

UNIVERZITA KARLOVA V PRAZE

Přírodovědecká fakulta

Studijní program: Geografie

Studijní obor: Fyzická geografie a geoekologie



Bc. Lukáš MAREK

**ANALÝZA STABILITNÍCH PODMÍNEK PŘI
SILNÝCH SRÁŽKÁCH V ČR**

**ANALYSIS OF STABILITY CONDITIONS DURING HEAVY RAINS
IN THE CZECH REPUBLIC**

Diplomová práce

Vedoucí závěrečné práce/Školitel: RNDr. Marek Kašpar, Ph.D.

Praha, 2014

Zadání diplomové práce

Název práce

Analýza stabilitních podmínek při silných srážkách v ČR

Cíle práce

Cílem rešeršní části práce je shrnout koncepční modely různých druhů instability v atmosféře. Cílem praktické části je analýza vybraných událostí se silnými srážkami v ČR z hlediska přítomnosti a prostorového rozdělení instability.

Použité pracovní metody, zájmové území, datové zdroje

V praktické části budou pomocí metody Peak Over Threshold vybrány referenční události. Použita budou data z jednotlivých stanic, aby byla zaručena přítomnost stratiformních i konvektivních událostí ve studovaném souboru. Události budou nejprve stručně analyzovány na základě polí meteorologických veličin v synoptickém měřítku. Hlavní pozornost pak bude věnována analýze vertikálních profilů meteorologických veličin. Z dat aerologických sondáží budou kvantitativně vyjádřeny míry uvažovaných instabilit. Pro vybrané případy budou v podrobnějším horizontálním měřítku vytvořeny vertikální řezy napříč ČR, na nichž bude demonstrováno prostorové rozdělení uvažovaných instabilit při těchto událostech. K tomu budou využita inicializační pole numerického modelu na omezené oblasti konsorcia COSMO.

Datum zadání: 15. ledna 2011

Jméno studenta: Bc. Lukáš Marek

Podpis studenta:.....

Jméno vedoucího práce: RNDr. Marek Kašpar, Ph.D.

Podpis vedoucího práce:

Prohlášení:

Prohlašuji, že jsem závěrečnou práci zpracoval samostatně a že jsem uvedl všechny použité informační zdroje a literaturu. Tato práce ani její podstatná část nebyla předložena k získání jiného nebo stejného akademického titulu.

V Praze dne 27. dubna 2014

.....

Lukáš MAREK

Poděkování

Děkuji panu RNDr. Markovi Kašparovi, Ph.D., vedoucímu této diplomové práce, za odborné vedení, za vstřícný přístup a nepostradatelné rady, které mi poskytoval po dobu jejího vypracovávání.

Také děkuji panu RNDr. Petrovi Zacharovovi, Ph.D. za namodelování polí prognostických veličin NWP modelem COSMO.

Abstrakt

V této diplomové práci jsou popsány koncepční modely tří druhů instability z hlediska vzniku srážek a způsoby hodnocení jejich přítomnosti v atmosféře. Jsou jimi: podmíněná instabilita, potenciální instabilita a symetrická instabilita. Vybrány byly tři silné srážkové události v ČR tak, aby se na vzniku každé z nich s velkou pravděpodobností podílel právě jeden ze tří uvedených druhů instability. Události jsou nejdříve popsány pomocí distančních a staničních měření. NWP modelem COSMO byla pro každou událost namodelována prognostická pole srážek a několika odvozených termodynamických veličin. Na horizontálním (pro celou ČR) i vertikálním (pro vybrané oblasti ČR) rozložení těchto veličin jsou demonstrovány vhodné podmínky pro výskyt daného druhu instability v atmosféře. Při události s podmíněnou instabilitou se srážky vyskytují v oblastech s vysokým CAPE a záporným či velmi malým kladným vertikálním gradientem potenciální teploty. Pro událost s potenciální instabilitou je charakteristický výskyt záporného vertikálního gradientu ekvivalentní potenciální teploty v širokých vrstvách. Výskyt symetrické instability naznačuje řada ukazatelů. Nutná podmínka výskytu je splněna ve více oblastech a ve velké části troposféry.

Klíčová slova: podmíněná instabilita, potenciální instabilita, symetrická instabilita, silné srážky

Abstract

In this thesis I describe the conceptual model of three kinds of instability in terms of precipitation. I describe ways of evaluating their presence in the atmosphere. They are: conditional instability, potential instability and symmetric instability. I have selected three events with strong precipitation in the Czech Republic so that the formation of each of them is with high probability involved in just one of the three kinds of instability. Events are first described using distance and station measurements. Through the NWP model COSMO are created prognostic fields of precipitation and several derived thermodynamic quantities for each event. On the horizontal (for the whole country) and vertical (for selected areas of the Czech Republic) distribution of these variables are demonstrated favourable conditions for the occurrence of the types of instability in the atmosphere. In the event of conditional instability the rainfall occurs in areas with high CAPE and negative or very small positive vertical lapse rate of potential temperature. The event with the potential instability is characterized by the occurrence of negative vertical lapse rate of equivalent potential temperature in the broad layers. The occurrence of symmetric instability suggests a number of indicators. The necessary occurrence condition is fulfilled in more areas and in a large part of the atmosphere.

Keywords: conditional instability, potential instability, symmetric instability, heavy rains

OBSAH

Přehled použitých zkratk	8
Seznam obrázků	9
Seznam tabulek	11
1 Úvod	12
1.1 Cíle práce	13
1.2 Metody práce.....	13
2 Konceptní modely různých druhů instabilit	14
2.1 Statická (vertikální) instabilita	15
2.1.1 <i>Hodnocení statické instability porovnáním teplotních gradientů</i>	17
2.1.2 <i>Hodnocení statické instability pomocí indexu CAPE a konzervativních veličin založených na potenciální teplotě</i>	19
2.2 Potenciální (konvekční) instabilita	24
2.3 Symetrická instabilita	28
2.3.1 <i>Symetrická instabilita pro suchý vzduch (SI)</i>	33
2.3.2 <i>Podmíněná symetrická instabilita (PSI)</i>	36
2.3.3 <i>Hodnocení symetrické instability</i>	39
3 Analýza stabilitních podmínek při silných srážkách v ČR	41
3.1 Metodika výběru silných srážkových událostí.....	42
3.2 Analýza vybraných událostí s využitím naměřených dat	45
3.2.1 <i>Událost způsobená podmíněnou instabilitou</i>	46
3.2.2 <i>Událost způsobená potenciální instabilitou</i>	52
3.2.3 <i>Událost způsobená PSI</i>	57
3.3 Analýza vybraných událostí NWP modelem na omezené oblasti.....	63
3.3.1 <i>Událost 21. 6. 2007 způsobená podmíněnou instabilitou</i>	66
3.3.2 <i>Událost 2. 8. 2010 způsobená potenciální instabilitou</i>	70
3.3.3 <i>Událost 8. 1. 2010 způsobená PSI</i>	74
4 Diskuse a shrnutí výsledků	80
5 Závěr	85
Seznam literatury a zdrojů	86

PŘEHLED POUŽITÝCH ZKRATEK

CAPE	Convective Available Potential Energy; konvekční potupná potenciální energie
CIIR	Convective Instability Index of Reap
CIN	Convective Ihibition
COSMO	Consortium for Small-scale Modelling
ČHMÚ	Český hydrometeorologický ústav
EPV	Ekvivalentní potenciální vorticity
HNV	Hladina nulového vztlaku
HVK	Hladina volné konvekce
HVSK	Hladina volné šikmé konvekce
MPV	Saturated geostrophic potential vorticity; nasycená geostrofická potenciální vorticity
MSG	Meteosat Second Generation; Meteosat druhé generace
NOAA	National Oceanic and Atmospheric Administration; americký Národní úřad pro oceány a atmosféru
NWP	Numerical Weather Prediction; numerická předpověď počasí
PSI	Podmíněná symetrická instabilita
Ri	Richardsonovo číslo
Ri_m	Richardsonovo číslo pro oblačný (nasycený vzduch)
SCAPE	Slantwise Convective Available Potential Energy; CAPE při šikmé konvekci
SCIN	Slantwise Convective Ihibition; CIN při šikmé konvekci
SI	Symetrická instabilita
ÚFA AV ČR	Ústav fyziky atmosféry akademie věd České republiky, v. v. i.
VKH	Výstupná kondenzační hladina
WAI	Weather Abnormality Index
WEI	Weather Extremity Index

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1 Schematické znázornění typů teplotního zvrstvení atmosféry.....	17
Obr. 2 Určení potenciální teploty, adiabatické ekvivalentní potenciální teploty a adiabatické vlhké potenciální teploty na aerologickém diagramu.....	21
Obr. 3 Schematické znázornění vertikálního profilu teploty a potenciální teploty pro tři druhy teplotního zvrstvení.....	22
Obr. 4 Změny stability vrstvy nenasyceného vzduchu při jejích vertikálních adiabatických přemístěních	25
Obr. 5 Změna stability vrstvy vzduchu po vyzdvižení a nasycení vodní párou	27
Obr. 6 Vzduchová částice v podobě proudové trubice rovnoběžné s osou y	29
Obr. 7 Posun vzduchové trubice ve směru osy x	30
Obr. 8 Posun proudové trubice ve směru osy x	31
Obr. 9 Grafické znázornění možných konfigurací ploch absolutní geostrofické hybnosti a ploch inzentropických	34
Obr. 10 Schematické znázornění vertikálního řezu kolmého na proudovou trubici.....	37
Obr. 11 Synoptická mapa pro den 21. 6. 2007 a termín 06 UTC	46
Obr. 12 Teplota vzduchu v hladině 850 hPa naměřená dne 21. 6. 2007 v termínu 06 UTC.....	47
Obr. 13 Výřez radarového snímku pořízeného dne 21. 6. 2007 v termínu 12:30 UTC a družicového snímku družice NOAA ze stejného dne a termínu 12:29 UTC	48
Obr. 14 Interpolované srážkové úhrny za období 21. 6. 2007 06 UTC až 22. 6. 2007 06 UTC.....	49
Obr. 15 Aerologický diagram ze stanice Praha – Libuš naměřený dne 21. 6. 2007 v čase 12 UTC.....	50
Obr. 16 Průběh potenciální teploty, adiabatické ekvivalentní potenciální teploty a relativní vlhkosti s výškou naměřený dne 21. 6. 2007 v termínu 12 UTC	51
Obr. 17 Šestihodinové srážkové úhrny v mm pozorované v termínech 3. 8. 2010 00 UTC a 12 UTC, 4. 8. 2010 18 UTC a 7. 8. 2010 12 UTC..	53
Obr. 18 Radarový snímek pořízený dne 2. 8. 2010 v termínu 20:30 UTC	53
Obr. 19 Synoptická mapa pro den 3. 8. 2010 a termín 00 UTC	55
Obr. 20 Teplota vzduchu v hladině 850 hPa naměřená dne 3. 8. 2010 v termínu 00 UTC	55

Obr. 21 Průběh potenciální teploty a adiabatické ekvivalentní potenciální teploty s výškou naměřený dne 2. 8. 2010 v termínu 12 UTC	56
Obr. 22 Aerologický diagram ze stanice Praha – Libuš naměřený dne 2. 8. 2010 v čase 12 UTC.....	57
Obr. 23 Přízemní tlakové pole, šestihodinové úhrny srážek v mm a druh srážek dne 10. 1. 2010 v čase 00 UTC.....	58
Obr. 24 Šestihodinové srážkové úhrny v mm pozorované 8. 1. 2010 v termínu 18 UTC	59
Obr. 25 Aerologický diagram ze stanice Praha – Libuš naměřený dne 8. 1. 2010 v čase 00 UTC.....	60
Obr. 26 Synoptická mapa pro den 8. 1. 2010 a termín 12 UTC	61
Obr. 27 Výřez družicového snímku družice METEOSAT – MSG ze dne 8. 1. 2010 12 UTC.....	62
Obr. 28 Zájmová oblast modelu COSMO-CZ.....	64
Obr. 29 Prognostické pole veličiny CAPE spočtené modelem COSMO-CZ pro termín 21. 6. 2007 12 UTC.....	66
Obr. 30 Naměřené srážkové úhrny (MERGE produkt) 21. 6. 2007 v čase 12 – 14 UTC	67
Obr. 31 Prognostické pole veličiny CIN spočtené modelem COSMO-CZ pro termín 21. 6. 2007 12 UTC	68
Obr. 32 Prognostické pole srážkových úhrnů pro den 21. 6. 2007 v čase 12 – 14 UTC.. ..	69
Obr. 33 Gradient modelové θ ve vertikálním řezu pro 21. 6. 2007 12 UTC.....	70
Obr. 34 Naměřené srážkové úhrny (MERGE produkt) 2. 8. 2010 v období 00 – 24 UTC	71
Obr. 35 Prognostické pole srážkových úhrnů pro den 2. 8. 2010 v čase 00 – 24 UTC. .	72
Obr. 36 Gradient modelové θ_e ve vertikálním řezu pro 2. 8. 2010 18 UTC.....	73
Obr. 37 Prognostické pole veličiny CAPE spočtené modelem COSMO-CZ pro termín 2. 8. 2010 18 UTC.....	74
Obr. 38 Prognostické pole srážkových úhrnů pro den 8. 1. 2010 v čase 00 – 24 UTC ..	75
Obr. 39 Prognostické pole srážkových úhrnů pro den 8. 1. 2010 v čase 10 – 12 UTC. .	76
Obr. 40 Prognostické pole EPV pro den 8. 1. 2010 a tlakovou hladinu 700 hPa v čase 09 UTC.....	77

Obr. 41 Veličina EPV ve vertikálním řezu pro 8. 1. 2010 11 UTC	78
Obr. 42 Veličina EPV ve vertikálním řezu pro 8. 1. 2010 22 UTC	79

SEZNAM TABULEK

Tabulka 1 Hodnoty Ri_m v termínech před započítím a v průběhu silných srážek	63
--	----

1 ÚVOD

Tato diplomová práce má základ v mojí práci bakalářské, která nese název Charakteristiky konvekčního prostředí a jejich porovnání. V bakalářské práci jsem se zabýval indexy instability, které byly vytvářeny pro popis atmosférické konvekce z hlediska statické vertikální instability atmosféry. Tento koncept, který k popisu dějů v atmosféře používá model vzduchové částice, nejlépe vystihuje vznik a vývoj konvekčních oblaků, přeháněk a bouřek, které se nejčastěji vyskytují v teplé polovině roku.

Vedle statické vertikální instability existuje ještě několik dalších konceptů, které také popisují výstupné pohyby vzduchu a s nimi spojený vznik oblaků a srážek. Tyto modely mají sice základ ve vertikální instabilitě, ale jsou rozšířeny o další úvahy tak, že postihují další významné faktory výstupných pohybů v atmosféře. Díky tomu mohou pomoci objasnit vznik oblaků a srážek v takových případech, kdy by koncept statické stability na tento úkol nestačil. Některé koncepty také dokážou popsat vznik a vývoj vrstevnatých oblaků, a tak postihnout i srážkové události, které nastávají spíše v chladné polovině roku.

V této práci se zaměřím na porovnání silných srážkových událostí v Česku z hlediska toho, jaký druh instability se mohl podílet na vzniku srážkové události a v jaké míře. Díky tomu bych měl také zjistit podrobnější prostorové rozložení příčinné instability při těchto událostech v rámci území České republiky.

V literatuře se běžně používá označení jak instabilita tak stabilita atmosféry. Tato slova jsou vzájemně propojena, protože se jedná o slova protikladná. Není-li ovzduší instabilní, je zřejmé, že je stabilní a naopak. V této práci se však budu zajímat o srážkové události, jejichž příčinou byl určitý druh instability, a proto budu v zájmu sjednocení názvosloví v textu používat slovo instabilita.

Diplomová práce je členěna do pěti kapitol. První kapitola je úvodem k celé práci, jsou v ní vymezeny metody a cíle práce. V druhé kapitole jsou popsány tři koncepční modely instability. U každého je také uveden způsob hodnocení přítomnosti dané instability v atmosféře. Část 2.1 pojednává o statické (vertikální) instabilitě, část 2.2 o potenciální (konvekční) instabilitě a v části 2.3 je popsána symetrická instabilita. Třetí kapitola obsahuje rozbor tří silných srážkových událostí v ČR, které byly vybrány tak, aby se na vzniku každé z nich nejvíce podílel vždy jeden ze tří druhů instability

popsaných ve druhé kapitole. Část 3.1 popisuje metodiku jakou byly tyto události vybírány. V části 3.2 jsou vybrané události podrobně popsány pomocí naměřených dat. Část 3.3 obsahuje analýzu vybraných událostí pomocí jejich modelace NWP modelem na omezené oblasti. Čtvrtá kapitola obsahuje diskusi a shrnutí výsledků práce. Pátá kapitola je závěrem celé diplomové práce.

1.1 Cíle práce

Cílem rešeršní části této práce je shrnout koncepční modely různých druhů instability v atmosféře a popsat metody hodnocení jejich výskytu v atmosféře. Cílem praktické části je popis a analýza vybraných událostí se silnými srážkami v ČR z hlediska přítomnosti daných druhů instability, jejich velikosti a prostorového rozdělení.

1.2 Metody práce

Na základě odborné literatury sestavím přehled koncepčních modelů různých druhů instability v atmosféře. Popíšu teorii těchto koncepčních modelů a uvedu konkrétní způsoby hodnocení výskytu daných druhů instability v atmosféře.

V praktické části vyberu referenční události se silnými srážkami v ČR. Výběr bude proveden ze dvou souborů dat. Použita budou data z jednotlivých stanic, aby byla zaručena přítomnost stratiformních i konvektivních událostí ve studovaném souboru. Vybrané události budou nejprve analyzovány na základě polí meteorologických veličin v synoptickém měřítku a z dat aerologických sondáží budou vyjádřeny míry uvažovaných instabilit.

Dále budou vybrané události namodelovány NWP modelem. Použit bude numerický model na omezené oblasti konsorcia COSMO. V podrobnějším horizontálním měřítku budou vytvořeny vertikální řezy napříč ČR, na nichž bude demonstrováno prostorové rozdělení uvažovaných instabilit při těchto událostech.

2 KONCEPČNÍ MODELY RŮZNÝCH DRUHŮ INSTABILIT

Obecně je instabilita vlastností určitého systému v jeho rovnovážném stavu, která zapříčiňuje, že existuje potenciál růstu velikosti určitých poruch systému s časem. Instabilita ovzduší je tedy vlastností atmosféry, díky níž mohou být její poruchy (např. vlny v proudění či vychýlení vzduchové částice) ještě více zesilovány (AMS Meteorology Glossary).

Slovník Americké meteorologické společnosti (American Meteorology Society) uvádí hned několik druhů instability, které se v meteorologii používají. Tyto všechny instability lze však zařadit do dvou hlavních typů. Prvním typem je statická (nebo také hydrostatická) instabilita vertikálního přemístění vzduchové částice v tekutině (vzduchu), která je ve stavu hydrostatické rovnováhy. Do této kategorie patří například podmíněná instabilita, absolutní instabilita, konvekční instabilita a další. Pro určování statické instability je rozhodující vertikální profil teploty vzduchu. Druhým typem je dynamická (také se používá hydrodynamická) instabilita. Zde se jedná o přemísťování vzduchové částice uvnitř pohybující se tekutiny, která tím, že se pohybuje, podléhá základním vztahům hydrodynamiky. Příkladem může být inerční instabilita, baroklinní instabilita a další. Dynamická instabilita je určována polem proudění, popř. tlaku (AMS Meteorology Glossary).

Nejčastěji se pojem instabilita atmosféry používá pro popis výstupných pohybů vzduchu, které jsou jedním z jejich zásadních projevů. Prostřednictvím vertikálního mísení vzduchu vytvářejí podmínky pro vertikální přenos hybnosti, tepla, vodní páry a různých příměsí. Nejvýznamnějším následkem výstupných pohybů je pak vznik oblaků a srážek. Instabilita zapříčiňující výstupné pohyby je většinou určována vhodným teplotním zvrstvením atmosféry. Sobíšek et al. (1993) uvádí jako jednu z obecných příčin vzniku instabilního ovzduší vertikálně nerovnoměrnou advekci ve vzduchové hmotě. Jde o studenou advekci zesilující s výškou nebo teplou advekci, která s narůstající výškou slábne. V mezní vrstvě atmosféry dochází ke vzniku instability nejčastěji následkem přehřívání zemského povrchu slunečním zářením. Instabilita se může vyvíjet i ve vrstvách oblačnosti, a to díky působení vyzařování na jejich horní hranici.

Instabilita v atmosféře může mít různé příčiny, které navíc mohou být propojeny a vzájemně se mohou ovlivňovat. Stejně tak se instabilita může projevovat různými

způsoby. Určité druhy instability spíše podporují vznik konvekčních oblaků, které mohou způsobit prudké deště a bouřky. Při jiných druzích instability se naopak může vyskytovat vrstevnatá oblačnost, která zpravidla znamená méně silné, ale zato vytrvalejší srážky.

Několik koncepčních modelů různých druhů instability v atmosféře bude uvedeno v této kapitole. V části 2.1 bude popsána tzv. statická (vertikální) instabilita a v části 2.2 zmíním její příbuzný typ tzv. potenciální instabilitu. Jak již bylo zmíněno výše, obě jsou určovány vertikálním teplotním zvrstvením. V části 2.3 se zaměřím na tzv. symetrickou instabilitu, která v sobě kombinuje jak statickou instabilitu, tak i dynamický typ instability určovaný polem proudění.

2.1 Statická (vertikální) instabilita

Základním konceptem, který popisuje podmínky v ovzduší z hlediska rozvoje výstupných pohybů vzduchu, je model statické (vertikální) instability atmosféry. Aplikace modelu statické instability umožňuje určit, zda daný průběh teploty a vlhkosti vzduchu s výškou bude, nebo naopak nebude podporovat jeho výstupné pohyby (Řezáčová et al., 2007).

Pro popis a zjednodušení složitých dějů v atmosféře pracuje statická instabilita s pojmem vzduchové částice. Jako vzduchová částice se označuje makroskopický objem vzduchu, který je jednak dostatečně velký k tomu, aby se nemuselo přihlížet k jeho molekulární struktuře, ale zároveň natolik malý, že v každém okamžiku lze uvnitř něj zanedbat prostorové změny hodnot meteorologických prvků (Pechala a Bednář, 1991). Kromě této základní vlastnosti splňuje vzduchová částice ještě několik dalších podmínek. Je kompaktní – při svém přemístění se nemísí s okolím, její pohyb nevyvolává v okolním vzduchu kompenzační pohyby a tlak vzduchu v částici se okamžitě přizpůsobuje tlaku vzduchu v jejím okolí (Řezáčová et al., 2007, Bluestein, 1992). Vedle těchto podmínek je pro model statické instability také důležité, že si vzduchová částice nevyměňuje teplo s okolním vzduchem, je od okolí adiabaticky izolována. Změny teploty při vertikálním pohybu částice jsou tedy způsobeny pouze změnami tlaku uvnitř částice. Při výstupu se vzduchová částice ochlazuje díky svému rozpínání, při němž koná práci, na kterou podle první hlavní věty termodynamické pro adiabatický děj spotřebovává svoji vnitřní (tepelnou) energii (Plos et al., 2010). Naopak

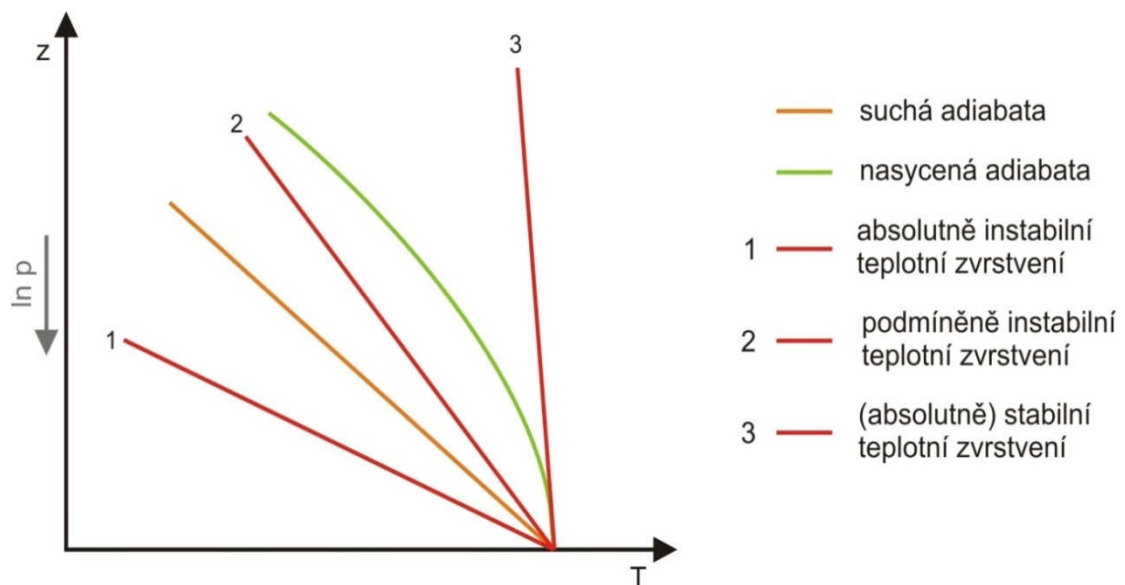
při sestupném pohybu se částice otepluje díky svému stlačování, při němž práci koná okolní vzduch.

Podle stavové rovnice ideálního plynu spolu úzce souvisí teplota a hustota vzduchu. Pokud má částice vyšší teplotu než její okolí, má zároveň menší hustotu a je lehčí. V tomto případě pak výslednice archimédovské vztlakové síly (dané silou vertikálního tlakového gradientu) a síly tíže působící na částici směřuje směrem vzhůru. Při vzestupném pohybu se částice dostává do oblasti nižšího tlaku vzduchu a dochází k jejímu adiabatickému rozpínání a ochlazování. Naopak částice, která je proti svému okolí chladnější, je zároveň hustší a také těžší. Výsledná síla, která na ni působí směřuje dolů. Částice je pak přemístěna do oblasti s vyšším tlakem vzduchu a je adiabaticky stlačována a ohřívána. Bude-li se teplota částice rovnat okolní teplotě, je výsledná síla nulová a částice zůstává v klidu bez teplotních změn (Bluestein, 1992).

Schopnost atmosféry podporovat nebo potlačovat vertikální pohyby vzduchu se pak hodnotí podle adiabatických teplotních změn vystupující vzduchové částice. Rychlost poklesu teploty vzduchové částice s výškou je závislá na jejím nasycení vodní párou. Suchý a s velkou mírou přesnosti i vlhký, tedy nenasycený vzduch se s přibývajícím výškou ochlazuje podle suchoadiabatického teplotního gradientu Γ_d , který má hodnotu přibližně 1 °C/100 m. Vzduchová částice se podle tohoto gradientu ochlazuje do té doby, než dosáhne stavu nasycení ve výstupné kondenzační hladině (VKH) (Kašpar, 1997).

Vzduch nasycený vodní párou se bude s přibývajícím výškou ochlazovat pomaleji než vzduch nenasycený. Při dalším adiabatickém ochlazování totiž dochází ke kondenzaci vodní páry, při níž se uvolňuje latentní teplo kondenzace, které zpomaluje pokles teploty ve vystupující vzduchové částici (Pechala a Bednář, 1991). Pokles teploty pak bude probíhat podle nasyceně adiabatického gradientu Γ_m . Hodnota tohoto gradientu není stálá, ale závisí na teplotě a prostřednictvím měrné vlhkosti vzduchu i na atmosférickém tlaku (Pechala a Bednář, 1991), respektive na množství páry, které je v dané vzduchové částici obsaženo. Nasyceně adiabatický gradient je vždy nižší než gradient suchoadiabatický a jeho hodnota se pohybuje v řádu desetin °C na 100 m výšky (Sobíšek et al., 1993). V oboru běžných meteorologických teplot se v našich podmínkách často uvažuje orientační hodnota $\Gamma_m = 0,65$ °C/100 m (Pechala a Bednář, 1991).

Vzduch v troposféře se s přibývajícím výškou v průměru ochlazuje také o $0,65\text{ }^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$ (Sobíšek et al., 1993). Aktuální teplotní zvrstvení troposféry nebo její části však může mít zcela odlišné hodnoty. Podle vztahu hodnot aktuálního nebo předpovídaného teplotního gradientu vzduchu Γ k hodnotám suchoadiabatického Γ_d a nasyceně adiabatického gradientu Γ_m lze určit tři základní typy teplotního zvrstvení atmosféry, kterými jsou zvrstvení stabilní, instabilní (labilní) a indiferentní (obr. 1). Tyto tři typy zvrstvení atmosféry budou podrobněji popsány v následující části 2.1.1. Z existence daného teplotního zvrstvení lze zjistit, zda ovzduší podporuje výstupné pohyby vzduchu, nebo jim naopak zamezuje.



Obr. 1 Schematické znázornění typů teplotního zvrstvení atmosféry. Upraveno podle (Pechala a Bednář, 1991).

2.1.1 Hodnocení statické instability porovnáním teplotních gradientů

Jestliže je aktuální teplotní gradient nižší než nasyceně adiabatický gradient ($\Gamma < \Gamma_m$), nebo se teplota s výškou dokonce zvyšuje, pak je teplotní zvrstvení (absolutně) stabilní (obr. 1). Tento stav nepodporuje výstup nenasyceného ani nasyceného vzduchu. Teplota vzduchové částice, která byla nějakým vnějším mechanismem přinucena stoupat, bude klesat rychleji než teplota okolí a částice bude vždy chladnější a těžší než okolní vzduch v odpovídající výškové hladině. Když přestane působit vnější zvedací mechanismus, částice se vrátí zpět do úrovně, ze které byla vychýlena.

Opačný případ nastane, pokud bude aktuální teplotní gradient vyšší, než je gradient nasyceně adiabatický ($\Gamma > \Gamma_m$), případně suchoadiabatický ($\Gamma > \Gamma_d > \Gamma_m$). Pak se bude teplotní zvrstvení atmosféry označovat jako instabilní. Rozlišují se dva typy instability podle vztahu k nasycenému a nenasycenému vzduchu, a to instabilita podmíněná a absolutní.

V prvním případě, kdy je aktuální teplotní gradient vyšší než nasyceně adiabatický, ale zároveň nižší než suchoadiabatický ($\Gamma_d > \Gamma > \Gamma_m$), bude v atmosféře existovat podmíněně instabilní teplotní zvrstvení. Teplota prostředí klesá s výškou rychleji než teplota stoupající nasycené vzduchové částice, ale pomaleji než teplota stoupající částice nenasycené (obr. 1). Takové teplotní zvrstvení je vůči nasycenému vzduchu instabilní, ale vůči nenasycenému vzduchu stabilní. Vznik instability je tedy podmíněn přeměnou nenasyceného vzduchu v nasycený (Dvořák, 2004). Pokud nějaký vnější mechanismus způsobí nucený výstup nenasycené vzduchové částice, tato částice bude v každé hladině chladnější, hustší a těžší než její okolí. Přestane-li působit vnější vliv, který nutí částici stoupat, částice se bude vracet zpět do své iniciální hladiny. Pokud bude nucený výstup pokračovat, částice se může ochladit natolik, že dojde ke kondenzaci (při dostatečně nízkých teplotách k depozici) vodní páry a ke vzniku oblaku. Při přeměně vodní páry na kapičky vody (ledové krystalky) se uvolní latentní teplo, které přispívá k oteplování vzduchové částice. Od tohoto okamžiku se bude nasycený vzduch ochlazovat pomaleji než vzduch okolní, částice bude teplejší a lehčí než její okolí a bude samovolně stoupat.

Druhý případ, kdy je aktuální teplotní gradient vyšší než suchoadiabatický, a tím pádem i nasyceně adiabatický ($\Gamma > \Gamma_d > \Gamma_m$), se označuje jako absolutně instabilní teplotní zvrstvení (obr. 1). Teplota tedy musí klesat s výškou rychleji než $1\text{ }^\circ\text{C}/100\text{ m}$. Pak se i nenasycená vzduchová částice s rostoucí výškou ochlazuje pomaleji než okolní vzduch, částice tak získává kladný vztlak a může samovolně stoupat. Ke vzniku velkého vertikálního teplotního gradientu je zapotřebí, aby nad mezní vrstvou byl příliv relativně chladného vzduchu, kdežto při zemi, aby došlo k co největšímu prohřátí. Tyto podmínky nastávají nejčastěji na jaře a v létě, kdy převažují časté přechody studených front, ale zároveň je insolace dostatečně intenzivní na prohřívání zemského povrchu. Za studenou frontou se nad dané území dostane studená vzduchová hmota, která přinese ochlazení u země i ve výšce. U zemského povrchu se však přes den teplota zvýší natolik, že toto ochlazení není tak moc patrné (Dvořák, 2004). Absolutně instabilní

teplotní zvrstvení se tak nejčastěji vyskytuje v mezní vrstvě atmosféry. Ve volné atmosféře by takto velký vertikální teplotní gradient způsobil intenzivní promíchávání vzduchu, které by vedlo k rychlé redukci gradientu na úroveň indiferentního zvrstvení.

Přechodným stavem mezi stabilním a instabilním teplotním zvrstvením je zvrstvení indiferentní. Je-li aktuální teplotní gradient stejný jako suchoadiabatický ($\Gamma = \Gamma_d$), pak je atmosféra indiferentní vůči nenasycenému vzduchu. Pokud se teplotní gradient rovná gradientu nasyceně adiabatickému ($\Gamma = \Gamma_m$), je ovzduší indiferentní vůči vzduchu nasycenému. V obou případech platí, že se nenasycená, resp. nasycená vzduchová částice bude při nuceném výstupu ochlazovat stejně rychle jako její okolí. Přestane-li působit vnější síla, částice nebude dále urychlována ve vertikálním směru.

Výše popsaná metoda částice se používá především v souvislosti s tzv. termickou konvekcí k odhadům vývoje a vertikálního rozsahu konvekčních oblaků. Použití této metody s sebou však nese několik značných nepřesností, které pramení z toho, že neuvažuje některé prvky, které se ve skutečnosti v atmosféře při vertikálních pohybech vždy vyskytují. Metoda zanedbává vliv sestupných pohybů chladnějšího vzduchu obklopujícího vzestupné proudy vznikající nad intenzivněji zahřívanými místy zemského povrchu. Neuvažuje také dost významné vtahování okolního chladnějšího vzduchu do vzestupných proudů. Obě tyto zanedbávané skutečnosti snižují vertikální dosah vzestupných konvekčních pohybů v instabilní vzduchové hmotě (Pechala a Bednář, 1991).

2.1.2 Hodnocení statické instability pomocí indexu CAPE a konzervativních veličin založených na potenciální teplotě

Míru statické instability ovzduší lze, kromě porovnávání teplotních gradientů, hodnotit pomocí dalších ukazatelů. Některé z nich jsem popisoval ve své bakalářské práci, přičemž většinou se jednalo o tzv. indexy instability (Marek, 2011).

Jedním z nejpoužívanějších nástrojů pro hodnocení statické instability je tzv. konvekční dostupná potenciální energie (CAPE z anglického Convective Available Potential Energy). Index CAPE posuzuje podmíněnou instabilitu pomocí vertikálně integrovaných veličin. Hodnota tohoto indexu představuje práci vykonanou výsledným vztlakem okolní atmosféry na adiabaticky izolovanou vzduchovou částici vystupující

z hladiny volné konvekce¹ (HVK) do hladiny nulového vztlaku² (HNV), tak jak schematicky znázorňuje obr. 2 (Sulan, Pešice, Staša, 2004). Index CAPE je definován vztahem (Bluestein, 1993)

$$CAPE = \int_{HVK}^{HNV} B dz = \int_{HVK}^{HNV} g \frac{T' - T}{T} dz, \quad (2.1)$$

kde B je vztlak, g značí tíhové zrychlení, T' označuje teplotu adiabaticky vystupující nasycené částice a T teplotu okolí (Řezáčová et al., 2007). Je to tedy integrální míra instability vrstvy ohraničené HVK a HNV. Na termodynamickém diagramu je CAPE nad HVK reprezentována plochou mezi křivkou zvrstvení a nasycenou adiabatou pro tuto vrstvu (Sulan, Pešice, Staša, 2004).

Vysoké hodnoty CAPE mohou indikovat vhodné podmínky pro vývoj konvekce (Řezáčová et al., 2007). Ovšem v případě existence stabilní vrstvy vzduchu mezi povrchem a HVK ke konvekčním pohybům nedojde ani při vysokých hodnotách toho indexu (Williams a Renno, 1993). Stabilitu této vrstvy pak charakterizuje veličina CIN (z anglického Convective INhibition), jež určuje velikost energie, kterou je nutné vynaložit při vyzvednutí vzduchové částice z přízemní hladiny do HVK (obr. 2).

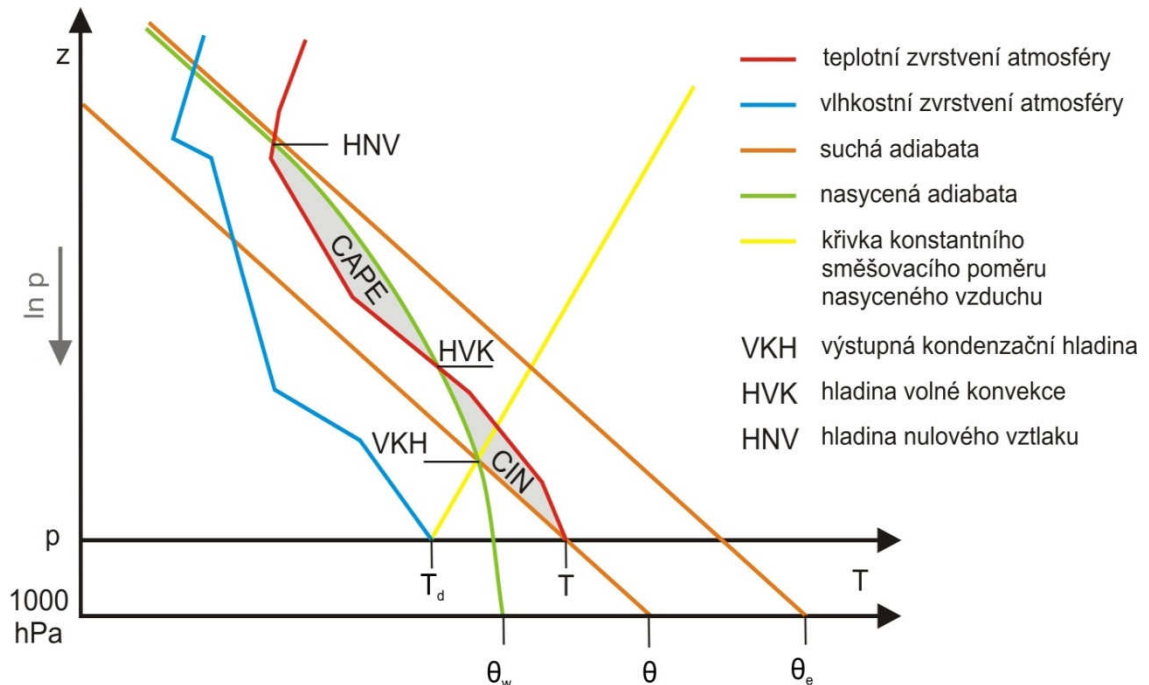
Při mírné až silné konvekci je velikost indexu 1000 – 3000 J·kg⁻¹, maximální pozorované hodnoty byly zjištěny v USA v rozmezí 5000 – 7000 J·kg⁻¹ (Bluestein, 1993). V evropském prostředí při dnech s kroupami je průměrná hodnota CAPE 660 J·kg⁻¹ (Huntrieser et al., 1997).

V práci Huntrieser et al. (1997) jsou uvedeny tři modifikace indexu CAPE, které byly navrženy tak, aby vylepšily výsledky pro noční aerologické výstupy. Hodnoty původní podoby indexu jsou totiž z důvodu výskytu radiačních inverzí v nočních hodinách nízké nebo nulové a nevypovídají o reálném energetickém potenciálu

¹ HVK je hladina (výška), v níž se teplota vzduchové částice, vystupující nasyceně adiabaticky, poprvé vyrovná teplotě okolí v podmíněně instabilní atmosféře (obr. 2). Nasycený objem vzduchu tak nad touto hladinou získá kladné zrychlení a jeho kinetická energie poroste. Kondenzace vodní páry, která výstup provází, pak může vést ke vzniku oblaku (Řezáčová et al., 2007).

² HNV je hladina (výška), v níž se teplota vzduchové částice, vystupující nasyceně adiabaticky, naposledy vyrovná teplotě okolí v podmíněně instabilní atmosféře (obr. 2). Nasycený objem vzduchu tak získá záporné zrychlení a jeho kinetická energie bude klesat. Vlivem setrvačnosti může vystupující vzduch překmitnout až nad HNV. Postupně však bude kolem ní oscilovat se stále menší amplitudou až se zcela zastaví (Řezáčová et al., 2007).

atmosféry (Sulan, Pešice, Staša, 2004). Tyto modifikace namísto prosté teploty používají ke svému výpočtu potenciální teplotu vzduchu a vzduchové částice. Rozdíl mezi jednotlivými modifikacemi pak spočívá v různých počátečních vlastnostech vzduchové částice (Hutrieser, 1997).



Obr. 2 Určení potenciální teploty (θ), adiabatické ekvivalentní potenciální teploty (θ_e) a adiabatické vlhké potenciální teploty (θ_w) na aerologickém diagramu pro vzduch o teplotě T , teplotě rosného bodu T_d a tlaku p . Dále jsou znázorněny veličiny CAPE a CIN pro vertikální profil teploty v případě podmíněně instabilního zvrstvení. Upraveno podle (Řezáčová et al., 2007).

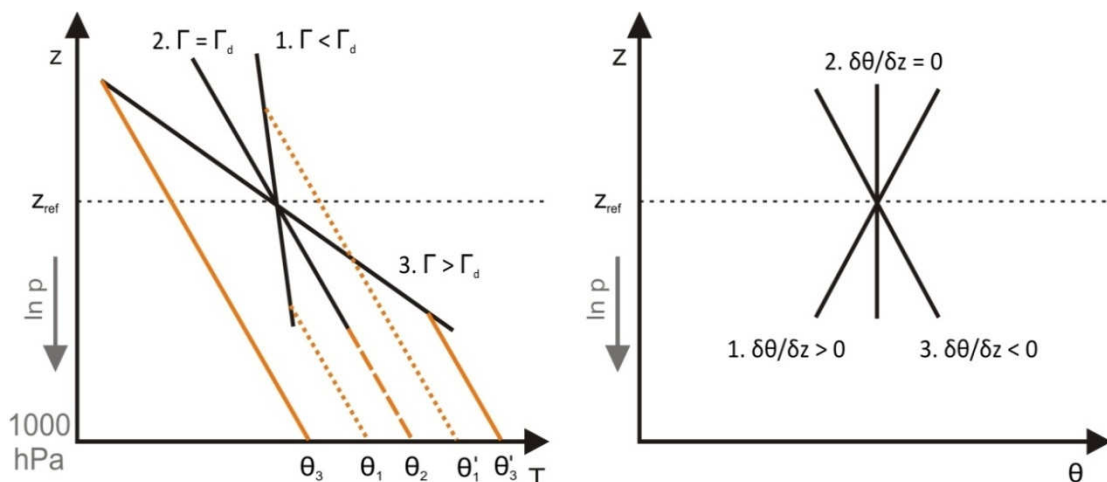
Za předpokladu adiabatickosti atmosférických procesů lze také instabilitu ovzduší hodnotit pomocí konzervativních veličin založených na potenciální teplotě.

Sama potenciální teplota, která se označuje písmenem θ , je konzervativní veličinou pro adiabatické procesy v suchém a s velkou mírou přesnosti i ve vlhkém vzduchu. Při suchoadiabatických výstupech a sestupech se její hodnota nemění a suchá adiabata odpovídá křivce konstantní potenciální teploty na termodynamickém diagramu. Potenciální teplota je teplota vzduchové částice, která vratnou adiabatickou expanzí či kompresí přejde z výchozího stavu do hladiny 1000 hPa (obr. 2). Výpočet potenciální teploty má tvar (Bluestein, 1992)

$$\theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^\kappa, \quad (2.2)$$

kde T je teplota, p je tlak a κ značí konstantu (pro vlhký nenasyčený vzduch se mění jen nepatrně), jejíž hodnota je 0,2854 (Řezáčová et al., 2007).

Z výše uvedeného plyne, že instabilitu vzduchu nenasyčeného vodní párou můžeme hodnotit pomocí gradientu potenciální teploty, tj. podle změny její hodnoty s výškou. Na obr. 3 je schematicky znázorněno, jak odpovídá teplotní zvrstvení atmosféry změně potenciální teploty s výškou. V prvním případě se atmosféra nachází ve stavu stabilního zvrstvení ($\Gamma < \Gamma_d$). Spustíme-li suché adiabaty (na obr. 3 v tomto případě zobrazené jako tečkované čáry) od křivky zvrstvení do hladiny 1000 hPa zjistíme, že ve výše položené hladině je také vyšší potenciální teplota oproti hladině nižší ($\theta'_1 > \theta_1$). Při stabilním zvrstvení tedy potenciální teplota s výškou roste: $\delta\theta/\delta z > 0$. Druhý případ znázorňuje vertikální teplotní zvrstvení, které je indiferentní vůči nenasyčenému vzduchu ($\Gamma = \Gamma_d$). Křivka zvrstvení je totožná se suchou adiabatou (čárkovaná čára) a potenciální teplota se tedy s výškou nemění: $\delta\theta/\delta z = 0$. V případě instabilně zvrstveného ovzduší ($\Gamma > \Gamma_d$) je situace opačná než u zvrstvení stabilního. Suché adiabaty (na obr. 3 nyní zobrazeny plnou čarou) spuštěné do hladiny 1000 hPa určují, že ve vyšších hladinách je potenciální teplota nižší. Jinými slovy potenciální teplota s výškou klesá, tedy $\delta\theta/\delta z < 0$.



Obr. 3 Schematické znázornění vertikálního profilu teploty T (vlevo) a potenciální teploty θ (vpravo) pro stabilní – suché adiabaty znázorněny tečkovaně (1), indiferentní – suchá adiabatata znázorněna čárkovaně (2) a instabilní – suché adiabaty znázorněny

plnou čarou (3) teplotní zvrstvení v dané výškové hladině z_{ref} . Upraveno podle (Řezáčová et al., 2007).

Pokud vzduchová částice při výstupu dosáhne své výstupné kondenzační hladiny (VKH), dojde k jejímu nasycení vodní párou. Při dalším stoupání se již vzduch uvnitř ní nebude ochlazovat podle suché adiabaty, ale podle nasycené adiabaty. V takovém případě již nelze hodnotit instabilitu ovzduší pomocí prosté potenciální teploty, ale používá se tzv. adiabatická ekvivalentní potenciální teplota θ_e . Z obr. 2 je vidět, že θ_e se získá vyzvednutím vzduchové částice z její iniciální hladiny do její výstupné kondenzační hladiny, dále vyzvednutím nasyceně adiabaticky až do úrovně, kde se nasycená adiabata asymptoticky blíží určité suché adiabatě (tj. až do úplného vysušení částice), a poté je částice stlačována suchoadiabaticky dolů na hladinu 1000 hPa (Pechala a Bednář, 1991).

Stabilitu nasyceného vzduchu lze tedy vyjádřit pomocí vertikálního gradientu θ_e , podobně jako tomu bylo při hodnocení stability nenasyčeného vzduchu pomocí θ . Určitá výšková hladina je vzhledem k vertikálnímu přemístění nasycené vzduchové částice stabilní, pokud hodnota θ_e s výškou roste: ($\delta\theta_e/\delta z > 0$). Při indiferentním zvrstvení je její gradient nulový: ($\delta\theta_e/\delta z = 0$). A v případě instabilního zvrstvení θ_e s výškou klesá: ($\delta\theta_e/\delta z < 0$) (Řezáčová et al., 2007).

Při použití θ_e však uvažujeme, že veškerá zkondenzovaná voda z částice okamžitě vypadává v podobě srážek. Tím je porušen předpoklad vratnosti adiabatických procesů, a proto se tento proces neoznačuje jako nasyceně adiabatický, ale jako proces pseudoadiabatický. Vystupující nasycená vzduchová částice se pak ochlazuje podle pseudoadiabatického gradientu Γ_p , který se však příliš neliší od nasyceně adiabatického gradientu Γ_m . Pomocí pseudoadiabatického děje se nejčastěji vysvětluje princip Föhnového proudění (Pechala a Bednář, 1991).

Rozdíl mezi pseudoadiabatickým a nasyceně adiabatickým gradientem spočívá právě ve vypadávání zkondenzované vody. Při nasyceně adiabatickém procesu zůstává veškerá zkondenzovaná voda v oblaku a jedná se o vratný adiabatický děj. Vedle θ_e se tak používá také tzv. adiabatická vlhká potenciální teplota θ_w . Stanoví se tak, že vzduchová částice nejprve suchoadiabaticky vystoupá ze své iniciální hladiny do své výstupné kondenzační hladiny a poté nasyceně adiabaticky sestoupí do hladiny 1000 hPa (Pechala a Bednář, 1991) (obr. 2).

Častěji používaným nástrojem pro hodnocení stabilitních podmínek nasyceného vzduchu je však výše zmíněná adiabatická ekvivalentní potenciální teplota. Ta bude také použita k popsání stability vrstvy vzduchu v případě jejího vyzdvižení nad VKH v části 2.2. Nasyceně adiabatický děj a pseudoadiabatický děj jsou dvěma krajními možnostmi reálného procesu v atmosféře. Ve skutečnosti obvykle část zkondenzované vody zůstává v oblaku a část vypadává.

2.2 Potenciální (konvekční) instabilita

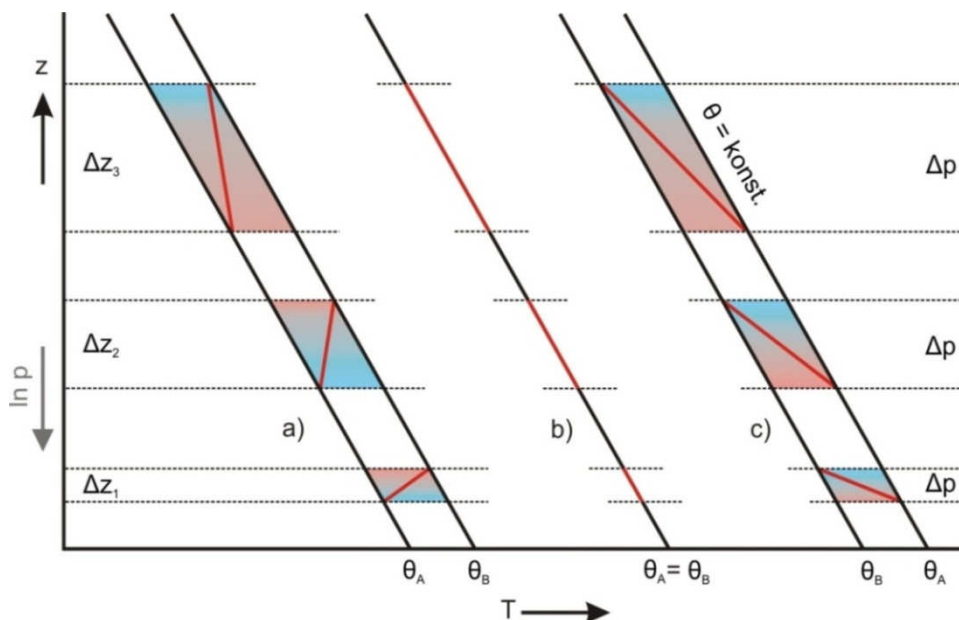
Dalším konceptem, který popisuje a hodnotí stabilitní podmínky v atmosféře vzhledem k vertikálním pohybům, je koncept potenciální (konvekční) instability. Hodnocení potenciální instability v atmosféře se zabývá změnami statické stability uvnitř zvolené horizontální vrstvy vzduchu při jejím vertikálním adiabatickém přemístění jako celku (Řezáčová et al., 2007). Vrstva vzduchu, která je pro pohyby dané vzduchové částice stabilní, může být tzv. potenciálně instabilní, tj. má potenciál stát se instabilní při svém vyzdvižení k nasycení vodní párou. Pokud se vyzdvihovaná vrstva stane staticky instabilní až nad VKH, tedy dojde k nasycení celé vrstvy vodní párou, používá se někdy název konvekční instabilita (Řezáčová et al., 2007). Jak bude ukázáno dále, charakteristickým znakem potenciální instability je pokles adiabatické ekvivalentní potenciální teploty θ_e (viz část 2.1.2) s výškou uvnitř vrstvy (Bluestein, 1992).

K vyzdvižení vrstvy vzduchu může docházet při orograficky podmíněných pohybech, ale také při vývoji vrstevnaté složky oblačnosti mezosynoptických konvekčních systémů. Kromě jevů spojených s výstupem vzduchové vrstvy jsou neméně důležité i jevy, které jsou vyvolány jejím sestupem. Takovým příkladem je vznik teplotních inverzí sesedáním, např. v blízkosti středů tlakových výší (Řezáčová et al., 2007).

Koncepční model potenciální instability pracuje s horizontálně homogenní vrstvou vzduchu, která je ohraničena tlakovými hladinami p_1 a p_2 , ve kterých je potenciální teplota vzduchu θ_A , respektive θ_B . Existuje v ní tedy určitý vertikální teplotní gradient. Hladina p_1 je dolní a hladina p_2 horní hranicí vrstvy, tedy platí $p_1 > p_2$ a rozdíl tlaku mezi nimi je Δp . Pokud nějaký vnější mechanismus vertikálně přemístí vrstvu do vyšších tlakových hladin p'_1 a p'_2 , přičemž opět platí, že $p'_1 > p'_2$ a mezi vrstvami bude stále stejný rozdíl tlaku Δp , vlivem poklesu hustoty vzduchu s výškou dojde ke změně

vertikálního rozsahu Δz uvažované vrstvy. Při výstupu dojde k prodloužení vertikálního rozsahu a při sestupu vrstvy naopak dochází k jejímu zkrácení. Tato změna vertikálního rozsahu je jednou z příčin změny teplotního gradientu uvnitř vrstvy, a tím je ovlivněna i stabilita vzduchu ve vrstvě (viz část 2.1.1).

Obrázek 4 schematicky znázorňuje koncepční model potenciální instability v případě třech typů teplotního zvrstvení pro vzduch, který je a i po přesunu zůstane nenasycený. Statická stabilita vrstvy je v tomto případě určena hodnotou vertikálního gradientu potenciální teploty θ (viz část 2.1.2) Při výstupu stabilní vrstvy, která je charakterizovaná kladným gradientem θ , dochází ke zvětšování její tloušťky a velikost gradientu θ tak klesá, tzn. že statická stabilita uvnitř vrstvy se snižuje (obr. 4a). Naopak při sestupu, kdy se tloušťka vrstvy zmenšuje, dochází k další stabilizaci teplotního zvrstvení vedoucího někdy až k inverznímu teplotnímu zvrstvení ve vrstvě. Obdobným případem je původně staticky instabilní vrstva vzduchu, ve které se během výstupu velikost záporného vertikálního gradientu θ snižuje, a vrstva se tak stává méně instabilní, tj. (potenciální) teplota vzduchu s výškou klesá pomaleji než před jejím vyzdvižením (obr. 4c). Pouze pokud je již od začátku teplotní zvrstvení vrstvy indiferentní, a vertikální gradient teploty je tedy nulový, zachovává se i při obou typech pohybu (obr. 4b).



Obr. 4 Změny stability vrstvy nenasyceného vzduchu při jejích vertikálních adiabatických přemístěních. Neměnná potenciální teplota spodní, resp. horní hranice vrstvy je θ_A , resp. θ_B . Mění se tloušťka vrstvy, resp. neměnný rozdíl tlaků dolní a horní

hranice vrstvy je Δz s příslušnými indexy, resp. Δp . Červené úsečky značí teplotní gradient uvnitř vrstvy. Výplň vrstvy označuje polohu relativně teplejšího (červená) a chladnějšího (modrá) vzduchu. Upraveno podle (Řezáčová et al., 2007).

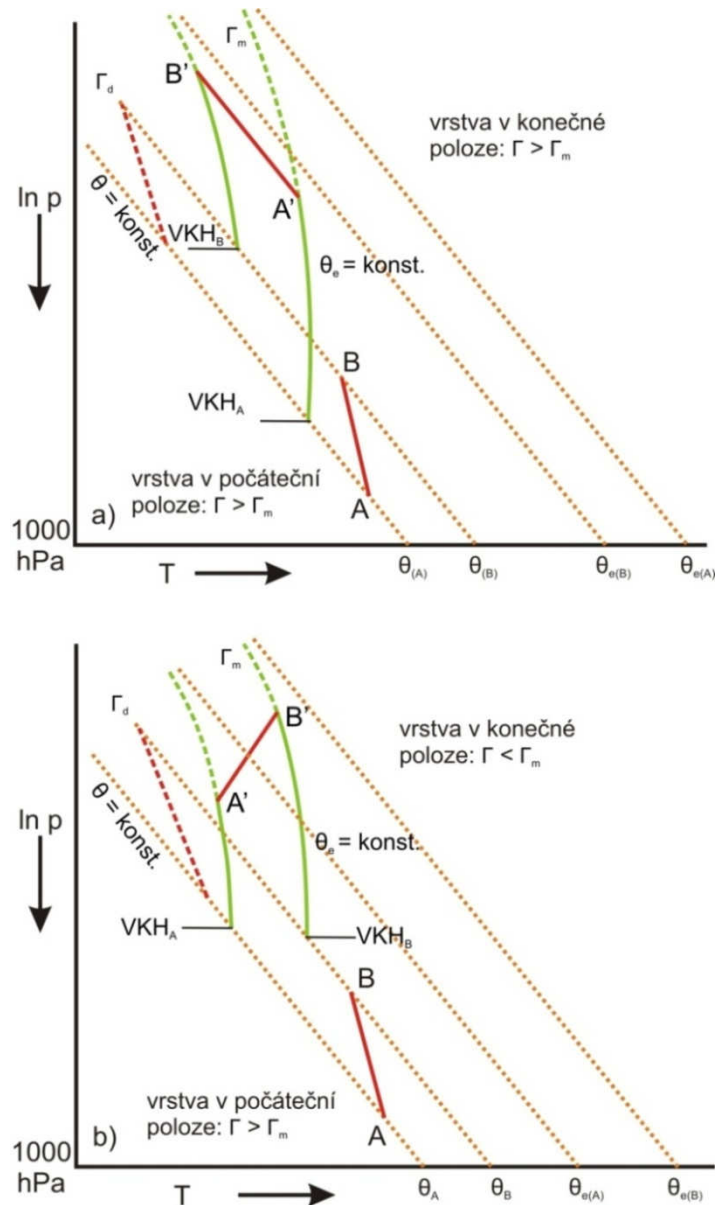
Pokud při výstupu dojde k nasycení vzduchu, je zapotřebí vzít v úvahu kromě vertikálního rozsahu vrstvy také rozdíl mezi adiabatickou změnou teploty v nenasyceném a nasyceném vzduchu. Míra potenciální instability vrstvy vzduchu se v tomto případě posuzuje pomocí adiabatické ekvivalentní teploty θ_e , tedy na základě jejího vertikálního gradientu $\delta\theta_e/\delta z$ (Řezáčová et al., 2007).

Významnou roli zde totiž hraje vertikální rozložení vlhkosti ve vrstvě. Je-li mezi spodní a horní hladinou vrstvy rozdíl ve vlhkosti, pak budou mít obě hladiny také jinak položené své VKH. K silnější labializaci staticky stabilní (viz část 2.1.1) vystupující vrstvy oproti příkladu na obr. 4a dochází, pokud je v počátečních podmínkách více vlhkosti v její spodní hladině. Spodní hladina má pak níže položenou svoji VKH a dochází zde k nasycení dříve než v horní hladině vrstvy. Uvolněné latentní teplo kondenzace pak způsobí ohřátí spodní hladiny a vertikální teplotní gradient, který již není ovlivněn pouze zvětšováním vertikálního rozsahu vrstvy, dále klesá, tzn. zmenšuje se velikost kladného, popř. se zvětšuje velikost záporného teplotního gradientu. Obrázek 5a ukazuje případ labializace podmíněně instabilní vrstvy (viz část 2.1.1). Z obrázku je zřejmé, že vyzdvižená instabilní vrstva je charakterizována poklesem θ_e s výškou, což je v souladu s kritériem instability pro vzduch nasycený vodní párou, tj. $\theta_e(A) > \theta_e(B)$. To potvrzuje i tvrzení uvedené výše, že vrstva vzduchu je potenciálně instabilní, pokud θ_e s výškou klesá: $\delta\theta_e/\delta z < 0$ (Bluestein, 1992).

Opačný případ, kdy má vystupující původně nenasycená a podmíněně instabilní vrstva vzduchu více vlhkosti v horní hladině, ukazuje obr. 5b. Zpočátku sice dochází k další labializaci vrstvy podobně jako na obr. 4a, avšak jakmile dojde k nasycení horní hladiny s nižší VHK, uvolněné latentní teplo kondenzace povede k jejímu relativnímu oteplení oproti spodní hladině a vrstva se stabilizuje. Vyzdvižená stabilní vrstva je nyní charakterizována růstem θ_e s výškou, což je opět v souladu s kritériem stability pro vzduch nasycený vodní párou, tedy $\theta_e(A) < \theta_e(B)$. Pokud tedy θ_e s výškou roste $\delta\theta_e/\delta z > 0$, je daná vrstva vzduchu potenciálně stabilní (Bluestein, 1992).

V případě, kdy se gradient θ_e s výškou nemění: $\delta\theta_e/\delta z = 0$, je atmosféra potenciálně neutrální, protože v případě výstupu vrstvy vzduchu dojde v její spodní i

horní hladině k nasycení ve stejné výšce a výsledné teplotní zvrstvení bude indiferentní vzhledem k vertikálnímu přemístění vzduchové částice nasycené vodní párou, tzn. teplotní gradient bude roven nasyceně adiabatickému gradientu (Bluestein, 1992).



Obr. 5 Změna stability vrstvy vzduchu po vyzdvižení a nasycení vodní párou. Počáteční podmíněně instabilní nenasycená vrstva (AB) stoupá suchoadiabaticky (oranžové přímky) až do výstupné kondenzační hladiny (VKH_A, VKH_B), kterou má spodní a horní hladina vrstvy položenou různě vysoko z důvodu rozdílné vlhkosti v těchto hladinách. Po nasycení stoupá vrstva podle nasycené adiabaty (zelené křivky) a vlivem uvolněného latentního tepla kondenzace dochází ke změně vertikálního teplotního gradientu vrstvy. a) Spodní hladina obsahuje více vlhkosti a vrstva se labializuje. b) Horní hladina

obsahuje více vlhkosti a vrstva se po dosažení VKH_B stabilizuje. Upraveno podle (Řezáčová et al., 2007).

Z výše uvedeného je zřejmé, že vhodnými podmínkami pro existenci potenciální (přesněji konvekční) instability je velký vertikální gradient teploty a pokles směšovacího poměru vodní páry s výškou. Důležitým faktem vyplývajícím z konceptu potenciální instability je také to, že i původně podmíněně instabilní vrstva vlhkého vzduchu nenasyčeného vodní párou může být ve výsledku konvekčně stabilní. A naopak původně stabilní vrstva vlhkého vzduchu nenasyčeného vodní párou může být konvekčně instabilní. Potenciální instabilita se tedy projevuje při zdvižení celé vrstvy vzduchu. Na rozdíl od statické instability (viz část 2.1), která charakterizuje stabilitu vzduchové částice v dané hladině (Řezáčová et al., 2007).

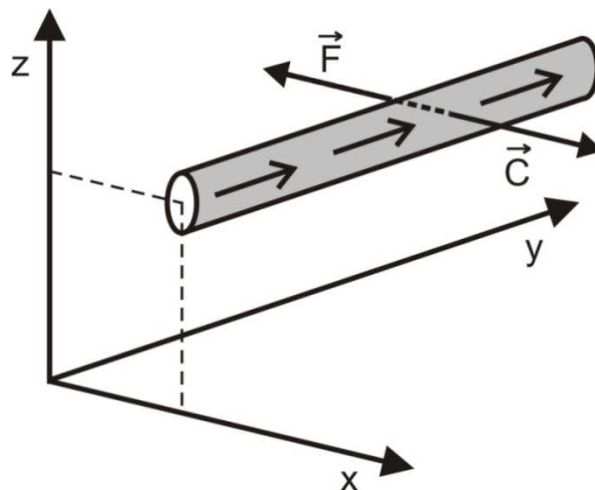
2.3 Symetrická instabilita

Prohloubení úvah o instabilitě vertikálních pohybů (viz část 2.1 a 2.2) přináší koncept symetrické instability. Tento koncept bere v úvahu, že vychýlení vzduchové částice z její rovnovážné polohy nemá pouze vertikální složku, ale i složku horizontální. Kromě vertikální teplotní instability, která je řízena výslednicí síly tíže (dané výslednicí gravitační a odstředivé síly způsobené rotací Země) a archimédovské vztlakové síly (dané silou vertikálního tlakového gradientu), uvažuje tento koncept také vliv hydrodynamické, tzv. inerční instability, jejíž příčinou je horizontální silové působení (Řezáčová et al., 2007). Díky rotaci Země působí na vzduchovou částici v souřadnicové soustavě pevně spojené s rotující Zemí kromě síly tíže a síly tlakového gradientu také síla Coriolisova. Nerovnováha mezi Coriolisovou silou a silou tlakového gradientu, které působí na částici v jinak rovnovážném (tzv. geostrofickém) prostředí, je názorným příkladem výše zmíněného horizontálního silového působení, a tedy i inerční instability (Kašpar, 1997). Inerční instabilitu si lze také představit tak (v souladu s fyzikální podstatou Coriolisovy síly), že na pohybující se částici působí jiná celková odstředivá síla způsobená kombinací zemské rotace a pohybu částice podél zakřiveného zemského povrchu než je celková odstředivá síla působící na okolí (odtud označení „inerční“ instabilita).

Symetrická instabilita v sobě kombinuje vliv právě těchto dvou typů instabilit. V kvazihorizontální ploše a v geostrofickém prostředí způsobuje vznik inerční

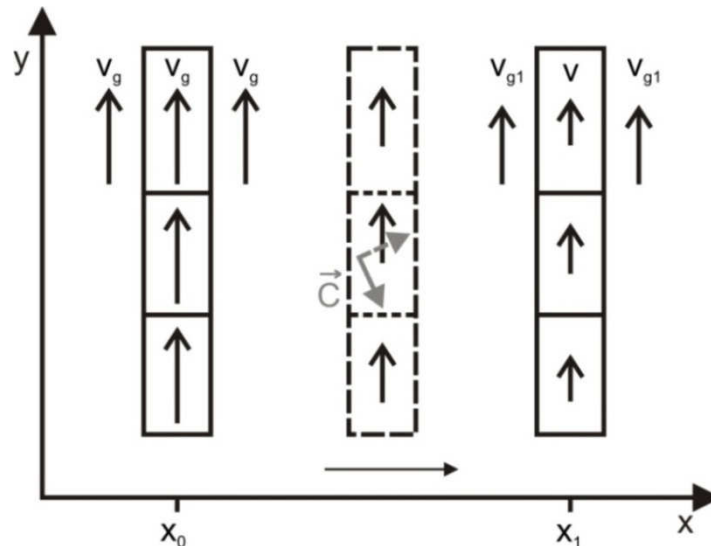
instability kladná (ve směru horizontálního přemístění) výslednice rozdílu Coriolisovy síly a síly tlakového gradientu působící na vzduchovou částici. Ve vertikální ploše zapříčiňuje kladná (ve směru vertikálního přemístění) výslednice archimédovské vztlačkové síly a síly tíže vznik statické instability. Působením těchto sil pak dochází k šikmému vychýlení částice, které se nazývá jako šikmá konvekce (Kašpar, 1997). Jak bude ukázáno dále, k šikmé konvekci však může dojít i v případě inerční a statické stability, pokud je částice vychýlena pod vhodným úhlem vzhledem k horizontální rovině. Pro lepší názornost a zjednodušení výpočtů se však uvažují pohyby částice pouze ve směru jedné horizontální souřadnice, v našem případě je to souřadnice x kolmá ke směru geostrofického proudění, a proto se tento koncept nazývá jako symetrická instabilita. V našich úvahách se omezíme na severní polokouli, kde Coriolisova síla působí kolmo a vpravo ke směru proudění a síla tlakového gradientu kolmo a vlevo ke směru geostrofického proudění (obr. 6).

Koncept symetrické instability pracuje se vzduchovou částicí, která má podobu proudové trubice. Obrázek 6 zobrazuje schematické znázornění této uvažované trubice. Ve směru osy y uvažujeme geostrofické proudění, v němž vymezujeme proudovou trubici, která má podobné vlastnosti jako vzduchová částice v konceptu statické stability. Tlak v okolí proudové trubice se při jejím přemístění významně nemění a promíchávání vzduchu mezi trubicí a jejím okolím je zanedbatelné (Bluestein, 1993).



Obr. 6 Vzduchová částice v podobě proudové trubice rovnoběžné s osou y . Šipky uvnitř trubice vyznačují směr proudění. Na severní polokouli působí kolmo a vpravo na směr proudění Coriolisova síla \vec{C} a kolmo a vlevo síla tlakového gradientu \vec{F} . Posuzujeme symetrickou instabilitu vzhledem k šikmým posunům trubice v rovině xz . Upraveno podle (Řezáčová et al., 2007).

Protože se symetrická instabilita skládá ze dvou složek (inerční a statické), musíme také při jejím hodnocení uvažovat současně dvě hlediska. Prvním z nich je posouzení inerční složky šikmého pohybu, tedy posunu trubice ve směru osy x . Pokud proudová trubice setrvává na místě, rychlost proudění uvnitř ní se rovná rychlosti okolního geostrofického proudění v_g . Dojde-li k posunu trubice ve směru osy x , vlivem změny směru působení Coriolisovy síly působící na vzduchové částice v trubici se sníží rychlost proudění uvnitř trubice na hodnotu v . Princip zpomalení rychlosti proudění vzduchových částic uvnitř proudové trubice schematicky znázorňuje obr. 7. Vzduchové částice pohybující se v trubici mají při přesouvání nenulovou složku rychlosti ve směru přesunu, tj. ve směru osy x , díky tomu vzniká nenulová složka Coriolisovy síly s opačnou orientací než je původní proudění v_g v trubici, tj. proti směru osy y .



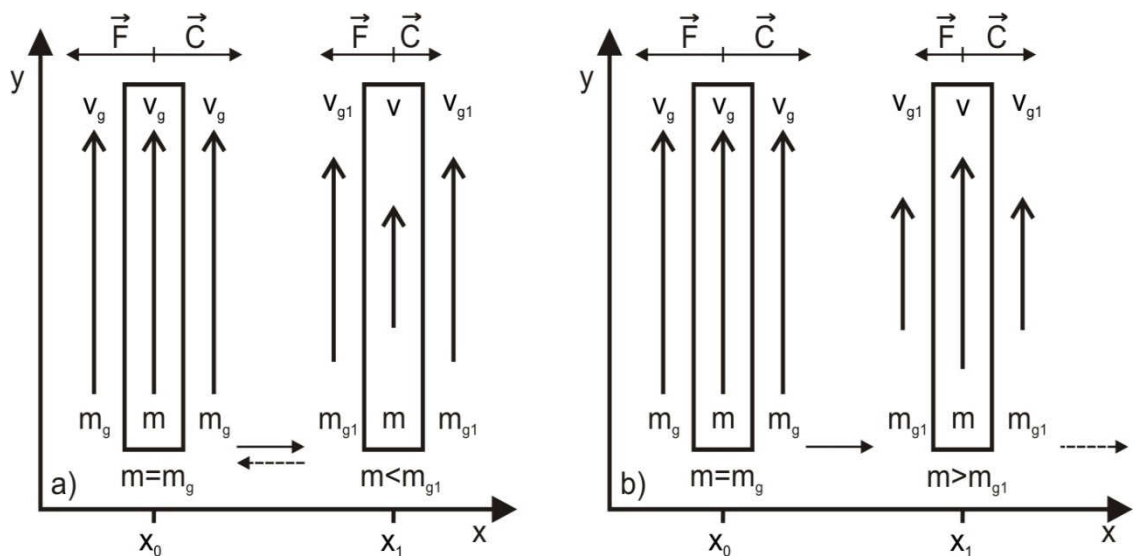
Obr. 7 Posun vzduchové trubice ve směru osy x . V poloze x_0 proudí vzduchové částice uvnitř trubice rychlostí, která se rovná rychlosti okolního geostrofického proudění (černé šipky). Při přesunu do polohy x_1 částice v trubici získávají nový směr pohybu (šedá čárkovaná šipka). V důsledku toho se také mění směr Coriolisovy síly \vec{C} (šedá plná šipka), která na vzduchové částice uvnitř vzduchové trubice působí. Coriolisova síla má zápornou y -ovou složku a tím pádem způsobuje zpomalení rychlosti proudění v trubici.

V nové poloze je tedy uvnitř trubice nižší rychlost proudění, zároveň se ale také změní rychlost geostrofického proudění v okolí trubice na hodnotu v_{g1} (obr. 8).

Z porovnání těchto dvou rychlostí se vychází při posuzování inerční složky symetrické instabilní. Na obr. 8 jsou schematicky znázorněny dva případy, v nichž dojde k vychýlení trubice z její rovnovážné polohy, v níž jsou síla tlakového gradientu a proti ní působící Coriolisova síla v rovnováze. V obou případech se po přesunutí trubice sníží rychlost proudění uvnitř ní.

V prvním případě (obr. 8a) je rychlost geostrofického proudění v okolí nové polohy trubice vyšší než rychlost proudění uvnitř trubice ($v < v_{g1}$). Kvůli rozdílným hodnotám rychlosti proudění v trubici a v jejím okolí se poruší rovnováha mezi silami, které na trubici působí a to tak, že síla tlakového gradientu působící proti směru osy x je větší než Coriolisova síla působící ve směru osy x . V tomto novém geostrofickém prostředí je tedy výsledná odstředivá síla (přesněji její x -ová složka) působící na trubici menší než odstředivá síla působící v okolí trubice. Trubice tak při svém vychýlení získává záporné zrychlení a vrací se zpět do své původní polohy. Ovzduší je pro ni inerčně stabilní.

Obrázek 8b ukazuje opačný případ, kdy po přesunutí trubice je v její nové poloze rychlost okolního geostrofického proudění nižší než rychlost proudění uvnitř trubice ($v > v_{g1}$). Opět díky tomu nastává nerovnováha mezi silou tlakového gradientu, která je nyní menší a silou Coriolisovou, která je v tomto případě větší. Výsledná odstředivá síla ve směru osy x působící na trubici je nyní větší než odstředivá síla, která působí v okolí trubice. Znamená to, že při vychýlení ze své původní polohy získá trubice kladné zrychlení a bude tímto směrem i nadále urychlována. Ovzduší je v tomto případě pro trubici inerčně instabilní.



Obr. 8 Posunutí proudové trubice ve směru osy x . V počátečním stavu x_0 je rychlost proudění v trubici rovna rychlosti okolního geostrofického proudění v_g , to samé platí

pro měrnou absolutní hybnost ($m=m_g$) a síla tlakového gradientu \vec{F} a proti ní působící Coriolisova síla \vec{C} jsou si rovny. Při posunutí ve směru osy x do nové polohy x_1 se trubice dostává do oblasti nového geostrofického proudění, jehož rychlost je v_{g1} a hybnost je m_{g1} . Zároveň se také změnil rychlost v a hybnost m uvnitř trubice. a) Rychlost uvnitř trubice je po jejím přesunutí menší než geostrofická rychlost v jejím novém okolí, ovzduší je inerčně stabilní a trubice je urychlována zpět proti směru osy x do své původní polohy. b) V nové poloze je rychlost proudění uvnitř trubice větší než geostrofická rychlost v jejím okolí, trubice získává kladné zrychlení a je dále urychlována ve směru osy x .

Při hodnocení symetrické stability či instability se však namísto rychlosti proudění používá veličina, která představuje konzervativní vlastnost proudění. Označuje se jako měrná absolutní hybnost m (Kašpar 1997).

Při posunutí trubice ve směru osy x získá proud v trubici (ve směru osy y) zrychlení, které je závislé na Coriolisově síle prostřednictvím Coriolisova parametru f a na horizontální složce rychlosti posunutí trubice ve směru osy x , kterou označíme písmenem u . Pro zrychlení pak lze psát (Bluestein, 1993)

$$\frac{dv}{dt} = -fu . \quad (2.3)$$

Po převedení a rozepsání rovnice získáme podrobnější tvar

$$\frac{d}{dt}(v + fx) = \frac{dm}{dt} = 0 , \quad (2.4)$$

v níž člen $m = (v + fx)$ je výše zmíněná měrná absolutní hybnost. Měrná absolutní hybnost je tedy konzervativní veličinou proudění v trubici při jejím přemístění podobně jako je potenciální teplota konzervativní veličinou vzduchové částice pro adiabatické pohyby.

V počáteční poloze má tedy proudová trubice měrnou absolutní hybnost $m = m_g$ (obr. 8), která je stejná jako hybnost okolního proudění, a je tedy dána vztahem $m_g = v_g + fx_0$. Po přesunutí do nové polohy se hybnost trubice m zachovává a je dána vztahem $m = v + fx_1$ a její okolí má nyní novou hybnost $m_{g1} = v_{g1} + fx_1$ (obr. 8). Porovnáním

hybností v nové poloze trubice zjistíme, zda je atmosféra při šikmém pohybu inerčně stabilní či instabilní, podobně jako tomu je při porovnání rychlostí uvnitř a vně trubice. Pro zrychlení ve směru osy x , které získá trubice při posunutí podél osy x lze odvodit vztah (Řezáčová et al., 2007)

$$\frac{du}{dt} = f(m - m_{g1}). \quad (2.5)$$

Atmosféra je tedy inerčně stabilní, pokud je hybnost trubice nižší než hybnost jejího okolí ($m < m_{g1}$). Inerčně instabilní bude ovzduší v opačném případě, kdy je hybnost trubice vyšší ($m > m_{g1}$).

Druhým hlediskem, které je potřeba brát v potaz při hodnocení symetrické instability, je posouzení vertikální složky pohybu. Vertikálním směrem působí síla tíhová a proti ní působí síla vertikálního tlakového gradientu. Rozdíl mezi těmito dvěma silami pak určuje výsledné působení atmosféry na vzduchovou částici. Princip vertikální statické stability je popsán v části 2.1 a její hodnocení pomocí potenciální teploty θ , adiabatické ekvivalentní potenciální teploty θ_e a indexu CAPE v části 2.1.2.

Právě potenciální teplota slouží k popisu vertikální složky pohybu při hodnocení symetrické instability. Podobně jako v případě měrné absolutní hybnosti i v tomto případě se porovnává potenciální teplota okolí θ a potenciální teplota trubice θ' . Při posunutí vertikálním směrem (podél osy z) získává trubice zrychlení, které lze vyjádřit tvarem (Bluestein, 1993, Řezáčová et. al, 2007)

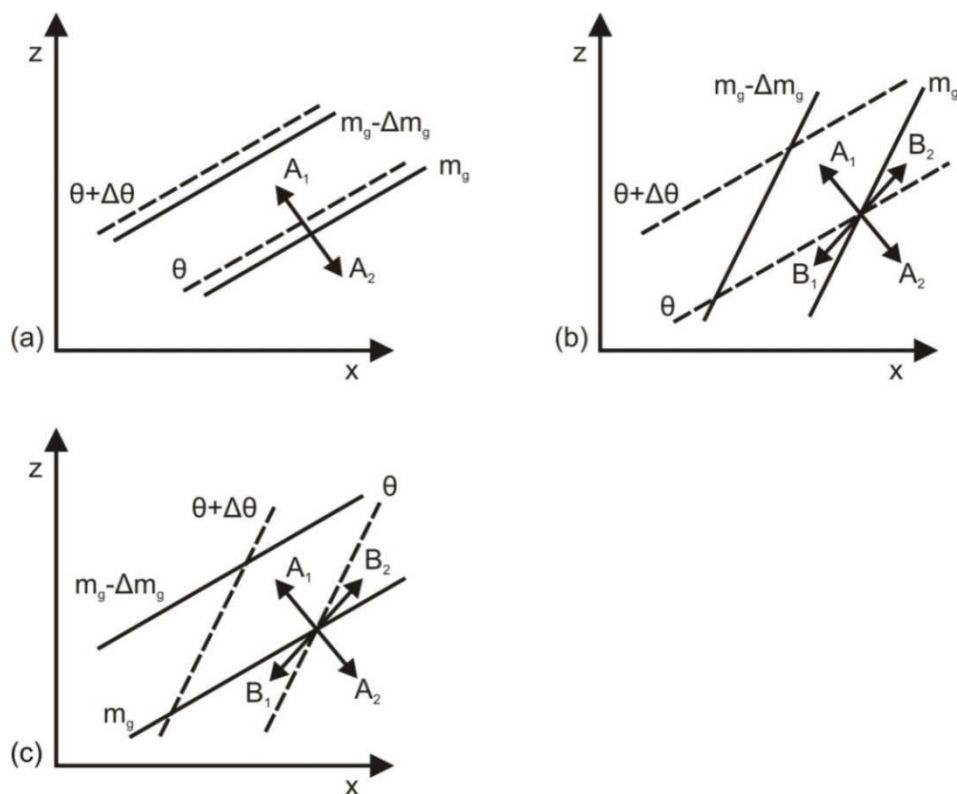
$$\frac{dw}{dt} = \frac{g}{\theta} (\theta' - \theta), \quad (2.6)$$

kde w je vertikální složka rychlosti, g je tíhové zrychlení, θ je potenciální teplota okolí a θ' značí potenciální teplotu proudové trubice.

2.3.1 Symetrická instabilita pro suchý vzduch (SI)

V určitém případě může být atmosféra stabilní jak pro samotné vertikální, tak pro ryze horizontální vychýlení proudové trubice z její původní polohy. Avšak může být instabilní vůči šikmému přemístění, tedy instabilní symetricky (Horák a Raidl, 2007). V počáteční poloze je trubice v rovnováze s okolím, a tedy i její vlastnosti odpovídají

hodnotám v okolí. Pokud však dojde k vychýlení trubice, změni se hodnoty v jejím okolí. Ty se pak musí porovnat s výchozími hodnotami v trubici, které jsou konzervativní. Toto porovnání lze provést i pomocí grafického znázornění. Výše popsané veličiny měrná absolutní hybnost i potenciální teplota vymezují v rovině yz plochy, ve kterých mají stejné hodnoty. Jsou to tedy plochy konstantní absolutní hybnosti a plochy konstantní potenciální teploty, ty se také nazývají jako plochy izentropické. Konfigurace těchto ploch vůči sobě vyjadřuje, jakým směrem musí být proudová trubice vychýlena ze své původní polohy, aby pro ni bylo ovzduší symetricky instabilní. Toto postavení ploch vůči sobě a možné směry vychýlení proudové trubice jsou znázorněny na obr. 9.



Obr. 9 Grafické znázornění možných konfigurací ploch absolutní geostrofické hybnosti m_g (plné čáry) a ploch izentropických θ (čárkované čáry). Šipky A_1 , A_2 , B_1 , B_2 značí směry, kterými dochází k šikmým vychýlením částice. Upraveno podle (Bluestein, 1993; Řezáčová et al., 2007).

Obrázek 9 ve všech třech případech ukazuje, že prostředí je stabilní jak pro čistě horizontální (měrná absolutní hybnost roste ve směru osy x , viz část 2.3 a obr. 8a), tak pro ryze vertikální (potenciální teplota roste s výškou, viz část 2.1.2 a obr. 3) vychýlení částice z její rovnovážné polohy. Při šikmém vychýlení (směry A_1 , A_2 , B_1 , B_2) však

může v určitém případě dojít k uvolnění symetrické instability, záleží však na vzájemné konfiguraci ploch konstantní měrné absolutní hybnosti pro geostrofické proudění m_g (dále jen geostrofická hybnost) a ploch izentropických (plochy konstantní potenciální teploty θ).

Na obr. 9a mají tyto plochy stejný sklon. Trubici lze vychýlit směry A_1 a A_2 a také směry směřujícími podél ploch, tedy rovnoběžně s nimi. Směrem A_1 se trubice pohybuje do oblasti s větší potenciální teplotou a s nižší geostrofickou hybností. Při vychýlení trubice tak bude na trubici podle (2.5) a (2.6) působit opačné zrychlení vzhledem ke směru vychýlení ($du/dt > 0$ a $dw/dt < 0$), které bude vracet trubici zpět do její původní polohy. Podobně se bude do své počáteční polohy trubice vracet i při vychýlení směrem A_2 , kdy platí $du/dt < 0$ a $dw/dt > 0$. Trubice je tedy v obou směrech vychýlení symetricky stabilní. Výjimku tvoří pouze vychýlení trubice podél ploch ($m_g = konst.$, $\theta = konst.$). Pak bude trubice vzhledem k svému okolí symetricky indiferentní, neboť horizontální i vertikální zrychlení působící na trubici bude nulové.

Na obr. 9b mají plochy konstantní geostrofické hybnosti větší sklon než plochy izentropické. Proudovou trubici lze opět vychýlit čtyřmi směry. Při vychýlení trubice směry A_1 a A_2 nastává stejná situace jako v předchozím případě. Ovzduší je tedy pro trubici symetricky stabilní a ona se po svém vychýlení vrátí zpět do své původní polohy. Vychýlení směrem B_1 pro trubici znamená, že se pohybuje směrem do nižších hodnot potenciální teploty a zároveň i nižších hodnot geostrofické hybnosti. Při vychýlení trubice tak bude na trubici podle (2.5) a (2.6) působit opačné zrychlení vzhledem ke směru vychýlení ($du/dt > 0$ a $dw/dt > 0$), které bude vracet trubici zpět do její počáteční polohy. Podobný případ nastane při vychýlení směrem B_2 (tj. ve směru osy z a osy x), kdy mají obě složky symetrického pohybu záporné zrychlení ($dw/dt < 0$, $du/dt < 0$), protože se při tomto pohybu trubice dostává do oblasti větší potenciální teploty i větší geostrofické hybnosti. Ve všech možných směrech vychýlení zobrazených na obr. 9b je tedy ovzduší pro trubici symetricky stabilní a přestane-li působit síla, která zapříčiňuje její pohyb, vrátí se trubice zpět do své původní polohy.

Obrázek 9c znázorňuje opačnou konfiguraci ploch než tomu bylo v předchozím případě. Nyní tedy mají plochy izentropické větší sklon než plochy konstantní geostrofické hybnosti. Při vychýlení trubice směry A_1 a A_2 bude situace zcela stejná jako u obr. 9b. Trubice se bude vracet zpět do své iniciální polohy ze stejných důvodů jaké jsou popsány v předchozích odstavcích.

Při vychýlení směry B_1 a B_2 se však trubice bude chovat jinak než v předešlém případě právě z důvodu výše zmíněné odlišné konfigurace ploch konstantní geostrofické hybnosti a ploch izentropických. Při pohybu směrem B_1 bude mít trubice nižší absolutní hybnost než její okolí, a získá tak horizontální zrychlení ve směru vychýlení ($du/dt < 0$). Zároveň se trubice dostává do oblasti, v níž bude mít nižší potenciální teplotu než její okolí a tedy i ve vertikálním směru získá záporné zrychlení ($dw/dt < 0$), které ji bude urychlovat dolů, tedy ve směru vychýlení. Obdobná situace nastává při vychýlení trubice směrem B_2 . Nyní bude mít trubice vůči svému okolí větší absolutní hybnost i větší potenciální teplotu, a proto na ni bude působit kladné zrychlení jak v horizontálním směru ($du/dt > 0$), tak ve směru vertikálním ($dw/dt > 0$) a bude dále v tomto šikmém směru urychlována. Při vychýlení směry B_1 a B_2 tedy konečně nastává situace, kdy i při vertikálně (staticky) a horizontálně (inerčně) stabilním prostředí se trubice stává symetricky instabilní.

Platí tedy, že pokud mají izentropické plochy větší sklon než plochy konstantní měrné absolutní hybnosti, tak i v případě, kdy je ovzduší vertikálně i horizontálně stabilní, může být symetrické proudění při vhodných šikmých vychýleních instabilní (Řezáčová et al., 2007).

Výše uvedené podmínky vzniku symetrické instability lze použít pouze pro úvahy o suchém vzduchu. Je-li do konceptu zahrnut také vliv vlhkosti na stabilitu při šikmých výstupných pohybech, používá se název podmíněná symetrická instabilita.

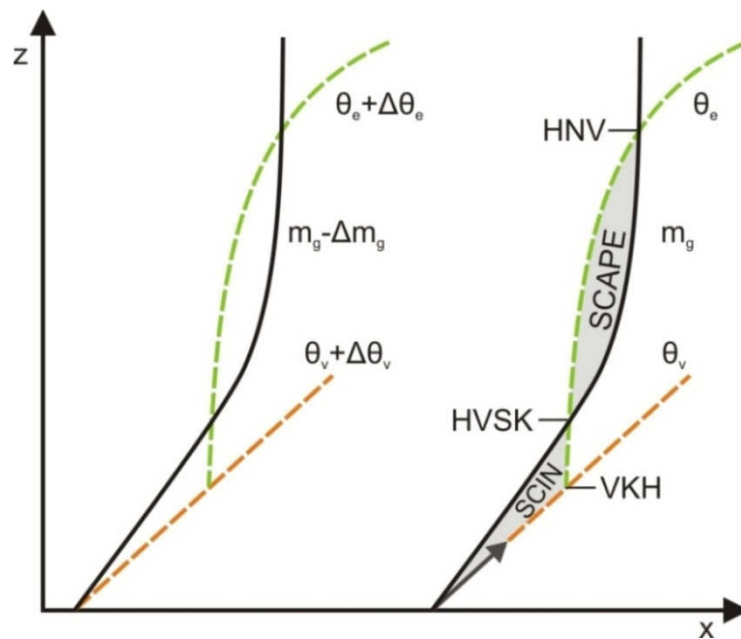
2.3.2 Podmíněná symetrická instabilita (PSI)

Koncept podmíněné symetrické instability bere v úvahu, že šikmé výstupné pohyby koná vzduch, který v sobě obsahuje vodní páru, je tedy vlhký nebo nasycený. Podobně jako u prosté vertikální podmíněné instability ovzduší bude i zde symetrická instabilita podmíněna nasycením vzduchu uvnitř proudové trubice. Z důvodu uvažování vlhkosti již nelze jako konzervativní veličinu adiabatických pohybů používat prostou potenciální teplotu θ . Je-li atmosféra vlhká, ale nenasyčená, nahrazuje se potenciální teplota v rovnici (2.6) virtuální potenciální teplotou θ_v^3 . Pokud je atmosféra nasycená, jako konzervativní veličina se použije ekvivalentní potenciální teplota θ_e (viz část 2.1.2). Je-

³ Virtuální potenciální teplota θ_v je konzervativní veličinou vlhkého nenasyčeného vzduchu. Její hodnota se vypočte podobně jako potenciální teplota θ s tím rozdílem, že ve vzorci (2.1) se nahradí teplota T virtuální teplotou T_v , která značí teplotu, jež musí mít suchý vzduch, aby jeho hustota byla stejná jako celková hustota vlhkého vzduchu o teplotě T , tlaku p a napětí vodní páry e .

li vzduchová trubice nasycená a její okolí nenasycené, pak pro trubici použijeme θ_e a pro její okolí θ_v (Bluestein, 1993).

Pro popis PSI se v atmosféře zavádí tzv. S-plocha, podél níž má vzduchová trubice daných počátečních vlastností nulový vztlak. Pokud je okolí trubice nasycené, jedná se o plochu konstantní θ_e . Je-li okolí trubice nenasycené, je S-plocha plochou konstantní θ_v , pouze za předpokladu, že je trubice nenasycená. S-plochy jsou tedy izentropické plochy pro virtuální potenciální teplotu θ_v a ekvivalentní potenciální teplotu θ_e . Schematicky jsou S-plochy ve vertikální rovině vyobrazeny na obr. 10. Do výšky výstupné kondenzační hladiny (VKH) je S-plocha znázorněna křivkou konstantní θ_v , odtud ji pak znázorňuje křivka konstantní θ_e , protože nad VKH je trubice i její okolí již nasycené. Na obr. 10 jsou také zobrazeny plochy geostrofické hybnosti. Jejich vzájemná konfigurace s S-plochami bude opět ovlivňovat stabilitu či instabilitu vzduchové trubice při jejích šikmých vychýleních.



Obr. 10 Schematické znázornění vertikálního řezu kolmého na proudovou trubici. Čárkovaně jsou zobrazeny tzv. S-plochy, tedy plochy konstantní virtuální potenciální teploty θ_v (oranžově) a konstantní ekvivalentní potenciální teploty θ_e (zeleně). Černé plné čáry znázorňují plochy konstantní geostrofické hybnosti m_g . Dále je vyznačena výstupná kondenzační hladina (VKH), hladina volné šikmé konvekce (HVS) a hladina nulového vztaku pro šikmou konvekci (HNV). Vyznačené šedé plochy jsou úměrné velikosti veličin SCIN a SCAPE. Upraveno podle (Řezáčová et al., 2007).

Na obr. 10 je atmosféra staticky i inerčně stabilní. Protože plocha $m_g = \text{konst.}$, která prochází počáteční polohou trubice, má zpočátku větší sklon než S-plocha, je atmosféra stabilní i symetricky (viz část 2.3.1 a obr. 9b). Nyní bude ze své počáteční polohy šikmo vzhůru podél S-plochy (křivka konstantní θ_v) vychýlena proudová trubice. Její vertikální zrychlení je tedy podle (2.6) nulové ($dw/dt = 0$). Trubice se pohybuje směrem k vyšším hodnotám m_g , její konstantní absolutní hybnost je menší než hybnost v jejím okolí a zrychlení trubice v horizontálním směru tak bude podle (2.5) záporné ($du/dt < 0$). Trubice tedy bude nucena vrátet se zpět do své počáteční polohy.

Bude-li trubice vychýlena až do výšky VKH, v níž dochází k nasycení vzduchu, přechází S-plocha v plochu konstantní θ_e . I zde však bude atmosféra symetricky stabilní, neboť absolutní hybnost trubice je stále menší než hybnost okolí a $du/dt < 0$. Ovzduší tak bude symetricky stabilní až do výšky, kde S-plocha protne původní plochu $m_g = \text{konst.}$ V tomto bodě bude podle (2.5) a (2.6) jak horizontální, tak vertikální zrychlení částice nulové ($du/dt = 0$ resp. $dw/dt = 0$). Jestliže je nad touto hladinou sklon S-plochy větší než sklon plochy $m_g = \text{konst.}$, jedná se o tzv. hladinu volné šikmé konvekce (HVSK).

Nad HVSK je atmosféra podmíněně symetricky instabilní podobně jako v případě suchého vzduchu na obr. 9c. Šikmé vychýlení trubice podél S-plochy (ve skutečnosti ve všech směrech mezi S-plochou a plochou $m_g = \text{konst.}$) povede k jejímu zrychlení tímto směrem a to až do hladiny, kde se podruhé protnou S-plocha s plochou $m_g = \text{konst.}$ Tento průsečík je HNV pro šikmou konvekci, v níž je vertikální i horizontální zrychlení působící na trubici opět nulové. Nad HNV se vlivem změn podmínek v blízkosti tropopauzy opět změní sklon ploch $\theta_e = \text{konst.}$ a $m_g = \text{konst.}$ Plocha $m_g = \text{konst.}$ má větší sklon než S-plocha, a atmosféra je tedy nad HNV symetricky stabilní.

Je-li atmosféra symetricky stabilní vzhledem k šikmému přemístění nenasycené vzduchové částice, ale symetricky instabilní vůči šikmému přemístění nasycené vzduchové částice jako v případě na obr. 10, označuje se atmosféra jako podmíněně symetricky instabilní. PSI může hrát důležitou roli při vzniku oblačných a srážkových pásů orientovaných podél vektoru termálního větru daného rozdílem horizontálních složek vektorů větru v horní a spodní hladině uvažované vrstvy (Kašpar, 1997). Kašpar (1997) ve své práci ukázal, že na našem území je podmínka nutná pro výskyt PSI splněna v situacích, které jsou srážkově významné. Je zde také ukázáno, že velký

význam hraje PSI zejména v zimní polovině roku, kdy je odpovědná za většinu srážkových situací i většinu srážkových úhrnů.

2.3.3 Hodnocení symetrické instability

Jak bylo ukázáno výše, nutnou podmínkou pro existenci symetrické instability i podmíněné symetrické instability je, že plochy $\theta_{(v)} = \text{konst.}$, respektive $\theta_e = \text{konst.}$ mají větší sklon než plochy $m_g = \text{konst.}$ Tuto nutnou podmínku lze také vyjádřit pomocí tzv. Richardsonova čísla Ri .

Richardsonovo číslo lze pro naše účely psát ve tvaru (Kašpar, 1997)

$$Ri = \frac{N^2}{\bar{v}_z^2} \quad (2.7)$$

kde N je Brunt Väisäläho frekvence (např. Holton, 2004), která patří mezi lokální charakteristiky stabilitních podmínek v ovzduší a v_z značí změnu rychlosti horizontálního proudění s výškou. Je-li zvrstvení stabilní, je N^2 kladné a N je tedy reálné. N má pak význam frekvence, s kterou by oscilovala vzduchová částice kolem své rovnovážné polohy při vychýlení z této rovnovážné polohy. Se statickou stabilitou zvrstvení tedy hodnota N^2 roste. Pokud je zvrstvení indiferentní, je N^2 rovno nule a při instabilním zvrstvení je záporné. Veličina v_z^2 je naproti tomu úměrná kinetické energii turbulentních pohybů vyprodukovaných změnou rychlosti horizontálního proudění s výškou. Richardsonovo číslo kvantitativně vyjadřuje stupeň možnosti pro rozvoj turbulentních a konvekčních pohybů ve vzduchové hmotě, neboť jmenovatel ve (2.7) kvantifikuje míru produkce těchto pohybů a čítecíl míru jejich tlumení. Platí tedy, že turbulence a konvekce se vyvíjejí tím lépe, čím je hodnota Richardsonova čísla menší (Kašpar, 1997).

Pokud je v atmosféře možný výskyt SI, popř. PSI, tedy $\theta_{(v)} = \text{konst.}$, popř. $\theta_e = \text{konst.}$ mají větší sklon než plochy $m_g = \text{konst.}$, musí platit vztah (Kašpar, 1997)

$$Ri < \frac{f}{f + \zeta_g} \approx 1, \quad (2.8)$$

kde f značí Coriolisův parametr a $\zeta_g = \partial v_g / \partial x$ je relativní geostrofická vorticity a v_g y-ová složka geostrofického proudění (x-ová složka je rovna nule, viz část 2.3 a obr. 6).

Ke zjištění možnosti výskytu PSI lze použít Richardsonovo číslo ve tvaru pro oblačný (nasyčený) vzduch, které budeme dále značit Ri_m (Kašpar, 1997):

$$Ri_m = \frac{g \Gamma_m}{\theta_e \Gamma_d} \frac{\partial \theta_e / \partial z}{(\partial v_g / \partial z)^2}, \quad (2.9)$$

kde g značí tíhové zrychlení, θ_e je adiabatická ekvivalentní potenciální teplota, Γ_m je nasyceně adiabatický gradient, Γ_d je suchoadiabatický gradient a v_g je rychlost geostrofického proudění. Pro výskyt PSI musí tedy se zahrnutím (2.8) platit nutná podmínka

$$\frac{f + \partial v_g / \partial x}{f} \frac{g \Gamma_m}{\theta_e \Gamma_d} \frac{\partial \theta_e / \partial z}{(\partial v_g / \partial z)^2} < 1, \quad (2.10)$$

kde f značí Coriolisův parametr a ostatní veličiny mají stejný význam jako v předchozím vzorci (2.9). Nutnou podmínku pro výskyt PSI lze také vyjádřit pomocí tzv. ekvivalentní potenciální vorticity EPV (např. Holton, 2004). V místech, kde je sklon ploch $\theta_e = \text{konst.}$ větší než sklon ploch $m_g = \text{konst.}$ totiž platí, že $EPV < 0$ (Bluestein, 1992). Příklady způsobů hodnocení výskytu PSI na základě analýz ploch $\theta_e = \text{konst.}$ a $m_g = \text{konst.}$ a zmíněných veličin lze nalézt např. v (Reuter a Aktary, 1995) a v již citované práci (Kašpar, 1997). Některé z těchto způsobů budou využity i v praktické části této práce.

Potenciál PSI pro vývoj šikmé konvekce a tím i srážkových pásů lze dále hodnotit pomocí veličin SCAPE (Slantwise Convective Available Potential Energy) a SCIN (Slantwise Convective Inhibition). Jedná se o analogii k veličinám CAPE a CIN, které se používají při hodnocení vertikální podmíněné instability (viz část 2.1.2). Velikost těchto veličin je přímo úměrná plochám, které jsou v obr. 10 vybarveny šedě. SCAPE v sobě zahrnuje jak gravitační tak i inerční potenciál myšlené proudové trubice. Je to integrální míra mezi HVSK a HNV. Dosáhne-li proudová trubice HVSK, velikost SCAPE bude představovat kinetickou energii, která se uvolní při šikmém pohybu trubice až do HNV. Než však trubice dosáhne HVSK, je zapotřebí dodat jí energii (vykonat práci), která ji posune právě až do HVSK. Tato „záporná“ energie je dána velikostí veličiny SCIN. Lze také říci, že SCIN je mírou kinetické energie, kterou musí v počáteční hladině trubice mít, aby mohlo dojít k realizaci PSI.

3 ANALÝZA STABILITNÍCH PODMÍNEK PŘI SILNÝCH SRÁŽKÁCH V ČR

Při analýze stabilitních podmínek při silných srážkách v ČR jsem pracoval se dvěma soubory dat. Oba soubory obsahovaly údaje o silných srážkových událostech v ČR za období 1961 – 2010. Výběr těchto událostí je dílčím výsledkem grantu GA ČR P209/11/1990, Povětrnostní extrémy v České republice a jejich vztah k meso-alfa strukturám v polích meteorologických veličin.

V prvním souboru byly srážkové události vybrány a seřazeny podle extremity srážek, která je charakterizována indexem WEI (Weather Extremity Index). Hodnota WEI závisí na pravděpodobné době opakování (tzv. n-letosti) srážkových úhrnů na meteorologických stanicích a také na velikosti zasažené plochy ČR (Müller a Kašpar, 2014). K výpočtu tohoto indexu se používají prosté úhrny srážek, které jsou zpravidla největší v teplé polovině roku. Vzhledem k tomu se nejvíce extrémních srážkových událostí vyskytuje v létě.

V druhém souboru bylo pro výběr silných srážkových událostí využito tzv. WAI indexu (Weather Abnormality Index), který určuje abnormalitu srážek. Hodnota tohoto indexu se počítá stejně jako hodnota WEI, avšak pro výpočet WAI byly použity standardizované úhrny srážek, tzn. že jsou zbaveny ročního chodu. Úhrny srážek, které jsou pro zimní měsíce extrémními, mohou být v létě pouze průměrnými úhrny. Při abnormálních srážkových událostech se tedy vyskytly srážky, které jsou extrémní pro dané roční období. Silné srážkové události vybrané pomocí WAI jsou díky tomu více rovnoměrně rozloženy během roku.

U každé srážkové události v obou souborech bylo uvedeno datum počátku srážek, délka trvání události ve dnech, která byla získána podle toho, pro kolikadenní úhrny byla hodnota WEI, popř. WAI největší, a také již výše popsaná hodnota extremity (WEI), případně abnormality (WAI). U některých událostí byla navíc doplněna informace o převažujícím charakteru srážek, tedy zda se jednalo spíše o srážky vrstevnaté nebo konvektivní. Podrobný postup rozdělování srážek do těchto dvou skupin pomocí staničních dat je popsán v práci (Rulfová a Kyselý, 2013). Algoritmus, který je v této studii uveden, využívá pro rozhodnutí o převládajícím charakteru srážek šestihodinové úhrny srážek, hodinové údaje o stavu počasí a o typu oblačnosti získané ze zprávy SYNOP, což je zpráva o přízemních meteorologických pozorováních z pozemních stanic.

3.1 Metodika výběru silných srážkových událostí

V atmosféře se zpravidla nevyskytuje pouze jeden čistý druh instability. Vždy se jedná o směsici více druhů instability, z nichž však právě jedna může mít převažující vliv na výstupné pohyby vzduchu a vznik srážek. Z obou výše popsaných souborů dat byly vybrány tři silné srážkové události. Při každé z nich převládal a ke vzniku srážek nejvíce přispěl vždy jeden druh instability, které jsou popsány v kapitole 2: podmíněná instabilita (viz část 2.1), potenciální instabilita (viz část 2.2) a PSI (viz část 2.3).

Uvolnění podmíněné a potenciální instability v ovzduší je spojeno se vznikem konvektivní oblačnosti a srážek. Vhodné podmínky pro výskyt podmíněné instability panují především v teplé polovině roku. Důvodem je vysoká insolace, díky které teplota vzduchu často rychle klesá s přibývajícím výškou, a vertikální teplotní gradient je tedy větší než nasyceně adiabatický gradient. Ze závěrů práce (Kašpar, 1997) navíc vyplývá, že za nejvíce srážkových situací je mimo zimní období odpovědné uvolnění potenciální instability (v létě až 58 % srážkových událostí). Proto byly pro hodnocení podmíněné a potenciální instability vybírány události z teplé poloviny roku a s konvektivními srážkami. K tomuto účelu byl použit první soubor srážkových událostí vybraných na základě indexu WEI. Pro vytipované události jsem vyhledal aerologické sondáže v databázi University of Wyoming (www.weather.uwyo.edu). Na sondážích jsem nejprve sledoval vertikální teplotní profil, tedy to zda a jak rychle klesá teplota s přibývajícím výškou. U sondážních měření z uvedeného zdroje jsou také vypočteny hodnoty některých charakteristik konvektivního prostředí (tzv. indexů instability). U událostí, při kterých byl největší vliv podmíněné instability, je rozhodující hodnota indexu CAPE (viz část 2.1.2). Vysoká hodnota CAPE naznačuje, že teplota s výškou rychle klesá (rychleji než nasyceně adiabatický gradient). S veličinou CAPE také úzce souvisí index CIN. Hodnota CIN nesmí být příliš velká, aby mohlo k uvolnění instability dojít. Dalším ukazatelem rychlosti poklesu teploty s výškou je vertikální gradient potenciální teploty θ od zemského povrchu asi do hladiny 500 hPa, který by měl být malý, až záporný. Zápornou hodnotu bude mít gradient θ tehdy, když bude teplota klesat rychleji než suchoadiabatický gradient, což se ve volné atmosféře vyskytuje zřídka nebo velmi krátkou dobu. V mezní vrstvě (asi do 2 km nad povrchem) však může být tento jev častější.

Pro identifikaci srážkových událostí, na jejichž vznik mělo největší vliv uvolnění potenciální instability, je rozhodující vertikální gradient adiabatické ekvivalentní

potenciální teploty θ_e . Tento gradient by měl být silně záporný, tzn. θ_e s výškou rychle klesá v co nejširší vrstvě a spíše ve spodních hladinách atmosféry, aby existoval potenciál k vyzdvižení vrstvy a ke vzniku oblačnosti a srážek. Zejména vlastnosti vrstvy mezi hladinami 850 – 700 hPa dobře vypovídají o vzniku oblačnosti a srážek uvolněním potenciální instability při vyzdvižení vrstvy k nasycení (Turková, 2012). Jako pomocný ukazatel pro určení existence potenciální instability ve spodních hladinách troposféry jsem použil tzv. Reapův index konvekční instability (CIIR z angl. Convective Instability Index of Reap). O tomto indexu jsem podrobněji pojednával ve své bakalářské práci (Marek, 2011). Jedná se o jednoduchý ukazatel, který odečítá hodnotu θ_e v hladině 700 hPa od průměrné hodnoty θ_e ve vrstvě od zemského povrchu do hladiny 850 hPa. Jeho vzorec má tvar

$$\text{CIIR} = \theta_{e700} - (\theta_{\text{esfc}} + \theta_{e850})/2, \quad (3.1)$$

kde θ_{e700} , θ_{esfc} a θ_{e850} jsou adiabatické ekvivalentní potenciální teploty v hladině 700 hPa, při povrchu Země a v hladině 850 hPa (Reap a Foster, 1979). CIIR tedy v podstatě vyjadřuje gradient θ_e ve zmíněné vrstvě. Ze vztahu (3.1) je zřejmé, že při existenci potenciální instability v ovzduší nabývá CIIR záporných hodnot, protože hodnota θ_e se s výškou zmenšuje.

Podle Kašpara (1997) je v zimě význam potenciální instability menší a za srážky je nejvíce zodpovědný smíšený typ instability kombinující PSI a potenciální instabilitu a samotná PSI. Při výběru silných srážkových událostí, při nichž byla příčinnou instabilitou PSI, jsem se proto zaměřil na události z chladné poloviny roku a se srážkami z vrstevnaté oblačnosti. Využíval jsem tedy druhý soubor dat, v němž byly události seřazeny podle WAI. K prvnímu výběru možných událostí s PSI jsem použil kvalitativní kritéria, která jsou uvedena v práci (Snook, 1992). První kritérium se zaměřuje na vertikální profil větru, ve kterém dochází k typickému stáčení s výškou a rychlost s výškou roste, což ukazuje na baroklinní atmosféru. Druhé kritérium se týká termodynamického profilu, který by měl být v pozorovatelné vrstvě blízky nasycení a nasyceně adiabatickému gradientu. Tato dvě kritéria jsou často splněna v blízkosti teplých front mimotropických cyklon a na přední straně brázdy nízkého tlaku vzduchu v oblasti silného a vlhkého proudění ve střední troposféře (Snook, 1992). Třetí kvalitativní podmínkou existence PSI je pozorování několikanásobných pásů oblačnosti a srážek, které jsou orientované rovnoběžně se směrem termálního větru (tj. podél

izoterem relativní topografie). Frontogenetickým působením lze vysvětlit vznik pouze jednoho pásu. Ke vzniku několikanásobných pásů může přispět právě PSI či potenciální instabilita (Snook, 1992). Tyto kvalitativní metody určení PSI používají standardní meteorologická pozorování a lze z nich přímo určit možnost výskytu PSI. Většinou však pomocí nich nelze zjistit, zda se na vzniku srážek podílely i jiné faktory (Emanuel, 1983).

Při použití kvantitativních metod lze lépe určit důležitost PSI ve srovnání s jinými faktory, které se mohly na srážkové události podílet. V kvantitativních metodách se používají veličiny vypočítané z údajů získaných ze standardních *in-situ* a distančních měření (Emanuel, 1983).

Jako podpůrný ukazatel při vybírání srážkových událostí způsobených PSI bylo použito kvantitativní kritérium (2.8) pro vlhké Richardsonovo číslo Ri_m . Toto kritérium lze přepsat do podmínky (2.10), v níž byla pro účely výpočtu použita určitá zjednodušení. První člen levé strany vztahu (2.10) lze pro naše podmínky a uvažované měřítko považovat za roven jedné, tedy $\frac{f + \partial v_g / \partial x}{f} = 1$. Dále namísto rychlosti geostrofického proudění byla pro výpočet použita prostá rychlost větru a derivace byly nahrazeny konečnými diferencemi. Takto upravená podmínka má tedy tvar (Kašpar, 1997)

$$\frac{1}{(\Delta v / \Delta z)^2} \frac{g}{\theta_e} \frac{\Gamma_m}{\Gamma_d} \frac{\Delta \theta_e}{(\Delta z)^2} < 1, \quad (3.2)$$

kde v je rychlost větru, z je výška nad povrchem, θ_e je adiabatická ekvivalentní potenciální teplota, g značí tíhové zrychlení, Γ_m je nasyceně adiabatický gradient a Γ_d označuje suchoadiabatický gradient. Znak Δ u dané veličiny vyjadřuje rozdíl hodnot veličiny v horní a spodní hladině uvažované vrstvy. U těch veličin, kde tento znak není, je brána průměrná hodnota veličiny ve vrstvě, tedy aritmetický průměr hodnot veličiny ve spodní a horní hladině vrstvy. Hodnoty daných veličin jsme odečetli ze sondážních měření dostupných na serveru University of Wyoming (www.weather.uwyo.edu). Suchoadiabatický gradient byl spočítán podle vztahu $\Gamma_d = \frac{g}{c_{pd}}$ (Pechala a Bednář, 1991), kde c_{pd} značí měrné teplo suchého vzduchu při konstantním tlaku. Nasyceněadiabatický gradient jsme spočetli pomocí vztahu $\Gamma_m = \left[\frac{g}{c_p} \left(\frac{L_{vw} w_s}{R_d \bar{T}} + 1 \right) \right] / \left(\frac{L_{vw}^2}{c_p} \frac{w_s}{R_v \bar{T}^2} + 1 \right)$ (Pechala a

Bednář, 1991), v němž c_p značí měrné teplo vlhkého vzduchu při stálém tlaku, L_{vw} je latentní teplo kondenzace, w_s označuje specifickou vlhkost v nasyceném vzduchu, R_d , resp. R_v je měrná plynová konstanta pro suchý vzduch, resp. vodní páru a T je teplota vzduchu.

Výpočtem levé strany vztahu (3.2) získáme přibližnou hodnotu Ri_m . Vypočetli jsme hodnoty Ri_m pro standardní tlakové vrstvy 925 hPa – 850 hPa a 850 hPa – 700 hPa, které jsou z hlediska výskytu PSI nejvýznamnější (Kašpar, 1997). V té vrstvě, která splňovala podmínku $Ri_m < 1$, se pravděpodobně vyskytovala PSI a mohlo dojít k jejímu uvolnění.

Jedním kritériem, ke kterému jsem také přihlížel při výběru všech srážkových událostí, bylo stáří dané události. Čím více do minulosti jdeme při popisu meteorologických situací, tím méně materiálů je k podrobnému popisu k dispozici a nebo jsou obtížně získatelné. Z tohoto důvodu jsem vybral ty události, které se odehrály po roce 2000.

3.2 Analýza vybraných událostí s využitím naměřených dat

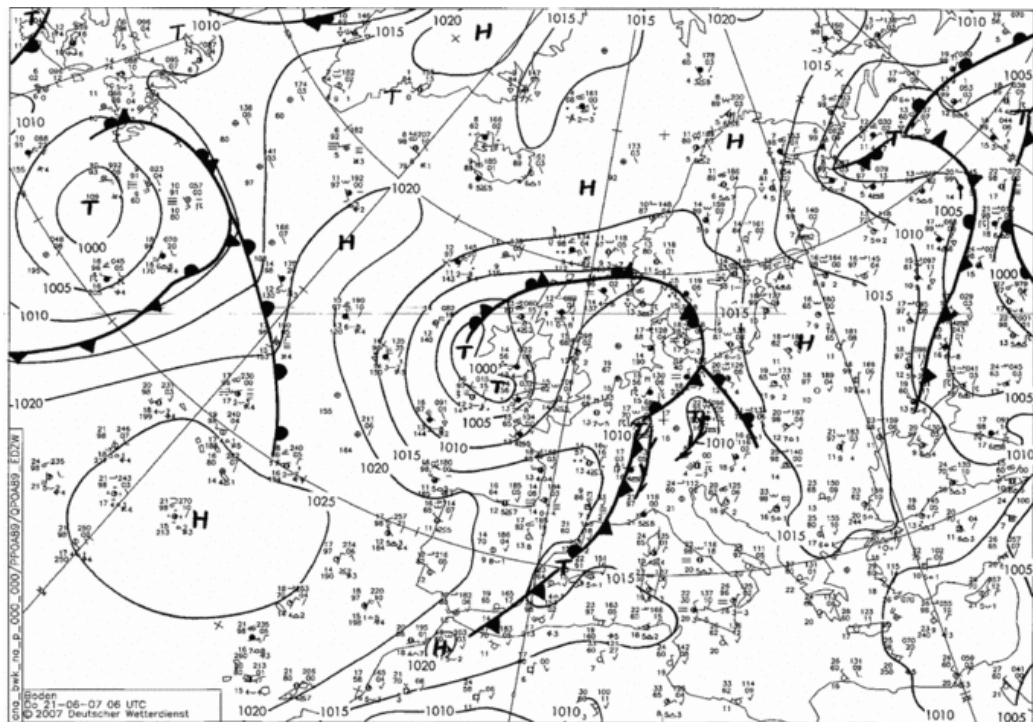
V této části práce jsem tři vybrané srážkové události popsal pomocí dostupných dat, která byla naměřena či pozorována v době jejich výskytu. Pro každou událost je popsána synoptická situace, která v té době panovala nad územím ČR. Dále jsem analyzoval sondážní měření ze stanice Praha – Libuš, a to vždy v termínu těsně před vypuknutím silných srážek. Právě ze sondážního měření a s pomocí některých charakteristik (např. CAPE, CIN, θ , θ_e , Ri_m) již lze odhadnout, který z druhů instability měl na vznik srážek podstatný vliv. Popsal jsem také množství a charakter srážek, dobu jejich trvání a jaká část území ČR byla srážkami zasažena. Součástí této analýzy je také zdůvodnění, proč byla daná srážková událost vybrána právě jako příklad existence jednoho ze tří popisovaných druhů instability v atmosféře.

Při popisu událostí jsem používal několik zdrojů informací. Množství srážek bylo popsáno pomocí staničních dat dostupných v archivu počasí na portálu (www.in-pocasi.cz/archiv/). Pro charakteristiku a prostorové rozložení srážek jsem využil reanalýzy 6h srážkových úhrnů, které jsou dostupné na serveru (www.wetter3.de). Z tohoto internetového zdroje jsem také převzal synoptické mapy, které jsou produktem německé meteorologické služby (Deutscher Wetterdienst). Sondážní data zahrnující aerologické diagramy, vertikální profily některých veličin a

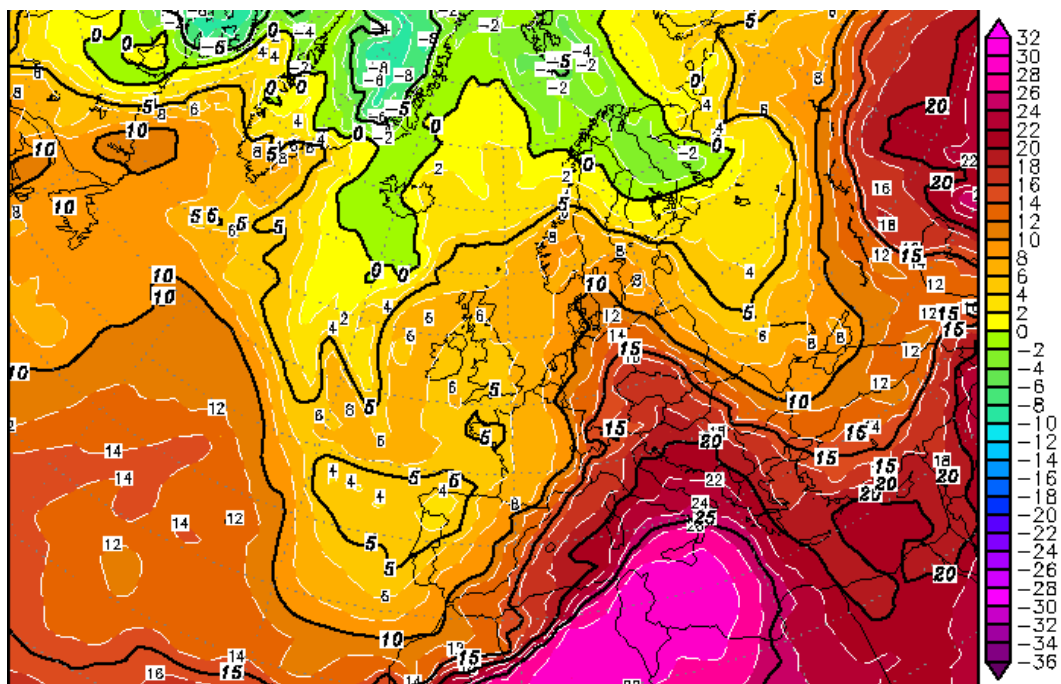
hodnoty CAPE a CIN jsou použity z databáze University of Wyoming (www.weather.uwyo.edu). Družicové snímky pochází z archivu družicových snímků na portálu (www.wetterzentrale.de). Použité radarové snímky byly pořízeny ČHMÚ. Mapa interpolovaných srážek (obr. 14) je produktem ČHMÚ a ÚFA AV ČR, v. v. i.

3.2.1 Událost způsobená podmíněnou instabilitou

Uvolnění podmíněné instability se velkou měrou podílelo na vzniku silných srážek dne 21. 6. 2007. V tento den se území ČR nacházelo na přední straně zvlněné studené fronty, která byla součástí rozsáhlé tlakové níže se středem nad Britskými ostrovy (obr. 11). Před příchodem fronty vrcholil nad naše území příliv velmi teplého vzduchu od jihu, což potvrzuje rozložení teploty vzduchu v hladině 850 hPa (obr. 12). Na obr. 12 lze také dobře vidět teplotní rozhraní a velké rozdíly teplot před frontou a za frontou.



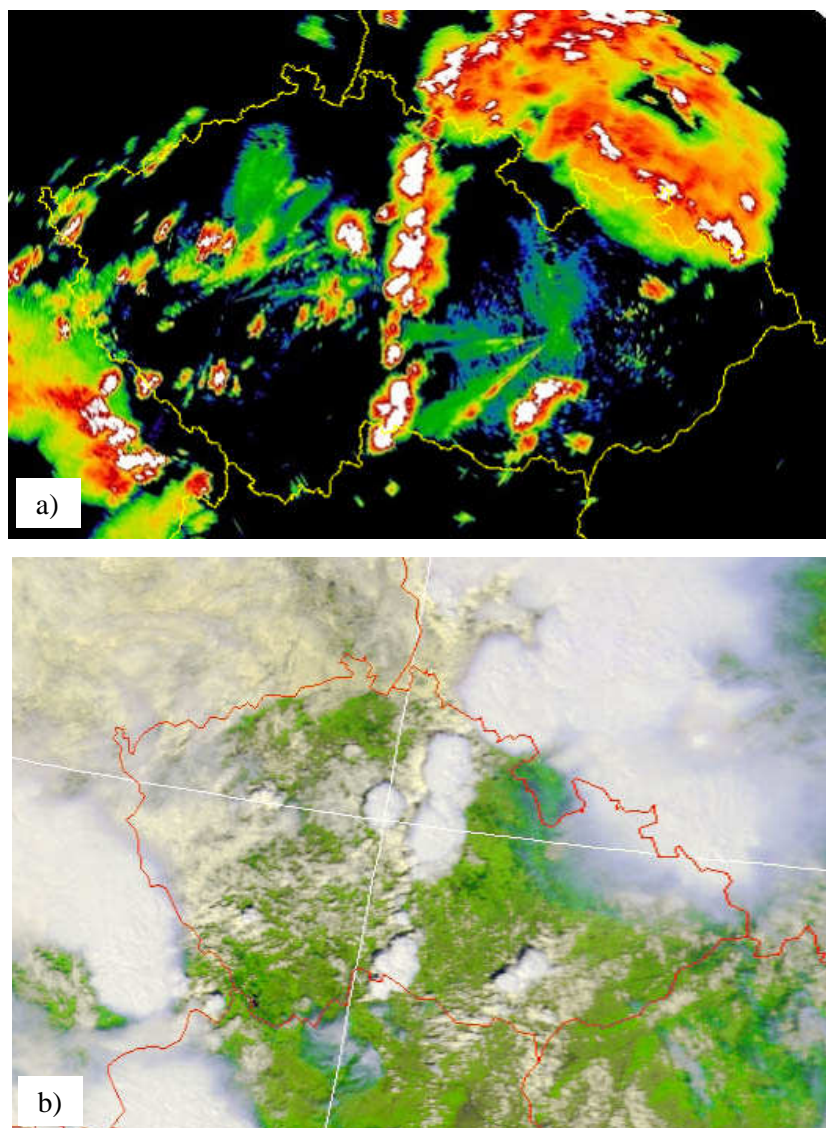
Obr. 11 Synoptická mapa pro den 21. 6. 2007 a termín 06 UTC. Zdroj: Deutscher Wetterdienst, převzato z (www.wetter3.de).



Obr. 12 Teplota vzduchu v hladině 850 hPa naměřená dne 21. 6. 2007 v termínu 06 UTC. Zdroj: (www.wetter3.de).

Tato studená fronta se v následujících asi třech dnech postupně posouvala přes naše území ze západu na východ a ovlivňovala počasí v Česku.

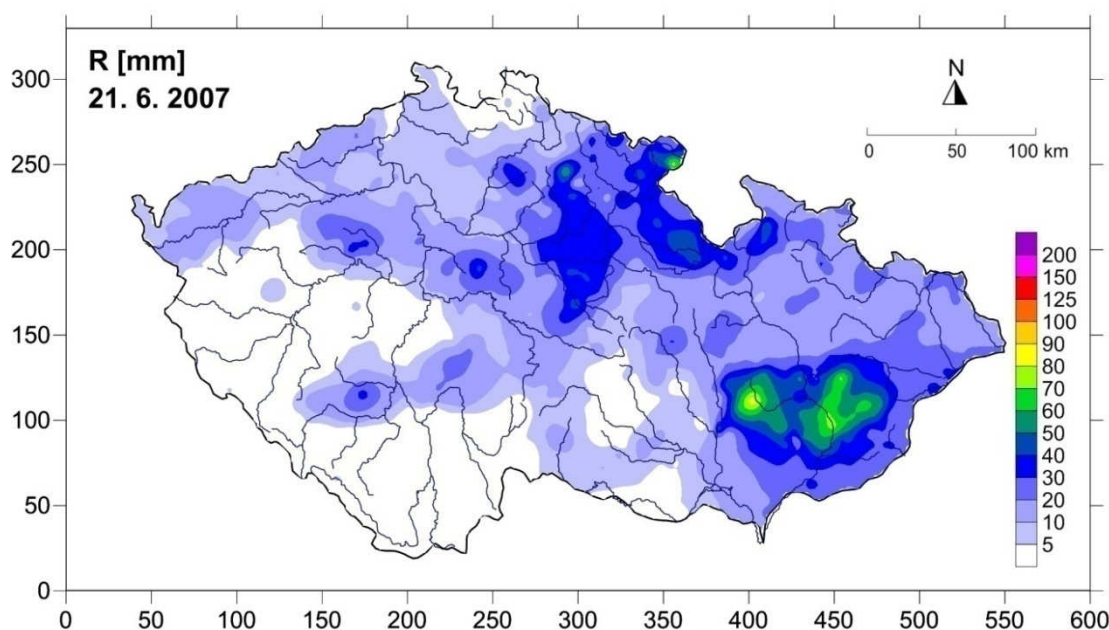
Už v nočních hodinách 21. června zasáhl téměř celé území pás srážkové oblačnosti. Směr postupu srážek byl shodný s převládajícím jihozápadním prouděním. Již v noci se podle radarových a družicových snímků pravděpodobně vyskytly bouřky v severozápadních Čechách. Hlavní srážky se ale dostavily v odpoledních hodinách téhož dne, kdy panovaly nejvhodnější podmínky pro rozvoj kupovité oblačnosti. Přibližně od 12 UTC se nad Českem vytvářely tři hlavní oblasti srážkové a bouřkové činnosti (obr. 13). První se nacházela v jihozápadních až západních Čechách. Druhá oblast měla podobu pásu oblačnosti, který v severojižním směru rozděloval naše území na dvě poloviny. Třetí pak vznikla v oblasti jižní Moravy. Tyto oblasti srážek se v dalších hodinách pohybovaly severovýchodním směrem a rozšířily se tak, že v termínu 14 UTC pokrývala srážková oblačnost téměř celé území Česka. O hodinu později, asi od 15 UTC, začaly srážky směrem od jihozápadu postupně ubývat. Ve večerních a nočních hodinách se už vyskytovaly pouze slabší srážky ve východní polovině našeho území.



Obr. 13 Výřez radarového snímku pořízeného dne 21. 6. 2007 v termínu 12:30 UTC (a) a družicového snímku družice NOAA ze stejného dne a termínu 12:29 UTC (b). Družicový snímek je zobrazený v barevné RGB syntéze. Zdroj: radarový snímek: ČHMÚ, družicový snímek: (www.wetterzentrale.de).

Srážky při této události byly způsobeny zejména konvektivní oblačností, která je prostorově značně omezeným jevem. Proto se srážkové úhrny v jednotlivých částech Česka odlišují. I když podle radarových snímků bylo v určitou chvíli téměř celé území pokryto srážkovou oblačností, některé meteorologické stanice srážky nezaznamenaly (České Budějovice a Praha – Karlov). Obecně nejmenší denní úhrny vykazují stanice v jižních a jihozápadních Čechách (Temelín 0,2 mm, Plzeň – Mikulka 0,5 mm, Přimda 1,2 mm a Churáňov 2,5 mm). Tato oblast byla jedním z center vzniku srážkové

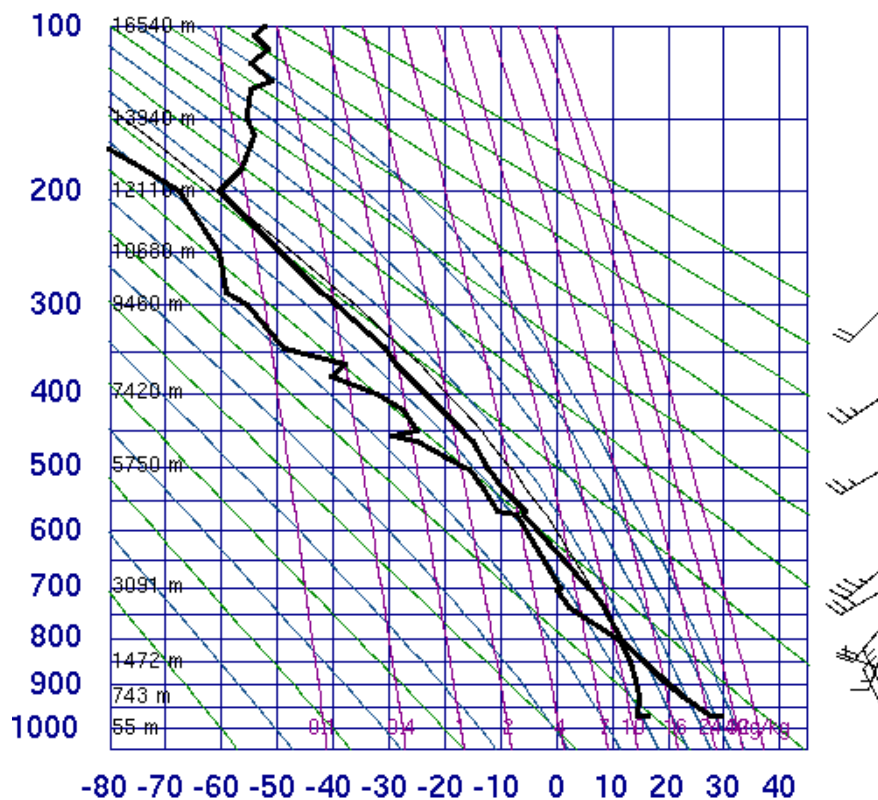
konvektivní oblačnosti v odpoledních hodinách (obr. 13). V jihozápadním proudění (obr. 15) se však rychle přesouvala dále severovýchodním směrem, a tak zde pravděpodobně nestihlo spadnout větší množství srážek. Nejvíce srážek naopak spadlo v severovýchodní a východní části ČR. Osm nejvyšších denních úhrnů zaznamenaly stanice právě v těchto částech území (např. Holešov 54,8 mm, Pec pod Sněžkou 54,3 mm, Pardubice 51,5 mm a Šerák 38,1 mm). Přes východ a severovýchod území totiž postupně během dne přešla srážková oblačnost všech tří hlavních konvektivních oblastí. S prostorovými rozdíly srážkových úhrnů na jednotlivých stanicích dobře souhlasí i obr. 14, který ukazuje interpolované srážkové úhrny. Je vidět, že v interpolovaných datech se v jižních a západních Čechách téměř srážky nevyskytují. Nejvyšší úhrny jsou opět vidět ve východních Čechách a na jihovýchodní Moravě.



Obr. 14 Interpolované srážkové úhrny za období 21. 6. 2007 06 UTC až 22. 6. 2007 06 UTC. Zdroj: ČHMÚ a ÚFA AV ČR, v. v. i.

Pro rozvoj konvektivních srážek až bouřek panovaly 21. 6. 2007 velice vhodné podmínky. Před příchodem studené fronty vrcholil příliv velmi teplého a vlhkého vzduchu nad naše území. Maximální denní teploty se tak na některých stanicích vyšplhaly přes 30 °C, a naopak nejnižší denní teploty na polovině stanic neklesly pod 15 °C. Ve vyšších hladinách troposféry se však udržoval vzduch relativně chladnější. Díky tomu mohl v ovzduší vzniknout velký teplotní gradient, a to především v odpoledních hodinách a ve spodních hladinách, jak ukazuje sondážní měření

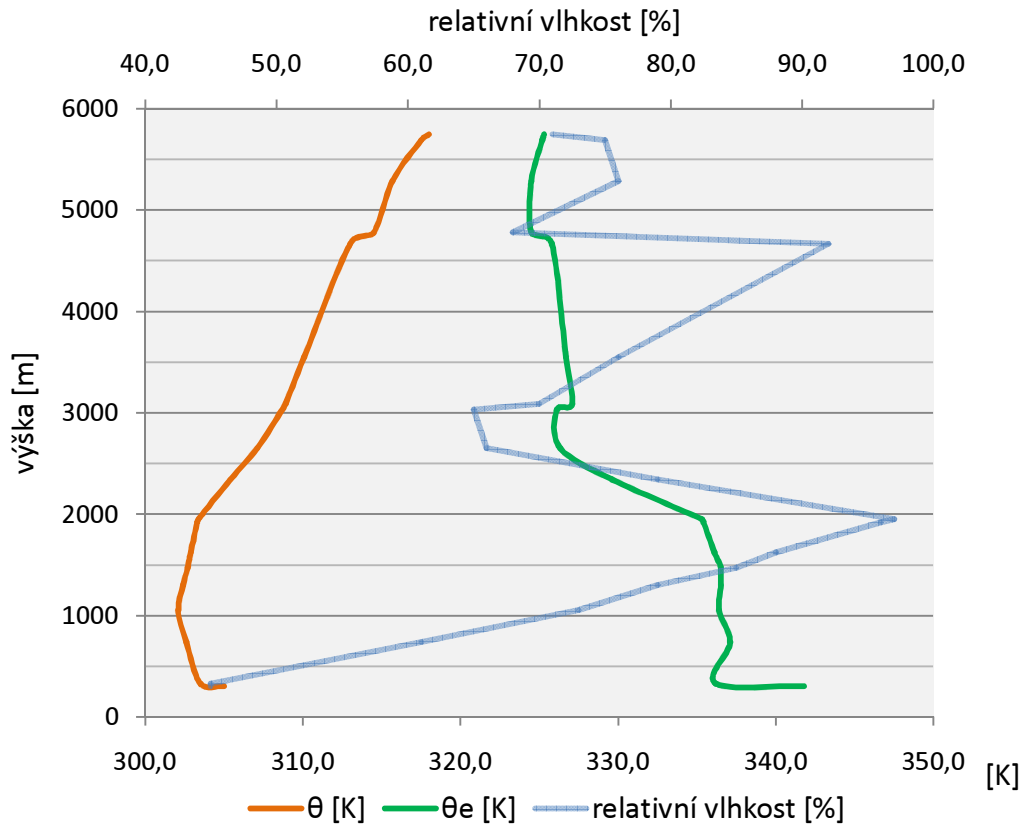
provedené v termínu 12 UTC (obr. 15). Odpoledne došlo vlivem insolace k velkému ohřátí vzduchu od zemského povrchu, a tak zejména v nejnižší vrstvě troposféry je vidět prudký pokles teploty vzduchu s výškou. Přítomnost velkého množství energie instability v atmosféře dokládá také index CAPE, který měl v termínu 12 UTC hodnotu $1055,7 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$. Naopak hodnota CIN byla velmi malá, pouze $0,46 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$. V ovzduší se tedy nevyskytovala výraznější vrstva, která by mohla uvolnění podmíněné instability účinně zabránit.



Obr. 15 Aerologický diagram ze stanice Praha – Libuš naměřený dne 21. 6. 2007 v čase 12 UTC. Zelené křivky jsou suché adiabaty, modré křivky značí nasycené adiabaty a fialové křivky jsou izočáry konstantního směšovacího poměru nasyceného vzduchu. Zdroj: University of Wyoming (www.weather.uwyo.edu).

Obrázek 15 dále naznačuje, že podmíněná instabilita se v ovzduší vyskytovala ve větší či menší míře v celém vertikálním profilu od povrchu až po střední troposféru. Dokazuje to i skutečnost, že VKH byla v tento den poměrně nízko nad zemským povrchem ve výšce cca 2000 m. Od této výšky by tak teplota pomyslné vystupující vzduchové částice již klesala podle nasycené adiabatického gradientu v prostředí s

poměrně velkým teplotním gradientem, který ve vrstvě 850 – 500 hPa dosahoval průměrné hodnoty 0,66 °C/100 m. Z vertikálního průběhu potenciální teploty (obr. 16) je vidět, že ve vrstvě od zemského povrchu přibližně do 1000 m nad povrchem (hladina 829 hPa) se dokonce vytvořilo absolutně instabilní teplotní zvrstvení (viz část 2.1.1), neboť θ v této vrstvě s výškou klesá.



Obr. 16 Průběh potenciální teploty θ , adiabatické ekvivalentní potenciální teploty θ_e a relativní vlhkosti s výškou naměřený dne 21. 6. 2007 v termínu 12 UTC. Zdroj: vytvořeno na základě dat University of Wyoming (www.weather.uwyo.edu).

Nezanedbatelný vliv měla pravděpodobně také instabilita potenciální, která je charakterizována poklesem θ_e s výškou. Graf průběhu θ_e s výškou (obr. 16) ukazuje výskyt potenciální instability v přízemní vrstvě (asi do 331 m nad povrchem). Dále až do výšky asi 2000 m nad zemí je gradient θ_e nevýrazný a v určitých částech dokonce její hodnota s výškou roste. Právě v této části vertikálního profilu převažuje vliv podmíněné instability nad instabilitou potenciální. Ve vyšších hladinách troposféry se pak nejspíš jednalo o kombinaci vlivu těchto dvou instabilit. Je však nutné podotknout, že ve vyšších hladinách v oblastech s nasyceným vzduchem (obr. 16) se rozdíl mezi

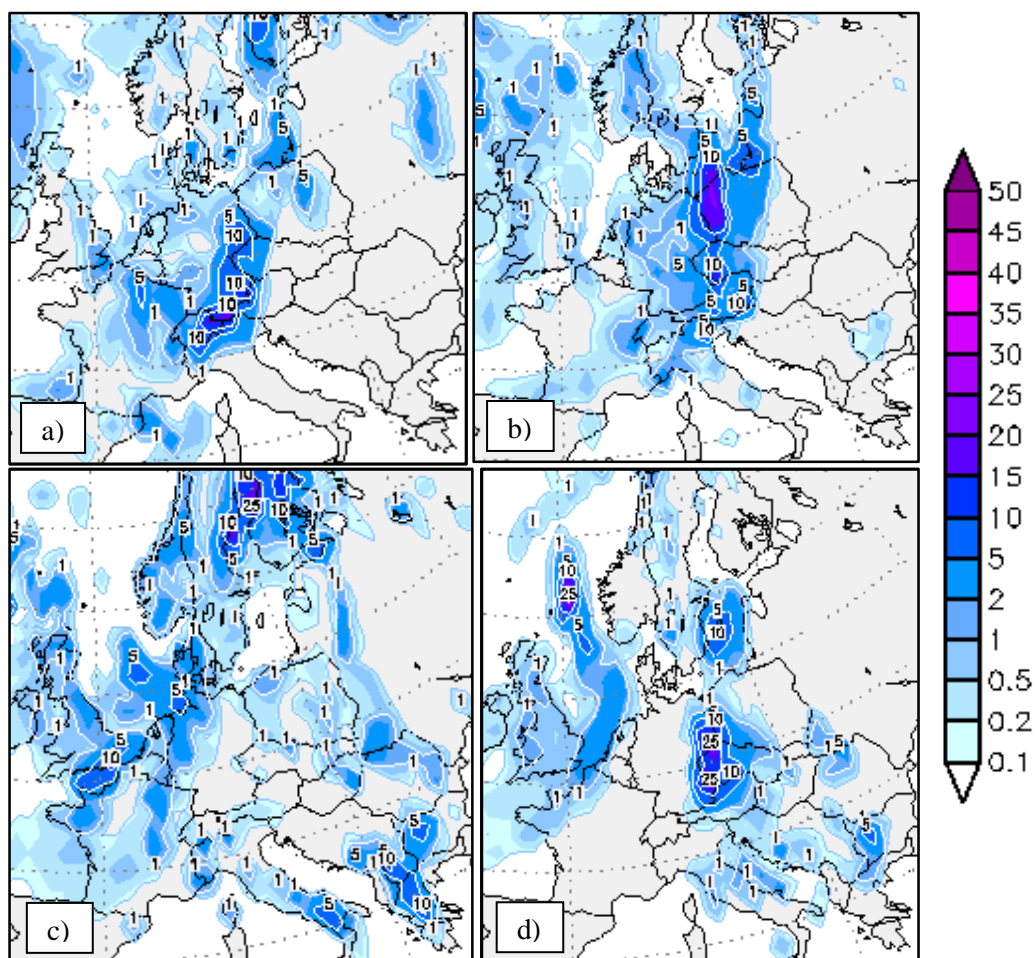
podmíněnou a potenciální instabilitou stírají, neboť není zapotřebí při hodnocení potenciální instability pomyslně vyzdvihovat vrstvu k nasycení.

3.2.2 Událost způsobená potenciální instabilitou

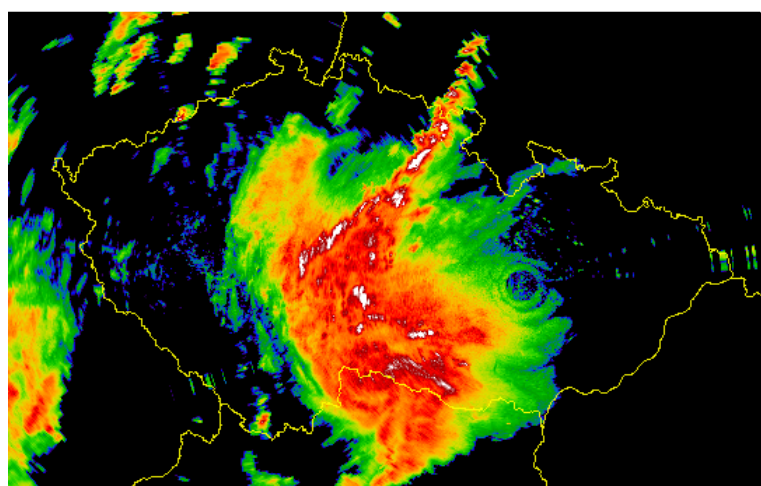
Jako příklad silných srážek způsobených potenciální instabilitou byla vybrána srážková událost, jejíž začátek připadá na den 2. 8. 2010. Doba trvání této události byla stanovena na 6 dnů, tedy od 2. do 7. srpna 2010. Srážky při ní vypadávaly jednak z vrstevnaté oblačnosti, ale také z vnořené konvektivní oblačnosti, což je typickým projevem potenciální instability (Bluestein, 1992).

Podle reanalýz dostupných na meteorologickém portálu (www.wetter3.de) se během prvního dne srážky vyskytovaly pouze v západní polovině našeho území a šetihodinové srážkové úhrny se zde pohybovaly mezi 5 až 10 mm/6 hod. (obr. 17a). Hranice srážek se nacházela na východě východních Čech a Vysočiny, neboť zde položené meteorologické stanice (např. Ústí nad Orlicí, Svatouch či Dukovany) ještě srážky zaznamenaly, ale na východněji položených stanicích (např. Brno, Šerák či Přerov) byly tento den srážkové úhrny nulové. Oblast Vysočiny a východních Čech srážky také nejvíce zasáhly. Jak je vidět z radarového snímku (obr. 18), zejména v nočních hodinách přecházela přes tuto část území rozsáhlá srážková oblačnost s vnořenou konvekcí.

Až 3. srpna v termínu 12 UTC je vidět rozšíření srážek na téměř celé území Česka. Úhrny srážek byly v této době na většině území větší než 5 mm/6 hod. a ve středních a západních Čechách překračovaly i hodnotu 10 mm/6 hod. (obr. 17b). I v tento den jsou vidět určité rozdíly v naměřených srážkových úhrnech, což dokládá, že srážky měly místy značně lokální charakter. Některé stanice, které podle reanalýz měly být deštěm zasaženy významně, žádné srážky nevykazují (např. Cheb, Liberec a Plzeň – Mikulka). Ve večerních hodinách pak déšť na celém území ustával. Celkově byl tento den na srážky chudší, neboť denní srážkové úhrny se na stanicích pohybovaly v průměru kolem 5 mm.



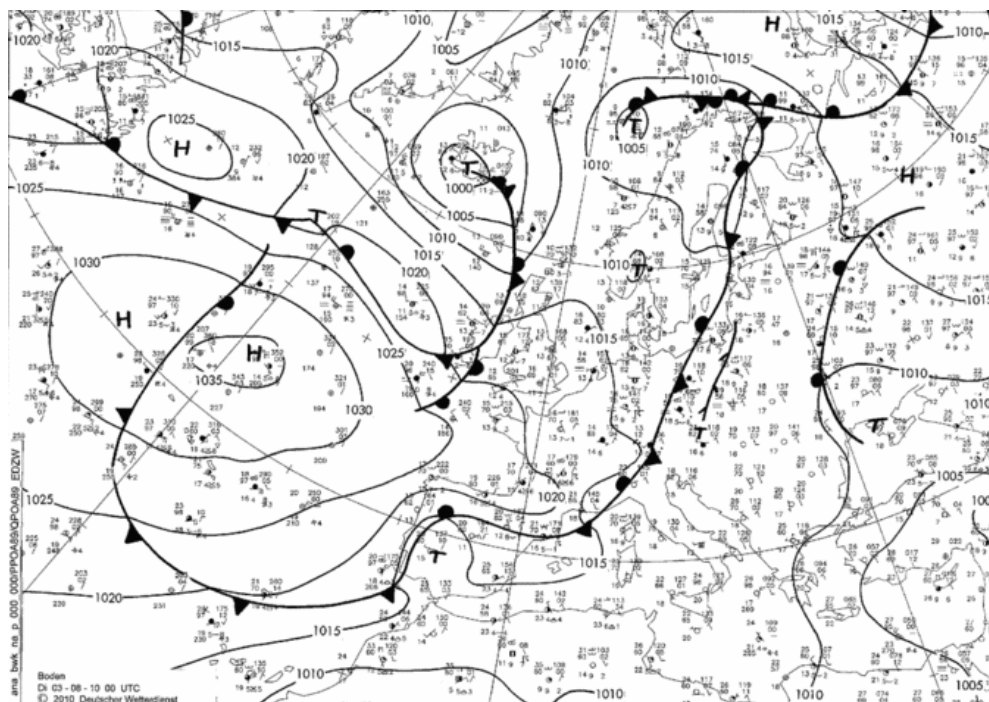
Obr. 17 Šestihodinové srážkové úhrny v mm pozorované v termínech 3. 8. 2010 00 UTC (a), 12 UTC (b), 4. 8. 2010 18 UTC (c) a 7. 8. 2010 12 UTC (d). Zdroj: (www.wetter3.de).



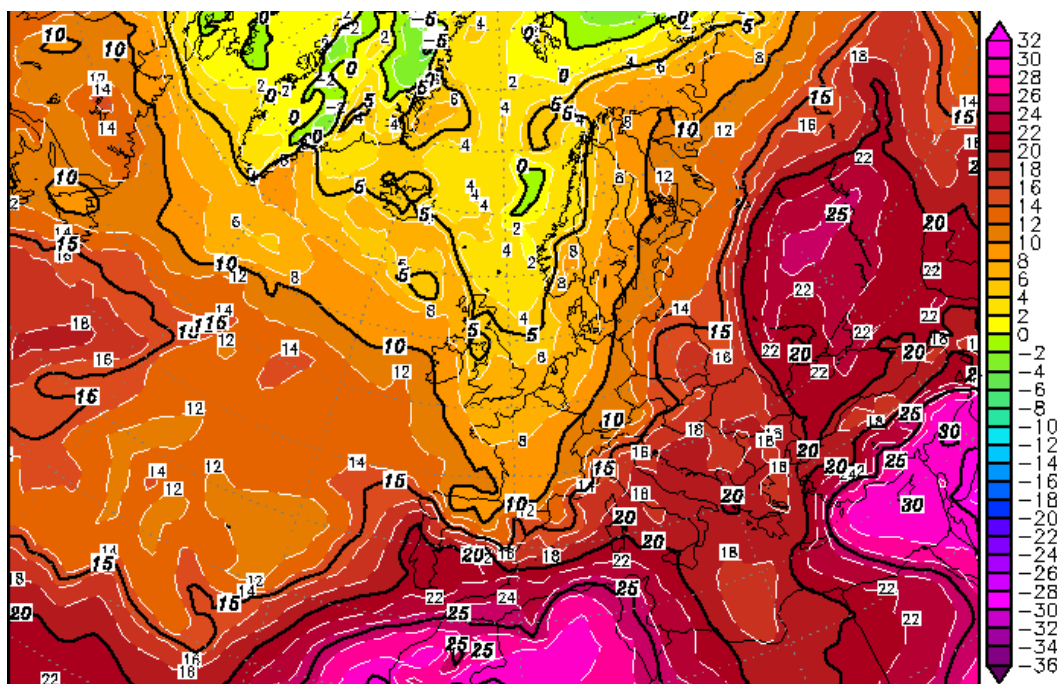
Obr. 18 Radarový snímek pořízený dne 2. 8. 2010 v termínu 20:30 UTC. Zdroj: ČHMÚ.

K úplnému ustání srážek došlo v období od 4. srpna 06 UTC až do 5. srpna 12 UTC, případně se vyskytovaly jen slabé srážky do 1 mm/6 hod. na horských stanicích (obr. 17c). Během odpoledne 5. srpna se však srážky obnovily na většině našeho území a postupně sílily. Poslední dva dny této srážkové události, tedy 6. a 7. srpna spadlo srážek nejvíce (obr. 17d). Podle staničních měření byla vydatným deštěm zasažena celá ČR a s výjimkou oblasti severozápadních a severních Čech srážky nevykazovaly výraznější prostorové rozdělení. Nejvyšších denních srážkových úhrnů v obou dnech dosáhla stanice Liberec (66,6 mm a 98,8 mm). Na třetím až pátém místě v součtu srážkových úhrnů za oba dva dny se pak umístily stanice Milešovka (86,7 mm), Ústí nad Labem (86,0 mm) a Doksany (80,1 mm). Velké úhrny se však vyskytovaly i na dalších místech Česka. Například druhou nejdeštivější stanicí byl Kramolín v okrese Pelhřimov (106,6 mm) a zasažen byl i východ území, např. Červená hora v Oderských vrších (72,8 mm). Od nočních hodin 8. srpna začaly srážky území našeho státu pozvolna opouštět. Většina stanic pro tento den srážky zaznamenala, ty ale nebyly nijak významné a převážně se pohybovaly do 5 mm/24 hod.

Ze synoptické situace ze začátku této srážkové události (obr. 19) je vidět, že ve značné části Evropy ovlivňovalo počasí několik frontálních systémů vázaných na rozsáhlé tlakové níže, jejichž středy se nacházely nad severní Evropou. První vlna srážek v období 2. a 3. srpna byla vázána na okludující frontální systém, který se 3. 8. v termínu 00 UTC pohyboval nad západem našeho území. Frontální rozhraní a rozložení vzduchových hmot s rozdílnými vlastnostmi je vidět na výškové analýze teploty v hladině 850 hPa (obr. 20). Již v této době je na synoptické mapě vidět také další frontální systém, který do ČR přinesl srážky v závěru popisované události, tedy 6. a 7. srpna. Systém je na obr. 19 vázán na tlakovou níži se středem nad Islandem a prozatím mohl ovlivňovat počasí v Irsku. V dalších dnech se však pohyboval jihovýchodním směrem. Střed cyklony se posunul nad Britské ostrovy a frontální rozhraní nad území Česka, kde také způsobilo nejvydatnější srážky za celou událost.

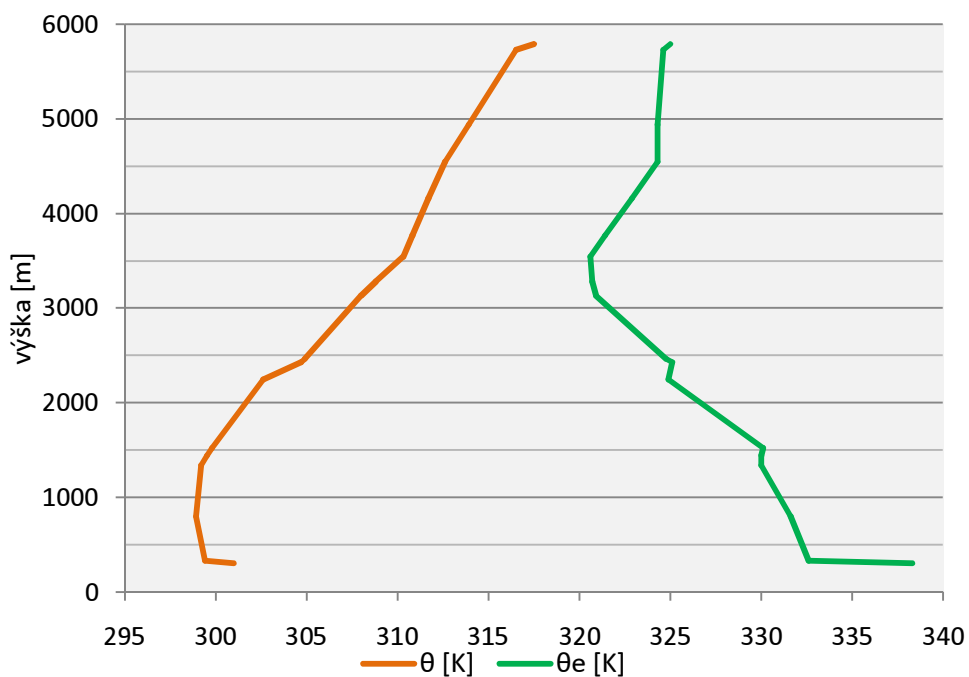


Obr. 19 Synoptická mapa pro den 3. 8. 2010 a termín 00 UTC. Zdroj: Deutscher Wetterdienst, převzato z (www.wetter3.de).



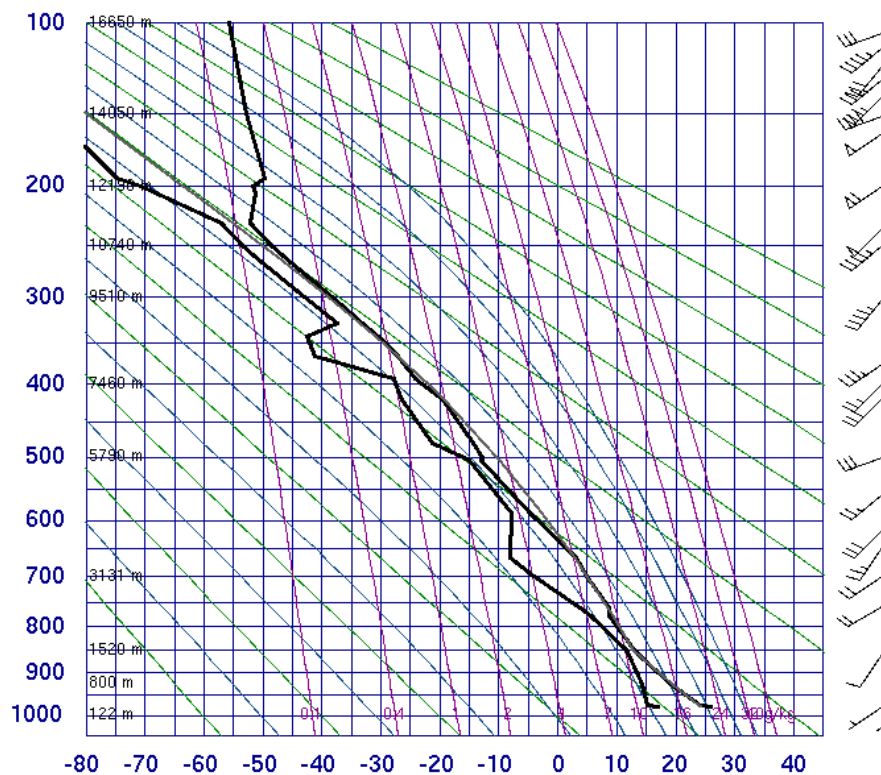
Obr. 20 Teplota vzduchu v hladině 850 hPa naměřená dne 3. 8. 2010 v termínu 00 UTC. Zdroj: (www.wetter3.de).

Pro rozhodnutí o přítomnosti potenciální instability v ovzduší je rozhodující adiabatická ekvivalentní potenciální teplota θ_e , respektive její průběh s výškou. Především před vznikem silných srážek dne 2. 8. 2010 splňoval vertikální profil θ_e (obr. 21) nutná kritéria pro výskyt potenciální instability. Od povrchu až do 3131 m nad zemí (hladina 700 hPa) je vidět existence tří vertikálně mohutných potenciálně instabilních vrstev, v nichž hodnota θ_e rychle klesá s výškou. Ty jsou od sebe odděleny pouze dvěma vertikálně nevýraznými potenciálně stabilními vrstvami, v nichž θ_e s výškou naopak roste. V celé spodní troposféře se tedy vyskytovala potenciální instability, která se mohla uvolnit zejména v oblasti vynucených výstupných pohybů podél příčinného frontálního rozhraní. Záporný vertikální gradient θ_e , a tedy i přítomnost potenciální instability ve vrstvě od povrchu do 700 hPa potvrzuje také index CIIR, jehož význam je popsán v části 3.1. Pro termíny před srážkami nabývá silně záporných hodnot. Např. 2. srpna a termín 12 UTC je $CIIR = -13,3$ a pro stejný den 18 UTC je $CIIR = -9,2$. Právě při hodnotách indexu menších než nula lze předpokládat vývoj konvektivních srážek až bouřek.



Obr. 21 Průběh potenciální teploty θ a adiabatické ekvivalentní potenciální teploty θ_e s výškou naměřený dne 2. 8. 2010 v termínu 12 UTC. Zdroj: vytvořeno na základě dat University of Wyoming (www.weather.uwyo.edu).

V nejnižší vrstvě troposféry, asi do 1300 m nad povrchem je také vidět existence podmíněné instability, neboť i θ zde klesá, případně jen velmi málo narůstá s výškou. Podmíněná instabilita je však mnohem méně výrazná, protože podmíněně instabilní vrstva není tak vertikálně mohutná jako vrstva s potenciální instabilitou. Nevýraznosti podmíněné instability také odpovídá relativně strmý profil teploty s výškou nad VKH, která se nacházela ve výšce asi 1500 m (obr. 22). Také nejvyšší hodnoty CAPE byly v termínech těsně před vypuknutím silných srážek relativně malé. Index dosahuje hodnot pouze $256,0 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ (2. 8. 12 UTC) a $123,4 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ (2. 8. 18 UTC). Můžeme tedy předpokládat, že vliv podmíněné instability byl alespoň zpočátku události spíše menší až zanedbatelný a že rozhodujícím faktorem při vzniku srážek bylo uvolnění právě potenciální instability.

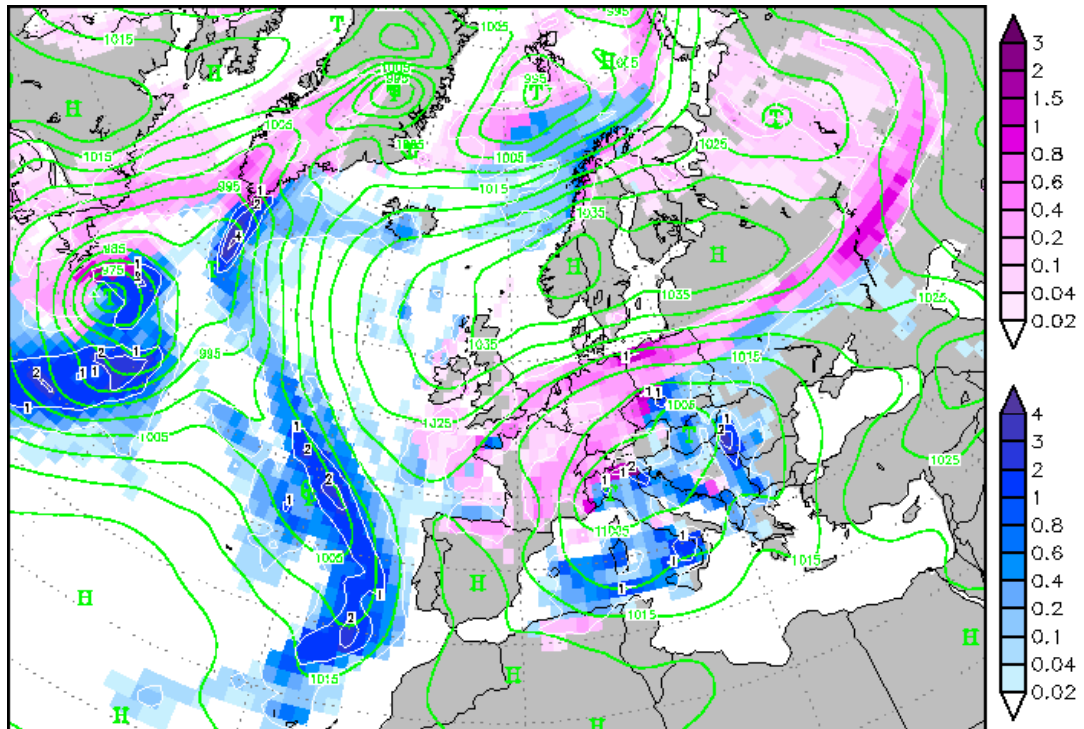


Obr. 22 Aerologický diagram ze stanice Praha – Libuš naměřený dne 2. 8. 2010 v čase 12 UTC. Zdroj: University of Wyoming (www.weather.uwyo.edu).

3.2.3 Událost způsobená PSI

Uvolnění PSI pravděpodobně způsobilo silnou srážkovou událost 8. 1. 2010. Podle reanalýz bylo srážkami zasaženo celé území ČR zhruba po dobu 3 dnů. Teplota vzduchu se na většině našeho území po celou dobu trvání srážkové události pohybovala

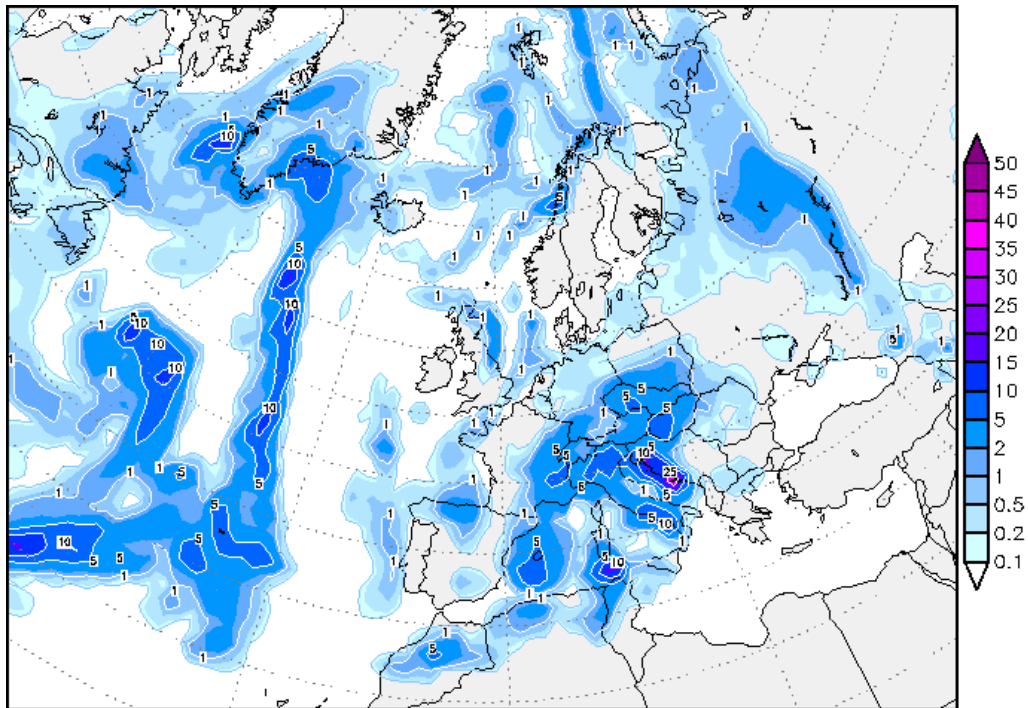
pod bodem mrazu s nejvyššími denními teplotami $-5\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $-1\text{ }^{\circ}\text{C}$. Většinou se tedy na celém území vyskytovaly srážky sněhové. Přibližně od půlnoci 9. ledna do poledne 10. ledna došlo k postupnému oteplení ve východní polovině Česka na $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ až $2\text{ }^{\circ}\text{C}$ a v tomto období zde také převládaly srážky smíšené až dešťové (obr. 23)



Obr. 23 Přizemní tlakové pole, šestihodinové úhrny srážek v mm a druh srážek dne 10. 1. 2010 v čase 00 UTC. Odstíny fialové barvy značí sněžení a odstíny modré barvy označují déšť. Zdroj: (www.wetter3.de).

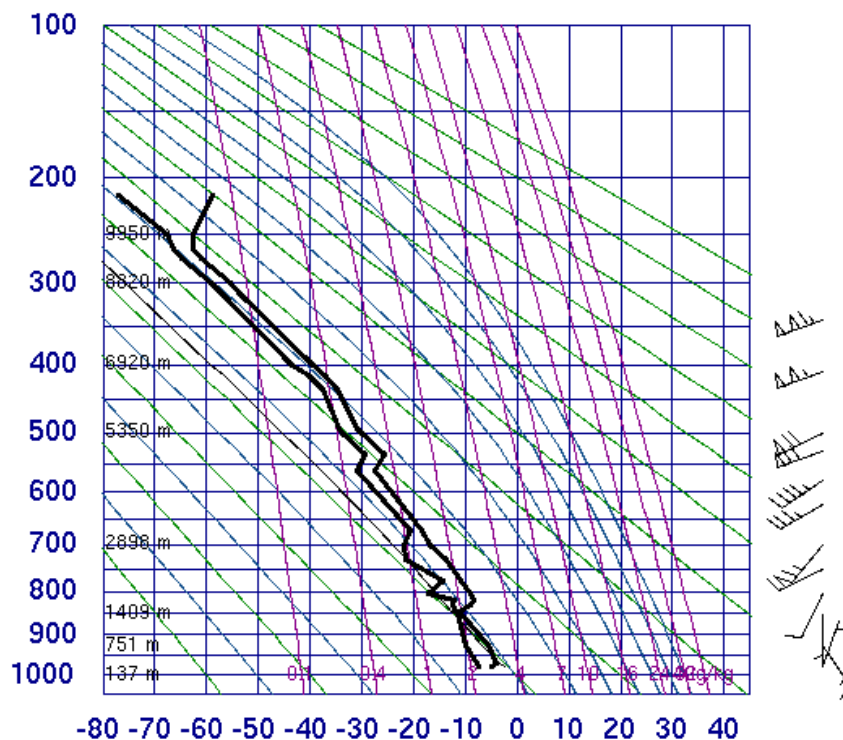
Srážky se na naše území nasouvaly směrem od jihozápadu. Dne 8. 1. 2010 v termínu 06 UTC již sněžilo na celém území Česka a srážky se nad naším územím soustavně udržovaly až do dopoledních hodin 11. ledna. Tento den v termínu 06 UTC je vidět postupné ustávání srážek směrem od východu na západ. Úhrny srážek se po celou dobu události pohybovaly v průměru přibližně od 1 mm do 5 mm za 6 hodin (obr. 24). Aritmetický průměr denních srážkových úhrnů naměřených profesionálními meteorologickými stanicemi 8. ledna ukazuje, že v průměru spadlo asi 10 mm srážek za 24 hod. V dalších dvou dnech trvání srážkové události (9. a 10. ledna) se srážky zmírnily a každý den spadlo průměrně 6 mm/24 hod. Že se jednalo převážně o sněžení, dosvědčuje i nárůst sněhové pokrývky. Ta se zvýšila na většině stanic v období před započítáním silných srážek na území ČR (7. 1. 2010) a po jejich skončení (11. 1. 2010).

Největší příbytky sněhu byly v tomto období zaznamenány na stanicích ve východních Čechách (Svratouch, Čáslav, Pardubice), kde se sněhová pokrývka zvýšila téměř o 40 cm. Pouze na stanici Lysá Hora v Moravskoslezských Beskydech došlo k úbytku sněhu o 3 cm, což byl pravděpodobně důsledek oteplení a dešťových srážek na východě území, případně také důsledek silného větru na této stanici. Průměr výšek sněhové pokrývky naměřené na meteorologických stanicích byl před začátkem srážek 7 cm a po jejich skončení 23 cm.



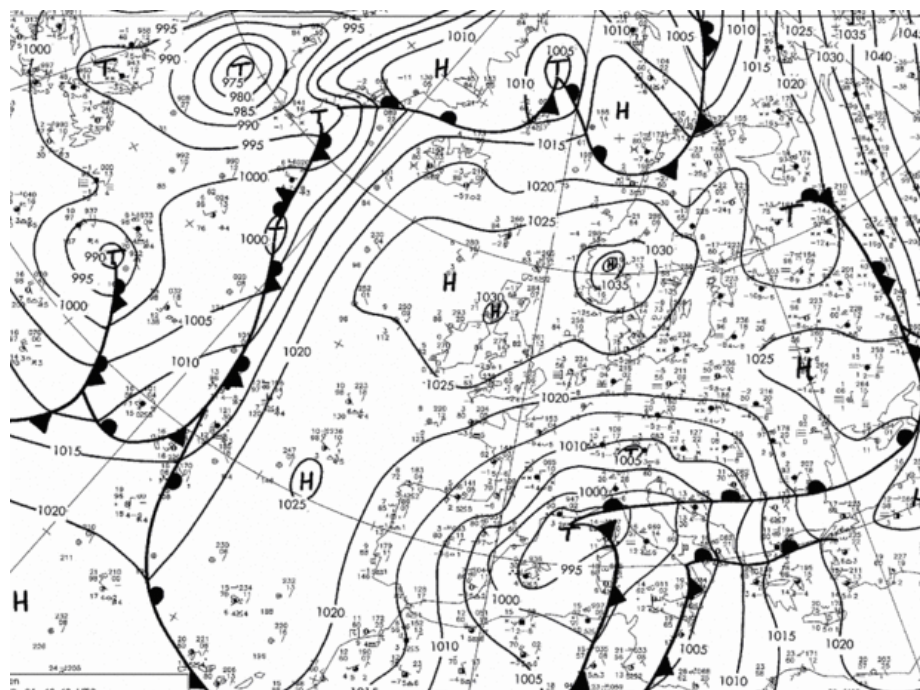
Obr. 24 Šestihodinové srážkové úhrny v mm pozorované 8. 1. 2010 v termínu 18 UTC.
Zdroj: (www.wetter3.de).

Z aerologické sondáže naměřené 8. ledna 2010 v termínu 00 UTC (obr. 25), tedy před vypuknutím silných srážek, je vidět, že byla splněna první dvě kvalitativní kritéria pro výskyt PSI v atmosféře. Vítr se s přibývajícím výškou stáčí z jihovýchodních směrů na jihozápadní a přibližně od hladiny 650 hPa se ustaluje na směru 240°. Také rychlost větru s výškou roste ze 4 uzlů ($\approx 2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) v hladině 850 hPa na 72 uzlů ($\approx 36 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$) v hladině 500 hPa. Přibližující se křivka teplotního zvrstvení a křivka teploty rosného bodu značí, že vzduch je v dostatečně široké vrstvě blízky nasycení.



Obr. 25 Aerologický diagram ze stanice Praha – Libuš naměřený dne 8. 1. 2010 v čase 00 UTC. Zdroj: University of Wyoming (www.weather.uwyo.edu).

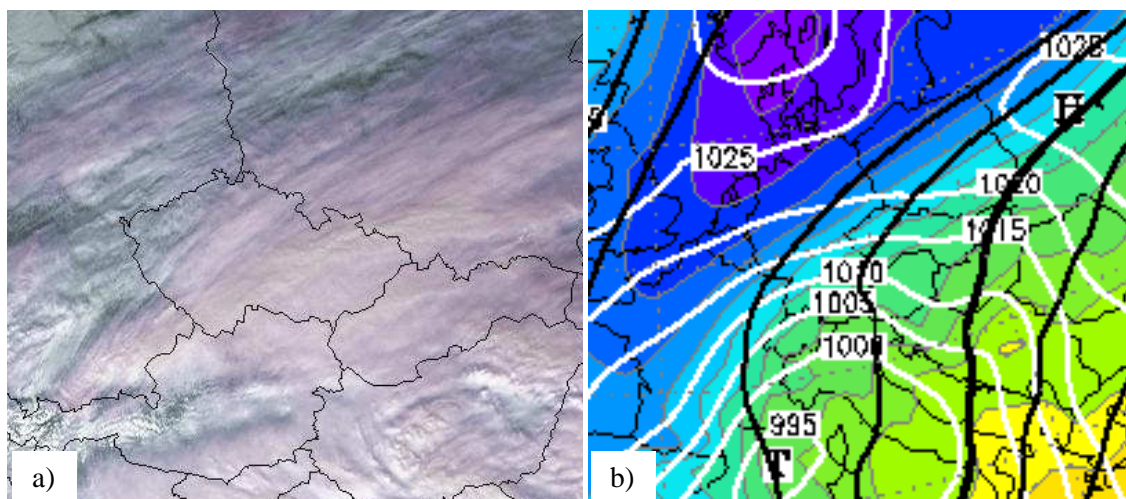
Vhodné podmínky pro splnění prvních dvou kvalitativních kritérií dokládá také synoptická mapa pro popisovný den (obr. 26). Je na ní vidět, že území ČR se nacházelo v blízkosti teplé fronty tlakové níže, jejíž střed se pohyboval nad severem Středomoří. Oblast nízkého tlaku vzduchu se nad naším územím udržovala po další tři dny, což odpovídá době trvání této srážkové události. Frontální rozhraní se postupně posunovalo nad východ ČR, kde od 10. ledna teplá fronta okludovala.



Obr. 26 Synoptická mapa pro den 8. 1. 2010 a termín 12 UTC. Zdroj: Deutscher Wetterdienst, převzato z (www.wetter3.de).

Třetí kvalitativní kritérium pro výskyt PSI u této události potvrzuje družicový snímek (obr. 27a), na němž jsou vidět několikanásobné oblačné pásy, které byly orientovány podél izoterem reaktivní topografie (obr. 27b), a tedy rovnoběžně se směrem termálního větru.

Také další ukazatelé nasvědčují tomu, že za vznik této srážkové události je odpovědné především uvolnění PSI. Gradient poklesu teploty s výškou je velmi malý, θ a θ_e s výškou rostou a hodnota CAPE je ve všech měřených termínech před započítáním srážek nulová. Proto lze soudit, že podmíněná a potenciální instabilita neměly na vznik srážek žádný vliv a pokud ano, tak jen velice malý.



Obr. 27 a) Výřez družicového snímku družice METEOSAT – MSG ze dne 8. 1. 2010 12 UTC, který zobrazuje několikanásobné oblačné pásy. b) Pásy jsou orientovány podél izoterem relativní topografie vrstvy 1000-500 hPa, které jsou na obrázku vyznačeny barevně oddělenými šedými izočarami. Bílé izobary znázorňují přízemní tlakové pole a černé izobary označují tlak v 500hPa. Zdroje: družicový snímek: (www.wetterzentrale.de), mapa relativní topografie: (www.wetter3.de).

Jako podpůrný argument tvrzení, že byla tato srážková událost opravdu ovlivněna uvolněním PSI, bylo použito kvantitativní kritérium vlhkého Richardsonova čísla Ri_m . Postup výpočtu Ri_m je uveden výše v části 3.1. Pokud se v ovzduší vyskytovala PSI, musí platit podmínka $Ri_m < 1$. Pro výskyt PSI je nejvýznamnější tlaková vrstva mezi zemským povrchem a hladinou 850 hPa. V našem případě jsme hladinu při zemském povrchu nahradili standardní tlakovou hladinou 925 hPa. Druhá významná vrstva je mezi hladinami 850 hPa – 700 hPa. Pro tyto dvě vrstvy jsme hodnotu Ri_m počítali. Vyšší tlakové vrstvy jsou z hlediska výskytu PSI nevýznamné a nevykazují téměř žádný roční chod (Kašpar, 1997).

Hodnotu Ri_m jsme spočetli v uvedených tlakových vrstvách a v několika termínech před vypuknutím srážek i po jejich započítí. Kvantitativní kritérium pro výskyt PSI bylo splněno v nejnižší tlakové vrstvě ve dvou nejzazších termínech před příchodem srážek (viz tabulku 1). První sondáž, jejíž vrstva 925 hPa – 850 hPa byla podmíněně symetricky instabilní, byla naměřena 7. ledna v termínu 18 UTC; $Ri_m = 0,48$. Vyšší vrstva již nevykazuje přítomnost PSI, neboť $Ri_m = 11,87$. PSI se také nacházela v nejnižší vrstvě v termínu 8. ledna 00 UTC, hodnota Ri_m je 0,65. Ani zde vyšší vrstva nebyla podmíněně symetricky instabilní, protože $Ri_m = 1,92$. V žádných následujících

termínech již nebyla kvantitativní podmínka splněna. Například v termínu 8. 1. 06 UTC má Ri_m v nejnižší vrstvě hodnotu 6,75.

Tabulka 1 Hodnoty Ri_m v termínech před započítím a v průběhu silných srážek. Zdroj: University of Wyoming (www.weather.uwyo.edu).

tlakové vrstvy [hPa]	Ri_m 7.1. 2010		Ri_m 8.1. 2010			
	12 UTC	18 UTC	00 UTC	06 UTC	12 UTC	18 UTC
925 - 850	6,61	0,48	0,65	6,75	12,93	11,31
850 - 700	14,18	11,87	1,92	259,53	14,43	125,13

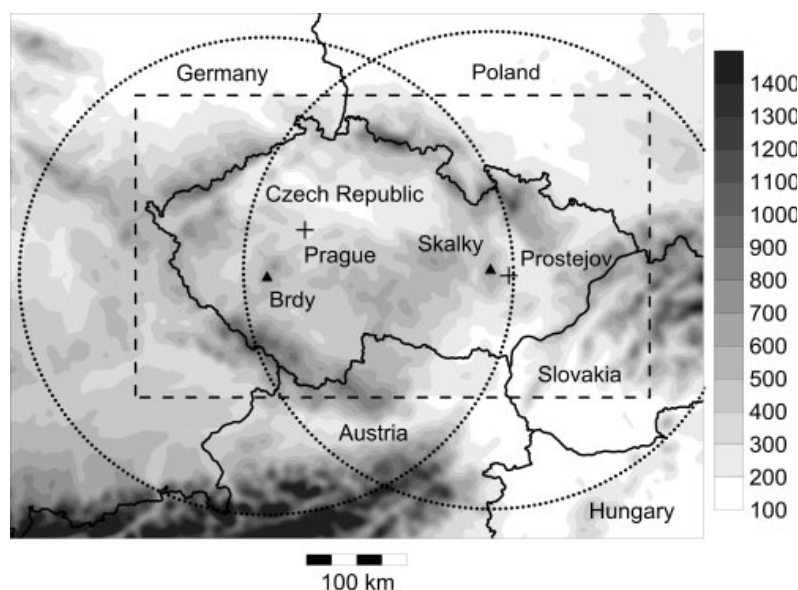
Z výše uvedeného lze usoudit, že PSI se vyskytovala ve spodních hladinách atmosféry asi 12 hodin před začátkem srážek. V dřívějších měřených termínech ještě nebyla v ovzduší přítomna a při vzniku oblačnosti a srážek muselo dojít k jejímu uvolnění, protože sondáže naměřené v průběhu srážkové události již na přítomnost PSI neukazují.

3.3 Analýza vybraných událostí NWP modelem na omezené oblasti

Všechny tři vybrané srážkové události, které jsou popsány v části 3.2, jsme nechali namodelovat numerickým předpovědním (NWP z angl. numerical weather prediction) modelem COSMO. NWP model COSMO je produktem tzv. konsorcia COSMO (Consortium for Small-scale Modelling), jehož členy jsou meteorologické služby několika evropských zemí. Jedná se o NWP model, který slouží k operativním předpovědím počasí a k vědeckým účelům. Byl vytvořen pro modelování v meso- β a meso- γ měřítcích, v nichž důležitou roli ve vývoji počasí hrají nehydrostatické děje. Jeho modelové rovnice jsou formulovány pro jednotlivé body gridové mřížky, která v nejnižších hladinách kopíruje terén a ve vyšších hladinách se narovnáva do horizontály. Model počítá veličiny pro 50 modelových hladin (detaily viz www.cosmo-model.org).

Model aplikovaný pro území ČR se označuje jako COSMO-CZ. Jeho zájmová oblast je na obr. 28 vyznačena čárkovaným obdélníkem. Tato plocha je pokryta 281 krát 211 gridovými body s horizontálním rozlišením 0,025°, což je přibližně 2,8 km. Model uvažuje pět tříd hydrometeorů – dešťovou vodu, oblačnou vodu, sníh, led a krupky. Je schopný řešit a explicitně simulovat jevy většího měřítka, jako je organizovaná konvekce. Proto nebyla použita parametrizace hluboké konvekce, ale parametrizace

mělké konvekce zahrnuta byla (Sokol a Zacharov, 2012). Jako počáteční a okrajové podmínky byly použity reanalýzy organizace ECMWF (z angl. European Centre for Medium-Range Weather Forecasts). Počátek modelové předpovědi pro každou událost byl zvolen v 00 UTC, časový krok integrace byl 30 s a délka předpovědi byla stanovena na 24 h. Výpočty byly provedeny v ÚFA AV ČR, v. v. i. Výstupy byly poskytnuty v intervalu 1 hod.



Obr. 28 Zájmová oblast modelu COSMO-CZ (čárkovaný obdélník). Topografický podklad znázorňuje nadmořskou výšku (viz. legendu). Radarová data meteorologických radarů Brdy a Skalky (černé trojúhelníky) pokrývají oblast vyznačenou tečkovanými kruhy. Křížky označují stanice Praha a Prostějov, na kterých se provádí aerologická měření. Zdroj: (Sokol a Zacharov, 2012).

Prognostické veličiny byly namodelovány pro první den každé srážkové události. Během prvního dne totiž vždy došlo ke vzniku srážek, při němž muselo také dojít k uvolnění daného typu příčinné instability.

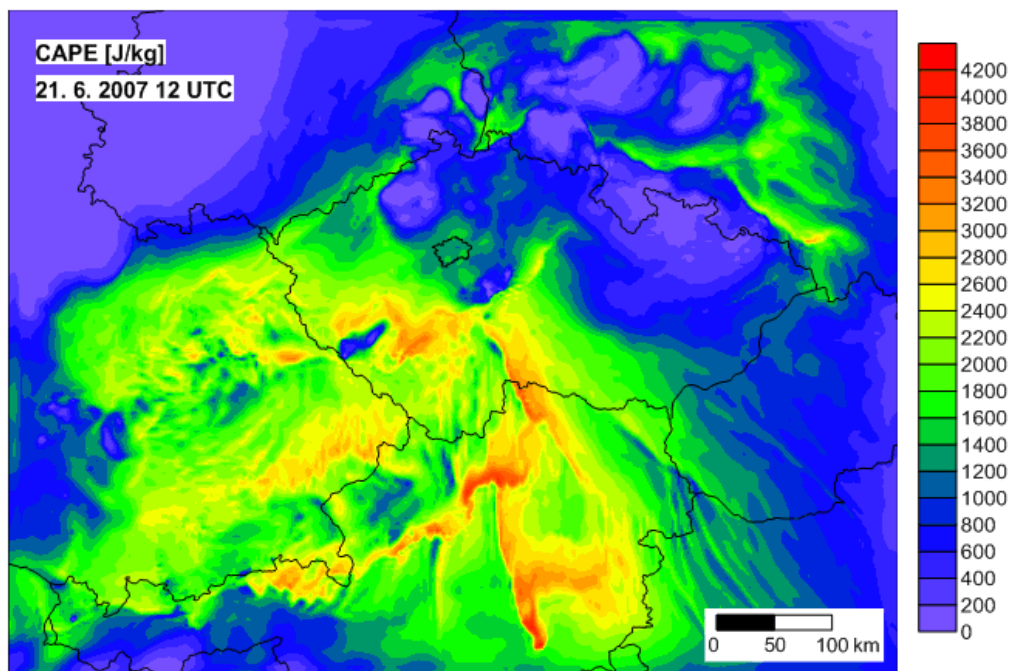
Pro první den tří popisovaných událostí byly modelem předpovězeny srážky. Modelové srážky je nutné nejdříve porovnat se srážkami naměřenými, neboť předpověď srážek, jejich načasování a prostorové rozlišení se ve srovnání s jinými veličinami zpravidla nejvíce liší od skutečnosti. Důvodem je velká variabilita proměnných, které se na vzniku srážek podílí. Pokud se predikované srážky přibližně shodují s těmi skutečnými, lze předpokládat, že ostatní modelové veličiny jsou modelem také dobře

předpovězeny. Za účelem tohoto porovnání byl použit tzv. MERGE produkt, v němž je množství skutečných srážek odvozeno z radarové odrazivosti a opraveno o hodnoty naměřené na srážkoměrných stanicích (Šálek, Novák, Seo, 2004). MERGE produkt pro dvě letní srážkové události jsem obdržel z databáze ÚFA AV ČR, v. v. i. Pro zimní událost není k dispozici.

Dalšími prognostickými veličinami, které model spočetl pro letní události, jsou indexy CAPE a CIN. Dopočteny byly θ a θ_e podle Boltona (1980), a pro zimní událost veličina EPV podle McCanna (1995). Na prostorovém rozdělení některých těchto veličin bude ukázán možný výskyt daných druhů instability v atmosféře při popisovaných srážkových událostech. Pro některé veličiny byly také vytvořeny vertikální řezy modelovými hladinami. Na těchto řezech bude demonstrováno vertikální rozložení daných veličin. Díky tomu je možné určit, v jakém rozsahu v atmosféře panovaly podmínky pro výskyt určitého druhu instability.

3.3.1 Událost 21. 6. 2007 způsobená podmíněnou instabilitou

U srážkové události, kterou zapříčinilo uvolnění podmíněné instability, jsou rozhodující hodnoty CAPE. Na stanici Praha – Libuš v termínu 12 UTC byla naměřena její hodnota $1055,7 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$. Jak je vidět na obr. 29, model pro tento termín CAPE v Praze poměrně dobře předpověděl, neboť na většině území hlavního města jsou hodnoty jen mírně nadhodnoceny a spadají do intervalu $1200 - 1400 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$.

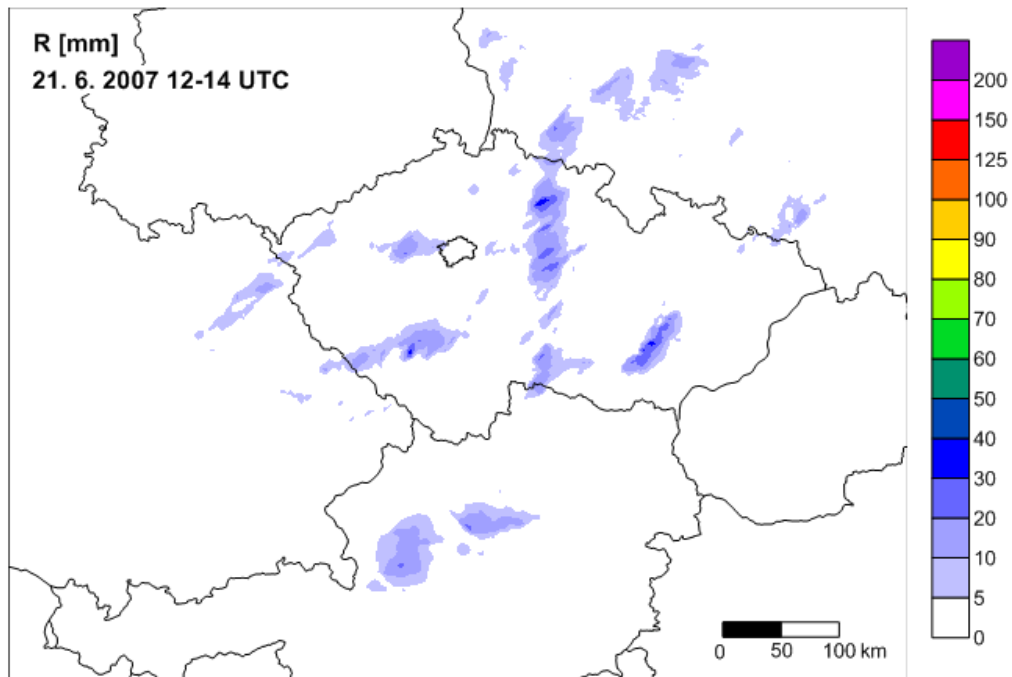


Obr. 29 Prognostické pole veličiny CAPE spočtené modelem COSMO-CZ pro termín 21. 6. 2007 12 UTC.

Prostorové rozložení modelových hodnot CAPE také vcelku dobře odpovídá výskytu srážkové konvektivní oblačnosti (obr. 13) a naměřeným srážkovým úhrnům produktu MERGE (obr. 30). Nevyšší hodnoty modelového CAPE jsou právě v jižních a jihozápadních Čechách a na jižní Moravě. Vysoké hodnoty CAPE také dobře korespondují s velkou částí srážkového pásu táhnoucího se v severojižním směru nad středem republiky, i když nejsevernější část tohoto pásu model výrazně vyššími hodnotami nepostihuje.

Model hodnoty CAPE pravděpodobně celkově výrazně nadhodnocuje, neboť již hodnoty nad $1000 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ jsou typické pro silné konvektivní bouře spíše v prostředí Severní Ameriky (Bluestein, 1993). Jak je již zmíněno v části 2.1.2 v evropském

prostředí při dnech s kroupami se průměrná hodnota pohybuje okolo $660 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ (Huntrieser et al., 1997).

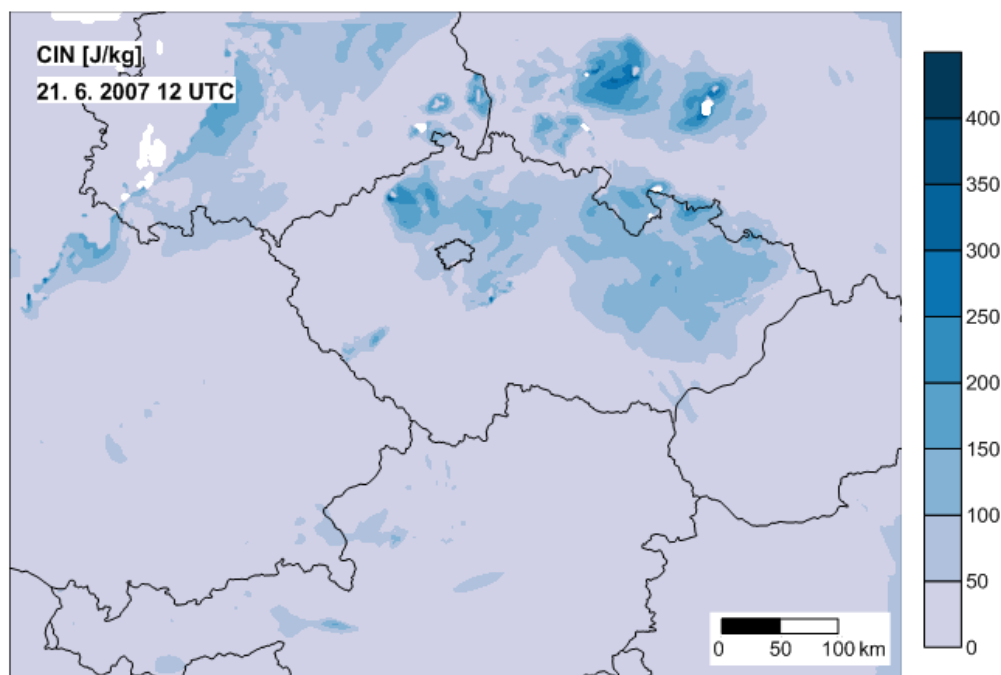


Obr. 30 Naměřené srážkové úhrny (MERGE produkt) 21. 6. 2007 v čase 12 – 14 UTC.

Zdroj: ÚFA AV ČR, v. v. i.

S CAPE úzce souvisí ukazatel CIN, a tak lze očekávat, že i tuto veličinu a její prostorové rozložení model předpověděl věrohodně. Reálné hodnoty CIN byly na stanici Praha – Libuš v odpoledních hodinách velmi malé. Pro termín 12 UTC je jeho hodnota $0,46 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$. V ovzduší se tedy nevyskytovala výraznější vrstva, která by mohla uvolnění podmíněné instability účinně zabránit. Model ve své předpovědi ukazuje pro území Prahy hodnoty CIN o málo vyšší; $50 - 100 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ (obr. 31). Ty však také nejsou nějak významné pro vznik zádržné vrstvy, neboť v našem prostředí se při slabých bouřkách pohybuje průměrná hodnota indexu kolem $106 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ (Manzato, 2003).

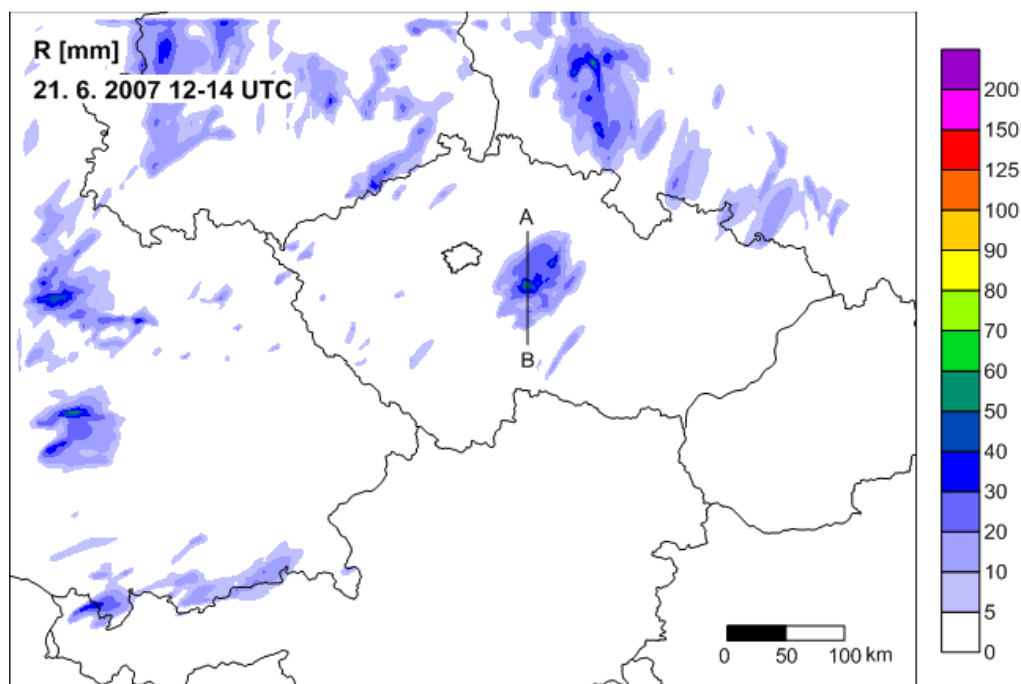
Prostorové rozložení CIN na našem území také odpovídá výskytu konvektivní oblačnosti a srážek a je vlastně opakem veličiny CAPE. Pro jižní polovinu území Čech a jižní Moravu, kde se nejvíce oblačnost rozvíjela, jsou modelové hodnoty CIN nejmenší, v intervalu $0 - 50 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$. Vyšší hodnoty indexu, pohybující se v intervalu $100 - 200 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$, jsou vidět v oblasti severu a severovýchodu, kde se v tomto termínu konvektivní oblačnost vůbec nevyskytovala.



Obr. 31 Prognostické pole veličiny CIN spočtené modelem COSMO-CZ pro termín 21. 6. 2007 12 UTC. Bílé oblasti, pro které měřítko nezobrazuje odpovídající hodnoty, jsou místa, v nichž selhal výpočet modelu.

Modelové prostorové rozložení srážek (obr. 32) se do jisté míry liší od skutečného výskytu srážek. Model nezobrazil výskyt srážek v oblastech, pro které předpověděl nejvyšší CAPE, jak by se dalo očekávat. V době existence tří hlavních srážkových oblastí nad územím ČR zachytil částečně dvě z nich. Zaprvé jsou to jihozápadní Čechy, kde jsou vidět prostorově značně omezené a nesouvislé srážky, jejichž množství model předpověděl na 5 – 10 mm/2 hod. Ve skutečnosti byla tato oblast více rozsáhlá a srážek zde spadlo více, přibližně 5 – 30 mm/2 hod. (obr. 30). Zadruhé je vidět oblast přibližně ve střední části území, která ale podle předpovědi netvoří souvislý srážkový pás, ale je omezena na menší plochu. Množství modelových srážek zde dosahuje i přes 50 mm/2 hod. Ve skutečnosti zde nespadlo více jak 40 mm/2 hod. Model nepředpověděl výskyt srážek na severu Čech, kde byly v této době srážky vcelku významné. V uvažovaném termínu se také nevyskytují modelové srážky v oblasti jižní Moravy, ale ve 24h modelovém úhrnu je tato oblast vystižena jako druhá s nejvyššími srážkami. Předpověď srážek je tedy poněkud opožděna oproti skutečnosti.

I přes tyto nepřesnosti vystihnul model srážkovou oblast nacházející se ve středu našeho území nejlépe. I pro delší srážkové úhrny se model do značné míry v rozložení i množství srážek shoduje se skutečností.

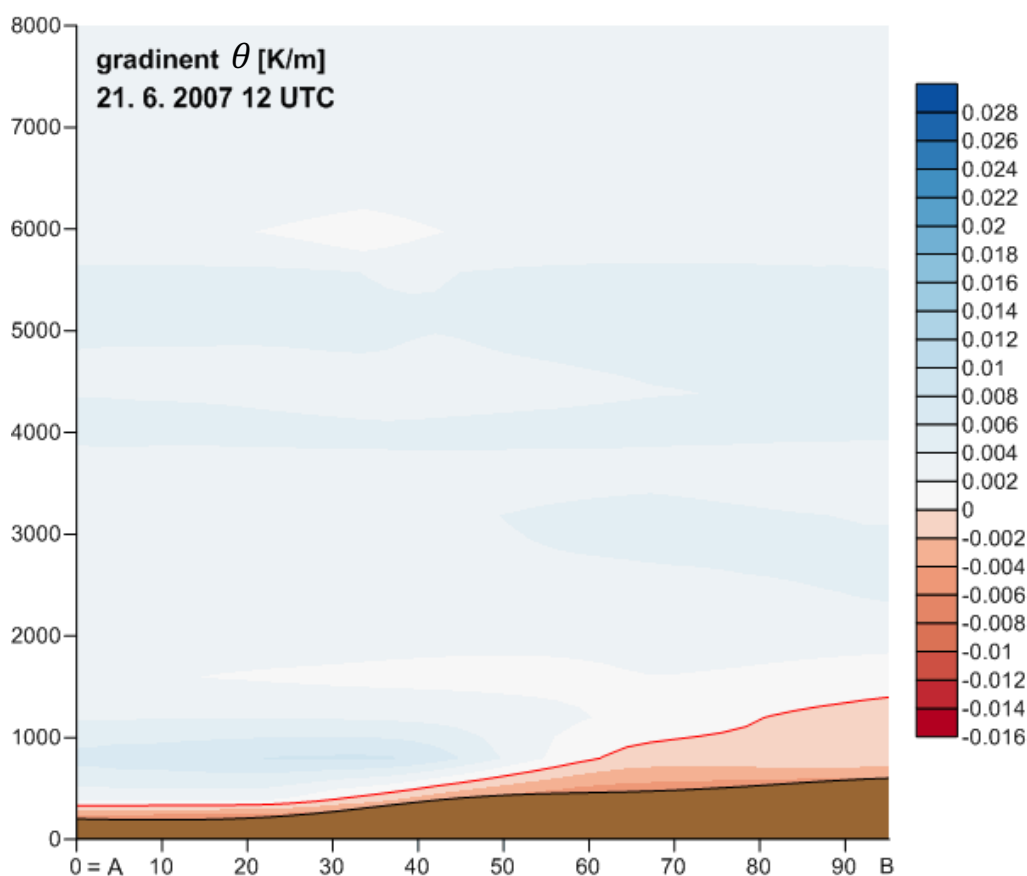


Obr. 32 Prognostické pole srážkových úhrnů pro den 21. 6. 2007 v čase 12 – 14 UTC. Přímka AB ukazuje linii vertikálního řezu θ zobrazeného na obr. 33.

Srážková oblast středu ČR, kterou model nejlépe vystihnul, vykazuje ve 24h úhrnu (00-24 UTC) nejvyšší hodnoty modelových srážek a druhé nejvyšší hodnoty skutečných srážek, hned po oblasti jižní Moravy. Proto pro termín 12 UTC, těsně před vypuknutím silných srážek, byl touto oblastí veden vertikální řez modelovými hladinami, v nichž byla spočtena θ . Díky tomu zjistíme, jak se θ v atmosféře měnila s výškou, a můžeme dokázat výskyt podmíněné instability.

Vertikální gradient θ v provedeném řezu (obr. 33) ukazuje, že v nejnižších vrstvách atmosféry se opravdu vyskytovalo absolutně instabilní teplotní zvrstvení, neboť θ zde klesá s výškou. Nejrychlejší pokles je vidět nejnižše u zemského povrchu, od něhož se vzduch silně ohřál. V jižní části řezu model předpověděl absolutně instabilní teplotní zvrstvení až do výšky 1000 m nad povrchem. Předpověď se v tomto ohledu dobře shoduje se skutečným vertikálním průběhem θ ze sondážního měření na stanici Praha – Libuš ve 12 UTC (obr. 16). Ve vyšších vrstvách atmosféry pak hodnoty θ s výškou rostou, ale tento nárůst není příliš velký a v několika výrazných vertikálních vrstvách se

blíží 0 K/m. Velice malý přírůstek θ s výškou naznačuje, že se zde také mohlo vyskytovat podmíněně instabilní teplotní zvrstvení. Impulzem k uvolnění podmíněné instability v odpoledních hodinách bylo nejspíše přehřátí vzduchu u zemského povrchu za vzniku absolutní instability. Uvolněním podmíněné instability pak došlo k výstupným pohybům vzduchu, které v kombinaci s výstupnými pohyby v blízkosti frontálního rozhraní zapříčinily vznik oblačnosti a následně silných srážek při této srážkové události.

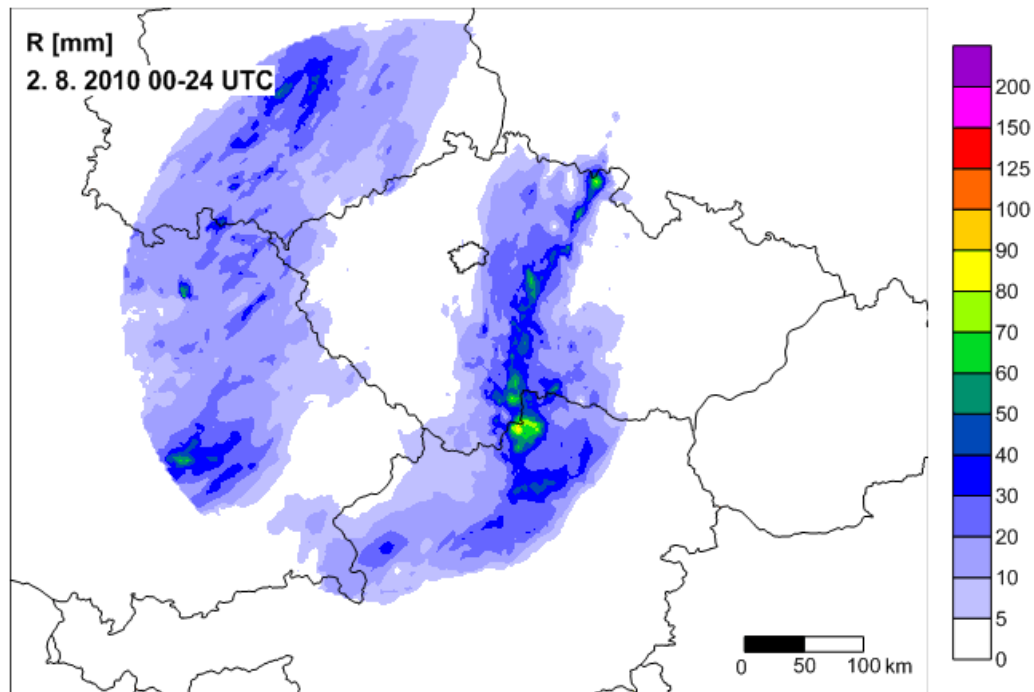


Obr. 33 Gradient modelové θ ve vertikálním řezu pro 21. 6. 2007 12 UTC. Linie řezu je vyznačena přímkou AB na obr. 32. Vertikální osa značí výšku nad mořem [m], horizontální osa označuje vzdálenost z bodu A do bodu B [km].

3.3.2 Událost 2. 8. 2010 způsobená potenciální instabilitou

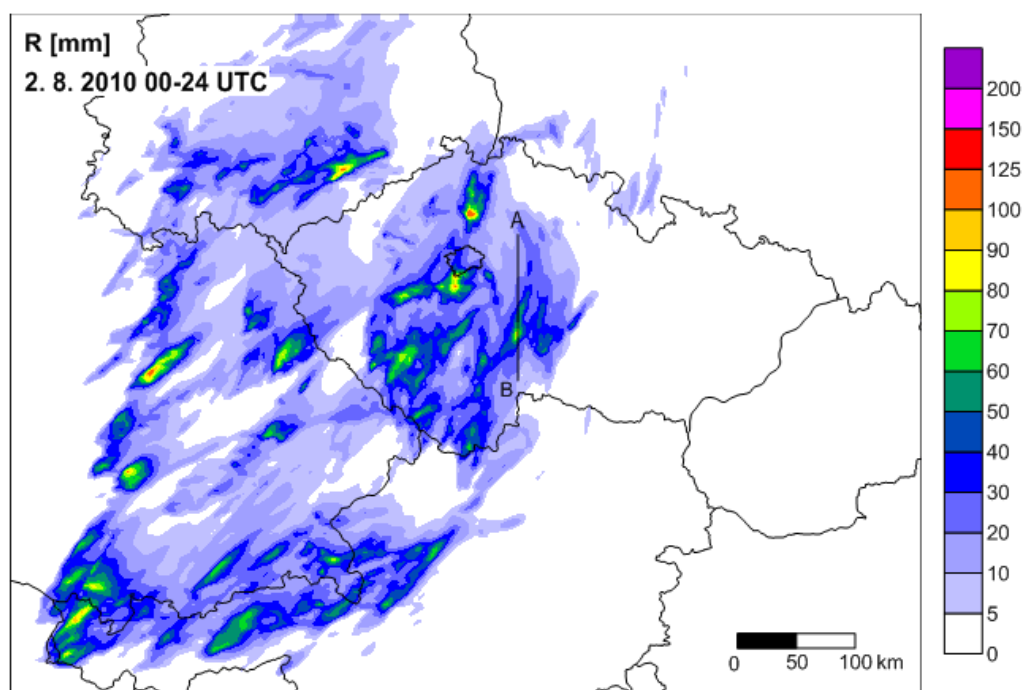
Pro první den srážkové události způsobené potenciální instabilitou, tedy pro 2. 8. 2010, zobrazují reanalýzy výskyt srážek v celé západní polovině ČR (obr. 17a). Přesnější zobrazení skutečných srážek v produktu MERGE (obr. 34) však ukazuje, že západně od Prahy se srážky vyskytovaly pouze v nejzápadnějším cípu Česka a v malých

oblastech Šumavy a Českého lesa. Hlavní oblastí výskytu silných srážek byl srážkový pás orientovaný severojižním směrem na přibližné spojnici: jižní Čechy – východ středních Čech – východní a severovýchodní Čechy. Ve středu tohoto pásu přšlo nejvíce. Srážkové úhrny za 24 hod. (00-24 UTC) se zde pohybují od 30 do 80 mm.



Obr. 34 Naměřené srážkové úhrny (MERGE produkt) 2. 8. 2010 v období 00 – 24 UTC.
Zdroj: ÚFA AV ČR, v. v. i.

Modelový 24h srážkový úhrn (obr. 35) zobrazuje, stejně jako reanalýzy, souvislé srážky v celé západní polovině Česka. Nejvyšší srážkové úhrny dosahují v některých oblastech až 125 mm/24 hod. Ve srovnání se skutečností se předpověď liší vykreslením srážek západně od Prahy. Oblast na východ od Prahy model poměrně dobře zachytil. Výjimkou jsou severovýchodní Čechy, kde podle modelu nepřšlo, ale ve skutečnosti zde spadlo až 80 mm/24 hod. V načasování srážek se předpověď této události neopozdila, naopak byla přibližně o hodinu napřed. První významné srážky se ve srážkové oblasti ve středu našeho území začaly na modelu objevovat v termínu 17-18 UTC, zato ve skutečnosti zde byl významný déšť zaznamenán až v termínu 18-19 UTC.

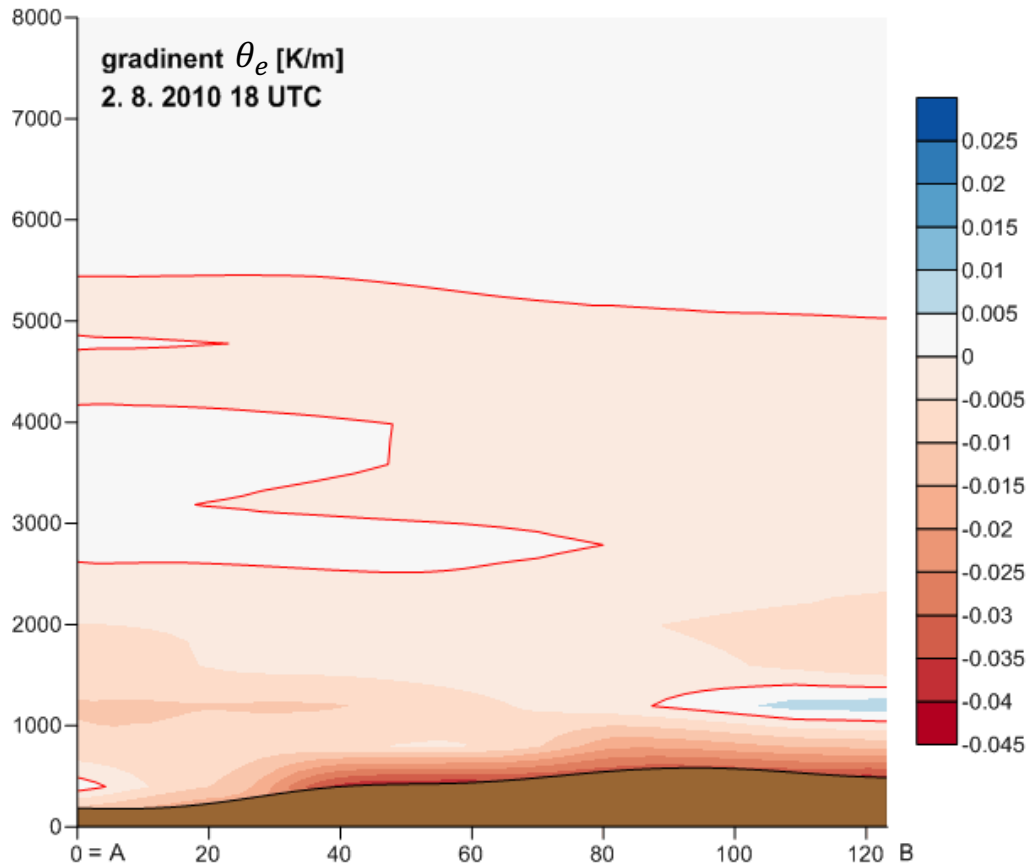


Obr. 35 Prognostické pole srážkových úhrnů pro den 2. 8. 2010 v čase 00 – 24 UTC. Přímka AB ukazuje linii vertikálního řezu θ_e zobrazeného na obr. 36.

Model se tedy nejvíce shoduje se skutečností ve srážkové oblasti ve středu našeho území. Proto byl touto oblastí veden vertikální řez modelovými hladinami pro θ_e . V řezu se zobrazí rozložení θ_e a změna jejich hodnot s výškou. V hladinách, v nichž je gradient θ_e záporný, se vyskytovala potenciální instabilita, jejíž uvolnění pravděpodobně zapříčinilo vznik silných srážek. Řez touto oblastí byl proveden pro termín 18 UTC, tedy těsně před vypuknutím silných srážek jak podle předpovědi, tak podle reálného měření.

Z řezu θ_e (obr. 36) je vidět, že se její záporný gradient vyskytoval téměř v celé vrstvě od povrchu až do výšky asi 5500 m. Jak se dalo předpokládat, nejvíce záporný gradient θ_e je u zemského povrchu. Ve zmíněné vrstvě se vyskytují dvě vertikálně významnější oblasti, v nichž se hodnoty θ_e s výškou nemění nebo naopak rostou. Lze je považovat za potenciálně stabilní vrstvy. Ty však nejsou natolik vertikálně mohutné a nemají dostatečně velký kladný gradient θ_e , aby mohly uvolnění nahromaděné potenciální instability zabránit. Model se zde, stejně jako u předchozí události, dobře shoduje s naměřenými hodnotami na stanici Praha – Libuš (obr. 21). Sondážní měření také ukazuje několik nevýrazných potenciálně stabilních vrstev, z nichž nejmohutnější se nachází ve výšce přibližně 3000 – 4500 m nad povrchem. Zhruba v této výšce

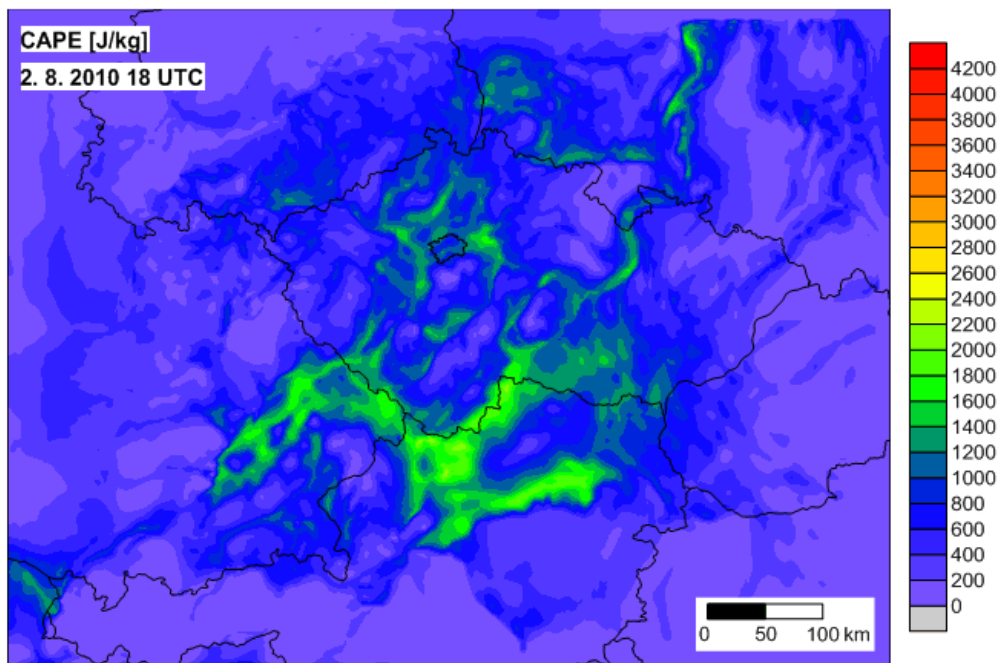
předpověděl výraznější potenciálně stabilní vrstvu také model (obr. 36). Shoda modelu se skutečností panuje i ve vyšších hladinách atmosféry nad 5500 m, kde se hodnoty θ_e s výškou nemění, případně jen pozvolna rostou.



Obr. 36 Gradient modelové θ_e ve vertikálním řezu pro 2. 8. 2010 18 UTC. Linie řezu je vyznačena přímkou AB na obr. 35. Vertikální osa značí výšku nad mořem [m], horizontální osa označuje vzdálenost z bodu A do bodu B [km].

Kromě potenciální instability se v ovzduší v malé míře vyskytovala také instabilita podmíněná, jak již bylo zmíněno v části 3.2.2. Přítomnost podmíněné instability dokládají mimo jiné hodnoty indexu CAPE. Naměřené hodnoty však nebyly příliš vysoké, denní maximum se ve 12 UTC pohybovalo kolem $250 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$, a lze proto předpokládat, že vliv podmíněné instability na vznik srážek byl oproti potenciální instabilitě zanedbatelný. Model hodnoty CAPE výrazně nadhodnotil i v případě této srážkové události. V termínu 18 UTC, kdy byla sondážním měřením v Praze zjištěna hodnota $123,4 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$, model pro území Prahy zobrazuje hodnoty od 600 až do $1400 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$ (obr. 37). I když velmi vysoké modelové hodnoty příliš neodpovídají realitě,

porovnáme-li CAPE této události s událostí z 21. 6. 2007 (obr. 29), je vidět, že při srážkách způsobených podmíněnou instabilitou je CAPE v ovzduší výrazně více než při srážkách, které zapříčinila instabilita potenciální.



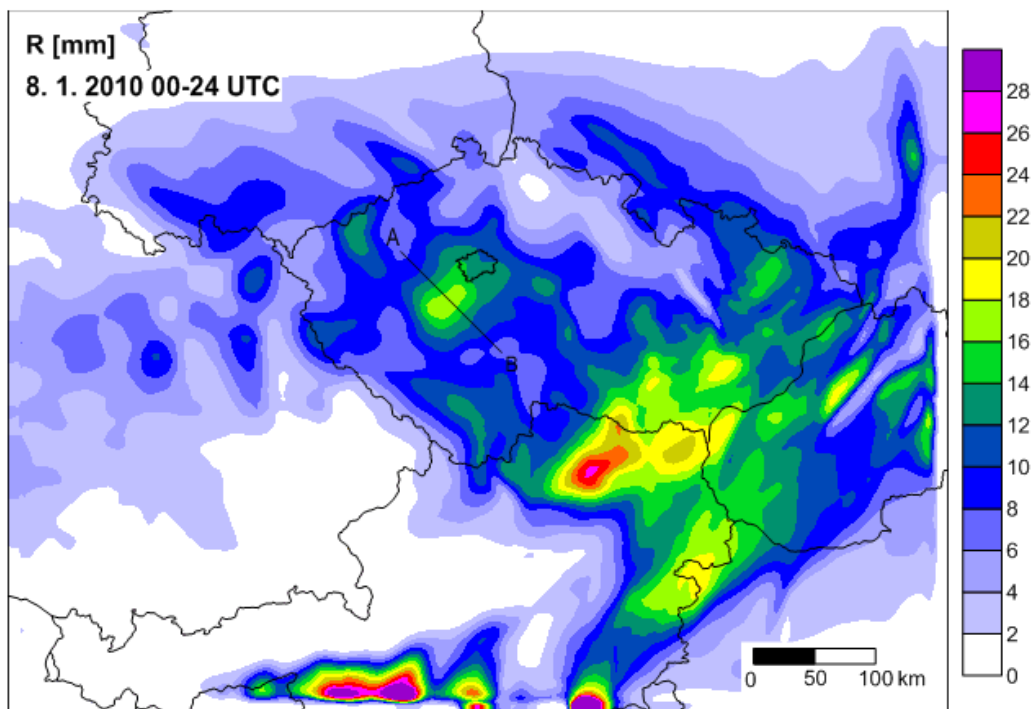
Obr. 37 Prognostické pole veličiny CAPE spočtené modelem COSMO-CZ pro termín 2. 8. 2010 18 UTC.

3.3.3 Událost 8. 1. 2010 způsobená PSI

Pro zimní událost z 8. 1. 2010 nejsou dostupné produkty MERGE ukazující skutečné prostorové rozložení naměřených srážek. Modelové srážky lze tedy porovnat pouze s reanalýzami uvedenými v části 3.2.3 a se srážkovými daty z jednotlivých stanic. Ty ukazují, že 8. ledna bylo 17 nejvyšších denních srážkových úhrnů naměřeno na stanicích nacházejících se ve východní polovině Česka, včetně stanic Pardubice a Čáslav. Nejvyšší tři srážkové úhrny vykazují stanice Luká (25,6 mm/24 hod.), Kuchařovice (24,6 mm/24 hod.) a Holešov (22,8 mm/24 hod.). Naopak 14 nejnižších srážkových úhrnů bylo naměřeno na stanicích nacházejících se západně od Prahy. Nejméně srážek, od 1,5 do 2,8 mm/24 hod., spadlo na stanicích Karlovy Vary, Temelín, Cheb a Liberec. V Praze pak bylo tento den naměřeno od 4,8 mm/24 hod. (Praha – Ruzyně) do 10,4 mm/24 hod. (Praha – Libuš).

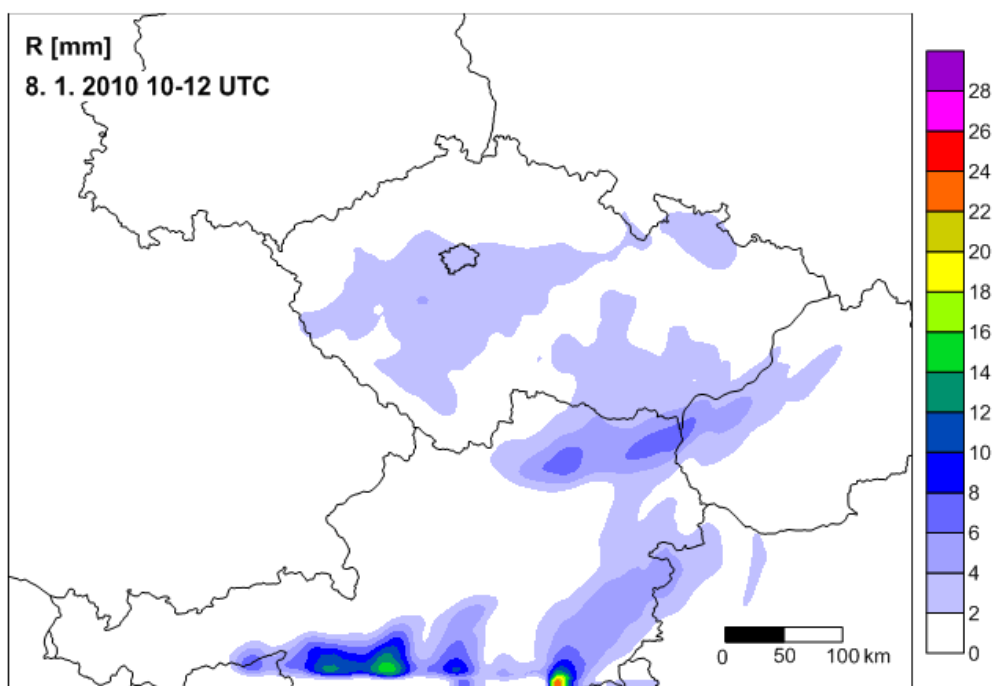
V modelovém 24hod. úhrnu předpověď dobře vystihla srážkovou oblast s nejvyššími úhrny právě na východě našeho území (obr. 38). Také množství srážek

odpovídá skutečnosti, protože na většině východních stanic se pohybovaly mezi 10 – 20 mm/24 hod. Pro západ území je pak předpovězeno méně srážek s úhrny většinou do 10 mm/24 hod., což také souhlasí s měřením na stanicích. Model dobře zachytil také oblasti se srážkami do 6 mm/24 hod. – západní cíp Česka a severní Čechy. Mírně nadhodnocena je oblast Prahy a středních až jihozápadních Čech, kde se srážky ve skutečnosti pohybovaly spíše do 10 mm/24 hod.



Obr. 38 Prognostické pole srážkových úhrnů pro den 8. 1. 2010 v čase 00 – 24 UTC. Přímkou AB ukazuje linii vertikálního řezu EPV zobrazeného na obr. 41 a 42.

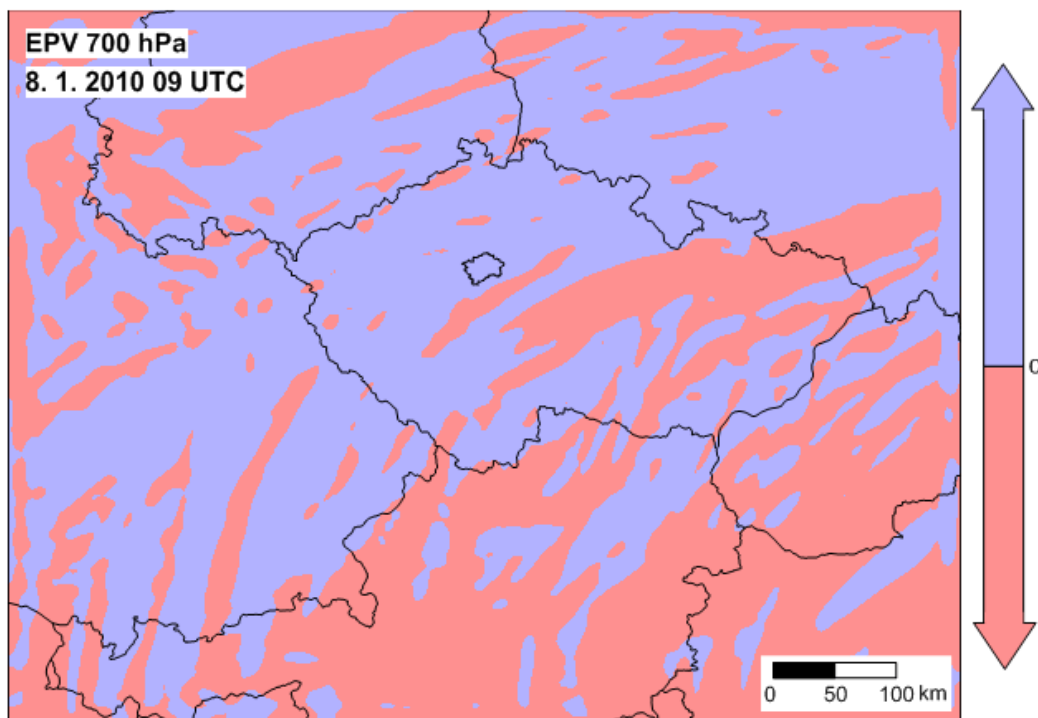
Modelu se ve své předpovědi podařilo vystihnout charakteristický rys srážek způsobených PSI, a to jejich šíření prostřednictvím oblačných pásů orientovaných podél směru termálního větru. Dva výrazné srážkové pásy jsou na modelové předpovědi nejlépe znatelné v termínu 10 – 12 UTC (obr 39). Je vidět, že jsou skutečně orientovány zhruba ve směru jihozápad – severovýchod, tedy podél směru termálního větru a izoterem relativní topografie (obr. 27b). Tyto pásy se začaly nad naším územím vytvářet již v termínu 10 UTC a dále se postupně rozšiřovaly, až bylo srážkami zasaženo téměř celé území Česka.



Obr. 39 Prognostické pole srážkových úhrnů pro den 8. 1. 2010 v čase 10 – 12 UTC.

Pro prokázání přítomnosti PSI v ovzduší při této srážkové události byla v modelových a standardních tlakových hladinách spočtena ekvivalentní potenciální vorticity (EPV , viz také část 2.3.3). Pomocí EPV lze vyjádřit nutnou podmínku výskytu PSI, tedy že sklon ploch $\theta_e = \text{konst.}$ musí být větší než sklon ploch $m_g = \text{konst.}$ Tato podmínka je splněna, pokud je $EPV < 0$ (Bluestein, 1992).

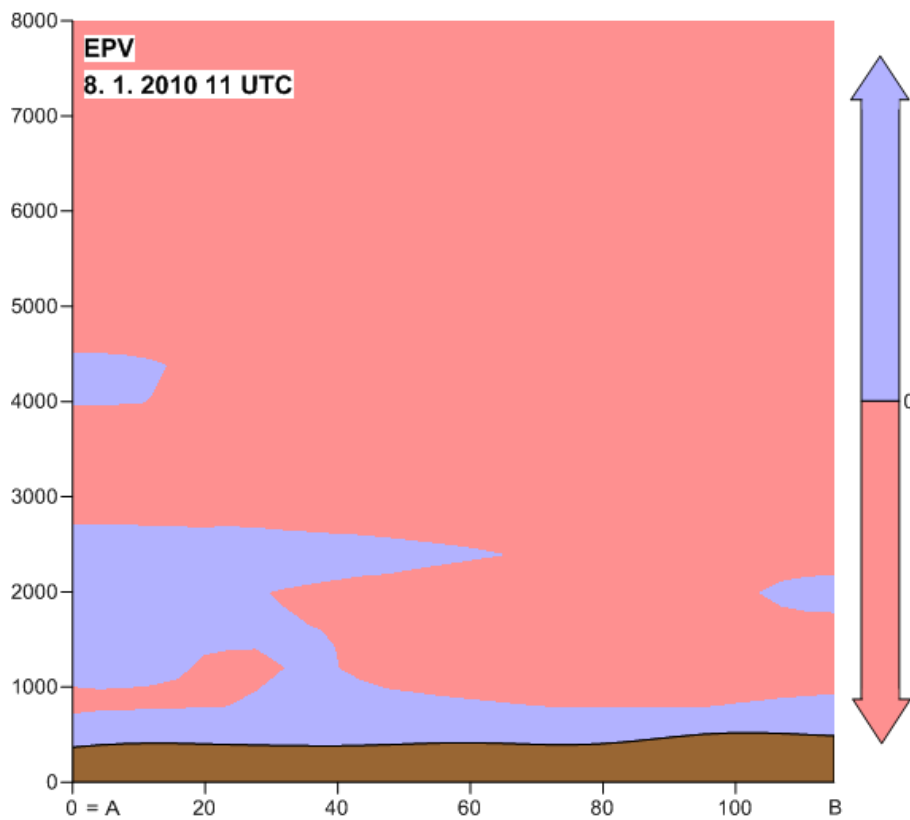
Z hlediska výskytu PSI jsou v atmosféře nejvýznamnější tlakové vrstvy do 700 hPa včetně. Horizontální rozložení EPV v hladině 700 hPa v termínu 09 UTC, tedy před započítáním srážek, ukazuje obr. 40. Je vidět, že podmínka existence PSI byla splněna především ve východní části našeho území. Rozložení záporných hodnot EPV přibližně vystihuje srážkové pásy, které se následně tvořily. Oblastem se zápornou EPV také přibližně odpovídají nejvyšší srážkové úhrny naměřené za 24 hod. (obr. 38). V dalších termínech a tlakových hladinách do 700 hPa model předpověděl přítomnost záporné EPV i na dalších místech našeho území. Lze tedy říci, že nutná podmínka pro výskyt PSI byla postupně během dne splněna nad celou ČR, což souhlasí s tím, že srážkami bylo zasaženo celé území našeho státu.



Obr. 40 Prognostické pole EPV pro den 8. 1. 2010 a tlakovou hladinu 700 hPa v čase 09 UTC.

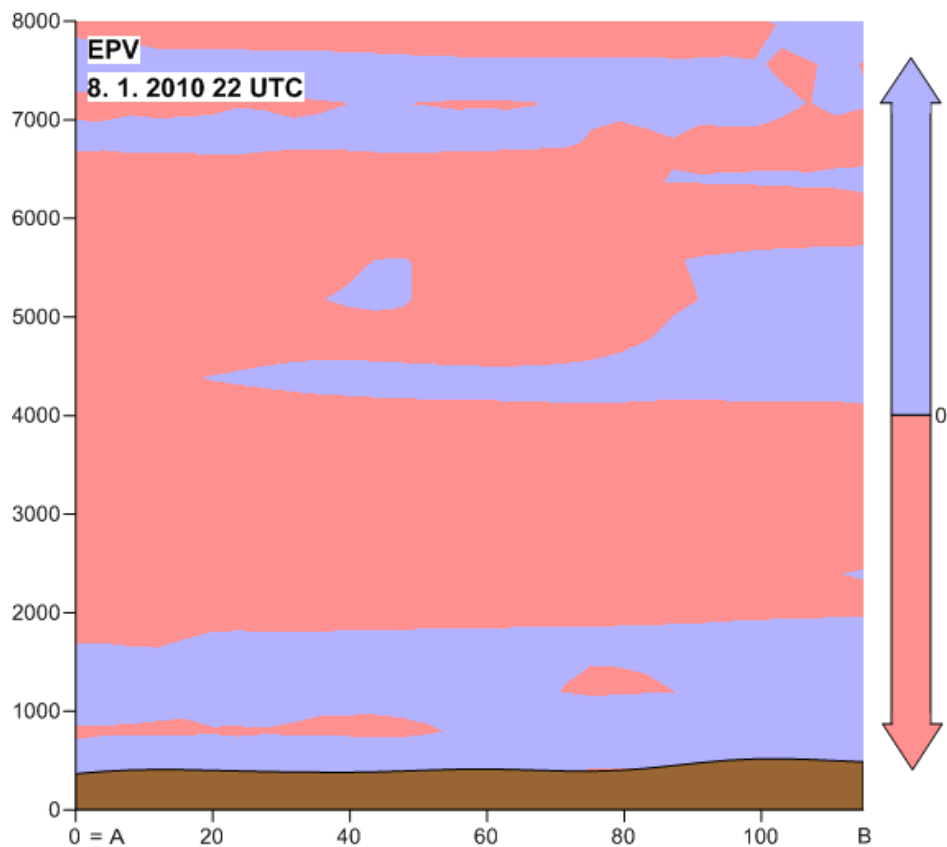
Modelový řez vertikálními hladinami pro veličinu *EPV* byl veden přes srážkovou oblast nacházející se jihozápadně od Prahy. Jedná se o lokální maximum, v němž se model dobře shoduje se skutečností. Úhrny naměřené na stanicích zde vykazují nejvyšší hodnoty z celé západní poloviny našeho území a také tato oblast odpovídá nejzápadnějšímu oblačnému pásu, který je vidět na družicovém snímku (obr. 27a). Řez byl proveden pro termín 11 UTC, kdy se nad naším územím začaly tvořit srážkové pásy. Linie řezu byla u této události směřována kolmo na srážkový pás (obr. 38), neboť právě v tomto směru přibližně kolmém na vektor termálního větru je vhodné analyzovat konfiguraci ploch $\theta_e = \text{konst.}$ a $m_g = \text{konst.}$, nebo v našem případě hodnot *EPV*. Vertikální řez *EPV* (obr. 41) ukazuje, že nutná podmínka pro výskyt PSI byla splněna ve velké části vertikálního profilu. Nejvýznamnější pro výskyt PSI jsou tlakové hladiny od 925 hPa do 700 hPa, tedy přibližně od 800 do 3000 m. Je vidět, že ve velké části této vrstvy se nachází záporná *EPV*. Kladné hodnoty se vyskytují ve větší míře pouze v přízemní silně staticky stabilní, inverzně zvrstvené vrstvě, kde lze očekávat rychlý růst θ_e s výškou, tzn. spíše malý sklon ploch $\theta_e = \text{konst.}$ Dále se kladné hodnoty *EPV* nachází na okrajích řezu, což odpovídá menším srážkovým úhrnům zde zaznamenaným.

Celkově se však podle modelu vyskytovala PSI v hojné míře v celém vertikálním profilu a snadno mohlo dojít k jejímu uvolnění a vzniku srážek.



Obr. 41 Veličina EPV ve vertikálním řezu pro 8. 1. 2010 11 UTC. Linie řezu je vyznačena přímkou AB na obr. 38. Vertikální osa značí výšku nad mořem [m], horizontální osa označuje vzdálenost z bodu A do bodu B [km].

Z vertikálního řezu vytvořeného pro pozdější termín 22 UTC (obr. 42) je zřejmé, že se podmíněně symetricky stabilní vrstvy vyskytují ve více částech vertikálního profilu a vytváří tři relativně mohutné zádržné vrstvy ve spodní, středí i horní troposféře. Oblast, v níž je EPV záporná, je však stále dostatečně mohutná a spojitá. I když tedy došlo k uvolnění PSI během vzniku oblačnosti a srážek, mohl se tento typ instability i nadále vyskytovat v ovzduší, neboť významné srážky trvaly na našem území ještě další dva dny.



Obr. 42 Veličina EPV ve vertikálním řezu pro 8. 1. 2010 22 UTC. Linie řezu je vyznačena přímkou AB na obr. 38. Vertikální osa značí výšku nad mořem [m], horizontální osa označuje vzdálenost z bodu A do bodu B [km].

4 DISKUSE A SHRnutí VÝSLEDKŮ

V této diplomové práci byly nejprve shrnuty koncepční modely tří druhů instability v atmosféře z hlediska jejich působení na výstupné pohyby vzduchu a vznik srážek. Popsána byla podmíněná instabilita, tj. model statické vertikální instability, který k popisu výstupných pohybů používá pojem vzduchová částice a pracuje s rozdíly teplot částice a okolního vzduchu při jejím vertikálním přemístění. Dále je uvedena potenciální (konvekční) instabilita, která sleduje změny statické stability uvnitř určité horizontální vrstvy vzduchu, při jejich vertikálních posunech. Jako třetí byla popsána symetrická instabilita, která pracuje se vzduchovou částicí v podobě jednodimenzionální proudové trubice a uvažuje rozdíl sil, které na trubici působí při přemístění ve vertikálním i horizontálním směru.

Tyto tři druhy instability jsou v našich klimatických podmínkách významné při vzniku oblačnosti a srážek. V teplé polovině roku je za nejvíce srážkových situací odpovědné uvolnění podmíněná a potenciální instability (Kašpar, 1997), přičemž srážky při nich zpravidla vypadávají z konvektivní oblačnosti. V zimním období způsobuje většinu srážkových situací PSI (Kašpar, 1997). Srážky při nich vypadávají z vrstevnaté oblačnosti.

Princip koncepčních modelů těchto druhů instabilit byl nejprve popsán pro jednodušší prostředí suchého vzduchu a poté byly úvahy rozšířeny také o vliv vlhkosti. Pro každý druh instability byl také popsán způsob hodnocení jeho přítomnosti v atmosféře. Výskyt podmíněné instability v ovzduší je charakterizován rychlým poklesem teploty vzduchu s výškou. Kromě samotného teplotního zvrstvení ve vertikálním profilu může být tato podmínka vyjádřena pomocí několika dalších veličin, např. vysokou hodnotou CAPE, při nízké hodnotě CIN a také pomocí vertikálního gradientu potenciální teploty θ , který je pro absolutně instabilní zvrstvení záporný. Podmínkou přítomnosti potenciální instability v atmosféře je záporný vertikální gradient adiabatické ekvivalentní potenciální teploty θ_e . Aby byla v ovzduší přítomna PSI, je zapotřebí, aby byla splněna nutná podmínka, podle které musí být sklon ploch $\theta_e = \text{konst.}$ větší než sklon ploch měrné absolutní hybnosti pro geostrofické proudění $m_g = \text{konst.}$ Pak i v případě, kdy je ovzduší vertikálně i horizontálně (inerčně) stabilní, může být symetrické proudění při vhodných šikmých vychýleních instabilní (Řezáčová et al., 2007). Přímo podmínka vzájemné konfigurace ploch $\theta_e = \text{konst.}$ a $m_g = \text{konst.}$ je obtížně

zjistitelná. Lze ji ale vyjádřit pomocí několika veličin, z nichž nejznámější je vlhké Richardsonovo číslo Ri_m a ekvivalentní potenciální vorticity EPV . Nutná podmínka výskytu PSI je splněna, platí-li $Ri_m < 1$ či $EPV < 0$.

V praktické části práce byly ze dvou datových souborů vybrány tři silné srážkové události v ČR tak, aby se na vzniku každé z nich s největší pravděpodobností podílel právě jeden z uvedených druhů instability. Na základě výše uvedených závěrů práce (Kašpar, 1997) byly pro popis podmíněné a potenciální instability vybrány události z teplé poloviny roku a s konvektivními srážkami. Podmíněná instabilita byla identifikována u události, která započala 21. června 2007. Prvním dnem události s potenciální instabilitou byl 2. srpen 2010. Pro analýzu PSI byla vybrána zimní událost se srážkami z vrstevnaté oblačnosti, jejímž prvním dnem byl 8. leden 2010. Tyto tři události jsem nejprve popsal pomocí dostupných dat zjištěných staničním a distančním měřením v době jejich výskytu. Součástí popisu každé události je také zdůvodnění, proč byla tato událost vybrána právě pro demonstraci daného druhu instability v atmosféře.

K výskytu silných srážek došlo už během prvního dne každé z těchto tří srážkových událostí. Za předpokladu, že vzniku srážek muselo předcházet uvolnění určité příčinné instability, jsme nechali první den každé události namodelovat NWP modelem COSMO-CZ. Pro všechny události tak byla vytvořena prognostická pole srážek. Pro dvě letní události model předpověděl také prostorové rozložení veličin CAPE a CIN a dopočteny byly θ a θ_e . Pro zimní událost byla dopočtena veličina EPV , která v sobě zahrnuje nutnou podmínku výskytu PSI.

Modelová předpověď srážek se u letních událostí do jisté míry odlišovala od skutečných srážek zjištěných radarovým měřením a srážkoměrnými stanicemi. V případě události z 21. 6. 2007 byla předpověď opožděna přibližně o tři hodiny, pro událost z 2. 8. 2010 model naopak předběhl skutečnost asi o jednu hodinu. Pro zimní srážkovou událost nebylo možné detailnější srovnání načasování modelových srážek s reálnými, ale dlouhodobější rozložení modelových srážkových úhrnů dobře souhlasí s těmi skutečnými. I když se předpověď srážek jednotlivých událostí do jisté míry liší od reality, vždy se model shodnul se skutečností v zobrazení určitých srážkových oblastí, které vykazovaly jedny z nejvyšších srážkových úhrnů pro daný den. Pro tyto oblasti pak byly vytvořeny vertikální řezy modelovými hladinami pro některé z výše uvedených veličin, na jejichž rozložení bylo možné ukázat přítomnost daného druhu instability v atmosféře.

Při události z 21. 6. 2007 s podmíněnou instabilitou se nejvíce srážek v daném termínu vyskytovalo v oblastech s vysokými hodnotami CAPE. Některé práce zabývající se účinností tohoto indexu např. (Manzato, 2003; Zacharov a Řezáčová, 2005) však uvádějí, že i když jsou vysoké hodnoty CAPE vhodným ukazatelem výrazné konvekční aktivity, nejedná se o postačující podmínku vzniku konvekce. Například v případě existence stabilní vrstvy vzduchu mezi povrchem a HVK ke konvekčním pohybům nedojde ani při vysokých hodnotách toho indexu (Williams a Renno, 1993). Sílu stability této vrstvy pak kvantifikuje veličina CIN. V případě této události se nejnižší hodnoty CIN v daném termínu vyskytovaly právě v oblastech s nejvyššími srážkami. Neexistovala zde tedy výraznější stabilní vrstva, která by mohla uvolnění podmíněné instability zabránit. Naopak v oblastech, v nichž se v daném termínu nacházely nízké hodnoty CAPE a vysoké hodnoty CIN, nebyly srážky zaznamenány.

Přítomnost podmíněné instability v oblasti, v níž následně došlo ke vzniku silných srážek, potvrdilo také vertikální rozložení hodnot θ . V nejnižších hladinách troposféry, místy až do 1000 m n. m., dokonce existovalo absolutně instabilní teplotní zvrstvení. Ve vyšších hladinách pak θ s výškou rostla jen nepatrně, což naznačuje stále poměrně rychlý pokles teploty s výškou blížící suchoadiabatickému gradientu. Přítomnost podmíněné instability proto nelze ani zde vyloučit, zejména ve vrstvách blízkých nasycení vodní párou a se záporným gradientem θ_e , což je nutná podmínka v případě nasycení.

Pro srážkovou událost z 2. 8. 2010 s potenciální instabilitou je charakteristický výskyt záporného vertikálního gradientu θ_e v širokých vrstvách. Uvolnění potenciální instability při této události odpovídá i splnění požadavku na existenci určitého podnětu, který zapříčiní vyzvednutí potenciálně instabilní vrstvy k nasycení. Tímto podnětem byly výstupné pohyby vzduchu v blízkosti studené fronty, která přecházela přes naše území. Závěry bakalářské práce (Turková, 2012) uvádí, že nejvyšší relativní četnost výskytu potenciální instability během dne je splněna v termínu 18 UTC a také, že v tomto termínu byly zaznamenány nejvhodnější podmínky pro vznik silné potenciální instability s gradientem $\theta_e < -0,005 \text{ K}\cdot\text{m}^{-1}$. I v případě této srážkové události byl zjištěn velký záporný vertikální gradient θ_e , a tedy i výskyt potenciální instability právě v termínu 18 UTC. Můžeme proto předpokládat, že uvolnění potenciální instability hrálo významnou roli při produkci výraznějších dešťových srážek, které se od tohoto termínu začaly na našem území vyskytovat.

Nejzajímavější výstupy modelu jsem očekával pro srážkovou událost z 8. 1. 2010. Podle analýzy s využitím staničních a distančních měření byla splněna především kvalitativní kritéria výskytu PSI, tj. stáčení větru a růst jeho rychlosti s výškou, termodynamický profil blízký nasycení a existence několikanásobných oblačných pásů. V nejnižší talkové vrstvě (925 – 850 hPa) a ve dvou termínech před započítáním srážek bylo splněno také kvantitativní kritérium; $Ri_m < 1$. Model ukázal, že srážky se při této události šířily prostřednictvím srážkových pásů orientovaných podél směru termálního větru, čímž potvrdil kvalitativní podmínku existence několikanásobných oblačných pásů.

Jako kvantitativní ukazatel byla pro modelové hladiny spočtena EPV . Nutná podmínka pro výskyt PSI na modelových výstupech pak má podobu $EPV < 0$. Oblasti splňující tuto podmínku mají také podobu pásů orientovaných přibližně podél směru termálního větru. Záporná EPV se v termínech před vypuknutím srážek vyskytovala přibližně v těch oblastech, kde následně začaly vznikat srážkové pásy. Záporné hodnoty EPV se však během dne postupně vyskytly nad většinou území Česka, což pravděpodobně odpovídá tomu, že srážkami bylo zasaženo také celé území ČR. Před započítáním silných srážek byla ve vertikálním řezu nutná podmínka splněna ve velké části troposféry. Pouze v přízemní vrstvě přibližně do 500 m n. m. a v malých částech troposféry se ve vertikálním řezu nacházely symetricky stabilní oblasti. Během vzniku srážek muselo dojít k částečnému uvolnění PSI, neboť pozdější termín zobrazuje ve vertikálním profilu více stabilních oblastí. Zajímavý je určitý rozpor, který vzniknul mezi dvěma kvantitativními ukazateli, resp. jejich podmínkami. Kritérium $Ri_m < 1$ bylo splněno pouze ve dvou termínech před započítáním srážek a také pouze v nejnižší vrstvě troposféry od 925 hPa do 850 hPa. Podle veličiny EPV a její podmínky $EPV < 0$ se však PSI v ovzduší vyskytovala po mnohem delší dobu a také v podstatně větší části vertikálního profilu atmosféry. Odlišné posouzení výskytu PSI při této srážkové události je patrně dáno tím, že nutná podmínka $Ri_m < 1$ je pro zachycení PSI v tlakových hladinách přísnější než nutná podmínka $EPV < 0$.

Na rozdíly mezi kvantitativními ukazateli PSI poukazuje např. práce (Schultz, Schumacher, Doswell, 2000). Vhodnějšími ukazateli PSI jsou podle autorů veličiny popisující konfiguraci ploch $\theta_e = \text{konst.}$ a $m_g = \text{konst.}$ (ve studii se jedná o nasycenou geostrofickou potenciální vorticitu; MPV – saturated geostrophic potential vorticity, v našem případě jsou to Ri_m a EPV) než veličiny založené na energii (SCAPE). Je zde

uvedeno, že SCAPE, integrovaná mezi HVSK a HNV nepostihuje výstupné pohyby vzduchu, ke kterým dochází pod HVSK. Integrace SCAPE se navíc provádí podél šikmé plochy, a proto není zcela jasné k jakému místu v horizontální rovině má být hodnota SCAPE vztažena. Zato podmínku $MPV < 0$ lze lépe prostorově zobrazit a porovnávat s dalšími výstupnými mechanismy vzduchu.

Vzhledem k tomu, že je PSI v ČR zodpovědná za většinu srážkových situací v zimním období, mohlo by být další studium nástrojů používaných k jejímu určování velmi přínosné.

5 ZÁVĚR

Podmíněná, potenciální i symetrická instabilita jsou významnými faktory, které se uplatňují při vzniku srážek. Zatímco podmíněná instabilita patří u nás k nejvíce uvažovaným druhům instability, vliv potenciální a symetrické instability je často opomíjen. Tato práce poskytuje podrobnější popis všech tří druhů instabilit, včetně způsobů hodnocení jejich výskytu v atmosféře.

Přítomnost dané instability v atmosféře lze přibližně odhadnout pomocí sondážních měření. Pro podrobnější popis či kvantifikaci dané instability je zapotřebí použití odvozených termodynamických veličin, tzv. ukazatelů instability, v dostatečném prostorovém a časovém rozlišení. Vhodným zdrojem dat mohou být v tomto případě výstupy z NWP modelů s vysokým rozlišením na omezené oblasti.

Metody hodnocení zmíněných druhů instability byly demonstrovány na konkrétních případech tří událostí se silnými srážkami v ČR. Bylo také ukázáno, že se v atmosféře zpravidla nevyskytuje jeden čistý druh instability, ale většinou se jedná o kombinaci několika druhů. Zároveň však právě jeden druh instability může mít rozhodující vliv na výstupné pohyby vzduchu a vznik srážek.

Další studium jednotlivých druhů instabilit a ukazatelů jejich výskytu v atmosféře by mohlo přispět ke zpřesnění předpovědi silných srážkových událostí způsobených daným druhem instability. Uvažování instability atmosféry je stále nedílnou součástí tzv. nowcastingu a velmi krátkodobé předpovědi počasí. Spolu s výstupy z NWP modelů a s daty získanými zejména z distančních měření umožňuje lépe lokalizovat silné srážky v prostoru a v čase a lépe odhadnout jejich vývoj.

SEZNAM LITERATURY A ZDROJŮ

BLUESTEIN, H., B. (1992): *Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes. Vol. I: Principles of Kinematics and Dynamisc.* Oxford University Press, New York, 431 s. ISBN 0-19-506267-1.

BLUESTEIN, H., B. (1993): *Synoptic-Dynamic Meteorology in Midlatitudes. Vol. II: Observations and Theory of Weather Systems.* Oxford University Press, New York, 594s. ISBN 0-19-506268-X.

BOLTON, D. (1980): *The Computation of Equivalent Potential Temperature.* Monthly Weather Review, 108, 1046-1053.

DVOŘÁK, P. (2004): *Letecká meteorologie.* Svět křídel, Cheb, 221 s. ISBN 80-86808-09-2.

EMANUEL, K., A. (1983): *On Assesing Local Conditional Symmetric Instability from Atmospheric Soundings.* Monthly Weather Review, 111, 2016-2033.

HOLTON, J., R. (2004): *An introduction to dynamic meteorology.* Elsevir Academic Press, Burlington, 531 s. ISBN 0-12-354015-1.

HORÁK, J., RAIDL, A. (2007): *Hydrodynamická stabilita atmosféry a nelineární problémy geofyzikální hydrodynamiky.* Karolinum, Praha, 383 s. ISBN 978-80-246-1278-2.

HUNTRIESER, H., SCHIESSER, H. H., SCHMID, W., WALDVOGEL, A. (1997): *Comparison of Traditional and Newly Developed Thunderstorm Indices for Switzerland.* Weather Forecasting, 12, s. 108-124.

KAŠPAR, M. (1997): *Potenciální a vlhká symetrická instabilita v atmosféře.* [Diplomová práce]. Praha, Matematicko fyzikální fakulta UK, KMOP, 81 s.

MANZATO, A. (2003): *A climatology of instability indices derived from Friuli Venezia Giulia soundings, using three different methods.* Atmospheric Research, č. 67-68, s. 417-454.

McCANN, D., W. (1995): *Three-dimensional computations of equivalent potential vorticity.* Weather and Forecasting, 10, 798-802.

MAREK, L. (2011): *Charakteristiky konvekčního prostředí a jejich porovnání.* [Bakalářská práce]. Praha, Přírodovědecká fakulta UK, KFGGD, 68 s.

- MÜLLER, M., KAŠPAR, M. (2014): *Event-adjusted evaluation of weather and climate extremes*. Natural Hazards and Earth System Sciences, 14, č. 2, s. 473-483.
- PECHALA, F., BEDNÁŘ, J. (1991): *Příručka dynamické meteorologie*. Academia, Praha, 372 s. ISBN 80-200-0198-0.
- PLOS, R. et al. (2010): *Paragliding, moderní učebnice létání s padákovými kluzáky*. Svět křídel, Cheb, 231 s. ISBN 978-80-86808-78-9.
- REAP, R., M., FOSTER, D., S. (1979): *Automated 12-36 Hour Probability Forecasts of Thunderstorms and Severe Local Storms*. Journal of Applied Meteorology and Climatology, č. 18, s. 1304-1315.
- REUTER, G., W., AKTARY, N. (1995): *Convective and Symmetric Instabilities and Their Effects on Precipitation: Seasonal Variation in Central Alberta during 1990 and 1991*. Monthly Weather Review, č. 123, s. 153-162.
- RULFOVÁ, Z., KYSELÝ J. (2013): *Disaggregating convective and stratiform precipitation from station weather data*. Atmospheric Research, č. 134, s. 100-115.
- ŘEZÁČOVÁ, D., NOVÁK, P., KAŠPAR, M., SETVÁK, M. (2007): *Fyzika oblaků a srážek*. Academia, Praha, 576 s. ISBN 978-80-200-1505-1
- SCHULTZ, D., M., SCHUMACHER, P., N., DOSWELL, CH., A., III. (2000): *The Intricacies of Instabilities*. Monthly Weather Review, č. 128, s. 4143-4148.
- SNOOK, J., S. (1992): *Current Techniques for Real-Time Evaluation of Conditional Symmetric Instability*. Weather and forecasting, č. 7, s. 430-439.
- SOBÍŠEK, B. et al. (1993): *Meteorologický slovník výkladový a terminologický*. Ministerstvo životního prostředí, Praha, 594 s. ISBN 80-85368-45-5.
- SOKOL, Z., ZACHAROV, P. (2012): *Nowcasting of precipitation by an NWP model using assimilation of extrapolated radar reflectivity*. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, č. 138, s. 1072-1082.
- SULAN, J., PEŠICE, P., STAŠA, P. (2004): *Výpočet konvekční dostupné potenciální energie „CAPE“ a možnosti jeho využití v provozu ČHMÚ*. Meteorologické zprávy, 57, č. 3, s. 61-68.
- ŠÁLEK, M., – NOVÁK, P. – SEO, D. J. (2004): *Operational application of combined radar and raingauges precipitation estimation at the CHMI*. ERAD Publication Series vol. 2, in: European Conference on Radar in Meteorology and Hydrology. Visby, Island of Gotland, Sweden, 6–10 September 2004. s. 16–20.

TURKOVÁ, E. (2012): *Potenciální instabilita teplotního zvrstvení na území ČR*. [Bakalářská práce]. Praha, Přírodovědecká fakulta UK, KFGGD, 52 s.

WILLIAMS, E., RENNO, N. (1993): *An analysis of the conditional instability of the tropical atmosphere*. Monthly Weather Review, č. 121, s. 21–36.

ZACHAROV, P., ŘEZÁČOVÁ, D. (2005): *Srovnání účinnosti diagnostických a prognostických charakteristik konvekčního prostředí*. Meteorologické zprávy, 58, č. 3, s. 65-72.

American Meteorological Society, Meteorology Glossary [online]. [cit. 2013-11-06].
URL: <<http://glossary.ametsoc.org/wiki/Instability>>.

University of Wyoming [online]. [cit. 2014-02-20].
URL: <<http://www.weather.uwyo.edu/>>.

Consortium for Small-scale Modelling [online]. [cit. 2014-04-06].
URL: <<http://www.cosmo-model.org/>>.

Wetterzentrale [online]. [cit. 2014-04-11].
URL: <<http://www.wetterzentrale.de/>>.

Wetter3.de [online]. [cit. 2014-04-11].
URL: <<http://wetter3.de/>>.

IN-POČASÍ [online]. [cit. 2014-04-17].
URL: <<http://www.in-pocasi.cz/>>.