědečkovi má český původ.

$$N_v 4\pi a^2 = N'_v 4\pi R^2 \text{ a tedy } N'_v = \left(\frac{a}{R}\right)^2 N_v. \quad (3.3)$$

Prostorový úhel Ω je pro pozorovatele na povrchu vnější koule definován jako $\Omega = \pi a^2 / R^2$ a pro monochromatický jas tedy můžeme psát

$$J_v = \frac{N'_v}{\Omega} = \frac{2\pi\nu^2 kT}{c^2} \left(\frac{a}{R}\right)^2 \frac{R^2}{\pi a^2} = \frac{2\nu^2 kT}{c^2} = \frac{2kT}{\lambda^2}, \quad (\text{W Hz}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ sr}^{-1}). \quad (3.4)$$



Obr. 3-2. Příjem elektromagnetického záření z rozlehlého zdroje směrovou anténou

Uvažujme anténu s úzkým svazkem směrové charakteristiky mající šířku $d\Omega$ (obr. 3-2). Tento svazek protne plochu rozlehlého zdroje záření a efektivní plochou antény S_{eff} bude při šumové šířce kanálu B_n zachycen výkon P_r . S odvoláním na rovnici (3.4) to však bude jenom polovina, neboť celkový výkon záření je rozdělen do dvou ortogonálních polarizací a anténa může přijímat pouze jednu polarizaci. Je-li anténa směřována v rovinách E a H pod úhly (θ, φ) můžeme psát

$$P_r = \frac{1}{2} J_v(\theta, \varphi) d\Omega S_{\text{eff}}(\theta, \varphi) B_n = \frac{1}{2} \frac{2kT(\theta, \varphi)}{\lambda^2} d\Omega S_{\text{eff}}(\theta, \varphi) B_n. \quad (3.5)$$

Připomeňme si nyní anténní teorém. Pro anténu, v níž nejsou ohmické ztráty, platí

$$S_{\text{eff}} \cdot \Omega = \lambda^2, \quad (3.6)$$

kde Ω je prostorový úhel, do něhož je z antény vyzářen výkon. Izotropní zářič je nekonečně malý a vyzařuje rovnoměrně všemi směry. Ω_i je tedy 4π a efektivní plocha izotropního zářiče

$$S_i = \frac{\lambda^2}{4\pi}. \quad (3.7)$$

Zisk antény vůči izotropnímu zářiči bude

$$G(\theta, \varphi) = \frac{S_{\text{eff}}(\theta, \varphi)}{S_i} = \frac{4\pi}{\lambda^2} S_{\text{eff}}(\theta, \varphi). \quad (3.8)$$

Rovnici pro výkon přijatý anténou (3.5) pak můžeme napsat ve tvaru

$$P_r = \frac{kT(\theta, \varphi)G(\theta, \varphi)B_n d\Omega}{4\pi}. \quad (3.9)$$

Výkon přijatý z celé sféry mající prostorový úhel 4π steradiánů

$$P_{\text{rt}} = \frac{kB_n}{4\pi} \int_{4\pi} T(\theta, \varphi)G(\theta, \varphi) d\Omega = kT_A B_n. \quad (3.10)$$

Ve výše uvedených případech jsme uvažovali záření absolutně černého tělesa s termodynamickou teplotou T . Reálné zdroje záření se však takovému tělesu jen více nebo méně přibližují. Abychom tuto skutečnost promítli do našich úvah, nahradíme teplotu $T(\theta, \varphi)$ takzvanou jasovou teplotou $T_b(\theta, \varphi)$, která se termodynamické teplotě tělesa víceméně přibližuje. Rozdíl mezi nimi vypovídá o emisivitě povrchu reálného tělesa.

Šumová teplota antény T_A je tedy dána výrazem

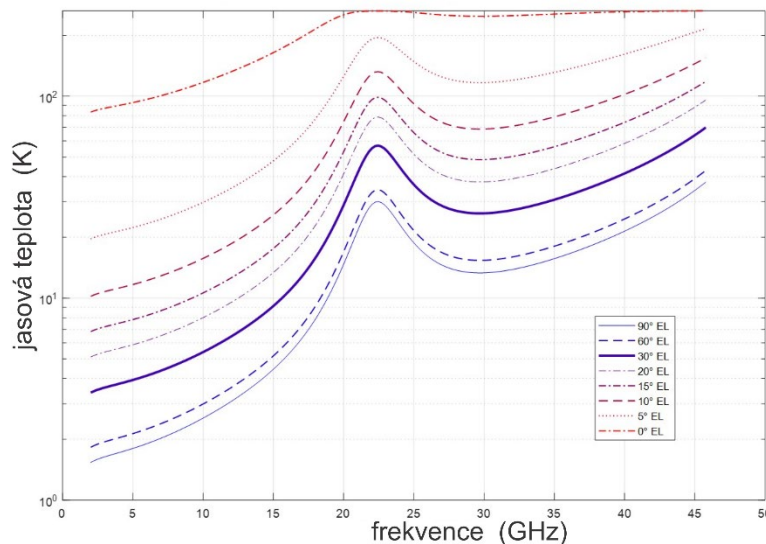
$$T_A = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} T_b(\theta, \varphi)G(\theta, \varphi) d\Omega,$$

$$\text{respektive } T_A = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} T_b(\theta, \varphi) G(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi \quad (3.11)$$

po transformaci souřadnic. Při odvození jsme předpokládali, že anténa přijímá jenom jednu polarizaci (zanedbali jsme křížovou polarizaci) a směrová vyzařovací charakteristika má jenom jeden úzký svazek mířící do oblohy. Pokud má vyzařovací charakteristika antény nezanedbatelné postranní laloky⁴, je třeba její šumovou teplotu T_A počítat podle vztahu

$$T_A = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} T_b(\theta, \varphi) P_r(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} P_r(\theta, \varphi) \sin\theta d\theta d\varphi}. \quad (3.12)$$

Podotkněme, že záření různých těles může představovat v některých případech žádaný signál, např. v radiometrii, radioastronomii, ale i při kalibraci citlivých mikrovlnných komunikačních systémů. V komunikační technice je pak pozadím přenášených signálů. Významné pří-



Obr. 3-3. Jasová teplota oblohy v závislosti na frekvenci pro různé elevační úhly antény. V čisté atmosféře je koncentrace vodní páry $7,5 \text{ g/m}^3$ [3-6].

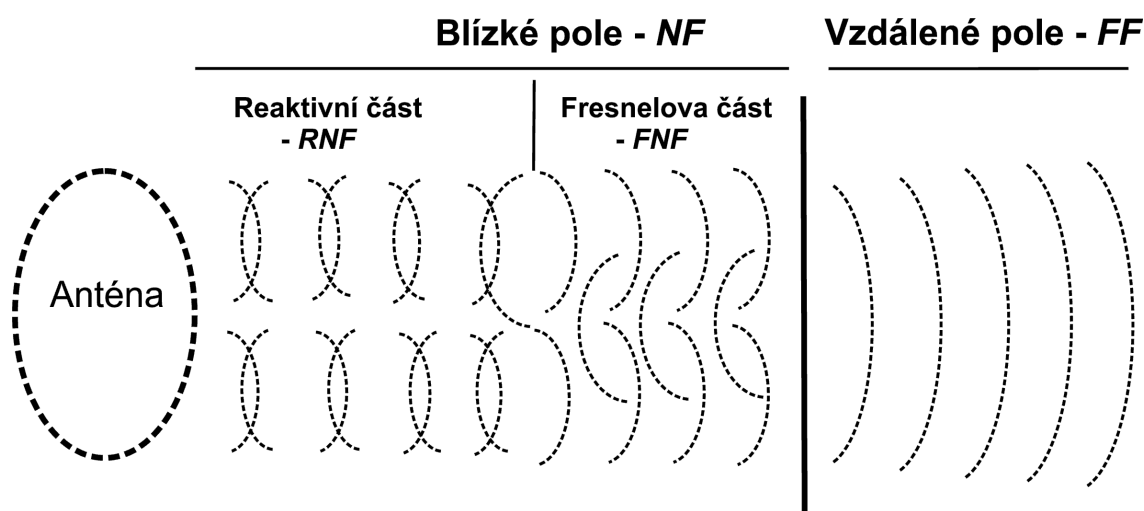
⁴ Postranní laloky vyzařovací charakteristiky, ač podstatně slabší ve srovnání s hlavním svazkem antény, mohou směřovat k relativně horké Zemi a jejich příspěvek k šumové teplotě antény T_A nelze zanedbat.

spěvky k šumové teplotě antény přicházejí obvykle z malých oblastí prostoru, kde je $T_b(\theta, \varphi) G(\theta, \varphi)$ největší, nebo z velkých částí prostoru, kde je naopak $T_b(\theta, \varphi) G(\theta, \varphi)$ malé.

Obr. 3-3 ukazuje závislost jasové teploty T_b jasné oblohy na kmitočtu pro různé elevační úhly antény. V čistém vzduchu je koncentrace vodních par $7,5 \text{ g/m}^3$. Zvýšení T_b na frekvencích kolem 22 GHz je způsobeno zvýšenou absorpcí při rezonanci molekul H_2O .

3.3 Blízké a vzdálené pole

Vysílací anténa vyzařuje elektromagnetické vlny do volného prostoru⁵. Vytvářené pole je proměnné v závislosti na vzdálenosti od antény ve směru šíření. Rozlišujeme dvě základní zóny – blízké pole NF a vzdálené pole FF (obr. 3-4).



Obr. 3-4. K definici blízkého a vzdáleného pole antény [3-5]

Jak je zřejmé z obr. 3-4, je oblast blízkého pole ještě členěna na reaktivní část RNF (E a H složky pole nejsou ve fázi), která je

⁵ Charakteristická impedance volného prostoru je 120π Ohmů (377Ω). Anténa tak působí jako impedanční transformátor mezi impedancí napáječe a volným prostorem.

bezprostředně u antény, a Fresnelovu část FNF , která je mezi reaktivní a vzdálenou oblastí. Vymezení jednotlivých zón je následující [3-5]

$$RNF < 0,62 \frac{\sqrt{d^3}}{\lambda} < FNF < \frac{2d^2}{\lambda} < FF \text{ (m)}, \quad (3.13)$$

kde d je největší lineární rozměr antény. Všechny další naše úvahy o anténách se budou týkat vzdáleného pole FF . Např. anténa s parabolickým zrcadlem o průměru apertury 1,8 m má na kmitočtu 10 GHz vzdálené pole $FF > 216$ m od antény.⁶

3.4 Směrnost a zisk antény

Při práci se slabými signály, zvláště extraterestrického původu, používáme obvykle v mikrovlnných pásmech velmi směrových reflektorových antén různého uspořádání. Směrnost antény $D = D(\theta, \varphi)$ vyjadřuje velikost oblasti, do které anténa září a z které díky principu reciprocity též záření přijímá. Pokud zanedbáme ostatní ztráty (především ohmické), vyjadřuje směrnost i zisk antény $G(\theta, \varphi) = 10 \log D(\theta, \varphi)$.

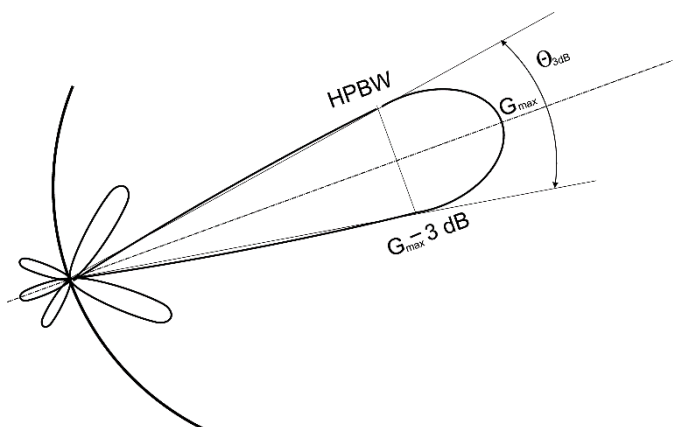
U ideální reflektorové antény by mohla být efektivní plochou přímo plocha apertury zrcadla. Protože však neumíme ozářit zrcadlo uniformně (stejnou intenzitou a odpovídající fází), protože část zrcadla bývá stíněna ozařovačem v ohnisku a protože také část výkonu z ozařovače unikne kolem zrcadla (spillover), je efektivní plocha apertury S_{eff} vždy menší než geometrická plocha apertury S

$$S_{\text{eff}} = \eta \cdot S, \quad (3.14)$$

kde $\eta < 1$ je účinnost apertury.

⁶ Měření vyzářovacích vlastností antén vyžaduje tudíž značný prostor. Byly však vyvinuty metody, které z vektorového měření v blízkém poli antény dokážou odvodit vlastnosti v poli vzdáleném.

U kvalitních a dobře seřízených antén s parabolickým zrcadlem je $\eta \approx 0,6$. Prostorový vyzařovací diagram takové antény má v ideálním případě jeden úzký hlavní svazek „doutníkového“ tvaru, v němž je vyzařen téměř všechen výkon. Šířku tohoto svazku měříme při poklesu na polovinu výkonu ve středu svazku a označujeme ji HPBW (Half Power Beam Width), zkráceně $\Theta_{3\text{dB}}$. Pokud svazek není rotačně symetrický, tak měříme jeho šířku ve dvou na sebe kolmých rovinách $\Theta_{\text{E}3\text{dB}}$ a $\Theta_{\text{H}3\text{dB}}$ (obr. 3-5).



Obr. 3-5. Vyzařovací diagram antény s parabolickým zrcadlem v jedné rovině

Jak jsme již uvedli, zisk antény budeme vztahovat k izotropnímu zářiči a bude dán poměrem efektivních ploch. Anténa s rotačně symetrickým parabolickým zrcadlem o průměru d má plochu apertury $S = \pi d^2/4$. Pro S_{eff} tedy můžeme psát

$$S_{\text{eff}} = \eta \left(\frac{\pi d^2}{4} \right). \quad (3.15)$$

S použitím rovnice (3.7) potom pro směrovost ve středu hlavního svazku parabolické antény bude

$$D_{\text{max}} = \frac{S_{\text{eff}}}{S_i} = \eta \left(\frac{\pi d}{\lambda} \right)^2 \quad \text{a zisk } G_{\text{max}} = 10 \log \eta \left(\frac{\pi d}{\lambda} \right)^2 \quad (\text{dBi}). \quad (3.16)$$

Šířka hlavního laloku vyzařovacího diagramu je úměrná poměru λ/d . Konstanta úměrnosti je závislá především na účinnosti apertury, ale částečně i na dalších parametrech. Praktické hodnoty konstanty úměrnosti leží v intervalu mezi 64 až 84 a nejčastěji se uvádí [3-3]⁷

$$\theta_{3\text{dB}} = 70 \frac{\lambda}{d} \quad (^\circ; \text{m, m}) \quad (3.17)$$

a také [3-8]
$$D_{\text{max}} \approx \frac{35000}{\theta_{3\text{dB E}} \theta_{3\text{dB H}}} \quad (-; ^\circ, ^\circ). \quad (3.18)$$

V tabulce 3-I jsou pro ilustraci vypočítané některé hodnoty z rovnic (3.16) a (3.17).

f / MHz	8 200		10 368		24 048	
d / m	$G_{\text{max}} / \text{dBi}$	$\theta_{3\text{dB}} / ^\circ$	$G_{\text{max}} / \text{dBi}$	$\theta_{3\text{dB}} / ^\circ$	$G_{\text{max}} / \text{dBi}$	$\theta_{3\text{dB}} / ^\circ$
1,2	38,0	2,1	40,1	1,7	47,4	0,7
1,8	41,6	1,4	43,6	1,1	50,9	0,5
2,4	44,1	1,1	46,1	0,8	53,4	0,4
3	46,0	0,9	48,0	0,7	55,3	0,3
4,5	49,5	0,6	51,6	0,5	58,9	0,2

Tab. 3-I. Vypočítané hodnoty zisku G_{max} a šířky hlavního laloku vyzařovacího diagramu $\theta_{3\text{dB}}$ pro parabolickou anténu o průměru d a účinnosti $\eta = 0,6$

Šířka hlavního laloku má vliv na šumovou teplotu antény. Nacházejí-li se bodová zářící tělesa s úhlovou šířkou α ve směru maximálního zisku směrové antény bez vedlejších laloků, lze jejich příspěvek k šumové teplotě antény vyjádřit

⁷ Hodnota konstanty 70 vyplývá z aproximace anténního svazku Gaussovou křivkou kdy $\theta_{3\text{dB}} = \text{FWHM}$ (Full Width at Half Maximum). Pro ideálně uniformní kruhovou aperturu je rovna 58,96.

$$\begin{aligned} \Delta T_A &= T_b \left(\frac{\alpha}{\Theta_{3\text{dB}}} \right)^2 \quad \text{pro } \alpha < \Theta_{3\text{dB}}, (\text{K}; \text{K}, ^\circ, ^\circ), \\ \Delta T_A &= T_b \quad \text{pro } \alpha > \Theta_{3\text{dB}}, (\text{K}; \text{K}), \end{aligned} \quad (3.19)$$

přičemž $\Delta T_A = T_b$ odpovídá stavu, kdy anténa míří na těleso s jasovou teplotou T_b a toto těleso zcela vyplňuje příčný řez vyzařovacího diagramu.⁸

3.5 Polarizace

Elektromagnetická vlna je obecně polarizovaná elipticky, přičemž kruhová a lineární polarizace jsou jejími zvláštními (mezními) případy (obr. 3-6). Základním parametrem je axiální poměr (Axial Ratio) AR . Pro kruhovou polarizaci je $AR = 1$, zatímco pro lineární polarizaci je $AR = \infty$. Podle dohodnuté konvence je kruhově polarizovaná vlna, jejíž vektor elektrické složky se otáčí ve směru šíření pravotočivě, označována za pravotočivou (RHCP – Right Hand Circular Polarization) a v opačném směru za levotočivou (LHCP). U lineární polarizace musí být definována rovina elektrické složky vlny. Pro snadnou orientaci se používá nejčastěji horizontální nebo vertikální polarizace. Jak jsme již zmínili, anténa může přijímat pouze jednu polarizaci. Protože elektromagnetickou vlnu lze vždy rozložit buď na RHCP a LHCP vlnu, nebo na dvě ortogonální lineární polarizace, bude reálná anténa vždy přijímat pouze polovinu výkonu, jak je patrné z rovnice (3.5). Reálná anténa však nedosahuje úplného potlačení té druhé polarizace. Tuto vlastnost kvantifikuje křížová polarizační diskriminace XPD . Je-li na vysílací straně vysílána lineární vertikálně polarizovaná vlna s amplitudou A , budou v důsledku nedokonalosti antén na straně přijímače přijímány složky obou ortogonálních polarizací (obr. 3-7). Křížová polarizační diskriminace XPD je potom dána

⁸ Je třeba si uvědomit, že zde uvádíme velmi zjednodušenou teorii tak, abychom postřehli základní souvislosti z praktického hlediska. Podrobnější kvantifikaci souvisejících jevů najde čtenář např. v [3-4].