

**Program výzkumu a vývoje Státního úřadu pro jadernou bezpečnost
Výzkum jaderné bezpečnosti a radiační ochrany pro potřeby dozorného orgánu**

projekt č. 6/2003

**VÝVOJ PROGRAMOVÉHO VYBAVENÍ
PRO HODNOCENÍ RADIOLOGICKÝCH DŮSLEDKŮ
VÁŽNÝCH HAVÁRIÍ**

Etapa E 01

úkol E01 d

**Návrh metodiky
pro popis šíření radioaktivních úniků
při extrémně nízkých rychlostech větru až bezvětří**

ZÁVĚREČNÁ ZPRÁVA

Vypracoval: Ing. Petr Pecha, CSc.

leden 2004

Obsah

1	Anotace	3
2	Použité zkratky	4
3	Riziko úniků škodlivin při nízkých rychlostech větru	5
4	Charakteristiky disperze v atmosféře	6
4.1	<i>Stabilita atmosféry</i>	6
4.2	<i>Parametrizace charakteristik směšovací vrstvy atmosféry</i>	7
4.3	<i>Vertikální rychlostní profil a střední rychlost proudění</i>	11
5	Extrémní povětrnostní situace při výskytu nízkých rychlostí větru resp. bezvětrí .	12
5.1	<i>Kritéria nastolení stavu LW/0 v atmosféře</i>	12
5.2	<i>Frekvence výskytu malých rychlostí větru resp. bezvětrí</i>	15
5.3	<i>Trvání povětrnostních podmínek s nízkými rychlostmi větru</i>	18
6	Modely disperze příměsí vypuštěných do atmosféry při nízkých rychlostech větru resp. bezvětrí	20
6.1	<i>Modifikace výpočetních schémat pro zjednodušený popis disperze při podmínkách LW/0</i> 21	
6.1.1	<i>Gaussovský model vlečky (GPM)</i>	21
6.1.2	<i>Model elementárních obláček (puff model)</i>	23
6.2	<i>Boxové modely</i>	24
6.3	<i>Analytická řešení difúzní rovnice</i>	25
6.4	<i>Soupis modifikací modelů a jejich poloempirických formulí na podmínky LW/0</i>	26
7	Závěry pro implementaci podmínek LW/0 do odhadů radiologického rizika	29
7.1	<i>Superpozice modelu diskrétních elementárních obláček (PUFF model)</i>	30
7.2	<i>Užití modifikovaného Gaussova modelu vlečky (PLUME model)</i>	34
8	Závěr	35
9	Reference	36

1 ANOTACE

Hypotetický únik radionuklidů za povětrnostních situací charakterizovaných stabilním zvrstvením atmosféry a současně nízkými rychlostmi větru až bezvětřím představuje z hlediska potenciálního radiologického zatížení osob mezní situaci spadající do kategorie „nejhorších případů“. Zatím nejsou k dispozici ucelené znalosti všech efektů při takových extrémních situacích a pokusy o kvantitativní matematický popis zahrnují pouze dílčí situace, přičemž prověřování výsledků se děje jen u minima scénářů. Běžně přijímaným postupem je provádění modifikací již existujících modelů používaných pro běžné konvektivní poměry v atmosféře. Předkládaná práce podává přehled problematiky týkající se rozptylu příměsí v atmosféře při nízkých rychlostech větru případně bezvětří (v dalším textu jsou tyto situace označovány zkratkou LW/0).

V úvahu jsou brány stabilitní poměry v atmosféře, způsoby parametrizace charakteristik mezní vrstvy, popis vertikálního profilu rychlosti větru a určení střední rychlosti proudění. V další části se přechází k rozboru podmínek při LW/0. Jsou uvedena různá kritéria pro nastolení stavu LW/0 a diskutovány otázky frekvence výskytu nízkých rychlostí větru a trvání těchto extrémních podmínek, též s ohledem na lokality v ČR a zvyklosti naší meteorologické služby. V kapitole 6 je pak podán přehled modelů a jejich modifikace, používané k popisu disperze příměsí za podmínek LW/0. Závěrem jsou shrnuty postupy, které by přicházely v úvahu pro analýzu úniku radionuklidů do atmosféry při současném výskytu nepříznivých atmosférických podmínek s nízkými rychlostmi větru.

Na předkládanou studii bude ve 2. čtvrtletí roku 2004 navazovat aplikační část, popisující volbu metodiky pro konkrétní implementaci do nově vyvíjené verze systému HAVAR.

2 POUŽITÉ ZKRATKY

LW/0 LowWind/zero : povětrnostní situace s výskytem nízkých rychlostí větru
resp. při bezvětří

GPM Gaussian Plume Model : gaussovský model vlečky

UK United Kingdom

PUFF model Gaussovský 3-D model elementárních obláčků („okamžité“
úniky)

PLUME model Gaussovský model přímočarého šíření vlečky škodlivin nad
terénem

3 RIZIKO ÚNIKŮ ŠKODLIVIN PŘI NÍZKÝCH RYCHLOSTECH VĚTRU

Skutečný výskyt průmyslových havárií doprovázených únikem škodlivin do atmosféry při jejich současném spojení se zhoršenými rozptylovými podmínkami v atmosféře byl impulsem pro rozvoj modelování časového a prostorového průběhu koncentrací příměsí ve vzduchových vrstvách nad terénem. Jednalo se na příklad o parní exploze, požáry skladů s chemickými látkami a pohonnými hmotami nebo úniky těžkých jedovatých nebo hořlavých chemických substancí. V této oblasti existují obecně používané ověřené modely specializované na tu kterou havárii, přičemž se obvykle jedná o modelování na relativně krátké vzdálenosti.

Radionuklidy unikající do atmosféry jsou v atmosféře podrobovány pasivní disperzi, kdy se předpokládá, že po počátečním nastavení efektivní výšky úniku (s ohledem na tepelnou vydatnost a hybnost unikajících vzdušin) tyto příměsi neovlivňují základní proudění. Také hodnocení výsledného zdravotního rizika se obvykle pro chemické a jaderné havárie liší. Zatímco v prvním případě je nebezpečnost posuzována z hlediska špiček okamžité koncentrace a prahových limitů, v případě úniku radionuklidů jsou jako kritériální veličiny uvažovány spíše časové integrály koncentrací aktivity v přízemní vrstvě vzduchu či měrných aktivit usazených na zemském povrchu. Na druhé straně ale zdravotní újma sice se snižováním dávek klesá, ale nemá obecně žádný dolní limit, pod kterým by záření bylo považováno za neškodné. Posuzování okamžitých deterministických účinků radioaktivního záření v první fázi nehody přechází na hodnocení stochastických efektů v pozdějších fázích nehody.

Závažnost zvýšeného rizika při těchto extrémních podmínkách za nízkých rychlostí větru nebo dokonce bezvětří si vynucuje zpřesnit metody odhadu a přejít k analýze konkrétní situace namísto dřívějšího zjednodušování, při kterém výskyt situací s nízkými rychlostmi větru se jaksi „rozpouštěl“ do jednotlivých kategorií počasí v rámci všeobecně přijímané standardní klasifikace povětrnostních podmínek v turbulentní směšovací vrstvě atmosféry. Jsou proto vyvíjeny nové metodiky modelování a současně jsou kalibrovány na základě měření v terénu. V práci je podán přehled o současném stavu řešení a je citováno několik alternativních algoritmů, které po implementaci do systému HAVAR umožní základní odhady radiologických dopadů zmíněných mezních případů na populaci.

Frekvence výskytu situací LW/0 není natolik vysoká, aby výrazněji ovlivnila hodnoty středních ročních hodnot výsledných dávek záření při normálním provozu jaderného zařízení. Jinou otázkou je ale posuzování rizika při krátkodobých havarijních únicích, které v případě koincidence s extrémní povětrnostní situací LW/0 je nutné zařadit do kategorie analýzy t. zv. nejhorších případů z hlediska zdravotních následků. Efekty víceméně potlačené převládajícím výraznějším konvektivním prouděním při běžných meteorologických podmínkách začínají pro případy podmínek LW/0 vystupovat do popředí či dokonce převládají (turbulentní fluktuace, „klikatý“ postup vlečky, silné ovlivnění terénními překážkami). Toto vše si vynucuje přehodnotit metodiky používané v případech běžných rozptylových podmínek.

4 CHARAKTERISTIKY DISPERZE V ATMOSFÉŘE

Rozptyl příměsí uvolněných do atmosféry je řízen transportními procesy probíhajícími ve vzduchových vrstvách. V přízemní vrstvě dochází v důsledku interakce se zemským povrchem a působením sil majících původ v ohřevu resp. chladnutí terénu ke složitým a nepravidelným turbulentním fluktuacím. Ve fyzice atmosféry se zavádí pojem směšovací vrstvy, jejíž výška závisí na stavu atmosféry. S výškou nad zemským povrchem se vlivy turbulentních efektů postupně tlumí až do výšky horní hranice směšovací vrstvy, kde vítr již není ovlivňován efekty v přízemní vrstvě atmosféry, nýbrž dosáhne hodnoty označované jako geostrofický či gradientní vítr. Jeho směr a velikost lze vypočítat přímo z tlakových gradientních polí. Horní hranice směšovací vrstvy se pohybuje v širokém rozsahu řádově stovek metrů v závislosti na stavu atmosféry (povětrnostní situaci, teplotním zvrstvení) a denní době.

Jako charakteristika pro vyjádření trendu vývoje turbulentních a konvekčních pohybů ve vzduchové hmotě se zavádí Richardsonovo číslo Ri . Obecně platí, že čím je hodnota tohoto čísla menší, tím lépe se vyvíjejí turbulence a konvekce. Při stabilním zvrstvení má Ri kladnou hodnotu, která roste se zvětšující se stabilitou. Stabilita teplotního zvrstvení tlumí turbulentní fluktuace rychlosti proudění a zmenšení vertikálního střihu větru omezuje mechanickou produkci turbulentní kinetické energie. Při nestabilním teplotním zvrstvení je podstatně významnější termická produkce turbulence než mechanická, kdy větší vliv mají změny vertikálního gradientu potenciální teploty než změny vertikálního střihu větru.

Cílem zde není podat podrobný popis procesů probíhajících v atmosféře, nýbrž shromáždit existující důležitá fakta nezbytná pro analýzu situací LW/0, a to alespoň pro konzervativní odhad nejhorších případů z hlediska radiologického ohrožení osob.

4.1 STABILITA ATMOSFÉRY

Teplotní zvrstvení atmosféry se řídí teplotními změnami ve spodních přízemních vrstvách atmosféry. Podle znaménka výškového teplotního gradientu (záporný, téměř nulový, kladný) lze provést základní rozlišení stavu atmosféry na:

- nestabilní situaci
- neutrální stav
- stabilní podmínky

Nestabilní stav je charakterizován vysokou turbulencí při relativně nízkých rychlostech středního advekčního pohybu vzdušných mas a nastává hlavně při intenzivním slunečním osvětlení povrchu a ustálených makrovírech. Pokud si představíme „balík vzduchu“ přemístěný ve vertikálním směru, má tento při nestabilní situaci tendenci pokračovat v pohybu, čímž vyvolává rozsáhlé konvektivní proudění zvyšující turbulenci a tím i disperzi příměsí. Teplota vzduchu s výškou klesá. Konečným efektem na vlecůku příměsí je její velké rozšiřování a tím i zředění koncentrace příměsí v ní.

Při neutrální situaci vyskytující se při velké oblačnosti a minimálním slunečním osvětlení je turbulence méně výrazná, střední advekční rychlost větru se pohybuje od nižších hodnot až po hodnoty odpovídající silnému větru. Vertikální teplotní gradient je v tomto případě charakterizován t. zv. suchou adiabatou s poklesem teploty 1 °K na 100 metrů výšky. Při analogii vertikálně přemístěného vzduchového balíku tento zůstává v nové poloze a nemá žádnou tendenci klesat ani stoupat.

Stabilní situace s vyznačuje velmi malou turbulencí a malými středními rychlostmi větru. Stabilní a velmi stabilní situace se obvykle vyskytují při malé oblačnosti v noci a jsou doprovázeny jen mírnými rychlostmi větru. Rychlé ochlazování zemského povrchu vede k tepelné inverzi (kladný vertikální teplotní gradient) s téměř úplným potlačením atmosférické turbulence. Při myšleném přemístění vzduchového balíku má tento tendenci se vrátit do původní polohy. Při nastavení stabilního zvrstvení atmosféry dochází ke zmenšení vertikálního rozptylu příměsí ve vlečce. Masy teplejšího vzduchu jsou nad masami chladnějšími a nastávají inverzní povětrnostní situace.

4.2 PARAMETRIZACE CHARAKTERISTIK SMĚŠOVACÍ VRSTVY ATMOSFÉRY

Pro kvantitativní popis stability atmosféry v přízemní směšovací vrstvě jsou zaváděna různá klasifikační schémata, která umožňují zavést míru stability do výpočtů dalších charakteristik mezní (směšovací) vrstvy. Z nich nejvýznamnější jsou výška směšovací vrstvy, Moninova-Obuchovova délka, disperzní koeficienty ve všech směrech resp. koeficienty makroturbulence. Tyto pak představují nezbytné vstupní hodnoty do modelů atmosférické disperze a navazujících modulů pro hodnocení radiačních rizik. V algoritmu programového systému HAVAR je použita Pasquill-Giffordova notace, kdy stabilita atmosféry je rozříděna do šesti tříd podle následující tabulky:

<i>třída počasí</i>	<i>míra stability</i>	<i>typická povětrnostní situace</i>	<i>charakteristická rychlost u_{10} (*)</i>
A	vysoce nestabilní	velmi sluneční letní den	1
B	středně nestabilní	sluneční teplý den	2
C	slabě nestabilní	částečně zataženo – ve dne	5
D	neutrální	zataženo – den či noc	5
E	slabě stabilní	noční hodiny při částečné oblačnosti	3
F	stabilní	jasná studená noc	2

(*) *střední rychlost větru ve výšce 10 m charakteristická pro danou kategorii počasí (Clarke, 1979)*

Kategorie stability podle Pasquilla v závislosti na meteorologických podmínkách (převzato z S. R. Hanna [5]) udává tabulka:

Přízemní rychlost věru (v 10metrech) (m/s)	den			noc	
	Přicházející sluneční záření			oblačnost	
	silné	mírné	slabé	$\geq 4/8$	$\leq 3/8$
<2	A	A-B	B	-	-
2-3	A-B	B	C	E	F
3-5	B	B-C	C	D	E
5-6	C	C-D	D	D	D
>6	C	D	D	D	D

Následující tabulka (Vogt, 1970) dokumentuje závislost Pasquill-Gifford kategorií stability na vertikálním teplotním gradientu (tyto relace jsou užity v subsystému preprocesoru atmosférických dat LSPAD systému RODOS).

rozsah vertikálního teplot. gradientu $\delta T/\delta z$ ($^{\circ}C/100m$)	rozsah rychlosti větru v 10 metrech (m/s)					
	< 1	<1;2)	<2;3)	<3;5)	<5;7)	≥ 7
$\delta T/\delta z < -1.5$	A	A	A	B	C	D
$-1.5 \leq \delta T/\delta z < -1.2$	A	B	B	B	C	D
$-1.2 \leq \delta T/\delta z < -0.9$	B	B	C	C	D	D
$-0.9 \leq \delta T/\delta z < -0.7$	C	C	D	D	D	D
$-0.7 \leq \delta T/\delta z < 0.0$	D	D	D	D	D	D
$0.0 \leq \delta T/\delta z < 2.0$	F	F	E	D	D	D
$\delta T/\delta z \geq 2.0$	F	F	F	E	E	D

Závislost Pasquill-Gifford kategorií stability na příkonu slunečního záření (Vogt, 1970) ukazuje další tabulka (tyto relace jsou opět užity v subsystému preprocesoru atmosférických dat LSPAD systému RODOS při vyhodnocování parametrů mezní vrstvy).

Čistý příkon záření Ω (W/m^2)	rozsah rychlosti větru v 10 metrech (m/s)					
	< 1	<1;2)	<2;3)	<3;5)	<5;7)	≥ 7
$\Omega > 420$	A	A	A	B	C	D
$230 < \Omega \leq 420$	A	B	B	B	C	D
$110 < \Omega \leq 230$	B	B	C	C	D	D
$60 < \Omega \leq 110$	C	C	D	D	D	D
$16 < \Omega \leq 60.0$	D	D	D	D	D	D
$-33 < \Omega \leq 16$	F	F	E	D	D	D
$\Omega \leq -34$	F	F	F	E	E	D

Na základě expertního odhadu vycházejícího z analýzy závislosti stavu mezní vrstvy jsou doporučeny závislosti dalších parametrů mezní vrstvy na fixních kategoriích stability podle Pasquilla. V následující tabulce jsou údaje o výšce směšovací vrstvy v závislosti na povětrnostních třídách (tato doporučení jsou převzata z [5]) :

kategorie stability počasí	A	B	C	D	E	F
H_{mix} (m)	1600	1200	800	560	320	200

Při modelování pohybu vlečky nad terénem pak výška H_{mix} představuje okrajovou podmínku úplného odrazu znečištění. Poznamenejme, že jsou používána i jiná klasifikační schémata pro popis stability atmosféry v mezní vrstvě (např. Turnerovo). Schéma specifické pro český region bylo zavedeno v ČHMÚ (Bubník, Koldovský). V tomto modelu intenzita termické turbulence primárně závisí na termické stabilitě atmosféry. Teplotní zvrstvení je zde reprezentováno vertikálním teplotním gradientem $\gamma = \partial T(z) / \partial z$, přičemž podle jeho hodnot je provedena klasifikace do 5 stabilitních tříd. Klasifikace vychází z dlouhodobých pozorování pro oblasti ČR, což je důležitá podmínka (obecně je zdůrazňována silná lokální závislost povětrnostních statistik) pro závěry o kvantitativním popisu disperze škodlivin v atmosféře. Stabilitní klasifikaci podle Bubníka a Koldovského udává následující tabulka:

třída stabil.	název	vertikální teplotní gradient ($^{\circ}C$ na 100 m)	charakteristika
I	superstabilní	$\gamma < - 1.6$	silné inverze, velmi špatné rozptylové podmínky
II	stabilní	$-1.6 \leq \gamma < - 0.7$	běžné inverze, špatné rozptylové podmínky
III	izotermní	$-0.7 \leq \gamma < +0.6$	slabé inverze, izotermie nebo malý kladný γ , časté mírně zhoršené rozptylové podmínky

IV	normální	$+0.6 \leq \gamma \leq +0.8$	indiferentní teplotní zvrstvení, běžné dobré rozptylové podmínky
V	konvektivní	$\gamma > +0.8$	labilní teplotní zvrstvení, rychlý rozptyl znečišťujících látek

Na druhé straně vzhledem k rozsáhlému know-how spojeném s celosvětově přijímanými schémata se v dalším přidržíme těchto klasických postupů.

V některých případech jsou stávající schémata rozšiřována. Na příklad Pasquill-Giffordova notace je rozšiřována o silně stabilní třídu G podle rozsahu vertikálního teplotního gradientu podle:

Kategorie stability	rozsah vertikálního teplot. gradientu $\delta T / \delta z$ ($^{\circ}\text{C}/100\text{m}$)	periferní fluktuační větru (DEG)	charakteristika
A	$\delta T / \delta z < -1.9$	$\delta_{\theta} \geq 22.5$	vysoce nestabilní
B	$-1.9 \leq \delta T / \delta z < -1.7$	$22.5 > \delta_{\theta} \geq 17.5$	středně nestabilní
C	$-1.7 \leq \delta T / \delta z < -1.5$	$17.5 > \delta_{\theta} \geq 12.5$	slabě nestabilní
D	$-1.5 \leq \delta T / \delta z < -0.5$	$12.5 > \delta_{\theta} \geq 7.2$	neutrální
E	$-0.5 \leq \delta T / \delta z < +1.5$	$7.5 > \delta_{\theta} \geq 3.8$	slabě stabilní
F	$+1.5 \leq \delta T / \delta z < 4.0$	$3.8 > \delta_{\theta} \geq 2.1$	stabilní
G	$+4.0 \leq \delta T / \delta z$	$2.1 > \delta_{\theta}$	vysoce stabilní

V tabulce je též uvedena naměřená charakteristická standardní odchylka pro fluktuační větru v periferním směru, která v praxi způsobuje vyhlazování koncentrací škodlivin pod osou vlečky. Naopak francouzský model rozptylu popisovaný v [10] pro vyjádření disperze pomocí Douryho schéma redukuje počet kategorií stability. V dalším textu bude zmínka o jiném rozšíření počtu kategorií o dodatečné třídy s malou resp. velmi nízkou střední rychlostí větru. Snahou je odstranit nedostatek základního dělení, ve kterém jsou rychlosti charakteristické pro podmínky LW/0 jakoby rozpuštěné v základním hrubším rozdělení.

Na shora zmíněné parametrizaci mezní vrstvy jsou založeny klasické modely matematického popisu šíření radioaktivní vlečky nad terénem. V poslední době se provádí na základě podobnostní teorie (similarity theory) podrobnější analýza stavu mezní vrstvy a její detailnější parametrizace. V první fázi jsou na základě zpracování podrobných meteorologických údajů zaváděny přesnější charakteristiky mezní vrstvy (hlavně Monin-Obuchovova délka a lokálně chápaná výška mezní vrstvy). Ve druhé fázi se počítají disperzní koeficienty σ_y a σ_z na základě těchto nových charakteristik s užitím nových pokročilých matematických modelů.

Kromě již zmíněného Richardsonova čísla je další důležitou zaváděnou charakteristikou Moninova-Obuchovova délka L_{MO} , představující kvantitativní míru pro vyjádření možnosti rozvoje turbulentních a konvekčních pohybů v mezní vrstvě. Pro případ stabilního teplotního zvrstvení $dT / dz > 0$ v nejtěsnější blízkosti zemského povrchu převládá mechanická produkce turbulence nad tlumícím účinkem stability. Ale relativní působení stability roste s výškou natolik, že v jisté hladině je

mechanická produkce teoreticky v rovnováze se zanikáním této energie vlivem stabilitních podmínek.

Na základě takových úvah lze pro tuto situaci interpretovat fyzikální smysl L_{MO} jako vzdálenost mezi zemským povrchem a hladinou, v níž existuje rovnováha mezi mechanickou produkcí a termicky podmíněným tlumením turbulence. Poznamenejme ještě, že na příklad pro neutrální teplotní zvrstvení dostáváme $|L_{MO}| \rightarrow \infty$. L_{MO} je vhodnou charakteristikou stabilitních poměrů zejména v přízemní vrstvě. Vzájemný poměr mechanické a termické turbulentní kinetické energie v daném čase a v bodě z nad povrchem je jednoznačnou funkcí bezrozměrné veličiny z / L_{MO} . Ta je potom, spolu s dalšími podobnostními kritérii, základem tzv. teorie podobnosti podle Monina a Obuchova, která přináší mnoho dalších užitečných výsledků využitelných v teorii popisu mezní vrstvy. V následující tabulce jsou uvedeny typické hodnoty L_{MO} a výšky mezní vrstvy h pro kategorie stability atmosféry:

<i>podmínky</i>	L_{MO} (m)	h (m)
nestabilní	-500 až -10	500 - 2000
neutrální	∞	500 - 1000
stabilní	10 - 800	50 - 500

4.3 VERTIKÁLNÍ RYCHLOSTNÍ PROFIL A STŘEDNÍ RYCHLOST PROUDĚNÍ

Významným posunem v teoretickém přístupu je fakt, že po zavedení L_{MO} lze upřesnit popis vertikálního profilu zprůměrované rychlosti horizontálního proudění $u(z)$ nad terénem. Běžně je používána mocninná závislost:

$$u(z) = u(z_m) \cdot \left(\frac{z}{z_m} \right)^{C(kat)} \quad (4.1)$$

Zde z_m je výška měření rychlosti větru, $C(kat)$ je exponent závislý na kategorii počasí. Podobnostní teorie zavádí přesnější popis vertikálního profilu rychlosti větru vycházejícího z Moninovy-Obuchovovy délky L_{MO} podle:

$$u(z) = \frac{u_*}{k} \cdot \left[\ln \left(\frac{z}{z_0} \right) - \Psi \left(\frac{z}{L_{MO}} \right) \right] \quad (4.2)$$

kde z_0 je drsnost terénu, k značí von Karmanovu konstantu a u_* je třecí rychlost. Funkce Ψ má různé vyjádření pro stabilní, neutrální a nestabilní poměry v mezní vrstvě. L_{MO} zahrnuje z fyzikálního hlediska mnohem jednoznačněji poměr mechanických sil a tepelného toku na produkci turbulence.

Veškeré předchozí úvahy by měly poskytnout podklady pro další postup při modelování rozptylu škodlivin při podmínkách LW/0. Je tedy nutné analyzovat rychlost proudění z hledisek:

- Definice charakteristik LW/0 včetně deklarování příslušného rozsahu pro nízké střední rychlosti a odhadů doby trvání extrémních klidových situací
- Určení věrohodného popisu vertikálního profilu rychlosti větru platného i pro nízké rychlosti
- Střední rychlosti proudění s dalším zaměřením na
 - frekvenci výskytu jednotlivých kategorií rychlosti v uvažovaném místě
 - odhad vlivu topografických efektů a blízkostojících objektů (budov)
 - výšku úniku příměsí

5 EXTRÉMNÍ POVĚTRNOSTNÍ SITUACE PŘI VÝSKYTU NÍZKÝCH RYCHLOSTÍ VĚTRU RESP. BEZVĚTRÍ

V úvodu je třeba zdůraznit, že neexistuje jednotná obecná definice extrémních povětrnostních situací LW/0. Záleží na zkoumané aplikaci, pro kterou se určitá úroveň nízkých rychlostí považuje za extrémní, vynucující si jinou než v celém rozsahu běžně používanou metodiku. Při chemických únicích může být naprosto primárním hlediskem okamžitá koncentrace příměsí v atmosféře, která vede na příklad k vytvoření třaskavé směsi v ovzduší či k překročení prahových mortálních hodnot. Při úniku radionuklidů do životního prostředí jsou řídicími veličinami spíše časové integrály v místech uvažovaných receptorů od koncentrací aktivity v přízemní vrstvě vzduchu či od aktivity deponované na zemském povrchu.

Obecně se uvádí, že při rychlostech proudění pod 2 m/s mohou být standardní meteorologická data zavádějící a použitelnost jednotlivých disperzních modelů musí být pečlivě analyzována. Výskyt situací LW/0 musí být z hlediska kvalifikovaného odhadu zdravotních rizik podrobně analyzován, protože obvykle pro určitou kritickou skupinu osob budou jejich důsledky spadat do kategorie nejhorších případů.

5.1 KRITÉRIA NASTOLENÍ STAVU LW/0 V ATMOSFÉŘE

Při pokusu blíže definovat podmínky LW/0 se v literatuře obecně rozlišuje mezi jejich výskytem při nestabilní situaci, kdy střední rychlost proudění může být až nulová, ale turbulentní fluktuace přetrvávají, a při stabilním zvrstvení směšovací vrstvy, kdy střední rychlost i turbulence zanikají a přetrvávají jen toky hmoty v důsledku gravitačních sil. F. B. Smith definuje nízké rychlosti proudění pro nestabilní konvektivní situace jako stav, v němž střední kvadratická odchylka turbulentní horizontální rychlosti σ_u je srovnatelná nebo větší než střední hodnota rychlosti

proudění u_s . Hodnota σ_u silně závisí na tepelném toku H (W/m^2) a autor navrhuje závislost:

$$\sigma_u \approx 0.187 \cdot H^{1/3} \quad (5.1)$$

Pro stabilní situace Smith popisuje různé experimentální výsledky vedoucí k závěru, že σ_u leží v rozsahu $0.35 \div 0.5$ m/s. Výsledky shrnuje následující tabulka.

<i>Pasquill-Gifford kategorie počasí</i>	<i>tepelný tok (W/m^2)</i>	<i>rychlost větru, pro kterou $\sigma_u = u_s$ (m/s)</i>
A	250	1.2
B	150	1.0
C	90	0.8
D	0	0.35 ÷ 0.5
E	-	0.35 ÷ 0.5
F	-	0.35 ÷ 0.5

Z předchozí tabulky je zřejmé, že není možné kategorii „nízkých rychlostí větru“ charakterizovat jedinou prahovou hodnotou. Stejně tak pro stav „bezvětří“, definovaný Beaufortovou stupnicí mohutností 0, je na příklad v anglické literatuře navržena definice na základě rychlosti v meteorologické výšce měření 10 metrů, která leží pod hranicí jednoho uzlu ($u_{10} < 0.515$ m/s). Některé přístupy vyžadují zavedení t. zv. kritické rychlosti (hodnoty 0.15 až 0.3 m/s podle lokality), při které zaniká dynamicky generovaná turbulence a nastává situace bezvětří (calm). Při měření frekvence výskytu situací bezvětří záleží na technice měření rychlosti větru. Zatímco některé anemometry nejsou schopny reagovat na změny směru větru pod 1 m/s, jiné (sonické anemometry) jsou velmi citlivé a jsou schopny produkovat objektivní měření i při rychlostech větru pod 0.01 m/s.

Fyzikální procesy v mezní vrstvě probíhají poněkud odlišně a v jiném měřítku. Některé procesy vyhlazené při větších rychlostech nabývají na významu a vynucují si zavedení metodik odlišných od běžného přístupu k modelování disperzních procesů založeného na příkladu na Pasquill-Giffordově třídění. Nicméně je nutné respektovat fakt, že přes výrazné snížení intenzity difúzních procesů je turbulence pořád zhruba o 2 řády vyšší než čistě molekulární difúze.

Definovat z fyzikálního hlediska jednoznačné kritérium pro nastolení extrémních povětrnostních podmínek typu LW/0 není možné a při pokusech o vymezení typických charakteristik se postupuje spíše z pragmatického hlediska s ohledem na teplotní zvrstvení atmosféry v přízemní vrstvě, typ a trvání úniku, stupeň toxicity příměsí a lokální podmínky. Je zřejmé, že ke vzniku situací bezvětří přispívá řada dílčích efektů, přičemž v určité konkrétní situaci může jeden z nich převážit a na základě jeho prahových hodnot může být definováno kritérium pro výskyt situace „nízkých rychlostí větru resp. bezvětří“. Takové efekty významné pro nastavení situací LW/0 jsou v literatuře [3,7] vyspecifikovány jako:

- Proudění **při stabilních podmínkách** s průměrnou rychlostí větru na dolní hranici rozsahu charakteristického pro stabilní teplotní zvrstvení atmosféry.

Méně vágní kritérium nízkých rychlostí podává F.B.Smith (viz. úvod kapitoly 4.1), v němž střední kvadratická odchylka turbulentní horizontální rychlosti σ_u (pro nestabilní konvektivní situace silně závisí na tepelném toku) je srovnatelná nebo větší než střední hodnota rychlosti proudění u_s (viz diskuse ke vztahu (5.1). Pro nestabilní zvrstvení nabývá σ_u hodnoty až 1.2, pro stabilní situace Smith popisuje různé experimentální výsledky vedoucí k závěru, že σ_u leží v rozsahu $0.35 \div 0.5$ m/s. Výsledky shrnuje tabulka v úvodu kapitoly 5.1.

- Proudění, při kterém **nabývá Richardsonovo číslo velkých hodnot**. O významu hodnot Richardsonova čísla na vývoj turbulence v atmosféře je pojednáno již úvodu kapitoly 4. V tomto čísle je zahrnut i efekt tepelného vznosu a určuje, zda vzdušiny vypusti obsahující škodlivé příměsi zůstanou např. těžší než okolní vzduch a tudíž déle setrvají u povrchu nebo naopak vystoupají do vyšších výšek.
- Scénáře, kdy samostatnou pozornost je třeba věnovat únikům s **velkým tepelným obsahem** unikajících vzdušin a řešit jak jejich krátkodobou kinetiku tak výsledný efekt na nastavení nové efektivní výšky úniku po vyrovnání teplot s okolím.
- Nutnost specifické analýzy procesů míšení v atmosféře v případě obecně nízkých rychlostech větru, kdy navíc **úniková rychlost uvolňovaných příměsí je velká**, tedy $U_{zdroj} \gg U_{vitr}$.
- Situace, kdy v případech **přízemních úniků** pohyb vlečky škodlivin probíhá v úrovni terénu mezi terénními překážkami resp. zástavbou. Zde s vysokou pravděpodobností budou vznikat oblasti s nestandardními podmínkami proudění (intenzivní lokální zpomalování proudění třením o „drsný“ povrch, tvorba vírů za budovami).

Shora uvedené dílčí specifikace zůstávají poněkud vágní a dokládají nutnost celkového posouzení všech specifik úniku. Nicméně z celé řady konkrétních analýz chemických či jaderných havárií lze vycházet z těchto faktů a v prvním kroku vypočítat hodnotu Richardsonova čísla Ri , získat věrohodné měření rychlosti větru u_{10} ve výšce 10 m a na základě ověřeného vertikálního profilu rychlosti vypočítat střední rychlost proudění u_s . Ukazuje se, že pokud současně jsou splněny podmínky

$$Ri \geq 50 \quad \text{a} \quad \sigma_u \approx u_s, \quad (5.2)$$

potom je nutné si uvědomit, že jde o podmínky pravděpodobně vedoucí k nastavení situací LW/0, kdy běžně užívané postupy musí být přehodnoceny.

V některých pramenech je doporučován silnější předpoklad o horní hranici „nízkých rychlostí“ proudění dokonce od $u_{10} \leq 2.4$ m/s.

Je nutné pečlivě posoudit použitelnost běžných disperzních modelů a případně přejít k algoritmům platným pro podmínky LW/0, aby se předešlo podcenění odhadů výsledného zdravotního rizika.

5.2 FREKVENCE VÝSKYTU MALÝCH RYCHLOSTÍ VĚTRU RESP. BEZVĚTRÍ

Metodiky odhadu zdravotního rizika při úniku škodlivin do atmosféry nemohou zahrnout všechny možné kombinace vstupních podmínek. Zavádí se proto již zmíněná kategorizace charakteristik mezní vrstvy založená na sdružování podobných podmínek do diskrétních skupin. Spolehlivost výsledných odhadů záleží jednak na přesnosti stanovení frekvence výskytu jednotlivých zavedených kategorií (mnohdy lokálně závislé) a dále pak na správném přiřazení konkrétní situace v okamžiku úniku jednotlivým kategoriím. V obou případech primárním požadavkem jsou dostatečně přesné metodiky měření, na jejichž základě jsou generovány výsledné frekvence výskytu nebo jsou měřeny (někdy dokonce s požadavkem online napojení) okamžité charakteristiky. V ideálním případě by měly být k dispozici všechny údaje měřené v místě úniku.

Tato problematika výrazně vystupuje i v případě analýzy důsledků úniků při nízkých rychlostech větru nebo bezvětrí. Navíc jsou v tomto případě kladeny zvýšené požadavky na další aspekty, především na :

- měřicí techniku (zavedení speciálních přístrojů schopných spolehlivě měřit i velmi nízké rychlosti větru)
- metodiky měření jak z hlediska optimální volby časového úseku charakteristického pro konkrétní jedno měření tak z hlediska délky časových řad pozorování (víceleté statistiky)

Frekvence výskytu LW/0 situací není každý rok stejná, má sezónní charakter, silně závisí na denní či noční hodině a především vykazuje silnou lokální závislost. Většina situací LW/0 se vyskytuje v nočních hodinách, s vyšší pravděpodobností v letních měsících. Na příklad v [2] je analyzován výskyt hodin (frekvence v procentech), ve kterých trvaly podmínky s rychlostí větru ≤ 2 m/s v šesti různých vnitrozemních lokalitách ve Velké Británii. Byly k dispozici hodinové průměry rychlostí větru měřené standardními miskovými anemometry za období let 1980 až 1990. Po zpracování výsledky ukázaly značný rozptyl mezi jednotlivými místy, který se pohyboval v rozsahu 9.2 ÷ 29.7 % . Stejná měření pro výskyt bezvětrí se pohybují v rozsahu 0.6 ÷ 6.6 % . Je konstatováno, že významnou úlohu zde zřejmě hrála složitost terénu s topografickými efekty.

Zdrojem informací o výskytu extrémních meteorologických podmínek s nízkými rychlostmi větru je analýza existujících meteorologických dat. V každé zemi jsou specifické zvyklosti a přístupy meteorologické služby. Na příklad z historického hlediska byly v UK rychlosti větru zaznamenávané jako hodinové průměry měřené obvykle miskovými anemometry (Munro Mk IV). Další příklad z [2] analyzuje výsledky archivních záznamů z 35 meteorologických stanic v UK. Frekvence výskytu (%) nízkých rychlostí je shrnuta v následující tabulce:

<i>frekvence (%) výskytu rychlosti větru v kategoriích</i>		
	<i>kategorie rychlosti větru</i>	
	<i>< 0.515 m/s</i>	<i>< 0.515 , 1.545> m/s</i>
průměr všech 35 meteostanic	5.1	15.1
minimum (Edgbaston)	0.6	9.1
minimum (Lerwick)	3.5	6.4
maximum (Eskdalemuir)	16.4	18.7
maximum (Keele)	4.0	29.4

Závěr: Výskyt situací LW/0 ve Velké Británii je oceňována pravděpodobností 5 až 8 %. Disperze v těchto podmínkách je značně neurčitá, ale pokud se užije F kategorie, lze odhady považovat za konzervativní.

Během výpočtů pro bezpečnostní zprávy pro EDU a ETE byly do EGP dodány soubory meteorologických měření z ČHMÚ. Z těchto údajů jsou pro účely této zprávy vybrány některé dílčí výsledky pro srovnání se shora uvedenými údaji pro UK.

JE Temelín – frekvence (%) výskytu rychlosti větru v kategoriích pro nízké rychlosti větru v letech 2000-2002:

<i>rok</i>	<i>suma přes všechny kategorie počasí A až F</i>			<i>pouze kategorie počasí F</i>		
	<i>kategorie rychlosti větru</i>			<i>kategorie rychlosti větru</i>		
	<i>I</i>	<i>II</i>	<i>III</i>	<i>I</i>	<i>II</i>	<i>III</i>
2000	0.84	5.54	20.70	0.65	2.46	8.41
2001	3.91		20.67	1.43		7.53
2002	1.01	4.90	14.27	0.87	2.52	7.12

kde třídy rychlostí jsou definovány podle:

Specifikace tříd rychlostí

<i>třída</i>	I	II	III	IV	V	VI
<i>rychlost [m/s]</i>	0-0.1	0.2-1.0	1.1-2.0	2.1-3.0	3.1-4.0	4.1-6.0

<i>třída</i>	VII	VIII	IX	X	XI	XII
<i>rychlost [m/s]</i>	6.1-8.0	8.1-12	12.1~16	16.1~20	20.1~25	>25.1

JE Dukovany : frekvence (%) výskytu rychlosti větru ve všech 16 směrech větrné růžice sumárně pro všechny kategorie počasí v období 1988-1999 :

Třída rychlosti	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII	Celkem
Sektor	1,608												1,608
N		1,038	1,058	0,984	0,847	0,856	0,268	0,105	0,007	0	0	0	5,164
NNE		0,868	0,771	0,603	0,462	0,461	0,161	0,048	0,005	0	0	0	3,378
NE		0,992	1,036	0,95	0,789	0,841	0,251	0,04	0	0	0	0	4,899
ENE		0,805	1,175	1,496	1,659	1,273	0,182	0,019	0	0	0	0	6,609
E		0,721	1,042	1,395	1,352	1,214	0,214	0,019	0,003	0	0	0	5,96
ESE		0,488	0,675	0,957	1,078	1,977	0,843	0,362	0,034	0,02	0	0	6,432
SE		0,523	0,655	0,797	0,746	1,31	0,884	0,524	0,019	0,003	0	0	5,461
SSE		0,531	0,662	0,599	0,404	0,397	0,182	0,084	0,002	0	0	0	2,86
S		0,647	0,744	0,684	0,49	0,411	0,099	0,016	0,001	0	0	0	3,092
SSW		0,601	0,715	0,681	0,412	0,246	0,062	0,013	0	0	0	0	2,731
SW		0,587	0,751	0,666	0,482	0,517	0,179	0,067	0,01	0	0	0	3,26
WSW		0,596	0,951	0,769	0,729	1,031	0,522	0,363	0,059	0,004	0	0	5,025
W		0,837	1,076	1,205	0,971	1,656	1,25	0,995	0,163	0,013	0	0	8,166
WNW		0,797	1,173	1,652	1,474	2,148	1,395	1,128	0,164	0,011	0	0	9,943
NW		1,066	1,731	2,215	2,311	3,604	2,012	1,243	0,124	0,005	0	0	14,313
NNW		1,024	1,631	1,7	1,744	2,622	1,084	0,417	0,021	0	0	0	10,244
VRB		0,493	0,354	0,003	0	0	0	0	0	0	0	0	0,851
Celkem	1,608	12,62	16,2	17,36	15,95	20,57	9,587	5,444	0,612	0,056	0	0	99,995

Třídy rychlostí jsou definovány podle:

třída rychlosti větru	I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	IX	X	XI	XII
rychlost [m/s]	0	1	2	3	4	5-6	7-8	9-12	13-16	17-20	21-25	>25

Je nutné brát v úvahu existenci nevyhnutelných diferencí lokálního charakteru, nicméně uvedená data pro české JE nejsou v principu v rozporu s kvantitativními zjištěními v UK.

Byl učiněn i analytický pokus o syntézu meteorologických dat s užitím Weibullova rozdělení. Distribuční funkce rychlosti větru v jednotlivých kategoriích vykazuje Weibullovo rozdělení, na jehož základě se pak vypočtou frekvence výskytu v oblasti nízkých rychlostí větru, pro něž na příklad chybí relevantní měřené údaje. Lze zavést více kategorií pro nízké rychlosti větru a tak zpřesnit analýzu rozptylu. Kumulativní frekvenční funkce Weibullova rozdělení rychlosti větru u v dané kategorii stability j má tvar:

$$P(u) = 1 - \exp\left(-\left(\frac{u}{u_{ref}^j}\right)^{K^j}\right) \quad (5.3)$$

u_{ref}^j referenční rychlost větru v kategorii j ($u_{ref}^j = 1.12 * u_{str}^j$; u_{str}^j je střední rychlost větru v kategorii j)

K^j index tvaru rozdělení

Závěrem odstavce bude zajímavé uvést přístup naší meteorologické služby založený na již zmíněné klasifikaci Bubníka a Koldovského, vycházející z českých statistik. Model definuje tři třídy rychlosti větru podle tabulky:

<i>třída rychlosti větru</i>	<i>rozmezí rychlostí u (m/s)</i>	<i>třídní rychlost (m/s)</i>
1. slabý vítr	$0 < u \leq 2.5$	1.7
2. mírný vítr	$2.5 < u \leq 7.5$	5.0
3. silný vítr	$u > 7.5$	11.0

Rozmezí rychlostí větru a výskyt jednotlivých tříd rychlosti větru v závislosti na třídách stability ovzduší podle Bubníka a Koldovského jsou následující:

<i>třída stability</i>	<i>rozmezí vyskytujících se rychlostí větru (m/s)</i>	<i>výskyt tříd rychlostí větru</i>
I	$0 \div 2.5$	1
II	$0 \div 5.0$	1, 2
III	rychlost není omezena	1, 2, 3
IV	rychlost není omezena	1, 2, 3
V	$0 \div 5.0$	1, 2

Tyto expertní informace dávají rámcovou představu o klasifikaci výskytu tříd rychlostí větru na našem území a současně ukazují, že nízké rychlosti se mohou vyskytovat ve všech pěti kategoriích stability atmosféry.

5.3 TRVÁNÍ POVĚTRNOSTNÍCH PODMÍNEK S NÍZKÝMI RYCHLOSTMI VĚTRU

Výskyt povětrnostní situace s nízkou rychlostí větru a případně bezvětří představuje z hlediska zdravotního rizika nejhorší případ vedoucí k lokálním extrémům koncentrací škodlivin. I když chemické jedy a radioaktivní příměsi mohou mít různý

efekt působení a tím i vyhodnocování, platí úměra mezi dobou trvání nepříznivé povětrnostní situace a mírou rizika.

Na problém se lze dívat i z hlediska předchozího stanovování frekvence výskytu. Meteorologická měření rychlosti a směru větru představují obvykle hodinové průměry, v lepším případě jde o průměrné hodnoty za interval 20 minut. Ukazuje se, že doba trvání situací LW/0 leží většinou pod hranicí jedné hodiny, přičemž může jít i jen o několik minut. Potom se může stát, že měřené primární hodinové průměry nemohou postihnout takové situace a dochází ke zkreslení frekvencí výskytu v neprospěch situací LW/0. V následující tabulce je tato situace dokumentována (primární 10 minutové průměry rychlostí větru jsou v [8] postupně středovány ve větších časových intervalech):

rozsah rychlosti (m/s)	frekvence výskytu pro různé periody středování							
	10 min	20 min	30min	40 min	50 min	60 min	120 min	180 min
< 0.515	0.0046	0.0018	0.0023	0.0000	0.0000	0.0009	0.0000	0.0000
<0.515,1.030>	0.0132	0.0107	0.0087	0.0093	0.0077	0.0083	0.0056	0.0057
(1.030, 1.545>	0.0337	0.0253	0.0258	0.0242	0.0231	0.0250	0.0207	0.0199
.....							
.....							
≥ 3.605	0.7080	0.5373	0.5439	0.5518	0.5511	0.5519	0.5669	0.5725

Problém se řeší nasazením přesnější měřicí techniky umožňující zkracovat intervaly měření. Je nutné přejít k citlivějším přístrojům (sonické anemometry) a generovat místo hodinových průměrů podrobnější data reprezentovaná 10 minutovými či dokonce minutovými průměry.

V [8] je prováděna taková zpřesněná analýza, kdy dosud používané anemometry (Munro cup) jsou považovány za nevhodné pro měření nízkých rychlostí větru a byly nasazeny sonické anemometry nebo klasické přístroje s odlehčenou konstrukcí schopné registrovat i nepatrné změny větru. Ty umožnily produkovat věrohodné 10 minutové i 1 minutové průměry. Některé výsledky práce [8] pro lokality Cardington, Camborne a Folkestone jsou uvedeny v následující tabulce:

kategorie rychlosti větru u_k	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0	1.2	1.4	1.6
doba trvání T epizody (min) (pro $p(T)=0.5$)	1.2	2.0	3.1	5.2	8.0	10.7	13.8	17.5
doba trvání T epizody (min) (pro $p(T)=0.1$)	4.0	8.5	16	30	53	70.0	110	160

Zde epizodou je myšlena situace, kdy alespoň po dobu T rychlost větru s pravděpodobností $p(T)$ nepřekročí hodnotu u_k . Hodnoty z tabulky potvrzují fakt, že není pravděpodobné, že by podmínky LW/0 trvaly dlouhou dobu. Na druhé straně jejich výskyt nemůže být při odhadu zdravotních důsledků na populaci opomíjen a musí být zařazen minimálně do analýzy t. zv. „nejhorších případů“ a musí být součástí analýzy citlivosti na variace základních vstupních parametrů.

Přidruženou otázkou k předchozí problematice trvání stavu LW/0 jsou změny směru větru. Obecně platí, že fluktuace směru větru se snižují se zvyšující se střední rychlostí proudění. Nejnižšímu intervalu rychlostí odpovídají deviace řádově ± 90 DEG.

6 MODEL Y DISPERZE PŘÍMĚSÍ VYPUŠTĚNÝCH DO ATMOSFÉRY PŘI NÍZKÝCH RYCHLOSTECH VĚTRU RESP. BEZVĚTRÍ

Z celé škály používaných modelů se zaměříme na modely používané k popisu disperze radioaktivních příměsí mající charakter pasivní disperze prakticky neovlivňující základní atmosférické proudění. Běžně používané modely obsahují omezení vzhledem k rychlosti větru, nicméně je lze v určitém přiblížení adaptovat na podmínky LW/0. Je třeba vzít v úvahu jak tyto klasické modely tak speciální postupy odvozené speciálně pro LW/0 situace:

- Gaussovské modely
- Boxové modely
- Modely založené na analytickém řešení s uvažovanými speciálními počátečními a okrajovými podmínkami
- Modely odvozené speciálně pro podmínky LW/0. Pro případ bezvětrí za stabilních podmínek J.A. Jones navrhuje schéma, kdy rozptylující se příměsí tvoří expandující disk o poloměru $\sigma_u \cdot t$, kde střední kvadratická odchylka turbulentní horizontální rychlosti σ_u se bere v rozsahu $0.35 \div 0.5$ m/s (viz úvod kap. 5.1). Při trvání situace bezvětrí do 30 minut pak poloměr uvažovaného disku bude maximálně do vzdálenosti 1 km od zdroje.

Je třeba rozlišovat modely pro LW/0 situace při stabilním zvrstvení mezní vrstvy a při nestabilní situaci. Stabilní zvrstvení představuje nejhorší případ pro přízemní úniky, které v tomto případě zůstávají u zemského povrchu a málo se zředují. Vlečka příměsí zůstává kompaktní a výrazně se klikatí v důsledku velkých horizontálních fluktuací proudění. Naopak při nestabilní situaci je turbulence a tím i míšení mnohem větší a v případě úniků z vyšších zdrojů se příměsí dostanou dříve k zemi a mohou dokonce vyplnit celou směšovací vrstvu. Riziko zdravotní újmy pak může být největší právě v tomto případě.

6.1 MODIFIKACE VÝPOČETNÍCH SCHÉMÁT PRO ZJEDNODUŠENÝ POPIS DISPERZE PŘI PODMÍNKÁCH LW/0

Obecně neexistuje žádný universální model umožňující plně popsat disperzi při nízkých rychlostech větru. Vzhledem k širokému používání gaussovských modelů a jejich propracovanosti a validaci pro běžné situace proudění je vynaloženo velké výzkumné úsilí na analýzu možností jejich použití i pro případ podmínek LW/0. Jsou proto zaváděny určité odůvodněné modifikace s cílem použít standardní modely i v extrémních podmínkách. Základním problémem využití gaussovských modelů je určení a substituce charakteristické „nízké rychlosti“ proudění do výrazů původně odvozených pro běžné podmínky v atmosféře.

6.1.1 GAUSSOVSKÝ MODEL VLEČKY (GPM)

Pro vertikální a horizontální průběhy koncentrace příměsí ve vlečce se předpokládá gaussovský profil. Disperzní koeficienty jsou závislé na vzdálenosti od zdroje úniku, míře stability atmosféry, drsnosti povrchu, efektivní výšce úniku apod. Gaussovský model vlečky umožňuje určovat koncentrace škodlivin ve směru základního proudění, které nepřímo úměrně závisejí na střední rychlosti větru u_s . V limitním případě pro $u_s \rightarrow 0$ tedy koncentrace, počítaná podle klasických vztahů, roste nade všechny meze. Proto se zavádí nejnižší možná přípustná rychlost, kterou je možno do klasických vztahů dosazovat. Základní odhad minimální přípustné rychlosti lze provést z úvahy, že koncentrace příměsí pod osou vlečky C_0 nemůže být větší než 1. Platí:

$$C_0 = \frac{Q}{\pi \cdot u_s \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z} \quad (6.1)$$

kde Q je intenzita úniku příměsí, σ_y a σ_z jsou disperzní koeficienty v periferním a vertikálním směru. Minimální přípustná rychlost je tedy:

$$u_s \geq \frac{Q}{\pi \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z} \quad (6.2)$$

Spodní limit pro rychlost tedy roste s intenzitou úniku a klesá se vzdáleností od zdroje. Hned ovšem vystupuje otázka, zda pro disperzní koeficienty lze užít běžných vztahů či opět je nutné užít určitou modifikaci (viz dále).

Hanna a Van der Hoven zavádějí empirické korekce disperze v periferním směru σ_y způsobené meandrovitým postupem vlečky nad terénem při malých rychlostech. σ_y je určováno standardními technikami (Pasquill-Gifford-Turner) a pro případ použití pro malé rychlosti je přenásobováno korekčním faktorem M závislým na rychlosti větru a kategorii stability atmosféry s podle vztahu:

$$\sigma_y^{LW/0} = \sigma_y^{GPM} \cdot M(u_s, s) \quad (6.3)$$

Špičky koncentrace příměsí ve vzduchu jsou takto průměrovány na delší periodu, což koresponduje s hodnocením rizika pro radioaktivní příměsí, ale nikoliv pro některé chemické úniky s kritickými prahovými hodnotami okamžité koncentrace.

GPM platí pro běžné atmosférické podmínky, při kterých je střední rychlost větru obecně vyšší než turbulentní rychlosti. Toto však přestává platit při nízkých rychlostech větru. Autoři Hunt a Jones zavedli jednoduchou modifikaci formulí pro GPM, která je potom použitelná (s výjimkou velmi stabilních situací) i pro výpočet koncentrací příměsí v ovzduší i za podmínek LW/0. Zavádějí se proměnné :

$$\sigma_u = u_s \cdot \sigma_x / x ; \quad \beta = u_s / (\sqrt{2} \cdot \sigma_u) \quad (6.4)$$

Po dalších úpravách a zjednodušeních lze koncentraci příměsí $C^{LW/0}$ v bližším okolí zdroje (ale pořád platí $x \gg z$) aproximovat vztahem:

$$C^{LW/0} = \frac{Q \cdot \exp\left[-\left(\frac{y^2}{2 \cdot \sigma_y^2} + \frac{z^2}{2 \cdot \sigma_z^2}\right)\right] \cdot (1 + erf(\beta))}{2 \cdot \pi \cdot u_s \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z} ; \quad erf(\beta) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\beta e^{-t^2} \cdot dt \quad (6.5)$$

x - souřadnice ve směru proudění; y – souř. v periferním směru; z - vertikální souřadnice

Vztah je velmi podobný klasické rovnici GPM pro přímočaré šíření a pro $\sigma_u / u_s \rightarrow 0$ je s ní dokonce identická. Pro rostoucí σ_u / u_s je nově předpovídaná koncentrace $C^{LW/0}$ určitou frakcí hodnoty C^{GPM} plynoucí ze standardního GPM (do kterého by se nekorektně dosadily podmínky LW/0). Toto dokládá následující tabulka převzatá z [2]:

turbulence σ_u / u_s	β	$erf(\beta)$	poměr $C^{LW/0} / C^{GPM}$ pro $x \gg z$
0	4	1	1
0.1	7.07	1	1
0.2	3.54	1	1
0.5	1.41	0.95	0.975
1	0.71	0.68	0.84
2	0.35	0.38	0.69
5	0.14	0.16	0.58
10	0.07	0.08	0.54

Pokud rychlost větru je velmi malá ve srovnání s turbulentní rychlostí, koncentrace $C^{LW/0}$ klesá zhruba na polovinu ve srovnání se standardní predikcí C^{GPM} .

6.1.2 MODEL ELEMENTÁRNÍCH OBLÁČKŮ (PUFF MODEL)

Únik je rozdělen na sekvenci dílčích krátce trvajících obláček. Výsledná koncentrace příměsí se určuje superpozicí všech dílčích obláček. Pohyb v poli proudění a disperze příměsí v obláčku vede ke zředování koncentrace příměsí podle vztahu:

$$C = \frac{Q}{(2\pi)^{3/2} \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z} \cdot \exp \left\{ -1/2 \cdot \left[\frac{(x - x_0 - u_s \cdot t)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y - y_0)^2}{\sigma_y^2} + \frac{(z - z_0)^2}{\sigma_z^2} \right] \right\} \quad (6.6)$$

C koncentrace příměsí v místě (x,y,z)
Q celkový únik příměsí pro interval obláčku
 $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ disperzní koeficienty v čase t po úniku (m)
 u_s střední rychlost proudění (m/s)
 x_0, y_0, z_0 souřadnice bodu úniku

Na rozdíl od klasického GPM jsou nyní disperzní koeficienty určovány na základě času od počátku úniku, nikoliv tedy jako funkce vzdálenosti od zdroje úniku. Autoři Crabol a Deville-Cavelin navrhli na základě experimentů poloempirické formule:

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_{hor} = (A_{hor} \cdot t)^{B_{hor}} ; \quad \sigma_z = (A_z \cdot t)^{B_z} \quad (6.7)$$

Disperze v horizontálních směrech x a y se předpokládá stejná. Experimentálně určené konstanty A_h, A_z, B_h, B_z jsou závislé na době disperze a kategorii stability atmosféry. Na rozdíl od GPM ve formuli (6.6) zde není závislost $1/u_s$ a i pro výsledné řešení ve tvaru sumy nekonečně malých elementárních obláček tato suma konverguje a dává uspokojivé konečné řešení i při nízkých rychlostech větru.

Přímočařejší aplikace integrálního modelu obláček na podmínky LW/0 je popsána v [1]. Tento praktický model je odvozen integrací 3-D rovnice okamžitého obláčku (6.6), ve které je rychlost větru nulová a rozptylové parametry jsou na základě experimentů vyjádřeny jako lineární funkce doby trvání disperze. Přízemní koncentrace příměsí $C(z=0)$ je vyjádřena integrací Gaussovy rovnice obláček podle:

$$C(z=0) = \int_0^{\infty} \frac{2 \cdot Q}{(2\pi)^{3/2} \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y \cdot \sigma_z} \cdot \exp \left\{ -1/2 \cdot \left[\frac{(x - u_s \cdot t)^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{H^2}{\sigma_z^2} \right] \right\} dt \quad (6.8)$$

V práci [1] je provedena analytická integrace za předpokladů

$$\sigma_x = \sigma_y = \alpha \cdot t ; \quad \sigma_z = \gamma \cdot t ; \quad u_s = 0 \quad (6.9)$$

a výsledkem integrace je vztah:

$$C(z=0) = \frac{2 \cdot \gamma \cdot Q}{(2\pi)^{3/2} \cdot (\gamma^2 \cdot d^2 + \alpha^2 \cdot H^2)} \quad (6.10)$$

$d^2 = x^2 + y^2$; H je výška zdroje úniku, Q je intenzita úniku příměsí v místě zdroje.

Další modifikace vztahu (6.10) zohledňují např. efekt počátečního rozšíření obláčku (v důsledku počáteční hybnosti unikajících vzdušín v místě úniku s následným

rychlým utlumením, od případných turbulencí vyvolaných silničním provozem apod.). Hlavním výsledkem jsou doporučení pro rozsah koeficientů úměrnosti α a γ ze vztahů (6.9) :

$$\alpha = 0.30 \sim 0.40 \text{ m/s} \quad a \quad \gamma = 0.09 \sim 0.18 \text{ m/s} \quad (6.11)$$

Dolní hodnoty převažují spíše v noci, horní meze by měly být brány pro denní dobu. Rozsáhlá validační studie provedená v [1] prokázala dobrou shodu v terénu měřených koncentrací indikátoru s modelovými předpověďmi.

6.2 BOXOVÉ MODELY

Boxové modely jsou založeny na bilanci příměsí v uvažovaných objemech. Spočívají v zavedení předpokladu o homogenní koncentraci příměsí v atmosféře, přičemž může jít o homogenizaci buď totální v celé modelové oblasti nebo jen o částečnou v určitém směru či podoblasti. Při částečné homogenizaci v jednom směru se v dalších směrech obvykle předpokládá určitý analytický průběh (např. Gaussův) Jde sice o spekulativní předpoklady, ale na druhé straně lze formulovat scénáře „nejhorších případů“ a potom provádět krajně konzervativní odhady zdravotního rizika. Boxové modely pro běžné atmosférické podmínky jako oblast homogenizace berou v horizontálním směru určitou kruhovou výseč a vertikálně omezenou horní hranicí směšovací vrstvy nebo inverzní výškou.

Již bylo zmíněno, že pro nízké rychlosti zavádí např. J.A. Jones představu, ve které rozptylující se příměsí tvoří expandující disk o poloměru $\sigma_u \cdot t$, kde střední kvadratická odchylka turbulentní horizontální rychlosti σ_u se bere v rozsahu $0.35 \div 0.5$ m/s. Lze spekulovat o tom, že nedostatek údajů o vertikálním rozptylu nahradíme homogenizací ve vertikálním směru, což v případě stabilního zvrstvení s obvykle nízkou výškou směšovací vrstvy či inverze lze považovat za odpovídající.

Z hlediska analýzy nejhorších případů za podmínek LW/0 je možno považovat za inspirující postup deklarovaný v metodice ČHMÚ SYMOS'97 z [6]. Publikace se zabývá pouze výpočtem znečištění ovzduší při bezvětří a inverzi, kdy zdroje exhalují do uzavřeného údolí omezeného z boku svahy údolí a seshora horní hranicí inverze. Použitý upravený boxový model předpokládá stejnou koncentraci škodlivin v horizontálním směru, vertikální průběh je aproximován gaussovským výrazem (dosazena určitá malá limitní rychlost proudění) s odrazy na zemském povrchu a inverzní výšce. Dalším krokem je rozdělení údolí na vertikální vrstvy a výpočet koncentrací v každé vertikální úrovni.

Obecně lze přijmout fakt, že boxové modely jsou adekvátním nástrojem pro ocenění rizika za „nejhorších podmínek“, do kterých lze zahrnout i situace LW/0, za předpokladu, že budou modifikovány na základě experimentů v terénu – např. [1] . Jakékoliv další spekulativně zaváděné předpoklad se musí dít ve shodě s dosud zjištěnými fakty.

6.3 ANALYTICKÁ ŘEŠENÍ DIFÚZNÍ ROVNICE

Difúzi příměsí při nízkých rychlostech větru popisuje Apsley (1987). Uvažuje difúzní rovnici ve tvaru:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + u_s \frac{\partial C}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_x \cdot \frac{\partial C}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(k_y \cdot \frac{\partial C}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(k_z \cdot \frac{\partial C}{\partial z} \right) \quad (6.12)$$

s konstantami u_s , k_x , k_y , k_z . Po zjednodušení pro $K = k_x = k_y = k_z$ lze pro kontinuální zdroj o intenzitě Q psát řešení ve tvaru:

$$C = \frac{Q}{4 \cdot \pi \cdot r \cdot K} \cdot \exp[-\delta^2 \cdot \sin^2(\Phi/2)] \quad (6.13)$$

kde: $\delta = u_s / K$; r je vzdálenost receptoru od zdroje;

Φ je úhel mezi směrem proudění a průvodičem zdroj-receptor

Autor ukazuje, že pro $\sigma^2 = 2K_x / u_s$ řešení (6.13) v limitním případě (poblíž osy průchodu nad trémem, ve větších vzdálenostech) konverguje k řešení GPM pro analogické podmínky. Označíme-li C^{DIF} koncentraci ze vztahu (6.13), pak poměr koncentrací vypočtených podle obou modelů lze vyjádřit podle:

$$\frac{C^{GPM}}{C^{DIF}} = \frac{(1+X^2)^{1/2}}{X} \cdot \exp\left(-\frac{1}{2} Pe \cdot \left(\frac{1}{2X} \cdot (1+X^2)^{1/2} + X\right)\right) \quad (6.14)$$

Zde $X = x/H$; jedná se o poměr koncentrací pod osou vlečky a o úniky z vyšších výšek H ; Pe je Pekletovo číslo = $u_s \cdot H/K$;

Pro větší vzdálenosti (uvádí se pro $x > 4H$) poměr koncentrací z (6.14) se blíží jedné (tedy velmi dobrá shoda modelů) pro poměrně široký rozsah čísel Pe . Nicméně v blízkých vzdálenostech od zdroje a výšky úniku přes 30 m dává difúzní přiblížení mnohem lepší výsledky než GPM.

Vzhledem k riziku je nutné ověřit i situaci při přízemních únicích. Pokud položíme $H=0$, $z=0$ a $y=0$, pak vztah (6.14) přejde na tvar:

$$C^{GPM} = C^{DIF} = \frac{Q}{2 \cdot \pi \cdot K \cdot x} \quad (6.14a)$$

Koncentrace ve směru postupu x je tedy stejná, nicméně to neplatí o koncentracích mimo osu x , kdy bude mezi oběma modely docházet k rozdílným předpovědím v horizontálním směru.

Závěrem kapitoly o analytických metodách je třeba zmínit CFD (Computational Fluid Dynamics) kódy, řešící úplný systém pohybových rovnic. Přitom není vyžadován uniformní rychlostní profil základního proudění. Metodika je zaměřena spíše na řešení složitých podmínek proudění s překážkami (např. vliv blízkostojících objektů) nebo modelování úniků s velkou hybností v blízkém okolí zdroje. Metodiky vyžadují mnohem podrobnější vstupy. Při řešení disperzní úlohy bez výskytu dominantního primárního proudění dochází k problémům s konvergencí řešení. Pro řešení rozptylu příměsí při podmínkách LW/0 je použití CDF kódů vyjímečné a existují jen dílčí aplikace na některé speciální případy.

6.4 SOUPIS MODIFIKACÍ MODELŮ A JEJICH POLOEMPIRICKÝCH FORMULÍ NA PODMÍNKY LW/0

Obecně platí, že neexistují žádná jednoznačná doporučení na nejlepší metodiky popisu disperze při nízkých rychlostech větru. Ukazuje se, že nejlepší shody modelování s měřeními jsou dosahovány v případech, že jsou k dispozici podrobné a aktuální lokální meteorologické údaje a skutečná dynamika úniku příměsí. Preferují se jednodušší metodiky případně obecně zavedené modely s adaptací na výsledky experimentů prováděných speciálně pro podmínky LW/0. Bez nároků na úplnost uvedeme některá doporučení uváděná v přehledech z [1,2,3,4,7].

Pro podmínky proudění se střední rychlostí menší než je určitá minimální referenční rychlost limitní vzhledem k podmínkám nastolení stavu LW/0 se zavádí (autoři Sharan a další) modifikace běžných formulí pro disperzní koeficienty podle:

$$\sigma = a \cdot x^b \quad \text{pro } u_s \geq U_{\min} \quad (\text{mocninný vztah pro běžné konvekční proudění})$$

podle

$$\sigma = a^* \cdot x^{b^*} \quad \text{pro } u_s < U_{\min} \quad (\text{modifikace pro LW/0 podmínky}) \quad (6.15)$$

$$\text{kde } a^* = a \cdot \left(\frac{U_{\min}}{u_s} \right)^b ; b^* = b$$

Jiná metodologie (zavedl Venkatran) vychází z návrhu speciálních výpočtových vztahů pro Moninovu-Obuchovovu délku a třetí rychlost pro podmínky LW/0. Pro účely implementace do kódu HAVAR je zajímavější model (Cagnetti, Ferrara) navržený pro popis difúze při stabilním zvrstvení atmosféry podle:

$$C = \frac{Q}{(2 \cdot \pi \cdot r^{3/2}) \cdot \sqrt{u_d \cdot K_z}} \quad (6.16)$$

Autor pokračuje ve zjednodušování a pro kategorii stability F navrhuje dolní limit $u_d = 0.5 \text{ m/s}$ a $K_z = 1 \text{ m}^2/\text{s}$. Přístup začíná být výrazně spekulativní a i výsledky srovnání naznačují, že byt' model je adekvátní pro koncentrace středované za delší časový úsek, jeho použití v analýze nehoršího případu a pro případ velmi krátkodobého úniku může dojít k výraznému podcenění okamžitých koncentrací pod osou mraku. Obdobný model pro LW/0 zavádí Arya, přičemž po celé řadě zjednodušování dochází ke vztahu :

$$C = \frac{Q}{25 \cdot u_* \cdot r^2} \quad (6.17)$$

s dalším speciálním návrhem fixně zavést minimální třetí rychlost pro LW/0 jako $u_* = 0.067 \text{ m/s}$.

J.A.Jones (s využitím přiblížení Hanna) zavádí :

$$\sigma_\theta = 0.5 / u \quad \Rightarrow \quad \sigma_y = 0.5 \cdot x / u \quad (6.18)$$

σ_θ je horizontální disperze v radiánech. σ_y je tedy vyjádřeno jiným výrazem než u GPM. U tohoto přiblížení však není zcela jasné, jaké jsou limity pro rychlost větru, umožňující použití uvedeného výrazu.

Společným rysem všech zjednodušení v modelech pro LW/0 je snaha o modifikaci horizontálního rozptylu mraku, daného veličinou σ_y . Je zřejmé, že takto se nemění koncentrace integrovaná po souřadnici y . Takové modifikace tedy neovlivní dlouhodobě střední koncentrace příměsí. Na druhé straně realistické určení okamžitých koncentrací pod osou mraku a v určité vzdálenosti od zdroje může nabýt mimořádné důležitosti při krátkodobých intenzivních únicích.

Respektování situací s nízkými rychlostmi základního proudění znamená současně i užití speciálních tvarů poloempirických formulí dílčích efektů platných za těchto podmínek, případně jsou zaváděny modifikace běžných vztahů na podmínky LW/0. Jedná se především o rozšíření v oblastech:

- vlastního schématu modelu s dodefinováním aparátu pro podmínky LW/0 (charakteristické kategorie středních rychlostí a detailnější míry stability)
- vlivu výšky zdroje příměsí na bezprostřední následující disperzi
- vlivu tepelného obsahu a počáteční hybnosti (resp. vektoru hybnosti) vypouštěných vzdušin
- postižení efektu blízkých objektů nacházejících se v bezprostřední blízkosti zdroje na disperzi v počáteční fázi
- zahrnutí realistického působení topografických charakteristik v celé analyzované oblasti (drsnot a typ zemského povrchu, výškopis) jak na disperzi ve vlečce tak na ochuzování koncentrace škodlivin v ní v důsledku mechanismů usazování příměsí na zemském povrchu
- nastavení periody středování charakteristik modelů (např. disperzních koeficientů) s ohledem na dobu trvání extrémních situací a dobu trvání úniku

K některým bodům již existují konkrétní postupy zohledňující podmínky LW/0. Z širšího pohledu sem patří i případné podrobnější dělení tříd stability atmosféry pro kritické extrémní situace. Z hlediska stavů LW/0 lze v literatuře najít návrhy na nahrazení jediné kategorie F s jedinou střední rychlostí $u_s = 2.4$ m/s celkem pěti podrobnějšími kategoriemi s $u_s = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.4$ m/s. Tedy :

$$F(2.4) \approx F(0.5) \quad F(1.0) \quad F(1.5) \quad F(2.0) \quad F(2.5) \quad (6.19)$$

Obdobně lze i pro kategorii D navrhnout:

$$D(2.4) \approx D(0.5) \quad D(1.0) \quad D(1.5) \quad D(2.0) \quad D(2.5)$$

Takové schéma vyžaduje daleko podrobnější meteorologická data (či podrobněji zpracovaná měření). Lze však s výhodou využít kombinace s Weibullovým rozdělením (5.3) pro určení frekvencí výskytu kategorií s nízkými rychlostmi větru.

Analýza rizika při LW/0 musí brát v úvahu výšku úniku škodlivin, jak bylo již zmíněno v předchozím textu v úvodu kapitoly 6. Pro výšky úniku větší než 20 metrů nestabilní podmínky mohou způsobit závažnější riziko již v blízkém okolí zdroje. Naopak pro přízemní úniky je nutné zahrnout stabilní podmínky, zatímco riziko při nestabilní situaci bude výrazně menší.

Vznos vlečky příměsí je obecně závislý na tepelném obsahu vypouštěných vzdušin a jejich vertikální rychlosti, ale také na rychlosti větru a výšce úniku (a na případné interakci s blízkostojícími objekty a terénními překážkami). Výsledkem je (obvykle) převýšení postupující vlečky, které se nastaví v počáteční fázi úniku. Užívá se termín

efektivní výšky H_{ef} počítané podle vztahu $H_{ef} = H + \Delta H_{ef}$. Hanna a Paine uvádějí modifikaci Briggsových formulí pro stabilní podmínky podle:

$$\Delta H_{ef} = 2.6 \cdot \left(\frac{F}{u_s} \right)^{1/3} \quad ; \quad \Delta H_{ef} = 4F^{1/4} \cdot s^{-3/8} \quad ; \quad \text{podm. LW/0} \quad (6.20)$$

kde F je tok vzdušin v důsledku vznosu:

$$F = w_s \cdot R_s^2 \cdot \left(\frac{g}{T_p} \right) \cdot (T_p - T_a) \quad ; \quad s = \frac{g}{T} \cdot \frac{d\theta}{dz}$$

w_s - vertikální rychlost výtoku

R_s - poloměr výtokového otvoru

T_p, T_a - teplota na výtoku, teplota okolí

Pro $w_s = 5$ m/s, $R_s = 0.5$ m, $T_p = 338$ K, $T_a = 288$ K, $d\theta/dz = 1$ K/100m vychází $F = 1.81$ a $s = 0.034$. Pro podmínky bezvětří orientačně vychází:

$$\Delta H_{ef} = 16.5 \text{ m}$$

Pro převýšení klasické gaussovské vlečky postupující nad terénem potom výpočet podle formulí pro standardní konvektivní podmínky dává hodnoty:

$$\Delta H_{ef} = 12.3 \text{ m} \quad \text{pro } u_s = 0.5 \text{ m/s} \quad ; \quad \Delta H_{ef} = 9.78 \text{ m} \quad \text{pro } u_s = 1.0 \text{ m/s}$$

Tyto numerické hodnoty, byť příslušné jedné specifické sekvenci, potvrzují význam korektního odhadu vznosu vlečky při podmínkách LW/0. V metodice SYMOS'97 popsané v [6] jsou uvedena doporučení ČHMÚ pro určování převýšení vlečky s korekcemi na třídu stability atmosféry (třídy podle schématu Bubník-Klodovský), vliv drsnosti terénu a tepelnou vydatnost a hybnost unikajících vzdušin. Pro jednotlivé kategorie I, II, III, IV a V jsou určeny 3 parametry umožňující určovat převýšení vlečky v závislosti na souřadnici x ve směru pohybu. Užitečnou adaptací pro radioaktivní úniky za LW/0 situací (alespoň) při superstabilním zvrstvení atmosféry by mohl být právě postup zavedený v [6]. Předpokladem by ovšem byla volba reprezentativní minimální rychlosti proudění charakterizující podmínky LW/0. Diskuse v tomto směru v [6] prováděna není.

Horizontální rozšiřování vlečky závisí jak na mikroturbulenci tak na hodnotách charakteristik středovaných za určitou časovou periodu danou jak dobou trvání úniku, trváním extrémní povětrnostní situace a nakonec i způsobem pořizování meteorologických údajů. Horizontální fluktuace větru se projeví nepravidelnými změnami směru pohybu vlečky. Jak již bylo uvedeno výše, tyto efekty jsou při LW/0 situacích za stabilního zvrstvení intenzivnější a vlečka se při svém postupu nad terénem výrazně klikatí. Z hlediska delšího časového úseku pak v důsledku toho dochází k určitému vyhlazování koncentrací příměsí pod osou vlečky (i když integrál koncentrace po horizontální souřadnici se nemění), což lze do modelů zavést jako dodatečné zvýšení disperzního koeficientu v horizontálním směru, např. podle:

$$\sigma_y^2 = (0.065 \cdot x)^2 \cdot \left(\frac{7 \cdot t_{hod}}{u_s} \right) + \sigma_{y,turb}^2 \quad (6.21)$$

První člen pravé strany aproximuje vliv „horizontálního vlnění (meandering)“ vlečky pro časovou periodu t_{hod} v hodinách, druhý člen vyjadřuje efekt regulární atmosférické turbulence. Důležitost zahrnutí tohoto efektu vyplývá z příkladu pro

stabilní zvrstvení odpovídající kategorii F, kdy první člen převažuje nad klasickou turbulencí pro $u_s / t_{\text{hod}} < 18.5$. To např. znamená, že pro půlhodinový únik při stabilních F podmínkách dominuje efekt „meandering“ nad atmosférickou turbulencí pro všechny rychlosti $u_s < 9.25$ m/s. Odtud vyplývá jednoznačný závěr, že pro případ použití GPM by taková korekce na periodu středování vždy měla být použita. Při podmínkách LW/0 se pak koncentrace příměsí určované podle GPM mění podle závislosti $1/u_s^{1/2}$ a nikoliv tedy podle původní závislosti $1/u_s$. Jinými slovy původní singularita GPM pro $u_s \rightarrow 0$ se poněkud mírní.

V problematice kvantitativního popisu mechanizmů odstraňujících příměsí z vlečky nejsou problémy s rozpadovými řadami radionuklidů ani s popisem mechanismu vymývání radionuklidů atmosférickými srážkami. Dosud však nebylo nalezeno doporučení pro rychlosti suchého usazování ze vzduchu na povrch. Část odpovídající gravitačnímu usazování má obecnou platnost, nicméně explicitní popis frakce odpovídající tření o zemský povrch nebyl dosud pro podmínky LW/0 ve zde zpracovávané literatuře nalezen.

7 ZÁVĚRY PRO IMPLEMENTACI PODMÍNEK LW/0 DO ODHADŮ RADIOLOGICKÉHO RIZIKA

Jak bylo řečeno v předchozí kapitole, neexistují žádná jednoznačná doporučení na nejlepší metodiky popisu disperze při nízkých rychlostech větru. Na základě rozboru aktuálních znalostí se ukazuje, že pro implementaci podmínek LW/0 do kódu HAVAR pro odhad radiologického rizika existují dvě možnosti:

- a) Použití boxových modelů pro odhady „nejhorších případů“ scénářů úniku s cílem určit dolní (nejhorší) odhad radiologického rizika.
- b) Modifikace existující metodologie (hlavně Gaussova modelu šíření) na podmínky LW/0 s využitím doporučení podrobně popsaných v předchozí kapitole 6.

S hlediska výběru vhodných metod matematického modelování se ukázalo, že jsou k dispozici dvě základní metodiky:

- Užití modelu elementárních gaussovských obláček (PUFF modely) s následující superpozicí výsledků pro jednotlivé dílčí obláčky
- Adaptace segmentovaného Gaussova modelu vlečky (PLUME model) na případ úniků radioaktivity do ovzduší při nízkých rychlostech větru

PUFF model lépe postihuje dynamiku úniku a nehomogenní podmínky disperze. Navíc z teoretického hlediska umožňuje přirozeným způsobem zahrnout nulovou unášivou rychlost dílčího obláčku. Tato vlastnost činí příslušnou 3-D gaussovskou formuli pro okamžité diskrétní úniky vhodným prostředkem pro popis situací LW/0. Vztah mezi oběma metodikami PUFF a PLUME modelů přiblíží fakt, že tradiční PLUME formule pro přímočaré šíření lze získat analytickou integrací (přes čas) 3-D gaussovské ho výrazu pro diskrétní obláčky za předpokladu, že tyto jsou

kontinuálně uvolňovány s konstantní intenzitou a po celý uvažovaný čas jsou nastaveny neměnné homogenní transportní podmínky v atmosféře. V dalších dvou podkapitolách budou zmíněny postupy, které byly v první fázi analýzy zvoleny pro implementaci do systému HAVAR.

7.1 SUPERPOZICE MODELU DISKRÉTNÍCH ELEMENTÁRNÍCH OBLÁČKŮ (PUFF MODEL)

Analýzu omezíme na extrémní povětrnostní situace charakterizované vysoce stabilním zvrstvením atmosféry při nulové střední rychlosti větru U . K další specifikaci uvažovaného scénáře konkrétního diskretního okamžitého úniku uvádíme:

- Jedná se o okamžitý únik radionuklidu n o celkové vydatnosti Q^n (Bq)
- Zdroj úniku: $(0; 0; H)$;
- Čas úniku : 0
- Primárním úkolem je určit koncentraci aktivity radionuklidu n v obláčku v místě $(x; y; z)$ a v čase t po úniku při jeho unášení ve směru x rychlostí U (platí : $x = U \cdot t$)
- Radioaktivní příměsi v jakékoliv fyzikálně-chemické formě (vzácný plyn, aerosol, elementární nebo organická forma) mají charakter pasivních příměsí (po počátečním ustálení neovlivňují atmosférickou disperzi)

V literatuře lze najít několik alternativních výrazů pro 3-D gaussovské vyjádření koncentrace aktivity v diskretních obláčkách, a to podle efektů, které jsou zahrnuty. V dále uvedených příkladech zavádíme modifikace na ochuzení zdroje a efektivní výšku zdroje h_{ef} (výška středu obláčku, která se ustálí po počátečním efektu vertikálního momentu a tepelného vznosu vypouštěných kontaminovaných vzdušín, s případnou korekcí na vliv blízkostojících objektů. Tak na příklad formulace Crabol, Deville-Cavelin publikovaná v [2] má tvar:

$$C^n(x, y, z; t) = \frac{Q^n}{(2\pi)^{3/2} \cdot \sigma_x(t) \cdot \sigma_y(t) \cdot \sigma_z(t)} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x - U \cdot t)^2}{\sigma_x^2(t)} + \frac{y^2}{\sigma_y^2(t)} + \frac{(z - h_{ef})^2}{\sigma_z^2(t)} \right)\right] \times \\ \times f_R^n(t) \cdot f_F^n(t) \cdot f_W^n(t) \quad (7.1a)$$

Formulace podle Panitze nebo Sorensena (DERMA code) (s reflexí od zemského povrchu) je vyjádřena podle :

$$C^n(x, y, z; t) = \frac{Q^n}{(2\pi)^{3/2} \cdot \sigma_x(t) \cdot \sigma_y(t) \cdot \sigma_z(t)} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x - U \cdot t)^2}{\sigma_x^2(t)} + \frac{y^2}{\sigma_y^2(t)} \right)\right] \times \quad (7.1b)$$

$$\times \left\{ \exp \left(-\frac{(z-h_{ef})^2}{2 \cdot \sigma_z^2(t)} \right) + \exp \left(-\frac{(z+h_{ef})^2}{2 \cdot \sigma_z^2(t)} \right) \right\} \cdot f_R^n(t) \cdot f_F^n(t) \cdot f_W^n(t)$$

RIMPUFF kód používá vyjádření zahrnující i odrazy od inverzní vrstvy L_{inv} :

$$C^n(x, y, z; t) = \frac{Q^n}{(2\pi)^{3/2} \cdot \sigma_{xy}^2(t) \cdot \sigma_z(t)} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x-U \cdot t)^2}{\sigma_{xy}^2(t)} + \frac{y^2}{\sigma_{xy}^2(t)} \right) \right] \times \quad (7.1c)$$

$$\times \left\{ \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{(z-h_{ef})^2}{\sigma_z^2(t)} \right) + \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{(2L_{inv}-h_{ef})^2}{\sigma_z^2(t)} \right) \right\} \cdot f_R^n(t) \cdot f_F^n(t) \cdot f_W^n(t)$$

Předchozí tři vztahy obsahují střední rychlost větru U , obecně platí $U \geq 0$.

Pro diskrétní únik zavádí Carruthers [12] vyjádření pro koncentraci aktivity okamžitého obláčku podle (po dosazení $U=0$) :

$$C^n(x, y, z; t) = \frac{Q^n}{(2\pi)^{3/2} \cdot \sigma_x(t) \cdot \sigma_y(t) \cdot \sigma_z(t)} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{(x-x_c)^2}{\sigma_x^2(t)} + \frac{(y-y_c)^2}{\sigma_y^2(t)} \right) \right] \times$$

$$\times \left\{ \exp \left(-\frac{(z-h_{ef})^2}{2 \cdot \sigma_z^2(t)} \right) + \mathfrak{R}_{refl} \right\} \cdot f_R^n(t) \cdot f_F^n(t) \cdot f_W^n(t) \quad (7.1d)$$

Odrazy znečištění od zemského povrchu a horní hranice směšovací vrstvy H_{mix} je uvažováno v přiblížení:

$$\mathfrak{R}_{refl} = \exp \left(-\frac{(z+h_{ef})^2}{2 \cdot \sigma_z^2(t)} \right) + \exp \left(-\frac{(z-2 \cdot H_{mix}+h_{ef})^2}{2 \cdot \sigma_z^2(t)} \right) +$$

$$+ \exp \left(-\frac{(z+2 \cdot H_{mix}-h_{ef})^2}{2 \cdot \sigma_z^2(t)} \right) + \exp \left(-\frac{(z-2 \cdot H_{mix}-h_{ef})^2}{2 \cdot \sigma_z^2(t)} \right)$$

Shora uvedené vztahy poskytují analytické vyjádření pro objemovou koncentraci aktivity radionuklidu ve vzduchu pro případ okamžitého úniku. Skutečný únik lze rozdělit na posloupnost diskrétních úniků, přičemž je po částech respektována dynamika skutečného kontinuálního úniku i případné změny disperzních podmínek. Na bázi rozdělení do časových úseků je určován časový integrál přízemní objemové aktivity ve vzduchu. Takto jsou určeny výchozí charakteristiky pro výpočty depozice aktivity na zemském povrchu a pro následné odhady radiologických důsledků (ozáření z mraku, z depozice na zemském povrchu, inhalace a ingesce). Je zde tedy navrhováno následující výpočetní schéma náhrady kontinuálního scénáře úniku superpozicí posloupnosti diskrétních obláčků:

1. Bezvětrí potrvá řádově několik desítek minut až několik málo hodin, během něhož dochází ke kumulaci aktivity kolem zdroje úniku
2. Celkový čas úniku rozdělíme na M rovnoměrných časových úseků ($m=1, \dots, M$), tedy celkem M diskrétních obláčků (pufů) v časech $t_1, \dots, t_m, \dots, t_M$; trvání intervalů: $\Delta t_1 = \Delta t_2 = \dots = \Delta t_m = \dots = \Delta t_M$
3. Puf $m \equiv$ okamžitý únik v čase t_m do disku se středem kolem zdroje 2π rad – celková aktivita radionuklidu n uvolněná za čas Δt_m do pufu m necht' je Q_m^n (Bq)
4. Puf m se tvoří v okamžiku t_m , necht' se okamžitě nastaví h_{ef} ; Puff bude mít nějaké počáteční σ_0 a dále se rozšíří na $\sigma = \sigma_0 + \text{Const} \cdot \Delta t_m$
5. Pro takto rozšířený puf vypočteme faktory ochuzení v důsledku radioaktivního rozpadu, suché depozice nuklidu na povrchu (vezme minimálně frakce v_g odpovídající gravitačnímu usazování) a vymývání aktivity z vlečky atmosférickými srážkami
6. Tento obláček modelujeme v dalších časových fázích $m+1, m+2, \dots, M$
7. Paralelně se modelují obláčky zrozené v další fázi $m+1$ a t. d.
8. Nakonec se vše sečte, vypočtou se časové integrály přízemní koncentrace a odtud potom depozice na zemském povrchu a příslušné dávky záření
9. Pro každou časovou fázi m jsou definovány Q_m^n , kategorie stability atmosféry, případná srážková intenzita, tepelná vydatnost a vertikální rychlost úniku (t. zn. h_{ef} je závislá na m), spektrum unikajících nuklidů

V každém časovém intervalu Δt_m bude uvažována střední hodnota koncentrace aktivity nuklidu n v přízemní vrstvě vzduchu ($z=0$), která odpovídá střednímu času

$$t_m = \Delta t_m / 2 + \sum_{l=1}^{l=m-1} \Delta t_l, \text{ ve tvaru (s využitím (7.1d)) :}$$

$$C_m^n(x, y, z = 0; t_m) = \frac{Q_m^n}{(2\pi)^{3/2} \cdot \sigma_x(t_m) \cdot \sigma_y(t_m) \cdot \sigma_z(t_m)} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2(t_m)} + \frac{y^2}{\sigma_y^2(t_m)}\right)\right] \times$$

$$\times \left\{ \exp\left(-\frac{h_{ef,m}^2}{2 \cdot \sigma_z^2(t_m)}\right) + \mathfrak{R}_{refl}^m \right\} \cdot f_R^n(t_m) \cdot f_F^n(t_m) \cdot f_W^n(t_m) \quad (7.2)$$

Pro obláček zrozený v intervalu m se dále modelují přízemní koncentrace aktivity v dalších intervalech. Pro interval i , kde $m < i \leq M$, označíme

$$t_i = \Delta t_m / 2 + \sum_{l=m+1}^{l=i} \Delta t_l$$

Přízemní koncentrace aktivity obláčku (vzniklého v intervalu m) v následných časových intervalech i označíme $C_{m,i}^n(x, y, z = 0; t_m + t_i)$. Je dána výrazem (7.2), ve kterém disperzní parametry a koeficienty ochuzení respektují časový vývoj a vztahují se k času t_m zvětšenému o čas t_i . Časový integrál přízemní koncentrace aktivity obláčku vzniklého v intervalu m až do konečného časového intervalu M (včetně) vyjádříme podle:

$$TIC_{m,M}^n = C_m^n \cdot \Delta t_m + \sum_{l=m+1}^M C_{m,l}^n \cdot \Delta t_l \quad (7.3)$$

Superpozicí shora uvedených dílčích výsledků dostáváme vyjádření pro celkovou přízemní koncentraci aktivity nuklidu n v čase t_i podle :

$$C_i^n = \left(\sum_{m=1}^{i-1} C_{m,i}^n \right) + C_m^n \quad (7.4)$$

Totální časový integrál přízemní koncentrace aktivity od všech obláčků od počátku úniku až do konečného časového intervalu M (včetně) se pro takto segmentovaný únik vyjádří vztahem:

$$TIC_M^n = \sum_{m=1}^M TIC_{m,M}^n \quad (7.5)$$

Shora definovaný scénář je nutno doplnit speciálními poloempirickými formulemi platnými pro stabilní podmínky v atmosféře při bezvětří. V současnosti není dokončena rozsáhlá rešerše literatury, nicméně jsou již navrženy empirické formule pro dva nejdůležitější efekty:

- **Efekt vznosu** (Hanna, Paine) na převýšení vlečky Δh pro stabilní podmínky a vertikální pohyb:

$$\Delta h = 4 \cdot F^{1/4} \cdot s^{-3/8}$$

$$F = w_s \cdot R_s^2 \cdot \frac{g}{T_p} \cdot (T_p - T_a); \quad s = \frac{g}{T} \cdot \frac{d\theta}{dz}$$

w_s , R_s rychlost výpustí, počáteční poloměr obláčku

T_p , T_a teplota pufu a teplota okolí

$d\theta/dz$ vertikální teplotní gradient

- **Vztahy pro časovou závislost** disperzních koeficientů:

Hlavním výsledkem jsou doporučení pro rozsah koeficientů úměrnosti α a γ ze vztahů (6.9) :

$$\alpha = 0.30 \sim 0.40 \text{ m/s} \quad \text{a} \quad \gamma = 0.09 \sim 0.18 \text{ m/s} \quad (7.6)$$

Dolní hodnoty převažují spíše v noci, horní meze by měly být brány pro denní dobu. Rozsáhlá validační studie provedená v [1] prokázala dobrou shodu v terénu měřených koncentrací indikátoru s modelovými předpověďmi.

Pozn.: Užitečným se může ukázat i doporučení autorů Crabol a Deville-Cavelin, kteří navrhli na základě experimentů poloempirické formule:

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_{hor} = (A_{hor} \cdot t)^{B_{hor}}; \quad \sigma_z = (A_z \cdot t)^{B_z} \quad (7.7)$$

Disperse v horizontálních směrech x a y se předpokládá stejná. Experimentálně určené konstanty A_h , A_z , B_h , B_z jsou závislé na době disperse a kategorii stability atmosféry.

Efekt blízkostojících objektů může také hrát významnou roli, na příklad tehdy, pokud teplota budov je větší než teplota okolí. Fracknellův model pro LW0 však selhává a je třeba dalšího výzkumu.

Časový vývoj faktorů ochuzení za bezvětří je komentován v závěru kapitoly 6, kde je zdůrazněna problematičnost zavedení adekvátního popisu pro rychlost suchého vypadávání radionuklidů z vlečky.

7.2 UŽITÍ MODIFIKOVANÉHO GAUSSOVA MODELU VLEČKY (PLUME MODEL)

Analýzu opět omezíme na extrémní povětrnostní situace charakterizované vysoce stabilním zvrstvením atmosféry, tentokrát však při nenulové střední rychlosti větru U. Nicméně tato střední konvektivní rychlost větru leží pod limitem použitelnosti odpovídajících standardních formulí pro PLUME model (ve smyslu kapitoly 5.1 o kritériích nastolení stavu LW v atmosféře). Jak již bylo řečeno tradiční PLUME formule pro přímočaré šíření lze získat analytickou integrací gaussovského výrazu pro diskretní obláčky za předpokladu, že tyto jsou kontinuálně uvolňovány s konstantní intenzitou a po celý uvažovaný čas jsou nastaveny neměnné homogenní transportní podmínky v atmosféře. Koncentrace aktivity ve vlečce ve směru x (směr rychlosti větru) je vyjádřena řešením pro přímočaré šíření ve tvaru:

$$C^n(x, y, z) = \frac{Q^n}{2\pi \cdot \sigma_y(x) \cdot \sigma_z(x) \cdot U} \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y^2}{\sigma_y^2(x)} \right)\right] \times$$

$$\times \left\{ \exp\left(-\frac{(z - h_{ef})^2}{2 \cdot \sigma_z^2(x)}\right) + \mathfrak{R}_{refl}^{GAUSS}(x) \right\} \cdot f_R^n(x) \cdot f_F^n(x) \cdot f_W^n(x) \quad (7.8)$$

Je patrný rozdíl mezi PUFF modelem (viz např. (7.1d)), kde disperzní koeficienty jsou funkcí času, a PLUME modelem podle předchozího vztahu (7.8), kde disperse závisí na vzdálenosti x (ve směru pohybu vlečky).

Myšlenka použití experimenty ověřeného gaussovského modelu vlečky široce používaného pro standardní poměry v atmosféře i na poměry LW0 je podmíněna zavedením nezbytných doporučení pro určení základních parametrů PLUME modelu. Základní diskuse je vedena v kapitole 6.4. Pro vlastní výpočty budou v systému HAVAR použita doporučení pro disperzní koeficienty podle (6.15), pro vznos potom modifikované Briggsovy formule podle (6.20).

Závěrem zmíníme způsob, jak lze v systému HAVAR interaktivně zadat podmínky LW/0 do výpočtu, při kterém jsou již implementovány první modifikace (počítá se s jejich aktualizací a rozšířením na základě dalších publikovaných faktů). Příkladem by mohla být představa zavedená v algoritmu ATSTEP v systému RODOS [11], založená na oscilacích jednotlivých segmentů úniku (se zavedením minimální rychlosti větru) kolem zdroje. Ve vícesegmentovém systému HAVAR lze též obdobnou představu realizovat. Jsou k dispozici první výsledky získané při testech nového algoritmu ATSEG programu HAVAR, který respektuje reálné meteorologické podmínky včetně stáčení fází úniku nad terénem. Zadání výpočtových vstupů pro podmínky LW/0 se děje v panelu:

Modifikace vstupních dat ----→

volbou

----→ „konstantní / proměnná meteorologie“

8 ZÁVĚR

V předkládané práci je v první části provedena rešerše dostupné literatury zabývající se problematikou radioaktivních úniků do atmosféry při extrémních meteorologických podmínkách LW/0. Je ukázáno, jak jsou charakteristiky disperze ovlivněny nastolením stavu charakterizovaného nízkými rychlostmi proudění až bezvětřím. Jsou diskutovány otázky frekvence výskytu a periody trvání takových situací s ohledem na lokální podmínky. Ve druhé části je podán přehled modelů připadajících v úvahu pro popis disperze příměsí v atmosféře při podmínkách LW/0 spolu s nezbytnými modifikacemi standardních poloempirických formulí. Na základě provedené rešerše jsou zvoleny první modifikace standardního Gaussova modelu vlečky, jsou implementovány do nově vyvíjeného kódu HAVAR a probíhají testy prostřednictvím interaktivního zadávání LW/0 podmínek přímo ze vstupních panelů. Pro podmínky bezvětří je navržen algoritmus superpozice elementárních obláček, který bude představovat samostatný speciální model atmosférické disperze náležející ke skupině analyzující tak zvané „nejhorší případy“ z hlediska možných radiologických důsledků na populaci.

9 REFERENCE

- [1] Okamoto S., Onishi H., Yamada T., ... : A Model for Simulating Atmospheric Dispersion in a Low-Wind Condition. In: Proceedings of the Sixth International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes. Université de Rouen, Rouen 1999
- [2] WS Atkins Consultants Ltd : The Implications of Dispersion in Low Wind Speed Conditions for Qualified Risk Assessment. CRR 133/1997, ISBN 0 7176 1359 3
- [3] WS Atkins Consultants Ltd : Consideration of the Feasibility of Developing a Simple Methodology to Assess Dispersion in Low/Zero Windspeeds. CRR 199/1998, ISBN 0 7176 1648 7
- [4] WS Atkins Consultants Ltd : Guidelines for the Inclusion of Low Wind Speed Conditions into Risk Assessments. CRR 276/2000, ISBN 0 7176 1812 9
- [5] Hanna R. S., Briggs G. A., Hosker R.P. (Jr.) : Handbook on Atmospheric Diffusion. DOE/TIC-11 223 (DE82002045), 1982
- [6] Bubník J., Keder J., Macoun J. (všichni ČHMÚ), Maňák J. (EKOAIR Praha) : SYMOS'97 : Systém modelování stacionárních zdrojů – metodická příručka. Praha 1998, ISBN 80-85813-55-6.
- [7] WS Atkins Consultants Ltd : Assessment of the Validity of Current Dense Gas Dispersion Models at Low Wind Speeds. CRR 275/2000, ISBN 0 7176 1811 0
- [8] Deaves D.M., Lines I. G. : On the Persistence of Low Wind Speed Conditions. In: Air Infiltration Review, Vol. 20, No.1, 1998
- [9] Almbauer R. A., Öttl D., Sturm P. J. : Diffusion in stable, low wind conditions – SATURN project. IICET, Graz Univ. of Tech., 2002
- [10] Monfort M., Isnard O., Martens R., Schnadt H. : Validation of the Frech-German model for the treatment of atmospheric dispersion in accidental releases situations with experimental data. In: Proceedings of the 7th International Conference on Harmonisation within Atmospheric Dispersion Modelling for Regulatory Purposes. Belgirate, Italy – 28-31 May 2001
- [11] Päsler-Sauer J. : Description of the Atmospheric Dispersion Model ATSTEP. RODOS(WG2)-TN(99)-11, Aug. 2000
- [12] Carruthers D. J., Weng W. S., ... : PLUME/PUFF Spread and Mean Concentration Module Specifications. ADMS3 paper P10/01S/03, P12/01S/03, Sept. 2003
- [13] Lines I.G., Deaves D.M. : Atmospheric Dispersion at Low Wind Speed. Liaison Comm. Annual Rep., 1996-1997, NRPB-R302
- [14] Jones J. A. : Atmospheric Dispersion at Low Wind Speed. Liaison Comm. Annual Rep., 1996-1997, ANNEX A, NRPB-R292