



universität  
wien

# MASTERARBEIT / MASTER'S THESIS

Titel der Masterarbeit / Title of the Master's Thesis

## **Auswertung von Instabilitätsparametern aus Radiosondendaten**

verfasst von / submitted by

Johannes F. J. Schweiger, BSc

angestrebter akademischer Grad / in partial fulfilment of the requirements for the degree of  
**Master of Science (MSc)**

Wien, 2016 / Vienna, 2016

Studienkennzahl lt. Studienblatt /  
degree programme code as it appears on  
the student record sheet:

A 066 614

Studienrichtung lt. Studienblatt /  
degree programme as it appears on  
the student record sheet:

Masterstudium Meteorologie

Betreut von / Supervisor:

o. Univ.-Prof. Dr. Reinhold Steinacker



# Zusammenfassung

Randall und Wang (1992) führten in ihrer Arbeit mit der „generalized convective available potential energy (GCAPE)“ einen neuen Instabilitätsparameter ein. In der hier vorliegenden Masterarbeit wird eine neue, modifizierte Version der GCAPE präsentiert. Anstatt einer adiabatischen, reversiblen Umlagerung von Luftschichten in einer bedingt instabilen Atmosphäre, um den Zustand mit minimaler totaler potentieller Energie zu erreichen, erfolgt diese mit Hilfe eines pseudo-adiabatischen Prozesses. Das bedeutet, dass auch die Umlagerung des in der Atmosphäre enthaltenen Wassers, also der Niederschlag und die Wiederverdunstung, berücksichtigt wird. Die vergleichsweise niedrigen Werte für die GCAPE von Randall und Wang (1992) werden dadurch immens erhöht. Der wichtigste Vorteil von der GCAPE gegenüber der klassischen „convective available potential energy (CAPE)“ besteht darin, dass Informationen aus der gesamten Atmosphäre in die Berechnung miteinfließen. Bei der Ermittlung der CAPE hingegen, gehen nur bodennahe Werte der Temperatur und des Taupunkts ein.

Anhand idealisierter Beispiele, die nach und nach komplexer werden, wird die Berechnungsmethodik genauestens erläutert. Die Anwendung dieser, mit Hilfe der idealisierten Beispiele entwickelten, sogenannten Modelle auf einen realen Fall zeigt wenig überraschend: Je komplexer das Modell wird, d.h. je mehr atmosphärische Prozesse in die Berechnung einfließen umso höher wird GCAPE.

Die wichtigsten Daten, die zur Auswertung benötigt werden, stellen Radiosondenaufstiege dar, da die Atmosphäre zur Bestimmung der GCAPE in möglichst kleine Schichten unterteilt werden sollte, von denen die Temperatur und der Taupunkt bekannt sein muss. Wahrscheinlich die wichtigste Erkenntnis aus dieser Arbeit ist, dass es so scheint, als könnte man mittels der GCAPE das Auftreten von Gewittern, an Tagen an denen keine CAPE vorhanden ist, erklären. Konkrete Auswertungen von Zeitreihen und Histogrammen bestätigen diese Hypothese, zusätzlich werden anhand von Fallbeispielen genau solche Fälle analysiert.

Die gewonnenen Ergebnisse zeigen, dass die neu formulierte Version der GCAPE eine größere Fülle an Informationen über das Potential zur Entstehung von Gewittern beinhaltet als zum Beispiel CAPE. Es wird sich weisen, ob sich die GCAPE in der Praxis als zusätzlicher Instabilitätsparameter bewährt und zumindest als weiterer Wert in die Vorhersage von konvektiven Ereignissen miteinfließt.



# Abstract

Randall and Wang (1992) established in their work with the generalized convective available potential energy (GCAPE) a new instability parameter. In this master thesis a new, modified version is presented. Instead of an adiabatic reversible rearrangement of layers of air in a conditionally unstable atmosphere, to reach the state with minimal total potential energy, this is done using a pseudo-adiabatic process. This means, that also the rearrangement of water contained in the atmosphere, precipitation and the re-evaporation of it, is considered. Because of that, the relatively low values for GCAPE, which Randall and Wang (1992) found, increase greatly. The most important advantage of GCAPE over the classical convective available potential energy (CAPE) is, that information from the entire atmosphere is used towards the calculation. However, in the calculation of CAPE only temperature and dew point values close to the ground are used.

Idealized examples, which are gradually more complex, are used to explain the calculation methodology carefully. The application of the various models, found with the idealized examples, to a real case shows unsurprisingly: the more complex the model is, the more atmospheric processes are included in the calculation, the higher is GCAPE.

The most important data, which are required for the evaluation, represent radiosondes, because for the determination of GCAPE, the atmosphere must be divided into thin layers, of which the temperature and the dew point must be known.

Probably the most important finding of this work is, that it seems, that through GCAPE one could explain the occurrence of thunderstorms, on days on which no CAPE exists. Specific evaluations of time series and histograms confirm this hypothesis. Using case studies, such cases will be analyzed accurately.

The obtained results show, that the reformulated version of GCAPE includes a greater wealth of information on the potential for development of thunderstorms, as for example CAPE. We will see, if GCAPE is successful as an additional instability parameter in practice, and will possibly be used as an extra value in the prediction of convective events.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1	Aufgabenstellung und Motivation . . . . .	1
1.2	Stand der Wissenschaft - existierende Arbeiten . . . . .	2
1.3	Aufbau . . . . .	3
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>4</b>
2.1	Die klassische „Parcel-Theorie“ . . . . .	4
2.2	„Convective available potential energy (CAPE)“ . . . . .	6
2.2.1	„Surface based CAPE (SBCAPE)“ . . . . .	8
2.2.2	„Mean layer CAPE (MLCAPE)“ . . . . .	8
2.2.3	„Most unstable CAPE (MUCAPE)“ . . . . .	8
2.2.4	„Downdraft CAPE (DCAPE)“ . . . . .	9
2.3	„Convective inhibition (CIN)“ . . . . .	9
2.4	„Total potential energy (TPE)“ und „available potential energy (APE)“ . .	10
2.4.1	Inkompressibles Fluid . . . . .	10
2.4.2	Kompressibles Fluid . . . . .	11
2.5	Die GCAPE als massenspezifische APE . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Berechnungsmethoden</b>	<b>14</b>
3.1	Die Feuchttemperatur . . . . .	14
3.1.1	Allgemeines . . . . .	14
3.1.2	Bestimmung der Feuchttemperatur . . . . .	15
3.2	Das niederschlagsbare Wasser . . . . .	20
3.3	Idealisierte Beispiele zur Ermittlung der GCAPE . . . . .	20
3.3.1	Vergleich der CAPE mit der GCAPE in vollkommen trockener At- mosphäre . . . . .	20
3.3.2	Vergleich der CAPE mit der GCAPE in einer Atmosphäre die Feuch- te beinhaltet . . . . .	24
3.4	Berechnung von Instabilitätsparametern eines realen Falles . . . . .	29
3.4.1	Vergleich der CAPE mit der DCAPE und der GCAPE eines realen Radiosondenaufstiegs . . . . .	29
3.4.2	Matrix-Reduktionsmethode . . . . .	35

3.4.3	Methode zur künstlichen Abtrocknung des Referenzprofils . . . . .	35
<b>4</b>	<b>Datenmaterial</b>	<b>38</b>
4.1	Radiosondendaten . . . . .	38
4.2	Informationen über Gewittertage . . . . .	38
4.3	Wetterkarten für Fallbeispiele . . . . .	39
4.4	SYNOP-Meldungen . . . . .	40
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>41</b>
5.1	Einleitung . . . . .	41
5.2	Zeitreihen der CAPE und der GCAPE . . . . .	41
5.3	CAPE und GCAPE für die Gewittertermine der Jahre 2005 bis 2013 . . .	45
5.4	Fallbeispiel 22.06.2007 . . . . .	47
5.4.1	Wetterlage . . . . .	47
5.4.2	Auswertung . . . . .	48
5.5	Fallbeispiel 30.07.2008 . . . . .	51
5.5.1	Wetterlage . . . . .	52
5.5.2	Auswertung . . . . .	53
5.6	Fallbeispiel 02.05.2013 . . . . .	54
5.6.1	Wetterlage . . . . .	54
5.6.2	Auswertung . . . . .	55
<b>6</b>	<b>Schlussfolgerung und Ausblick</b>	<b>57</b>
	<b>Anhang</b>	<b>59</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>61</b>
	<b>Datenquellen</b>	<b>63</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>65</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>67</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>69</b>



# 1. Einleitung

## 1.1 Aufgabenstellung und Motivation

Das Hauptziel dieser Arbeit ist, die „generalized convective available potential energy (GCAPE)“ aus Radiosondenaufstiegen, möglichst vieler Tage mit konvektiven Ereignissen, auszuwerten und mit der klassischen „convective available potential energy (CAPE)“ zu vergleichen, denn es kommt immer wieder vor, dass es auch ohne dem Vorhandensein von CAPE, zur Gewitterbildung reicht. Das Hauptaugenmerk liegt dabei auf den Gewittern, die bei  $\text{CAPE} = 0 \text{ Jkg}^{-1}$  entstanden sind. Durch die Auswertung der GCAPE erhofft man sich, solche Gewitterereignisse besser verstehen und begründen zu können. Dies erfolgt anhand von Zeitreihen und Histogrammen, aber auch Fallbeispiele sollen nicht zu kurz kommen und zum besseren Verständnis beitragen.

Obwohl das CAPE-Konzept im Gegensatz zum Konzept der verfügbaren potentiellen Energie (engl. available potential energy, APE) die Massenkontinuität nicht berücksichtigt, ist CAPE trotzdem der am weitesten verbreitete Instabilitätsparameter der zur Gewittervorhersage und zur Abschätzung der Heftigkeit von starker Konvektion verwendet wird. Die CAPE hat noch viele weitere Nachteile, der Niederschlag wird genauso wenig in die Berechnung miteinbezogen wie die Kondensationswärme. Jedoch muss in diesem Zusammenhang auch erwähnt werden, dass bei der „downdraft CAPE (DCAPE)“ der Niederschlag oder besser gesagt die Verdunstungskühlung infolge dessen schon in einer gewissen Form berücksichtigt wird. Ein weiterer ganz wesentlicher Nachteil ist, dass die Feuchtigkeit, die in der Atmosphäre enthalten ist, in die Berechnung überhaupt nicht eingeht. Zur Bestimmung der CAPE lässt man einfach ein zufälliges Luftpaket aus der Bodennähe aufsteigen. D.h. als einzige Information fließt nur z.B. der Taupunkt und die Temperatur aus zwei Metern Höhe ein. Wahrscheinlich ist die CAPE gerade aufgrund dieser sehr einfachen Bestimmbarkeit, wozu im Prinzip nur ein thermodynamisches Diagramm benötigt wird, so beliebt.

Das Konzept der GCAPE hingegen berücksichtigt all die vorher genannten Faktoren. Entrainment jedoch kann hier genauso wenig in Betracht gezogen werden wie bei der Ermittlung der CAPE. Im Gegensatz zu der Bestimmung der CAPE lässt man kein Luftpaket aufsteigen, sondern teilt die Atmosphäre in möglichst kleine Schichten und versucht durch Umordnen dieser, die anfangs instabil geschichtete Atmosphäre in einen Zustand mit minimaler potentieller Energie überzuführen. Das hat den Vorteil, dass nicht nur

Informationen vom Boden einfließen, sondern aus allen Höhenschichten.

## 1.2 Stand der Wissenschaft - existierende Arbeiten

Schon Margules (1903) wies mit seinem Zwei-Kammer-Experiment die Erzeugung von Bewegung in Fluiden nach. Er zeigte, dass eine Umlagerung von zwei horizontal angeordneten Fluiden mit demselben Volumen aber unterschiedlicher Dichte, letztendlich zu einer Anordnung führt, wo das Fluid mit geringerer Dichte über dem Fluid mit höherer Dichte lagert. Gleichzeitig bedeutet dies, dass der Schwerpunkt im Gegensatz zum Ausgangszustand abgesenkt wird, was gleichbedeutend mit einer Reduktion der totalen potentiellen Energie des gesamten Systems ist. Die Reduktion bezeichnet er als „available kinetic energy“. (Steinacker, 2015)

Lorenz (1955), betrachtete in seiner Arbeit ein kompressibles Fluid. Darin zeigt er, dass eine adiabatische reversible Umschichtung von Masse in einer baroklinen Atmosphäre gegenüber einer barotrop geschichteten, die totale potentielle Energie reduziert. Die Differenz zwischen der totalen potentiellen Energie des baroklinen Anfangszustandes und des barotropen Endzustandes ist für eine Umwandlung in kinetische Energie verfügbar. (Steinacker, 2015)

Die Anwendung der „Parcel-Theorie“ für konvektive Ereignisse in der Atmosphäre führte zur Formulierung der CAPE, Moncrieff und Miller (1976). Im Gegensatz zum APE-Konzept berücksichtigt das CAPE-Konzept keine Massenkontinuität. Trotz der Schwächen der CAPE, wie z.B. die zufällige Auswahl des Luftpakets, die Nichtberücksichtigung von Niederschlag (mit Ausnahme der DCAPE), die Nichtberücksichtigung der Schmelzwärme, die Nichtberücksichtigung von Feuchte in der Atmosphäre, ist sie heutzutage der am meisten verwendete Instabilitätsparameter (Craven und Brooks, 2004). Es gibt sehr viele verschiedene Methoden wie die CAPE berechnet werden kann. Die am meisten verwendeten CAPE-Arten sind: MUCAPE „most unstable CAPE“, SBCAPE „surface based CAPE“, BLCAPE „boundary layer CAPE“, NCAPE „normalized CAPE“, MLCAPE „mean layer CAPE“, VCAPE „virtual temperature CAPE“ und DCAPE „downdraft CAPE“. Wenn das Luftpaket bei seinem Aufstieg Schichten mit negativem Auftrieb überwinden muss, muss man auch die „convective inhibition (CIN)“ - welche es auch wieder in vielen verschiedenen Formen gibt - berücksichtigen um das Potential für hochreichende Konvektion abschätzen zu können. (Steinacker, 2015)

Viele Jahre nach der ersten Arbeit von Lorenz über APE, veröffentlichte er 1978 eine weitere Arbeit, in der er den Effekt von Wasserdampf in der Atmosphäre in die Berechnung von APE miteinbezog (Lorenz, 1978). Er bezeichnet APE in trockener Atmosphäre als „dry available energy (DAE)“ und in feuchter Atmosphäre als „moist available energy

(MAE)“ und zeigte, dass in einer feuchtstabilen Atmosphäre eine adiabatische reversible Umschichtung von Masse in einer leicht höheren APE resultiert, allerdings unter der Bedingung, dass irgendwo in der Atmosphäre Kondensation stattfindet bzw. Sättigung herrscht ( $MAE > DAE$ ). Der Endzustand, mit minimaler totaler potentieller Energie, ist dann erreicht, wenn in den nicht gesättigten Schichten der Atmosphäre die Isentropen ( $\Theta = const.$ ) und in den gesättigten Schichten die Feuchtsisentropen ( $\Theta_e = const.$ ) horizontal verlaufen. (Steinacker, 2015)

Randall und Wang (1992), griffen das MAE-Konzept von Lorenz wieder auf und wendeten es bei einer instabilen Atmosphäre an. Sie spalteten die MAE in einen horizontalen und in einen vertikalen Anteil auf. Diese Aufteilung ist insofern gerechtfertigt, da beide Anteile mit Prozessen in Verbindung stehen, die sich sowohl in der räumlichen als auch in der zeitlichen Skala deutlich unterscheiden. Während der horizontale Anteil zum Beispiel zu barokliner Instabilität führt, die sich größenordnungsmäßig in Tagen und tausenden Kilometern abspielt, ist der vertikale Anteil für hochreichende Konvektion von großer Bedeutung, welche in eine Größenordnung von Stunden und einigen Kilometern einzuordnen ist. Sie bezeichnen den vertikalen Anteil als „generalized CAPE (GCAPE)“. Randall und Wang (1992) schlagen verschiedene Berechnungsmethoden - eine unter Verwendung von Luftpaketen, die andere basiert auf der Massenflusstheorie - vor um den Zustand mit minimaler nicht-kinetischer Energie zu finden. Um ihre Methoden zu testen, verwenden sie Radiosondenaufstiege vom „Global Atmospheric Research Program (GARP)“ „Atlantic Tropical Experiment (GATE)“. Überraschenderweise führt die erste Methode zu keiner positiven GCAPE, der Grund ist der, dass sie eine zu geringe Anzahl an Schichten betrachten. Auch die zweite Berechnungsmethode führt nur zu einer GCAPE von etwa  $10 \text{ Jkg}^{-1}$ . (Steinacker, 2015)

## 1.3 Aufbau

In Kapitel 2 werden die wichtigsten Grundlagen, die zum besseren Verständnis der Berechnungsmethoden beitragen sollen, erläutert. Die angewandte Methodik wird sowohl anhand idealisierter Fälle als auch mit Hilfe eines realen Falls in Kapitel 3 behandelt. Eine detaillierte Beschreibung der für die Auswertung benötigten Daten erfolgt in Kapitel 4. Die Ergebnisse der Auswertungen von Radiosondenaufstiege im Bezug auf CAPE und GCAPE und ein Vergleich dieser beiden Instabilitätsparameter sowie Fallbeispiele sind Kapitel 5 zu entnehmen. Abschließend erfolgt in Kapitel 6 ein kurzes Resümee und ein Ausblick auf etwaige weitere mögliche Arbeitsthemen hinsichtlich dieses Themas.

## 2. Grundlagen

### 2.1 Die klassische „Parcel-Theorie“

Die klassische Theorie eines Luftpakets, welches gehoben wird - im Englischen als „Parcel-Theory“ bezeichnet - erklärt das theoretische Konzept der Vertikalbewegung und die damit in Verbindung stehenden Zustandsänderungen eines Luftpakets in der freien Atmosphäre, welche in Wirklichkeit jedoch viel komplizierter sind. Um diese sehr komplexen Vorgänge in der Atmosphäre einigermaßen verstehen zu können, gibt es verschiedene konzeptionelle Modelle, die dabei sehr hilfreich sein können. Anwendung findet die „Parcel-Theorie“ unter anderem bei der Berechnung hochreichender Konvektion, da man damit latente und potentielle Instabilitäten in der Atmosphäre bestimmen kann. (Mohr, 2013)

Folgende Annahmen sind dabei für das Luftpaket zu beachten:

- Kein Materie- oder Wärmeaustausch mit der Umgebung - es herrscht Adiabasie ( $dq = 0$ ).
- Es hat in derselben Höhe immer den gleichen Druck wie die Umgebung (quasistatische Bedingungen,  $p_p = p_u$ ).
- Der Aufstieg erfolgt zuerst trockenadiabatisch, ab dem Niveau wo es gesättigt ist steigt es feucht- bzw. pseudoadiabatisch.
- Das gesamte kondensierte Wasser fällt während des Aufstieges aus, somit können keine Gefrierprozesse stattfinden.

Allerdings sind diese Annahmen in der realen Atmosphäre nur in erster Näherung erfüllt. Zum Beispiel steigt ein Luftpaket nie ohne Wechselwirkung mit der Umgebung auf. Weiters kann durch kleine dynamische Effekte das Druckfeld im Luftpaket geändert werden. (Mohr, 2013)

Das Luftpaket durchläuft beim Aufstieg durch die Troposphäre folgende Prozesse:

1. Der Anfangszustand des Luftpakets wird durch die Temperatur  $T_s$ , durch ein Feuchte-  
maß, meistens handelt es sich um den Taupunkt  $T_{d,s}$  und durch den Druck  $p_s$  am  
Boden definiert. (Mohr, 2013)
2. Am Anfang wird das Luftpaket trockenadiabatisch bis zum Sättigungsniveau geho-  
ben, das ist jene Höhe ab der, wie der Name schon sagt, das Paket gesättigt ist.

Die Hebung kann sowohl dynamischen Ursprungs (z.B. Fronten oder Gebirge) als auch thermischen Ursprungs (überhitzte Luft am Boden) sein. Das sich dadurch ergebende Sättigungsniveau wird im Fall einer dynamischen Hebung als Hebungs-kondensationsniveau (HKN) (engl. lifting condensation level, LCL) bezeichnet, im Falle thermischer Hebung benennt man dieses Niveau als Kumuluskondensationsniveau (KKN) (engl. cumulus condensation level, CCL). Während der Hebung, bis zum Erreichen der Sättigung, bleibt sowohl die potentielle Temperatur  $\Theta_s$  als auch das Mischungsverhältnis  $r_s$  konstant. (Mohr, 2013)

3. Ab dem Erreichen des Sättigungsniveaus setzt sich das Aufsteigen des Pakets feucht- bzw. pseudoadiabatisch fort. Da das Mischungsverhältnis  $r$  nun eine Funktion des Druckes  $p$  und der Temperatur  $T$  ist, lässt sich durch deren Veränderung  $\Theta_e$ , also die pseudopotentielle Temperatur, bestimmen. Die Abnahme der Temperatur mit der Höhe ist im Vergleich zum trockenadiabatischen Aufstieg geringer, da durch die Phasenübergänge Kondensationswärme frei wird und dadurch die Abkühlung gebremst wird. Die Differenz zwischen trocken- und feuchtadiabatischen Temperaturgradienten resultiert also nur dadurch, dass beim feuchtadiabatischen Prozess latente Energie bei der Kondensation freigesetzt wird. (Mohr, 2013)
4. Die Höhe, in der das aufsteigende Luftpaket zum ersten Mal wärmer ( $T_p > T_u$ ) bzw. leichter ( $\rho_p < \rho_u$ ) als seine Umgebung ist, wird als freies Konvektionsniveau (FKN) (engl. level of free convection, LFC) bezeichnet. Ab dieser Höhe kann das Paket, ohne äußeren Einfluss, rein durch den positiven Auftrieb weiter aufsteigen. (Mohr, 2013)
5. Solange das Luftpaket wärmer als die Umgebungsluft ist kann es ungehindert weiter steigen. Das Niveau bei dem das Luftpaket die gleiche Temperatur hat als die Umgebung bezeichnet man als Gleichgewichtsniveau (GN) (engl. equilibrium level, EL). Bei sehr starken konvektiven Ereignissen ist es nicht selten das Level der Tropopause. Weiters kann es aufgrund sehr starken Auftriebs in übermäßig starker Konvektion zum sogenannten Überschießen (engl. overshoot top) der Gewitterwolke kommen. Dabei kann das Luftpaket, das eine gewisse Trägheit aufweist, bis in die untere Stratosphäre vordringen. (Mohr, 2013)

Im Wesentlichen gibt es drei verschiedene Methoden wie der Anfangszustand des Luftpakets im Bodenniveau definiert werden kann:

1. Die Anfangswerte für das zu hebende Luftpaket für den Druck  $p$ , die Temperatur  $T$  und den Taupunkt  $T_d$  werden in einer Höhe von zwei Metern über der Erdoberfläche definiert. Als Index wird dabei meistens entweder ein B für Boden oder ein S für „surface“ verwendet. (Mohr, 2013)
2. Als Anfangsbedingungen werden dichtegewichtete Mittel über die untersten Werte des Profils benutzt. Üblich ist eine Mittelung über 50 hPa, es gibt aber unzählige

weitere Möglichkeiten (z.B.: 100 hPa, 300 m, etc.). Je nachdem werden dann auch die Indizes gewählt, für 50 hPa wird also einfach 50 geschrieben. (Mohr, 2013)

3. Die Startwerte für das Luftpaket werden so gewählt, dass es durch den Aufstieg die höchstmögliche Instabilität besitzt. Im Englischen wird es dann „most unstable parcel (MUP)“ genannt. Dazu muss in den untersten Schichten des Vertikalprofils die größtmögliche pseudopotentielle Temperatur  $\Theta_e$  berechnet werden. Wobei es auch hier wieder eine große Anzahl an verschiedenen Möglichkeiten gibt, wie dick man diese unterste Schicht wählt (z.B. die ersten 300 hPa über Grund). (Mohr, 2013)

Bei vielen Instabilitätsparametern hat die Wahl des Ausgangsniveaus eine sehr wichtige Bedeutung. (Mohr, 2013)

In den nächsten Abschnitten wird auf wahrscheinlich den wichtigsten Konvektionsparameter den es gibt - die konvektiv verfügbare potentielle Energie - näher eingegangen. Wie oben erwähnt, spielt dabei auch das Ausgangsniveau eine entscheidende Rolle.

## 2.2 „Convective available potential energy (CAPE)“

**Definition:** „Bei CAPE (Auf Deutsch: Konvektiv verfügbare potentielle Energie) handelt es sich um jene potentielle Energie, welche durch Auftrieb in kinetische Energie umgewandelt werden kann, wenn man alle weiteren Prozesse wie Reibung vernachlässigt.“ (aus Mayer (2011), S. 93)

CAPE ist mathematisch gesehen die vertikal integrierte massenspezifische Auftriebskraft. Wobei nur jene Bereiche berücksichtigt werden, wo die Temperatur des aufsteigenden Luftpakets größer ist als die Temperatur der Umgebung, d.h. der Auftrieb nach oben gerichtet ist. (Mayer, 2011)

Somit ergibt sich für CAPE folgende Formel:

$$\text{CAPE} = g \int_{T_p > T_u} \left( \frac{T_p - T_u}{T_u} \right) dz \quad (2.1)$$

oder in Druckkoordinaten:

$$\text{CAPE} = \int_{T_p > T_u} R (T_p - T_u) d \log p \quad (2.2)$$

Zur besseren Veranschaulichung dieses Sachverhaltes, betrachtet man ein zu Beginn ungesättigtes Luftpaket in einer instabil geschichteten Atmosphäre in einem Skew-T log-p Diagramm (Abb. 2.1). Der Ausgangspunkt des Luftpaketes ist in Abbildung 2.1 mit einem großen A markiert. Von dort ausgehend, steigt das Luftpaket zunächst ungesättigt

entlang der Trockenadiabaten (Linie konstanter potentieller Temperatur) auf, bis es gesättigt ist, also das LCL erreicht. Ab diesem Punkt folgt das Paket der Feuchtadiabaten (Linie konstanter äquivalentpotentieller Temperatur). Ist die Hebung stark genug um das Luftpaket bis zum LFC zu bringen, erfährt es positiven Auftrieb und kann selbstständig ohne äußere Einwirkung weiter steigen, bis die Temperatur des Pakets kleiner ist als die der Umgebung. Das Niveau wo dieser Umstand eintritt wird als „level of neutral boyancy (LNB)“ oder eben als EL bezeichnet. Die rot markierte Fläche in Abbildung 2.1 oberhalb vom LFC und unterhalb vom LNB zwischen Hebungskurve und Schichtungskurve stellt CAPE dar. (North und Erukhimova, 2009)

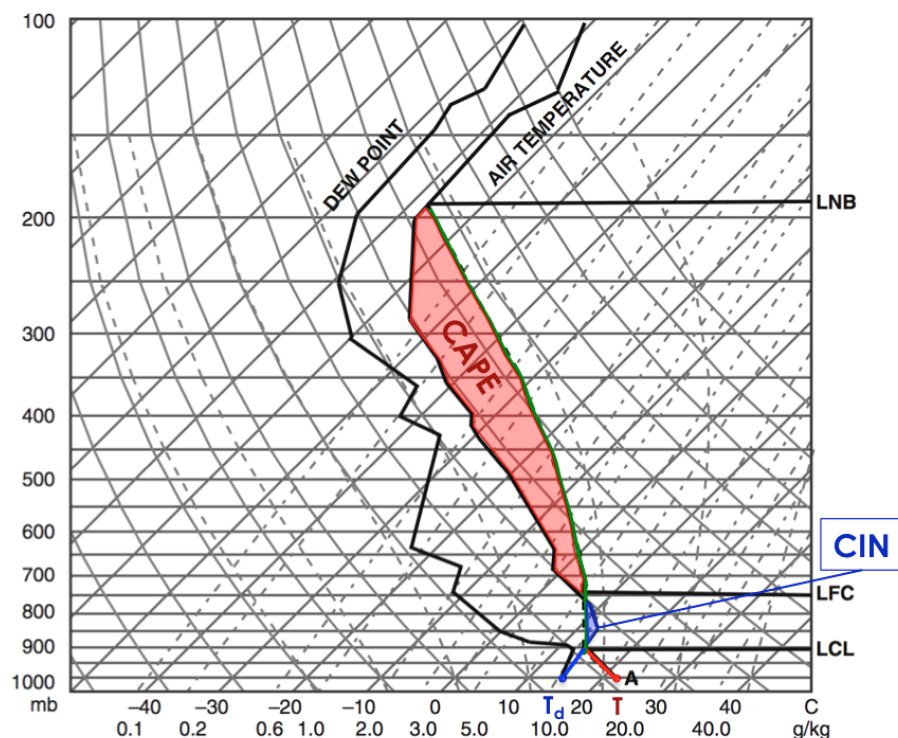


Abbildung 2.1: Radiosondenaufstieg: Die schwarzen dicken Linien stellen die Temperatur und den Taupunkt dar, die rote Linie zeigt den trockenadiabatischen Aufstieg, die grüne Linie den weiteren Aufstieg ab dem Einsetzen der Sättigung. Weiters ist durch die blaue Linie, eine Linie konstanten Mischungsverhältnisses dargestellt. Die rote Fläche zeigt CAPE, die blaue CIN. Modifiziert nach North und Erukhimova (2009).

Das Vorhandensein von CAPE bedeutet aber nicht automatisch, dass sich zwingend Kumulus- oder Kumulonimbuswolken oder in weiterer Folge sogar Gewitter bilden müssen. Viele Prozesse, wie zum Beispiel das Einmischen trockener Luftmassen, die mit dem sehr einfachen CAPE-Konzept nicht berücksichtigt werden können, spielen in der Realität eine sehr wichtige Rolle. Damit sich ein Gewitter bilden kann, muss auch ein dementsprechendes Forcing vorhanden sein, das kann bei Luftmassengewittern einfach nur die Sonne sein, bei Frontgewittern eine herannahende Front oder bei orographischen Gewittern das erzwungene Aufsteigen von Luft im Luv von Gebirgen um nur die wichtigsten Möglichkeiten zu nennen. (Mayer, 2011)

Dennoch kann man mit Hilfe der CAPE-Werte in Tabelle 2.1, falls es zur Bildung von Gewittern kommen sollte, deren Heftigkeit abschätzen. Im Laufe der Zeit wurden viele verschiedene CAPE-Arten entwickelt, auf die wichtigsten wird in den folgenden Unterkapiteln näher eingegangen.

Wertebereich	Beschreibung
< 300	Sehr schwache Konvektion
300 - 1000	Schwache Konvektion, einzelne Gewitter möglich
1000 - 2000	Mäßige Konvektion, Hagel oder Platzregen möglich
2000 - 3000	Starke Konvektion, verbreitet Unwetter
> 3000	Sehr starke Konvektion, extrem heftige Unwetter zu erwarten

Tabelle 2.1: Interpretation der CAPE-Werte. Modifiziert nach Mayer (2011).

### 2.2.1 „Surface based CAPE (SBCAPE)“

Bei dieser Version der CAPE nimmt man die Temperatur und den Taupunkt vom Boden, meistens aus zwei Metern Höhe, als Anfangswerte für das fiktive Luftpaket und lässt es von diesem Niveau aus aufsteigen. Ein großer Vorteil dieser CAPE-Art ist, dass nichts zusätzlich gemittelt oder berechnet werden muss, was dazu führt, dass die SBCAPE relativ einfach und ohne viel Aufwand zu ermitteln ist. Allerdings ergibt sich durch diese Einfachheit auch ein nicht unwesentlicher Nachteil. Da der Bodenwert herangezogen wird, wird eine etwaige Überadiabasis oder Inversion, im Gegensatz zu anderen CAPE-Arten, nicht weggemittelt. (North und Erukhimova, 2009)

### 2.2.2 „Mean layer CAPE (MLCAPE)“

Bei der MLCAPE wird im Gegensatz zur SBCAPE nicht der Bodenwert allein herangezogen, sondern es werden üblicherweise die Temperatur- und Taupunktwerte der untersten 50 hPa gemittelt. Dieser Wert ist jedoch nicht in Stein gemeißelt, manchmal werden auch die untersten 100 hPa oder sogar nur 30 hPa verwendet. Sollte das der Fall sein, wird es allerdings bei der Bezeichnung extra angeführt (z.B. MLCAPE100 oder MLCAPE30). Dieser gemittelte Wert fungiert anschließend als Startwert für das aufsteigende Luftpaket. Die MLCAPE wird verwendet um starke vertikale Temperatur- und Taupunktgradienten, die bei der SBCAPE eben nicht berücksichtigt werden, herauszumitteln. (Boljahn, 2015)

### 2.2.3 „Most unstable CAPE (MUCAPE)“

Die MUCAPE repräsentiert die gesamte potentielle Energie, welche für das instabile Luftpaket innerhalb der untersten 300 hPa der Atmosphäre verfügbar gemacht werden kann. Sie wird vom LFC aus berechnet. Im Extremfall ist die MUCAPE gleich der SBCAPE, nämlich genau dann wenn sich das LFC im Ausgangsniveau befindet. Diese CAPE-Art kann einen Hinweis auf die maximal mögliche CAPE, welche bei einem eventuellen



konvektiven Ereignis generiert werden kann, geben. Die MUCAPE wird vor allem dazu verwendet, um beurteilen zu können ob die Möglichkeit einer abgehobenen Konvektion besteht. (Boljahn, 2015)

#### 2.2.4 „Downdraft CAPE (DCAPE)“

Die DCAPE ist die maximale verfügbare Energie eines absinkenden Luftpakets. Um die DCAPE zu bestimmen, geht man vom 700 hPa Niveau aus und lässt ein zunächst ungesättigtes Luftpaket so lange, entlang der Trockenadiabaten, aufsteigen bis es Sättigung erreicht. Somit hat man das LCL bestimmt. Vom LCL aus lässt man das Paket entlang der Feuchtadiabaten bis zum Bodenniveau absteigen. Jene Fläche zwischen der Abstiegskurve und der Temperaturkurve (Schichtungskurve) stellt DCAPE dar. Die DCAPE wird verwendet um „Downdrafts“ in Gewittern abschätzen zu können. Je höher die DCAPE ist umso höher ist das „Downdraft-Potential“. (DCAPE, 2015)

### 2.3 „Convective inhibition (CIN)“

**Definition:** „Bei CIN (Auf Deutsch: Konvektionshemmung) handelt es sich um jene massenspezifische Energie, um ein Luftpaket überhaupt erst bis zum Niveau der freien Konvektion zu bringen. Diese Energie kann durch Strahlungserwärmung, Hebung durch horizontale Konvergenz oder durch orographischen Einfluss aufgebracht werden.“ (aus Mayer (2011), S. 94)

Für CIN gilt folgende Formel:

$$\text{CIN} = g \int_{T_p < T_u} \left( \frac{T_p - T_u}{T_u} \right) dz \quad (2.3)$$

oder in Druckkoordinaten:

$$\text{CIN} = \int_{T_p < T_u} R (T_p - T_u) d \log p \quad (2.4)$$

Zur Verdeutlichung betrachtet man wiederum Abbildung 2.1. Bevor das Luftpaket, das von Punkt A aus startet, das LFC erreichen kann, muss es eine Barriere potentieller Energie überwinden, wo das Paket kühler ist als die Umgebung und so durch den negativen Auftrieb in Richtung Boden beschleunigt wird. Die blau markierte Fläche in Abbildung 2.1 oberhalb vom LCL und unterhalb vom LFC zwischen Hebungskurve und Schichtungskurve stellt CIN dar. Sie ist ein Maß dafür, wie viel Energie nötig ist um den negativen Auftrieb zu überwinden und somit Konvektion erst zu ermöglichen. (North und Erukhimova, 2009)

## 2.4 „Total potential energy (TPE)“ und „available potential energy (APE)“

„Woher nehmen die Stürme ihre kinetische Energie (KE)? Aus der totalen potentiellen Energie (TPE). Die Atmosphäre wandelt ständig TPE in KE um. Gleichzeitig dissipiert sie ständig KE durch Reibung in Wärme.“ (aus Bauer et al. (2001), S. 286)

### 2.4.1 Inkompressibles Fluid

Der einfachst mögliche Fall, der betrachtet werden kann ist in Abbildung 2.2 links dargestellt. Dabei handelt es sich um eine inkompressible Flüssigkeit mit der Gesamtmasse  $M$ . Im oberen halben Volumen befindet sich eine wärmere Flüssigkeit, die die Dichte  $\rho_1$  besitzt, als im unteren halben Volumen, welche eine Dichte von  $\rho_2$  hat ( $\rho_1 < \rho_2$ ). Die mittlere Dichte sei  $\rho_0$ , die jeweilige Abweichung von der mittleren Dichte sei  $\Delta\rho$ . (Bauer et al., 2001)

Für die TPE der linken Anordnung in Abb.2.2 ergibt sich somit:

$$\text{TPE}_l = A \int_{z=0}^{z=H} \Phi(z) \rho(z) dz = gM \frac{H}{2} \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \right) \quad (2.5)$$

In diesem Fall ist  $\Phi = gz$  und stellt das Geopotential dar. Die Erdbeschleunigung  $g$  wird als konstant angenommen.  $\text{TPE}_l$  steht zur Umwandlung in KE nicht zur Verfügung, denn die Anordnung in Abb.2.2 links ist stabil. Bei der in Abbildung 2.2 rechts dargestellten Anordnung, mit senkrechter Grenzfläche, gilt hingegen:

$$\text{TPE}_r = gM \frac{H}{2} \quad (2.6)$$

$H/2$  stellt die Höhe des Schwerpunktes dar. (Bauer et al., 2001)

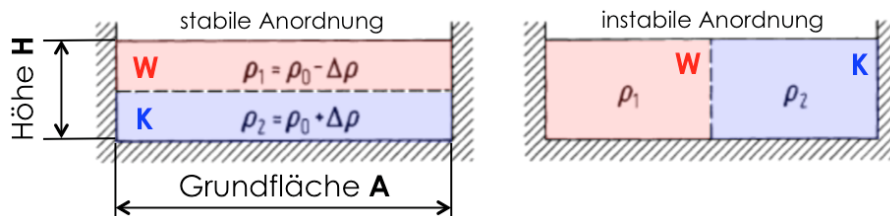


Abbildung 2.2: Totale potentielle Energie eines inkompressiblen Fluides in einem Becken. Links: Stabile Anordnung. Rechts: Instabile Anordnung. Modifiziert nach Bauer et al. (2001).

Entfernt man nun in Abb. 2.2 rechts die Trennwand, und geht davon aus, dass es sich um eine Flüssigkeit handelt, die sich nicht vermischt, wird sich als Endzustand die Anordnung links ergeben. Würden sich hingegen beide Flüssigkeiten vermischen, hätte man keine Verringerung des Schwerpunktes und man würde keine KE sondern Entropie erzeugen. Um

nun die verfügbare potentielle Energie (APE) zu erhalten, muss man mittels einer isentropen Zustandsänderung den kleinsten Wert der TPE aufsuchen (Übergang von der rechten zur linken Anordnung). Somit ist die Differenz von Gleichung 2.6 und Gleichung 2.5 die zur Umwandlung in kinetische Energie verfügbare potentielle Energie. (Bauer et al., 2001)

Wenn man diesen Sachverhalt in eine Formel gießt, ergibt sich:

$$\text{APE}_r = \text{TPE}_r - \text{TPE}_l = gM \frac{H}{2} \cdot \frac{1}{2} \frac{\Delta\rho}{\rho_0} \quad (2.7)$$

$\text{APE}_r$  ist vom Betrag her normalerweise viel kleiner als  $\text{TPE}_r$ .

## 2.4.2 Kompressibles Fluid

Um das ganze Konzept auch auf ein kompressibles Fluid anwenden zu können, wie auch die Atmosphäre eines darstellt, bedarf es schon etwas mehr an Aufwand um ein brauchbares Ergebnis zu erhalten. In diesem Fall setzt sich die totale potentielle Energie aus der potentiellen Energie und der inneren Energie zusammen. (Bauer et al., 2001)

Als Formel angeschrieben, erhält man:

$$\text{TPE} = \text{PE} + \text{IE} = A \int_{z=0}^{z=\infty} (\Phi(p) + c_v T(p)) \rho dz \quad (2.8)$$

Mit Hilfe der hydrostatischen Grundgleichung  $dp = -\rho g dz$  folgt:

$$\text{TPE} = \text{PE} + \text{IE} = \frac{A}{g} \int_{p=0}^{p=p_s} (\Phi(p) + c_v T(p)) dp \quad (2.9)$$

Partielle Integration von  $d(p\Phi)$  führt zu:

$$\int_{p\Phi(p=0)}^{p\Phi(p=p_s)} d(p\Phi) = \int_{p=0}^{p=p_s} \Phi dp + \int_{\Phi(p=0)}^{\Phi(p=p_s)} p d\Phi \quad (2.10)$$

Umordnen der Terme von Gleichung 2.10 ergibt:

$$\int_{p=0}^{p=p_s} \Phi dp = \int_{p\Phi(p=0)}^{p\Phi(p=p_s)} d(p\Phi) - \int_{\Phi(p=0)}^{\Phi(p=p_s)} p d\Phi \quad (2.11)$$

Weiters wird im letzten Term  $gz$  für  $\Phi$  eingesetzt:

$$\int_{p=0}^{p=p_s} \Phi dp = \int_{p\Phi(p=0)}^{p\Phi(p=p_s)} d(p\Phi) - g \int_{z(p=0)}^{z(p=p_s)} p dz \quad (2.12)$$

Mit der hydrostatischen Grundgleichung in der Form  $dz = -\alpha dp/g$  und der Zustandsgleichung für ideale Gase  $p\alpha = RT$  kann der letzte Term in Gleichung 2.12 geschrieben werden als:

$$gpdz = -\alpha p dp = -RT dp \quad (2.13)$$

$$g \int_{z(p=0)}^{z(p=p_s)} p dz = -R \int_{p=0}^{p=p_s} T dp \quad (2.14)$$

Einsetzen in die ursprüngliche Gleichung 2.9 am Beginn liefert:

$$\text{TPE} = \frac{A}{g} \left( \int_{p\Phi(p=0)}^{p\Phi(p=p_s)} d(p\Phi) + R \int_{p=0}^{p=p_s} T dp + c_v \int_{p=0}^{p=p_s} T dp \right) \quad (2.15)$$

Durch das Verwenden der Beziehung  $R = c_p - c_v$  folgt:

$$\text{TPE} = \frac{A}{g} \int_{p\Phi(p=0)}^{p\Phi(p=p_s)} d(p\Phi) + \frac{A}{g} c_p \int_{p=0}^{p=p_s} T dp \quad (2.16)$$

Einsetzen der Grenzen in das erste Integral führt zu:

$$\text{TPE} = \frac{A}{g} [(p\Phi)_{p=p_s} - (p\Phi)_{p=0}] + \frac{A}{g} c_p \int_{p=0}^{p=p_s} T dp \quad (2.17)$$

Im Meeresniveau  $\Phi(p_s) = 0$  ergibt sich:

$$\text{TPE} = \frac{A}{g} c_p \int_{p=0}^{p=p_s} T dp \quad (2.18)$$

Würde man, rein hypothetisch betrachtet, konstanten Druck über die gesamte Atmosphäre annehmen, wäre die TPE einer Luftsäule gleich der ganzen in ihr inkludierten fühlbaren Wärme. Nachdem aber in der realen Atmosphäre der Druck nicht konstant ist, ist die TPE dieser Luftsäule gleich der gesamten in ihr enthaltenen Enthalpie. (Bauer et al., 2001)

## 2.5 Die GCAPE als massenspezifische APE

Der Übergang auf die von Randall und Wang (1992) eingeführte GCAPE stellt sich nun sehr einfach dar. Dazu muss lediglich die verfügbare potentielle Energie (APE) durch die Masse dividiert werden.

Die GCAPE kann folgendermaßen als massenspezifische APE geschrieben werden:

$$\text{GCAPE} = \frac{\text{APE}}{m} = -\frac{Ac_p}{mg} \int_{p_T}^{p_0} (T_r - T) dp \quad (2.19)$$

Wobei hier  $T$  für die Temperatur vor der Umschichtung steht und  $T_r$  für die Temperatur nach der Umlagerung also des Referenzzustandes. Die Masse einer Luftsäule kann durch die nachfolgenden Gleichungen bestimmt werden:

$$p_0 - p_T = \frac{F}{A} = \frac{mg}{A} \quad (2.20)$$

$$m = \frac{(p_0 - p_T) A}{g} \quad (2.21)$$

Einsetzen von Gleichung 2.21 in Gleichung 2.19 führt zu:

$$\text{GCAPE} = -\frac{Ac_p g}{(p_0 - p_T) Ag} \int_{p_T}^{p_0} (T_r - T) dp \quad (2.22)$$

Schlussendlich vereinfacht sich die Formel für die GCAPE zu:

$$\text{GCAPE} = -\frac{c_p}{(p_0 - p_T)} \int_{p_T}^{p_0} (T_r - T) dp \quad (2.23)$$

## 3. Berechnungsmethoden

### 3.1 Die Feuchttemperatur

#### 3.1.1 Allgemeines

Grundsätzlich wird zwischen der adiabatischen und der isobaren Feuchttemperatur unterschieden. Diese beiden Temperaturen unterscheiden sich jedoch nur geringfügig. Der Unterschied liegt bei unter einem Grad Celsius. Allerdings ist es immer so, dass die adiabatische Feuchttemperatur kleiner ist als die isobare Feuchttemperatur. (Schöberl, 2012)

„Bei der **adiabatischen Feuchttemperatur**  $T_f$  handelt es sich um jene Temperatur, die ein Luftpaket annimmt, wenn es zuerst ohne äußeren Einfluss bis zur Kondensation aufsteigt und dann feuchtadiabatisch auf das ursprüngliche Druckniveau absinkt. Die adiabatische Feuchttemperatur wird im Englischen oft auch als „pseudo wet-bulb temperature“ bezeichnet.“ (aus Schöberl (2012), S. 42)

Mathematisch ist sie folgendermaßen definiert:

$$T_f = T \cdot \exp \left[ \frac{L \cdot (m - m_s(T_f))}{c_p \cdot T} \right] \quad (3.1)$$

Dabei stellt  $L$  die Verdampfungswärme dar und  $m_s(T_f)$  ist das Sättigungsmischungsverhältnis bei der entsprechenden Feuchttemperatur  $T_f$ . (Schöberl, 2012)

„Die **isobare Feuchttemperatur** entspricht hingegen jener Temperatur, die sich einstellt, wenn man ein Luftpaket adiabatisch bis zur Kondensation abkühlt. Dabei wird der Druck durch Evaporation von Wasser konstant gehalten. Gleichzeitig ist sie jene Temperatur die am Feuchtthermometer abgelesen werden kann. Die isobare Feuchttemperatur wird im Englischen oft auch als „wet-bulb temperature“ bezeichnet.“ (aus Schöberl (2012), S. 44)

Die mathematische Definition lautet:

$$T_{if} = T + \frac{L \cdot (m - m_s(T_{if}))}{c_p} \quad (3.2)$$

Beide Varianten der Feuchttemperatur können allerdings nicht analytisch gelöst werden, da auf der rechten Seite der jeweiligen Gleichung das Sättigungsmischungsverhältnis bei der Feuchttemperatur, die gerade berechnet werden soll, einfließt. Gleichungen dieses Typs können nur numerisch gelöst werden.

In dieser Arbeit wird die Feuchttemperatur mit Hilfe einer speziellen, iterativen Methode ermittelt, diese liefert für sehr kleine Schichten sehr gute Ergebnisse. Die genaue Vorgehensweise wird in den folgenden Abschnitten erläutert.

### 3.1.2 Bestimmung der Feuchttemperatur

Bei der Berechnung der Feuchttemperatur ist, wie in Abschnitt 3.1.1 schon erläutert wurde, der feuchtadiabatische Abstieg des betrachteten Luftpakets das Um und Auf. Jedoch ist es aus den oben genannten Gründen nicht einfach diesen zu ermitteln. Daher wird im Folgenden genau darauf eingegangen wie man eine Feuchtadiabate möglichst genau bestimmen kann. Neben dem trivialen Fall eines ungesättigten Auf- oder Abstiegs, wird nicht nur der gesättigte Abstieg eines Luftpakets behandelt, sondern auch der gesättigte Aufstieg, da dieser bei der Ermittlung der GCAPE eine nicht unwesentliche Rolle spielt.

#### Ungesättigter Auf- oder Abstieg

Ist das Luftpaket zu Beginn des Aufstiegs ungesättigt, steigt es so lange trockenadiabatisch auf, bis Kondensation einsetzt. Dieser Vorgang ist in Abb. 3.1 graphisch veranschaulicht. Die trockenadiabatische Temperaturabnahme beim Aufsteigen kann folgendermaßen angeschrieben werden:

$$\frac{T_{i+1}^*}{T_i} = \left( \frac{p_{i+1}}{p_i} \right)^{\frac{R\Gamma_d}{g}} = \left( \frac{p_{i+1}}{p_i} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (3.3)$$

Durch Umformen erhält man die Temperatur  $T_{i+1}^*$  im Niveau  $p_{i+1}$ :

$$T_{i+1}^* = T_i \left( \frac{p_{i+1}}{p_i} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (3.4)$$

Wobei zu beachten ist, dass das Mischungsverhältnis, so lange das Luftpaket trockenadiabatisch aufsteigt, konstant gehalten wird:

$$r_i = r_{i+1} \quad (3.5)$$

Die Berechnung kann, falls benötigt, auch bei einem ungesättigten Abstieg eines Luftpakets angewendet werden.

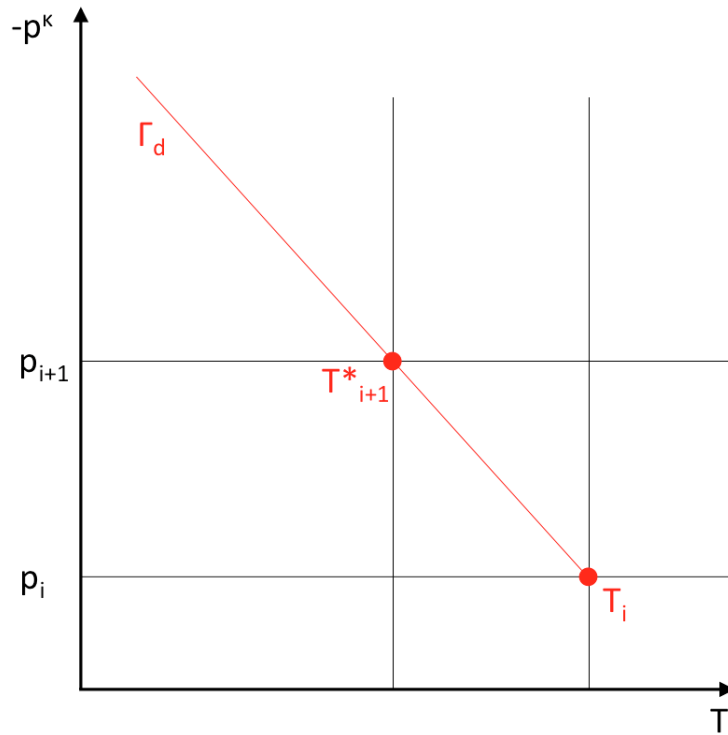


Abbildung 3.1: Ermittlung der Temperatur eines aufsteigenden Luftpakets in einer ungesättigten Atmosphäre.

### Gesättigter Aufstieg

Ist das aufsteigende Luftpaket irgendwann gesättigt oder steigt es von Beginn an gesättigt auf, folgt es beim Aufstieg einer Feuchtadiabaten. Jedoch ist der feuchtadiabatische Aufstieg nicht so einfach zu berechnen wie der trockenadiabatische, soll heißen, es gibt keine Formel die man einfach verwenden könnte. Um die Temperatur eines aufsteigenden, gesättigten Luftpakets in jedem beliebigen Niveau bestimmen zu können, geht man wie folgt vor: Zuerst wird, wie auch im ungesättigten Fall, die Temperatur im Niveau  $p_{i+1}$  trockenadiabatisch bestimmt:

$$\frac{T_{i+1}^*}{T_i} = \left( \frac{p_{i+1}}{p_i} \right)^{\frac{R\Gamma_d}{g}} = \left( \frac{p_{i+1}}{p_i} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (3.6)$$

Durch einfaches Umformen erhält man:

$$T_{i+1}^* = T_i \left( \frac{p_{i+1}}{p_i} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (3.7)$$

Der Unterschied zum trockenadiabatischen Fall besteht nun darin, dass beim Aufstieg Feuchtigkeit kondensiert. Durch das Kondensieren wird Wärme frei und dadurch fällt die Abkühlung nicht so stark aus wie im ungesättigten Fall. Die Erwärmung durch Kondensation  $\delta T_{cond}$  ist in Abb. 3.2 in blau dargestellt. Dieser kleine Temperaturaufschlag kann



folgendermaßen berechnet werden:

$$\delta T_{cond} = \frac{L_v}{c_p} [r_i - r_s(T_{i+1}^*)] > 0 \quad (3.8)$$

Wie in Abbildung 3.2 ersichtlich ist, wird im nächsten Schritt der Temperaturzuschlag (blaue Linie) so lange nach oben verschoben bis  $\delta T_{cond}$  genau zwischen  $T_{i+1}^*$  und einem Punkt auf der Trockenadiabaten passt. Erst jetzt kann die Feuchtadiabate (grüne Linie) durchgezogen werden.

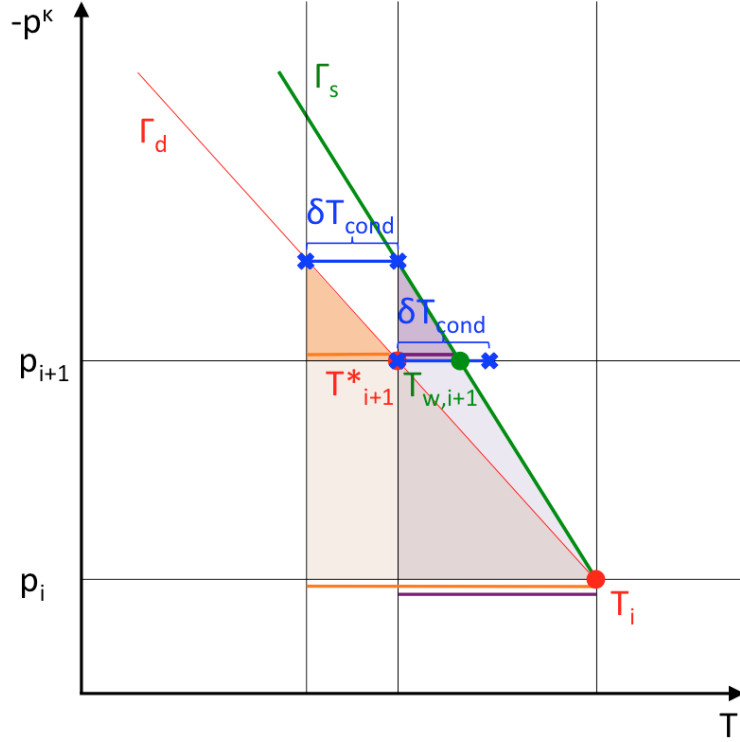


Abbildung 3.2: Bestimmung der Feuchttemperatur eines aufsteigenden Luftpakets in gesättigter Atmosphäre.

ingezeichnet werden. Um die tatsächliche Temperatur des Luftpakets  $T_{w,i+1}$  im Niveau  $p_{i+1}$  bestimmen zu können, verwendet man die Methode ähnlicher Dreiecke. Prinzipiell sind es vier Dreiecke, zwei in violett und zwei in orange gehalten, wobei man die jeweiligen gleichfarbenen, in Abb. 3.2 hervorgehobenen Seiten, in ein Verhältnis setzt:

$$\frac{T_{w,i+1} - T_{i+1}^*}{T_i - T_{i+1}^*} = \frac{\delta T_{cond}}{T_i - T_{i+1}^* + \delta T_{cond}} \quad (3.9)$$

Umformen auf  $T_{w,i+1}$  liefert:

$$T_{w,i+1} = T_{i+1}^* + \frac{(T_i - T_{i+1}^*) \delta T_{cond}}{T_i - T_{i+1}^* + \delta T_{cond}} \quad (3.10)$$

$T_{w,i+1}$  kann auch auf einen anderen Weg formal ausgedrückt werden:

$$T_{w,i+1} - T_{i+1}^* = \frac{L_v}{c_p} [r_i - r_{i+1}] \quad (3.11)$$

Damit der Fehler, den man durch diese Näherung macht, nicht zu groß wird, muss das Mischungsverhältnis nach jedem Schritt bzw. jedem Niveau korrigiert werden:

$$r_{i+1} = r_i - c_p \left( \frac{T_{w,i+1} - T_{i+1}^*}{L_v} \right) \quad (3.12)$$

Dieses Verfahren kann schlussendlich Schicht für Schicht bis zur Obergrenze der Troposphäre weitergeführt werden, dadurch erhält man eine bestimmte, durchgehende Feuchta diabate, die in weiterer Folge vor allem für die Berechnung der GCAPE eine wichtige Rolle spielt.

### Gesättigter Abstieg

Auch der feuchtadiabatische bzw. gesättigte Abstieg, kann auf ähnliche Weise bestimmt werden. Zur Veranschaulichung des Sachverhaltes sind die wichtigsten Temperaturen und

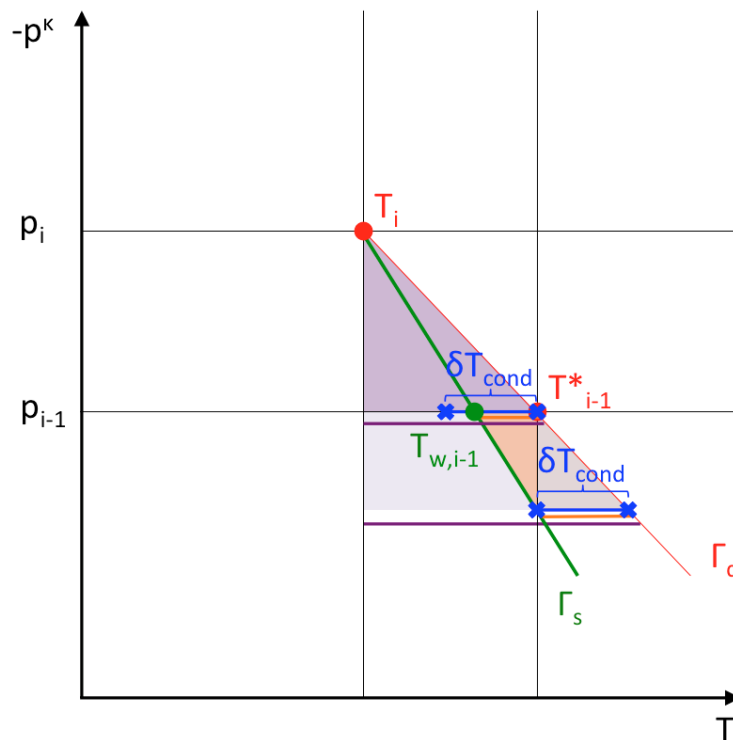


Abbildung 3.3: Bestimmung der Feuchttemperatur eines absteigenden Luftpakets in gesättigter Atmosphäre.

Drücke in Abbildung 3.3 dargestellt. In diesem Fall steigt das Luftpaket von einem höheren Niveau auf ein niedrigeres ab, d.h. die Temperatur nimmt zum Niveau  $p_{i-1}$  zu. Die

trockenadiabatische Temperaturzunahme kann mit folgender Formel ermittelt werden:

$$\frac{T_{i-1}^*}{T_i} = \left( \frac{p_{i-1}}{p_i} \right)^{\frac{R\Gamma_d}{g}} = \left( \frac{p_{i-1}}{p_i} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (3.13)$$

Durch Umstellen ergibt sich die Temperatur  $T_{i-1}^*$  im Niveau  $p_{i-1}$ :

$$T_{i-1}^* = T_i \left( \frac{p_{i-1}}{p_i} \right)^{\frac{R}{c_p}} \quad (3.14)$$

Solange das Luftpaket gesättigt absteigt führt die enthaltene Feuchtigkeit dazu, dass die Temperaturzunahme nicht so stark ausfällt wie im ungesättigten Fall. Analog zum gesättigten Aufstieg, kann auch hier  $\delta T_{cond}$  berechnet werden:

$$\delta T_{cond} = \frac{L_v}{c_p} [r_i - r_s(T_{i-1}^*)] < 0 \quad (3.15)$$

Diesesmal wird  $\delta T_{cond}$  (blaue Linie) allerdings zu einem niedrigeren Niveau hin verschoben, und zwar wieder genau so weit bis  $\delta T_{cond}$  zwischen  $T_{i-1}^*$  und einem Punkt auf der Trockenadiabaten (rote Linie) passt (siehe Abb. 3.3). Um die gesuchte Temperatur  $T_{w,i-1}$  bestimmen zu können, benötigt man wiederum vier Dreiecke die man anschließend ins Verhältnis setzen kann. Zur Verdeutlichung sind in Abbildung 3.3 die vier wichtigsten Seiten durch orange und violette Linien gekennzeichnet. Das Verhältnis lautet folgendermaßen:

$$\frac{T_{w,i-1} - T_{i-1}^*}{\delta T_{cond}} = \frac{T_i - T_{i-1}^*}{T_i - T_{i-1}^* + \delta T_{cond}} \quad (3.16)$$

Umformen auf  $T_{w,i-1}$  liefert folgendes Ergebnis:

$$T_{w,i-1} = T_{i-1}^* + \frac{(T_i - T_{i-1}^*) \delta T_{cond}}{T_i - T_{i-1}^* + \delta T_{cond}} \quad (3.17)$$

Diese Formel kann durch ein paar Modifikationen auch so geschrieben werden:

$$T_{w,i-1} - T_{i-1}^* = \frac{L_v}{c_p} [r_i - r_{i-1}] \quad (3.18)$$

Das Korrigieren des Mischungsverhältnisses muss auch hier durchgeführt werden:

$$r_{i-1} = r_i - c_p \left( \frac{T_{w,i-1} - T_{i-1}^*}{L_v} \right) \quad (3.19)$$

Auch in diesem Fall kann die Berechnung schichtweise nach unten fortgesetzt werden. Der feuchtadiabatische Abstieg wird zur Bestimmung der Feuchttemperatur und in weiterer Folge auch zur Bestimmung der GCAPE benötigt.

## 3.2 Das niederschlagsbare Wasser

Eine wichtige Größe, die in weiterer Folge benötigt wird, stellt das niederschlagsbare Wasser dar (engl. precipitable water).

Das niederschlagsbare Wasser ist der gesamte kondensierte Wasserdampf, der in einer Luftsäule mit einem bestimmten Querschnitt zwischen zwei Niveaus enthalten ist. Üblicherweise wird es in mm angegeben. Mathematisch kann das niederschlagsbare Wasser  $W$  einer Schicht zwischen  $p_1$  und  $p_2$  folgendermaßen definiert werden:

$$W = \frac{1}{\rho g} \int_{p_1}^{p_2} r dp \quad (3.20)$$

Dabei stellt  $r$  das Mischungsverhältnis bei einem bestimmten Druck  $p$  dar. Weiters ist  $\rho$  die Dichte von Wasser und  $g$  die Erdbeschleunigung.

Bei Schauern und vor allem bei Gewittern übersteigt die gemessene Regenmenge oft das niederschlagsbare Wasser der darüberliegenden Atmosphäre. Dieser Umstand resultiert aus der bei konvektiven Ereignissen vorhandenen Konvergenz, diese bringt zusätzlichen Wasserdampf aus der Umgebung in die Schauer und Gewitter ein und das meist in nicht unerheblichen Mengen. Nichtsdestotrotz besteht eine gewisse Korrelation zwischen der Niederschlagsmenge bei solchen Phänomenen und dem niederschlagsbaren Wasser der Luftmasse, die involviert ist. (AMS, 2015)

## 3.3 Idealisierte Beispiele zur Ermittlung der GCAPE

In den nachfolgenden Abschnitten wird jeweils ein idealisiertes Vertikalprofil der Atmosphäre verwendet um die Berechnungsmethodik zu erklären und letzten Endes auch um die CAPE, die GCAPE und auch die DCAPE zu berechnen. Dabei wird die Komplexität schrittweise erhöht.

### 3.3.1 Vergleich der CAPE mit der GCAPE in vollkommen trockener Atmosphäre

Der einfachste mögliche Fall, welcher betrachtet werden kann (in weiterer Folge als Modell I bezeichnet), besteht aus einer trockenen Atmosphäre, welche neutral geschichtet (trockenadiabatischer Temperaturgradient) und durch eine sehr starke Inversion gedeckelt ist (könnte z.B. die Tropopause darstellen). Nur die unterste  $\Delta p$  dicke Schicht hat eine etwas höhere Temperatur (siehe Abb. 3.4). Die CAPE kann in diesem Fall sehr einfach berechnet werden:

$$CAPE = g \int_{z(p_0)}^{z(p_T)} \frac{T_{parcel} - T_{environment}}{T_{environment}} dz = g \int_{z(p_0)}^{z(p_T)} \frac{\Theta_{parcel} - \Theta_{environment}}{\Theta_{environment}} dz \quad (3.21)$$

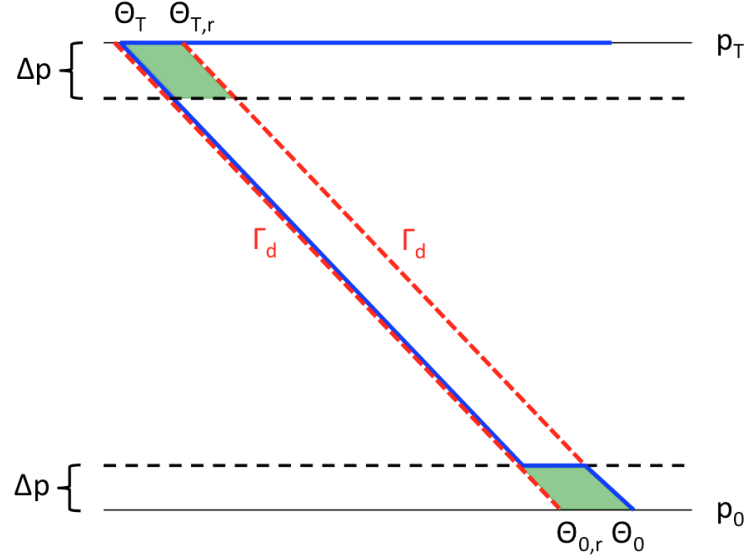


Abbildung 3.4: Idealisiertes vertikales Temperaturprofil einer vollkommen trockenen Atmosphäre. Blau stellt die Temperatur dar, strichlierte rote Linien Trockenadiabaten.

Das Integral kann normalerweise nur numerisch gelöst werden, dazu müsste die Atmosphäre in möglichst viele Schichten unterteilt werden um ein akzeptables Ergebnis zu erhalten. Aufgrund der trockenadiabatischen Schichtung reicht es aus, die neutrale Schicht als nur eine einzige Schicht zu betrachten,  $dz = z_{p_T} - z_{p_0-\Delta p}$ :

$$\text{CAPE} = g \frac{\Theta_{\text{parcel}} - \Theta_{\text{environment}}}{\Theta_{\text{environment}}} (z_{p_T} - z_{p_0-\Delta p}) \quad (3.22)$$

Die Dicke der neutralen, wärmeren Bodenschicht,  $z_{p_0-\Delta p} - z_{p_0}$ , und der neutralen Schicht darüber,  $z_{p_T} - z_{p_0-\Delta p}$ , kann einfach über den trockenadiabatischen Temperaturgradienten,  $\Gamma_d = -\partial T / \partial z = g / c_{pd}$ , bestimmt werden:

$$z_{p_0-\Delta p} - z_{p_0} = \frac{g}{c_{pd}} (T_{p_0} - T_{p_0-\Delta p}) = \frac{g\Theta_0}{c_{pd}} \left( \frac{1}{\Pi_{p_0}} - \frac{1}{\Pi_{p_0-\Delta p}} \right) \quad (3.23)$$

$$z_{p_T} - z_{p_0-\Delta p} = \frac{g}{c_{pd}} (T_{p_0-\Delta p} - T_{p_T}) = \frac{g\Theta_T}{c_{pd}} \left( \frac{1}{\Pi_{p_0-\Delta p}} - \frac{1}{\Pi_{p_T}} \right) \quad (3.24)$$

Wobei  $T_p$  durch die Poisson-Gleichung

$$T_p = \frac{\Theta_p}{\Pi_p} \quad (3.25)$$

unter Verwendung der Exner-Funktion

$$\Pi_p = \left( \frac{1000 \text{ hPa}}{p} \right)^{R/c_{pd}} \quad (3.26)$$

ausgedrückt werden kann. (Steinacker, 2015)

Für die Berechnung der GCAPE muss zuerst die vertikale Ausdehnung der Luftsäule, oder ihre Masse  $m$ , wohin die verfügbare Energie nach der Umschichtung transportiert wird, definiert werden. Es wird hier nicht die ganze Atmosphäre, vom Boden bis zur Obergrenze  $p = 0$  hPa herangezogen, sondern nur die Höhe der Troposphäre:

$$\text{GCAPE} = \frac{\text{APE}}{m} = -\frac{c_{pd}}{(p_0 - p_T)} \int_{p_T}^{p_0} (T_{p,r} - T_p) dp \quad (3.27)$$

Unter Verwendung von Gleichung 3.25 kann man auch schreiben:

$$\text{GCAPE} = -\frac{c_{pd}}{(p_0 - p_T)} \left[ (\Theta_{0,r} - \Theta_0) \int_{p_0 - \Delta p}^{p_0} \frac{1}{\Pi_p} dp - (\Theta_{T,r} - \Theta_T) \int_{p_T}^{p_0 - \Delta p} \frac{1}{\Pi_p} dp \right] \quad (3.28)$$

Wobei der Index  $r$  in Gleichung 3.27 und 3.28 für den Referenzwert nach der Massenumverteilung steht. (Steinacker, 2015)

Nimmt man für  $p_0 = 1000$  hPa,  $p_T = 300$  hPa,  $\Theta_{\text{parcel}} = \Theta_0 = 295.15$  K,  $\Theta_{\text{environment}} = \Theta_T = 293.15$  K und für  $\Delta p = 7$  hPa an und verwendet für  $R = 287.05$  Jkg<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup>,  $c_{pd} = 1004$  Jkg<sup>-1</sup>K<sup>-1</sup> und  $g = 9.8$  ms<sup>-2</sup>, dann errechnet sich für die CAPE mit Hilfe von Gleichung 3.22 folgender Wert:

$$\text{CAPE} = g \frac{\Theta_{\text{parcel}} - \Theta_{\text{environment}}}{\Theta_{\text{environment}}} (z_{300 \text{ hPa}} - z_{993 \text{ hPa}}) = 578 \text{ Jkg}^{-1} \quad (3.29)$$

Auch die Gleichung für die GCAPE muss numerisch gelöst werden, d.h. das Integral wird durch eine Summe ersetzt, daher sollte  $\Delta p$  so klein als möglich gewählt werden:

$$\text{GCAPE} \cong -\frac{c_{pd}}{(p_0 - p_T)} \sum_{p_T + \Delta p/2}^{p_0 - \Delta p/2} (T_{p,r} - T_p) \Delta p = -\frac{c_{pd}}{(p_0 - p_T)} \sum_{p_T + \Delta p/2}^{p_0 - \Delta p/2} \frac{\Theta_{p,r} - \Theta_p}{\Pi_p} \Delta p \quad (3.30)$$

Mit Hilfe von  $\Delta_r \Theta_p = \Theta_{p,r} - \Theta_p$  kann Gleichung 3.30 vereinfacht angeschrieben werden:

$$\text{GCAPE} \cong -\frac{c_{pd}}{(p_0 - p_T)} \sum_{p_T + \Delta p/2}^{p_0 - \Delta p/2} \frac{\Delta_r \Theta_p}{\Pi_p} \Delta p \quad (3.31)$$

An dieser Stelle muss man festhalten, dass sowohl die CAPE als auch die GCAPE aus extrem idealisierten Prozessen resultieren. Der Unterschied zwischen der Berechnung der CAPE und der GCAPE liegt darin, dass für die Ermittlung der CAPE ein Luftpaket vertikal bewegt wird, ohne der Berücksichtigung von Entrainment und Massenkontinuität, bei der Berechnung der GCAPE hingegen, werden einzelne Schichten der Atmosphäre vertikal umgelagert, auch ohne Miteinbezug von Entrainment, allerdings wird hier die Massenkontinuität erfüllt. In dem hier vorliegenden Fall mit einer trockenadiabatischen

Schichtung der Atmosphäre (siehe Abb. 3.4), ist nur die unterste und die oberste  $\Delta p$  dicke Schicht vom Massenaustausch betroffen. (Steinacker, 2015)

Unter der Berücksichtigung, dass  $\Delta_r \Theta_{996.5 \text{ hPa}} = -\Delta_r \Theta_{303.5 \text{ hPa}}$  ist, ergibt sich:

$$\text{GCAPE} = -\frac{c_{pd} \Delta p}{(p_0 - p_T)} \left( \frac{\Delta_r \Theta_{996.5 \text{ hPa}}}{\Pi_{996.5 \text{ hPa}}} + \frac{\Delta_r \Theta_{303.5 \text{ hPa}}}{\Pi_{303.5 \text{ hPa}}} \right) \quad (3.32)$$

Einsetzen von  $\Delta p$  und der Höhe der Troposphäre ( $p_0 - p_T$ ) führt zu:

$$\text{GCAPE} = -\frac{c_{pd} \cdot 7 \text{ hPa}}{700 \text{ hPa}} \left( \frac{\Delta_r \Theta_{996.5 \text{ hPa}}}{\Pi_{996.5 \text{ hPa}}} + \frac{\Delta_r \Theta_{303.5 \text{ hPa}}}{\Pi_{303.5 \text{ hPa}}} \right) \quad (3.33)$$

Diese Gleichung kann weiter vereinfacht werden:

$$\text{GCAPE} = -\frac{c_{pd}}{100} \left( \Delta_r \Theta_{996.5 \text{ hPa}} \frac{\Pi_{996.5 \text{ hPa}} - \Pi_{303.5 \text{ hPa}}}{\Pi_{996.5 \text{ hPa}} \cdot \Pi_{303.5 \text{ hPa}}} \right) = 5.78 \text{ Jkg}^{-1} \quad (3.34)$$

Es fällt sofort auf, dass der Wert der GCAPE genau 1 % des Wertes der CAPE ist. Das ist nicht weiter erstaunlich, denn in diesem sehr einfachen Modell besteht die bodennahe, wärmere Schicht genau aus 1 % der Masse der gesamten Luftsäule bzw. Troposphäre. Die CAPE beruht nur auf der verfügbaren nicht-kinetischen Energie für das eine bodennahe, wärmere Luftpaket, die GCAPE dagegen auf der nicht-kinetischen Energie der gesamten Luftsäule. (Steinacker, 2015)

Man kann nicht nur die konvektiv verfügbare potentielle Energie des wärmeren, aus der Bodennähe, aufsteigenden Luftpakets berechnen, sondern auch die konvektiv verfügbare potentielle Energie eines aus der oberen Troposphäre absinkenden Luftpakets, die sogenannte DCAPE. Da hier eine trockenadiabatische Schichtung der Atmosphäre vorliegt, kann es nur DCAPE geben, wenn das absinkende Luftpaket in die wärmere Bodenschicht eintaucht. Für diesen Fall einer trockenen Atmosphäre und gewähltem  $\Delta p$  von 7 hPa ergibt sich für  $\text{DCAPE} = 4 \text{ Jkg}^{-1}$ , welche vom Betrag her noch geringfügig kleiner ist als die GCAPE. (Steinacker, 2015)

Wenn man nun das idealisierte Beispiel etwas modifiziert, ergeben sich weitere wichtige Erkenntnisse. Wird z.B. die Masse der wärmeren Bodenschicht verdoppelt, d.h.  $\Delta p = 14 \text{ hPa}$  anstatt  $\Delta p = 7 \text{ hPa}$ , verringert sich die CAPE ( $\text{CAPE} = 571 \text{ Jkg}^{-1}$ ), da die Temperaturdifferenz zwischen aufsteigendem Luftpaket und Umgebung, die bei der Berechnung der CAPE ausschlaggebend ist, das erste Mal erst bei einem höheren Niveau, als beim ursprünglichen idealisierten Fall, in Erscheinung tritt. Die GCAPE verdoppelt sich in etwa und hat einen Wert von  $11.43 \text{ Jkg}^{-1}$ , das sind ca. 2 % der CAPE. Der Grund ist der, dass sich die Masse der Bodenschicht ebenso auf 2 % der Gesamtmasse der Luftsäule erhöht hat. Auch die DCAPE verdoppelt sich in diesem Fall. Wird die Dicke der Bodenschicht so weit erhöht, dass sie die Hälfte der Masse der Troposphäre beinhaltet, d.h.  $\Delta p = 350 \text{ hPa}$ , wird die CAPE noch kleiner, die GCAPE jedoch erhöht sich drastisch. Daraus kann

man schließen, dass die CAPE im Gegensatz zur GCAPE die Dicke der wärmeren Bodenschicht nicht berücksichtigt. Eine weitere Zunahme der Dicke der Bodenschicht auf 99 % der gesamten Troposphäre ( $\Delta p = 693 \text{ hPa}$ ), führt zu sehr geringer CAPE, die dem Wert der GCAPE dann schon sehr nahe kommt. Die DCAPE dagegen erreicht ihr Maximum. (Steinacker, 2015)

### 3.3.2 Vergleich der CAPE mit der GCAPE in einer Atmosphäre die Feuchte beinhaltet

Luftfeuchtigkeit ist der wichtigste Bestandteil im Bezug auf die statische Instabilität in der realen Atmosphäre. Das trockene Modell aus Kapitel 3.3.1 wird so modifiziert, dass es zwar wiederum eine 2 K wärmere, aber diesmal gesättigte Bodenschicht ( $\Delta p$ ) gibt (wird im Weiteren als Modell II bezeichnet). Die restliche Troposphäre darüber bleibt trocken und neutral geschichtet. Ist das der Fall, dann folgt ein von der wärmeren, gesättigten Bodenschicht aufsteigendes Luftpaket nicht einer Trockenadiabaten  $\Gamma_d$  sondern einer Feuchtadiabaten bzw. Pseudoadiabaten  $\Gamma_s$  (siehe Abb. 3.5). Normalerweise werden

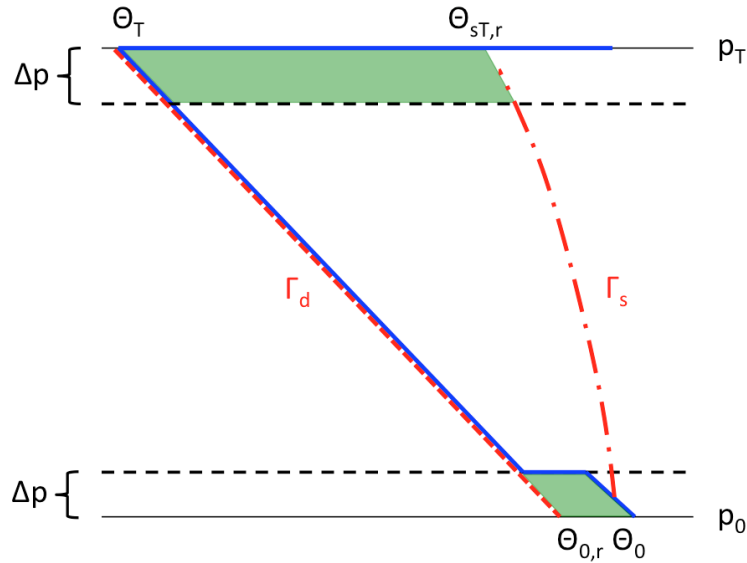


Abbildung 3.5: Idealisertes vertikales Temperaturprofil mit wärmerer und gesättigter Bodenschicht. Blau stellt die Temperatur dar, die strichpunktlierte rote Linie eine Feuchtadiabate, die strichlierte rote Linie eine Trockenadiabate.

in einem thermodynamischen Diagramm die Pseudoadiabaten  $\Gamma_s$  durch einen Prozess generiert und geplottet, bei dem die freiwerdende Kondensationswärme eines aufsteigenden Luftpakets nur die Luft beeinflusst, das kondensierte Wasser fällt sofort in Form von Niederschlag aus. (Steinacker, 2015)

Im Unterschied zu der komplett adiabatischen, reversiblen (isentropen) thermodynamischen Gleichung für feuchte Luft unter Miteinbezug von Flüssig- und Eisphase

$$(m_d c_{pd} + m_v c_{pv} + m_l c_l + m_i c_i) dT = (m_d R_d + m_v R_v) \frac{T}{p} dp + L_l dm_l + L_i dm_i \quad (3.35)$$



schreibt sich die Gleichung für einen irreversiblen pseudo-adiabatischen Prozess ohne Miteinbezug der Eisphase folgendermaßen:

$$(m_d c_{pd} + m_v c_{pv}) dT = (m_d R_d + m_v R_v) \frac{T}{p} dp + L_l dm_l = (m_d R_d + m_v R_v) \frac{T}{p} dp - L_l dm_v \quad (3.36)$$

Die Indizes  $d, v, l$  und  $i$  stehen für trockene Luft, Wasserdampf, Flüssigwasser und Eis,  $L_l$  ist die Verdampfungswärme und  $L_i$  die Schmelzwärme. Unter Verwendung des Wasserdampf-Mischungsverhältnisses  $r_v = m_v/m_d$  kann Gleichung 3.36 folgendermaßen geschrieben werden:

$$(c_{pd} + r_v c_{pv}) dT = (R_d + r_v R_v) \frac{T}{p} dp - L_l dr_v \quad (3.37)$$

Als weitere Vereinfachung wird in diesem Modell nur die Änderung des Wasserdampf-Mischungsverhältnisses  $dr_v$  berücksichtigt, die beiden anderen Terme mit  $r_v$  können mit sehr guter Näherung vernachlässigt werden. (Steinacker, 2015)

Daher vereinfacht sich Gleichung 3.37 weiter und kann geschrieben werden als:

$$c_{pd} dT = R_d \frac{T}{p} dp - L_l dr_v \quad (3.38)$$

Die CAPE kann in diesem Fall nur graphisch, mit einem thermodynamischen Diagrammpapier oder numerisch mit Hilfe von möglichst kleinen  $\Delta z$  berechnet werden. Die numerische Berechnung mit einem  $\Delta p = 7$  hPa führt zu einer relativ großen CAPE von  $7730 \text{ J kg}^{-1}$ . (Steinacker, 2015)

Gleichung 3.31 kann unter Miteinbezug der freiwerdenden latenten Wärme modifiziert werden:

$$\text{GCAPE} \cong -\frac{1}{p_0 - p_T} \sum_{p_T + \Delta p/2}^{p_0 - \Delta p/2} \Delta_r (c_{pd} T_p) \Delta p - \frac{L_l}{p_0 - p_T} \sum_{p_T + \Delta p/2}^{p_0 - \Delta p/2} \Delta_r r_{v,p} \Delta p \quad (3.39)$$

Wobei  $\Delta_r (c_{pd} T_p) = c_{pd} (T_{r,p} - T_p)$  die Differenz der Enthalpie zwischen der feuchten Luft (ohne Berücksichtigung der Enthalpie der Kondensation) des Referenzzustandes und des Anfangszustandes im Druckniveau  $p$  ist und  $\Delta_r r_{v,p} = r_{r,v,p} - r_{v,p}$  stellt die Differenz zwischen dem Wasserdampf-Mischungsverhältnis des Referenzzustandes und des Anfangszustandes der Atmosphäre im Druckniveau  $p$  dar. (Steinacker, 2015)

In diesem idealisierten Beispiel vereinfacht sich Gleichung 3.39 aufgrund von  $r_{r,v,996.5 \text{ hPa}} = r_{v,303.5 \text{ hPa}} = 0$  zu:

$$\begin{aligned} \text{GCAPE} = & -\frac{1}{100} [c_{pd} (T_{r,996.5 \text{ hPa}} - T_{996.5 \text{ hPa}}) + c_{pd} (T_{r,303.5 \text{ hPa}} - T_{303.5 \text{ hPa}})] \\ & - \frac{L_l}{100} (\Delta_r r_{v,996.5 \text{ hPa}} + \Delta_r r_{v,303.5 \text{ hPa}}) = 77 \text{ J kg}^{-1} \end{aligned} \quad (3.40)$$

Genauso wie im trockenen Fall, ist die GCAPE, wegen dem Massenverhältnis zwischen der wärmeren, feuchten Bodenschicht und der restlichen Troposphäre, 1 % der CAPE.

Würde der Luft die gesamte latente Wärme im Niveau  $p_0$  zugeführt werden, würde die CAPE erheblich größer sein ( $CAPE = 11290 \text{ Jkg}^{-1}$ ), also um ungefähr 50 % größer als der Wert, der mit Hilfe eines pseudo-adiabatischen Aufstieges bestimmt wurde. Wenn der Luft die gesamte latente Wärme an der Obergrenze der Troposphäre  $p_T$  zugeführt werden würde, ergäbe sich für die CAPE derselbe Wert als in vollkommen trockener Atmosphäre, nämlich  $CAPE = 578 \text{ Jkg}^{-1}$ . Die CAPE und die GCAPE sind umso höher, je niedriger die Freisetzung der latenten Wärme stattfindet. Während eines pseudo-adiabatischen Aufstieges eines Luftpakets wirkt sich die temperaturabhängige Freisetzung von latenter Wärme in der unteren Troposphäre stärker aus als in der oberen. Veränderungen in der Dicke der wärmeren, feuchten Bodenschicht führen zu den gleichen Ergebnissen wie im komplett trockenen Fall. (Steinacker, 2015)

Der Unterschied zwischen einem reversiblen feuchtadiabatischen (feuchtisentropen) Prozess und einem irreversiblen pseudo-adiabatischen Prozess besteht darin, wie das Kondensat behandelt wird. Im erstgenannten Prozess verbleibt das gesamte Kondensat im Luftpaket, im zweitgenannten hingegen fällt es komplett aus. Die Prozesse in der realen Atmosphäre liegen irgendwo zwischen den beiden vorher genannten. Der typisch auftretende Niederschlag während starker Konvektion und der verhältnismäßig niedrige Flüssigwassergehalt in den Wolken würde eher dafür sprechen, dass ein pseudo-adiabatischer Prozess näher an der Realität liegt als ein feuchtadiabatischer. In dieser Masterarbeit wird der pseudo-adiabatische Prozess herangezogen, dazu muss allerdings die Rolle des Kondensats (Niederschlag) in der atmosphärischen Energiebilanz spezifiziert werden. Es gibt genau einen Zustand mit einem Minimum an nicht-kinetischer Energie für eine reversible adiabatische Umlagerung der Massen, aber es gibt verschiedene Wege um dieses Minimum bei einer pseudo-adiabatischen Massenumlagerung zu erreichen, abhängig davon welche Rolle der Niederschlag spielt. Fallender Niederschlag führt in der Atmosphäre zu einem Massentransport nach unten, oder wenn der Niederschlag den Boden erreicht zu einem Massenverlust der Atmosphäre und somit auch zu einem Verlust an potentieller Energie. (Steinacker, 2015)

In dem hier vorliegenden Fall eines einfachen Modells kann das kondensierte Wasser einer pseudo-adiabatischen, aufsteigenden Schicht herangezogen werden um den Massenverlust für jedes  $\Delta p$  zu berechnen (wird ab nun als Modell III bezeichnet). Dieser führt zu einer Reduktion des Druckinkrementes in jeder Schicht und somit auch zur Reduktion des Bodendruckes. Wichtig hierbei zu erwähnen ist, dass der Massenverlust der Atmosphäre aufgrund des Niederschlags viel geringer ist als wenn man das gesamte niederschlagsbare Wasser ausfallen lassen würde, da der meiste Wasserdampf nach einer pseudo-adiabatischen Umverteilung einer fechtlabilen Atmosphäre in ihr verbleibt. (Steinacker, 2015)

Der aufgrund von ausfallendem Niederschlag korrigierte Druck  $\Delta_r p$ , jeder Schicht, kann wie folgt berechnet werden:

$$\Delta_r p = \Delta p \frac{1 + r_{r,p}}{1 + r_p} \quad (3.41)$$

Wobei  $r_p$  das Wasserdampf-Mischungsverhältnis am Anfang und  $r_{r,p}$  das Wasserdampf-Mischungsverhältnis des Referenzzustandes einer aufsteigenden Schicht über das Kondensationsniveau ist. (Steinacker, 2015)

Die GCAPE kann dann durch Modifizieren von Gleichung 3.39 ermittelt werden:

$$\begin{aligned} \text{GCAPE} \cong & -\frac{1}{p_0 - p_T} \sum_{p_T + \Delta p/2}^{p_0 - \Delta p/2} [c_{pd}T_p + L_l r_{v,p}] \Delta p \\ & - \frac{1}{p_{r,0} - p_T} \sum_{p_T + \Delta_r p/2}^{p_0 - \Delta_r p/2} [c_{pd}T_{r,p} + L_l r_{r,v,p}] \Delta_r p \end{aligned} \quad (3.42)$$

Der Niederschlagsverlust einer pseudo-adiabatisch aufsteigenden, gesättigten Bodenschicht mit  $\Delta p = 7$  hPa, reduziert den Bodendruck von  $p_0 = 1000$  hPa auf  $p_{r,0} = 999.89$  hPa, was zu einer weiteren Erhöhung der GCAPE um ungefähr 7 % führt. Ein erheblicher Anteil der verfügbaren potentiellen Energie, welche durch den Massenverlust aufgrund von Niederschlag bereitgestellt werden kann, wird in kinetische Energie des Niederschlags selbst umgewandelt, deswegen wird dieser Effekt im Folgenden vernachlässigt. (Steinacker, 2015)

Der zweite, energetisch wichtigere, Effekt des Niederschlags ist die Wiederverdunstung (im Weiteren als Modell IV bezeichnet). Die DCAPE zeigt wie viel nicht-kinetische Ener-

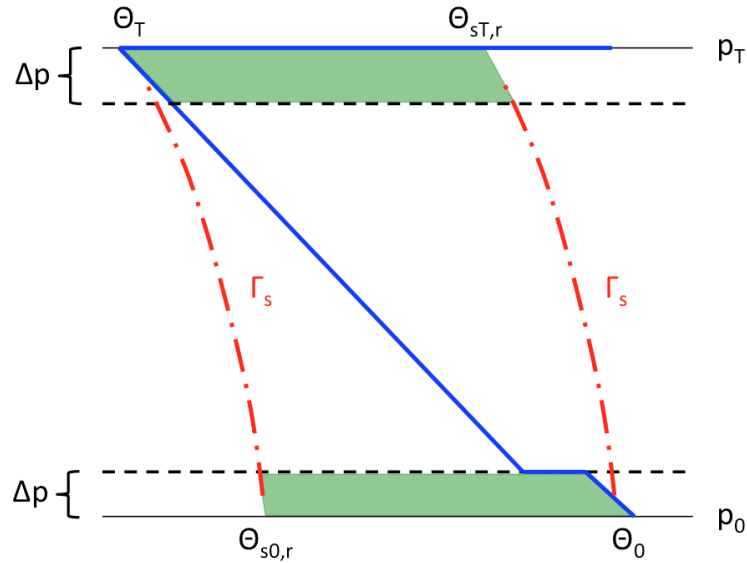


Abbildung 3.6: Idealisiertes vertikales Temperaturprofil mit wärmerer und gesättigter Bodenschicht. Blau stellt die Temperatur dar, die strichpunktierten roten Linien Feuchta diabaten.

gie durch Verdunstungskühlung verfügbar gemacht werden kann. Wenn man das höchstmögliche Luftpaket in der Troposphäre, in diesem Fall aus 300 hPa, hernimmt und davon ausgeht, dass genügend Niederschlag vorhanden ist, der einen gesättigten pseudo-adiabatischen Abstieg bis zum Niveau  $p_0$  ermöglicht, wird eine erhebliche Menge poten-

tielle Energie freigesetzt:

$$\text{DCAPE} = -g \int_{z_{p0}}^{z_{pT}} \frac{T_{\text{parcel}} - T_{\text{environment}}}{T_{\text{environment}}} dz = 1280 \text{ Jkg}^{-1} \quad (3.43)$$

Siehe dazu auch Abbildung 3.6. (Steinacker, 2015)

Um diesen Effekt zu veranschaulichen, bedient man sich eines Prozesses, bei dem der gesamte Flüssigwassergehalt, welcher für den feucht-gesättigten (pseudo-adiabatischen) Abstieg einer  $\Delta p$  dicken Schicht von der Obergrenze der Troposphäre bis zum Boden ( $r_{r,v,996.5 \text{ hPa}} = 5.5 \text{ gkg}^{-1}$ ) benötigt wird, von dem kondensierten Wasser einer  $\Delta p$  dicken Schicht, welche gesättigt (pseudo-adiabatisch) vom Boden bis zur Obergrenze der Troposphäre aufsteigt, genommen wird ( $r_{v,996.5 \text{ hPa}} - r_{r,v,303.5 \text{ hPa}} = 16.6 \text{ gkg}^{-1} - 0.9 \text{ gkg}^{-1} = 15.7 \text{ gkg}^{-1}$ ). Alle anderen Schichten werden nicht beeinflusst und bleiben trocken, sodass der nicht benutzte Flüssigwassergehalt ( $10.2 \text{ gkg}^{-1}$ ) einfach ausregnet. Damit ergibt sich eine GCAPE, für  $\Delta p = 7 \text{ hPa}$ , von  $108 \text{ Jkg}^{-1}$ . Eine zumindest partielle Wiederverdunstung des Niederschlags führt also zu einer, abhängig von der Dicke der feuchten, wärmeren Bodenschicht, signifikanten Erhöhung der GCAPE. (Steinacker, 2015)

Wenn starke Konvektion bis in die oberen troposphärischen Schichten mit Temperaturen unter dem Gefrierpunkt reicht, beginnen die Wolkentropfen zu gefrieren und sowohl Sublimation als auch die Formation von festem Niederschlag setzt ein. All diese Prozesse

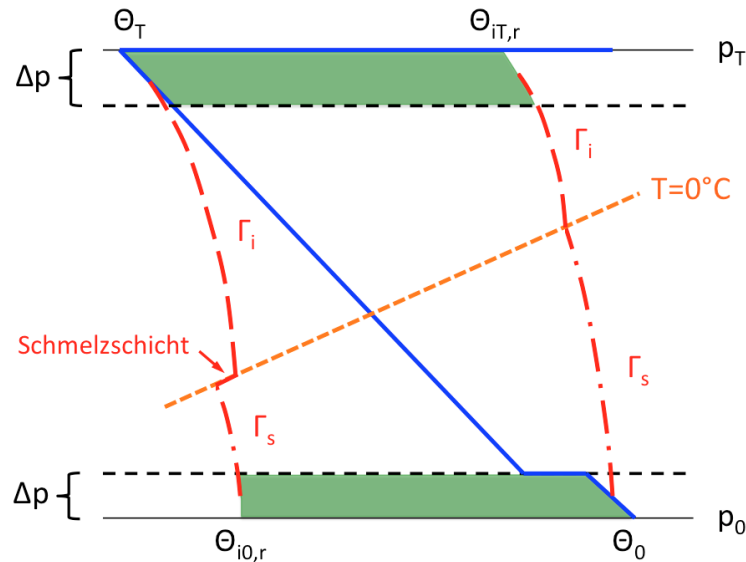


Abbildung 3.7: Idealisiertes vertikales Temperaturprofil mit wärmerer und gesättigter Bodenschicht. Blau stellt die Temperatur dar, die strichpunktieren roten Linien Feuchtdiabaten und die strichlierten roten Linien die Aufstiegs bzw. Abstiegskurve über der Nullgradgrenze.

führen sowohl zu einer weiteren Erhöhung der CAPE als auch der GCAPE. Erst wenn der feste Niederschlag unter die Nullgradgrenze der Feuchttemperatur fällt, beginnt er

zu schmelzen. Dieses Modell (siehe Abb. 3.7) wird im Weiteren als Modell V bezeichnet. In diesem idealisierten Beispiel wird vereinfacht angenommen, dass Sublimation bei allen Temperaturen unter  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  stattfindet. Die GCAPE steigt dadurch weiter auf  $125\text{ Jkg}^{-1}$  und auch die CAPE und die DCAPE werden weiter erhöht. (Steinacker, 2015)

## 3.4 Berechnung von Instabilitätsparametern eines realen Falles

In diesem Kapitel werden die vorher definierten Modelle (Modell II-V) auf die reale Atmosphäre angewendet. Da die Atmosphäre dazu in möglichst kleine Schichten eingeteilt werden muss, stellt sich die Berechnung nicht mehr so trivial da als bei den vorher gezeigten idealisierten Beispielen. Auch der Rechenaufwand steigt um ein Vielfaches.

### 3.4.1 Vergleich der CAPE mit der DCAPE und der GCAPE eines realen Radiosondenaufstiegs

Als Beispiel eines realen Radiosondenaufstiegs wird das GATE-Sounding, welches auch Randall und Wang (1992) in ihrer Arbeit verwendet haben, herangezogen (Abb. 3.8). Die beiden Autoren kommen, für die GATE Beobachtungszeit 71, für die GCAPE auf einen Wert von  $11.12\text{ Jkg}^{-1}$ , wenn die Berechnung mit der Methode nach Lorenz (1979) und mit einer Dicke der einzelnen Schichten von  $25\text{ hPa}$  durchgeführt wird. Sie diskutieren auch andere Berechnungsmethoden und kommen zum Schluss, dass das Ergebnis von der Anzahl der Schichten und somit von der Schichtdicke abhängt. Erstaunlich ist, dass die beiden Autoren weder die klassische CAPE noch andere Instabilitätsparameter für den von ihnen gewählten Radiosondenaufstieg berechnet haben. Die im Zuge dieser Arbeit durchgeführten Berechnungen für das GATE-Sounding (Abb. 3.8) ergeben:  $\text{SBCAPE} = 1749\text{ Jkg}^{-1}$ ,  $\text{VCAPE} = 1875\text{ Jkg}^{-1}$ ,  $\text{SBCIN} = -6\text{ Jkg}^{-1}$  und für die „downdraft“ CAPE eines Luftpakets das bei  $500\text{ hPa}$  startet,  $\text{DCAPE} = 350\text{ Jkg}^{-1}$ . Der Wert aus der Arbeit von Randall und Wang (1992) für die sogenannte „cloud work function“, dies ist ein ähnliches Maß wie die CAPE, wobei ebenfalls kein Entrainment berücksichtigt wird, beträgt allerdings nur  $360\text{ Jkg}^{-1}$ . Der Grund in der Diskrepanz zu der berechneten CAPE liegt darin, dass sie für die Berechnung der „cloud work function“ sehr dicke Schichten von  $100\text{ hPa}$  wählten. Die durchgeführte Nachberechnung der GCAPE mit der Formel von Randall und Wang (1992) führt zu einem leicht höheren Wert, nämlich  $14.4\text{ Jkg}^{-1}$ , was verschiedene Ursachen haben kann, wie zum Beispiel in der Wahl unterschiedlicher Konstanten. Wenn man auf das Verhältnis zwischen der reversiblen adiabatischen GCAPE und der CAPE oder der DCAPE blickt, sieht man etwas kleinere Werte als bei den idealisierten Beispielen. Das ist nicht weiter verwunderlich, denn die CAPE und auch die DCAPE basieren auf irreversiblen pseudo-adiabatischen Prozessen. (Steinacker, 2015)

Typisch für einen Radiosondenaufstieg in den Tropen, zeigt sich, aufgrund der hohen Luft-

feuchtigkeit in Bodennähe, ein sehr geringer Spread, in dem Fall sind es nur knapp 3 °C. Dadurch resultiert auch das typische, sehr niedrig gelegene LCL, welches schon bei 961.5 hPa zu finden ist. Darüber präsentiert sich die Atmosphäre beinahe durchgehend feucht-labil geschichtet, wodurch das EL in einer sehr großen Höhe anzutreffen ist, nämlich bei 168 hPa. Würde man bei diesem Sounding statt der SBCAPE die MLCAPE berechnen, würden sich die beiden Werte, aufgrund der hier vorliegenden Schichtung in Bodennähe, nur sehr geringfügig voneinander unterscheiden. Auch das vorhandene niederschlagsbare

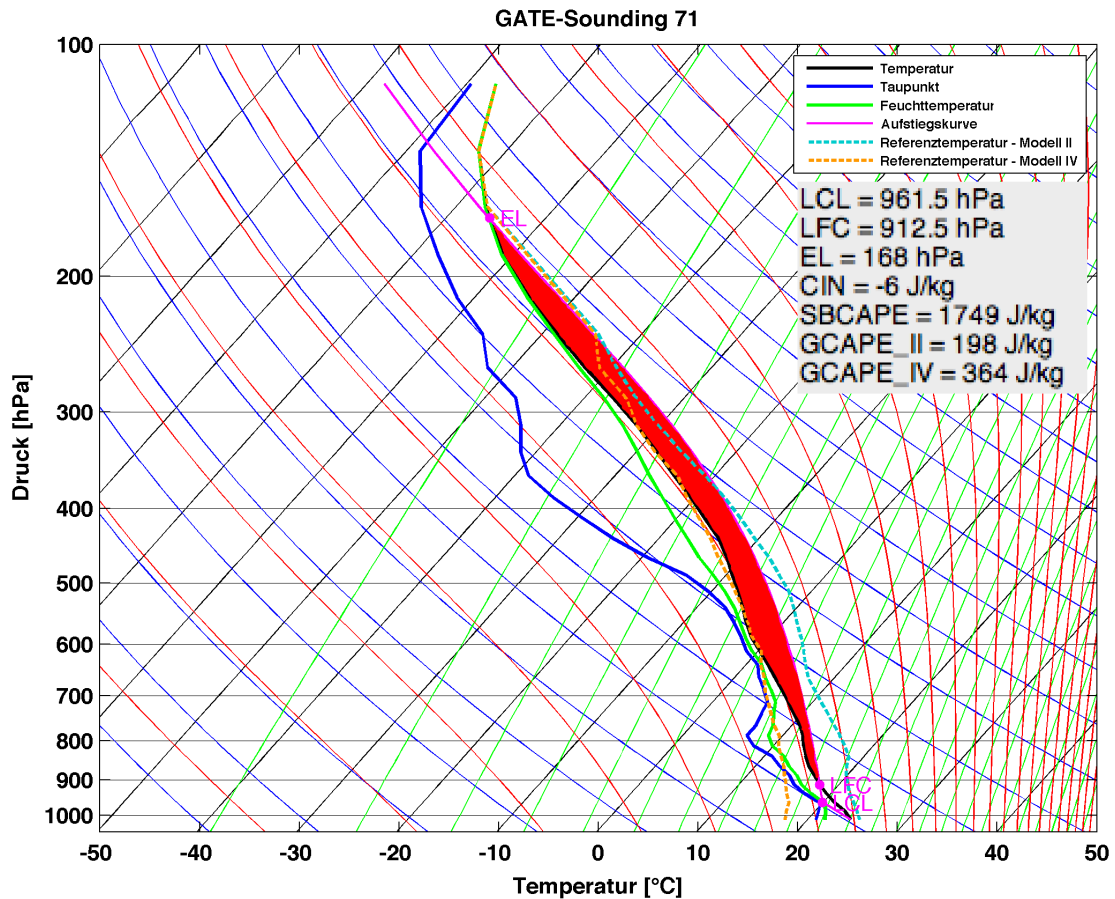


Abbildung 3.8: GATE Radiosondenaufstieg - Beobachtungszeitpunkt 71, dargestellt in einem klassischen Skew-T log-p Diagramm. Die dünnen grünen Linien stellen Linien konstanten Mischungsverhältnisses dar, die dünnen blauen, Linien konstanter potentieller Temperatur - also Trockenadiabaten - und die dünnen roten Linien sind Linien konstanter äquivalentpotentieller Temperatur, die auch als Feuchtadiabaten bezeichnet werden können. Die rote Fläche zeigt CAPE.

Wasser ist mit einem Wert von 54.93 mm selbst für tropische Verhältnisse sehr hoch. Ein so hoher Wert ist in den mittleren Breiten praktisch nicht möglich.

Für Modell II, bei dem nur die Kondensation von pseudo-adiabatisch aufsteigenden Schichten berücksichtigt wird, muss die Temperatur jeder einzelnen  $\Delta p$  dicken Schicht berechnet werden, wenn diese trockenadiabatisch bis zum Kondensationsniveau aufsteigt und von

dort gesättigt, pseudo-adiabatisch weiter bis zur Obergrenze der Troposphäre. Gleichzeitig muss die Temperatur jeder Schicht bestimmt werden, wenn diese trockenadiabatisch bis zum Boden absinkt. Durch diese Vorgehensweise erhält man eine quadratische Matrix, wobei  $T_{i,j}$  ( $i = 1, 37; j = 1, 37$ ) die Temperatur der Schicht  $i$  ist, die ihren Ursprung in der Schicht  $j$  hat. 37 Schichten ergeben sich durch die Einteilung des Vertikalprofils in Schichten die jeweils eine Dicke von  $\Delta p = 25$  hPa aufweisen. Der Einfachheit halber wurde hier das Profil aus der Arbeit von Randall und Wang (1992) so modifiziert, dass auch die unterste Schicht 25 hPa dick ist. Im nächsten Schritt muss überprüft werden, welche der umgelagerten Schichten die höchste Temperatur hat, beginnend von der Obergrenze des Soundings, oder ob weiterhin die originale nicht umgelagerte Schicht am wärmsten ist. Jede Auswahl der höchsten Temperatur einer Schicht, reduziert die Größe der quadratischen Matrix um eins. Eine genaue Beschreibung dieser sogenannten Matrix-Reduktionsmethode folgt im Unterkapitel 3.4.2. Die sich dadurch ergebende Umordnung der Schichten führt schließlich zum Referenzzustand. Im GATE-Sounding zum Zeitpunkt 71 werden durch diese Methode nur die zu Beginn untersten drei Schichten gehoben. Als interessante Anmerkung sei an dieser Stelle erwähnt, dass auch die Methode nach Lorenz (1979) zu einer Umordnung derselben drei Schichten führt. Für Modell II erhält man somit eine beträchtliche GCAPE von  $198 \text{ Jkg}^{-1}$ . Das Verhältnis der GCAPE zur CAPE ist ungefähr das gleiche wie von der Masse des gehobenen Luftpakets zu der ganzen Atmosphäre (75:1025), wie es laut dem idealisierten Beispiel von vorher auch sein sollte. Es ist erstaunlich, dass Randall und Wang (1992) nur  $11 \text{ Jkg}^{-1}$  für die GCAPE herausbekommen. Der Grund ist der, dass beim reversiblen feuchtadiabatischen Umschichten nur eine Schicht gehoben wird, nämlich die unterste (vgl. Tab. 3.1). Diese ist allerdings wesentlich wärmer als wenn man die unterste Schicht pseudo-adiabatisch heben würde. (Steinacker, 2015)

Um Modell III auf das GATE-Sounding 71 anwenden zu können, müssen die Druckinkremente der drei gehobenen Schichten mit Hilfe von Gleichung 3.41 angepasst werden. Der Bodendruck wird dadurch um 1.245 hPa verringert, das entspricht einem Massenverlust der Atmosphäre von 12.74 mm an Niederschlag. Obwohl dieser Effekt beim idealisierten Beispiel als nicht so wichtig beurteilt wurde, ist der Wassergehalt in einer tropischen Atmosphäre so hoch und der dazugehörige Niederschlag aufgrund der Umordnung von Schichten so stark, dass sich der Effekt auf die GCAPE für das GATE-Sounding dramatisch auswirkt. Die GCAPE steigt auf  $352 \text{ Jkg}^{-1}$ . (Steinacker, 2015)

Wenn man nun auch die Wiederverdunstung des gefallen Niederschlags der aufsteigenden Schichten berücksichtigen möchte (Modell IV), hat man mehrere Möglichkeiten. Anstatt einer sukzessiven Prozedur um den Niederschlag von einer aufsteigenden Schicht in die Schicht darunter oder in eine andere Schicht zu transferieren, wird in dieser Arbeit ein anderes Verfahren verwendet: Jede Schicht wird bis zum Kondensationsniveau gehoben, von dort steigt sie pseudo-adiabatisch weiter auf bis zum höchstmöglichen Level und

in weiterer Folge pseudo-adiabatisch ab bis zum Boden. Dadurch erhält man ein Profil der pseudo-adiabatischen Sättigungstemperatur oder „wet bulb temperature“ der gesamten Atmosphäre für jede Schicht. Das entspricht einem Temperaturprofil entlang  $\Gamma_s$  in einem thermodynamischen Diagramm. Alternativ könnte man auch die Berechnung der Matrix mit der isobaren Feuchttemperatur beginnen und ersetzt dann in weiterer Folge die Schichten pseudo-adiabatisch das Sounding rauf und runter. Die isobare Feuchttemperatur ist etwas höher als die pseudo-adiabatische Feuchttemperatur. Deshalb muss man, wenn man die alternative Berechnungsmethode verwendet, beachten dass man auch für die GCAPE einen leicht höheren Wert erhält. Genauso wie bei Modell II, wählt man zuerst den höchsten Wert aller pseudo-adiabatischen Feuchttemperaturen in der höchstgelegenen Schicht und führt dann das Prozedere mit der Matrix-Reduktionsmethode sukzessive, Schicht für Schicht, mit der jeweiligen darunterliegenden Schicht fort. Aufgrund der Verdunstungskühlung in den Schichten können jetzt mehr Schichten (14 von 37) ein höheres Niveau erreichen. Durch den pseudo-adiabatischen Auf- und Abstieg aller Schichten erhält man nun ein kontinuierlich gesättigtes vertikales Profil des Referenzzustandes mit einem niederschlagsbaren Wasser von 57.31 mm, was um 2.38 mm mehr ist als im Sounding des Anfangszustandes (vgl. Tab. 3.1). Wenngleich lokal, in einem Gewitter, so eine Anfeuchtung stattfinden kann, kann der Referenzzustand niemals mehr ausfallbares Wasser beinhalten als der Anfangszustand. Deshalb muss der Referenzzustand um die Differenz „künstlich“ getrocknet werden. Das kann durch geeignetes modifizieren des Referenztemperaturprofils erfolgen. Anstatt die vorletzte Schicht, vom Boden aus, pseudo-adiabatisch bis zum Boden absinken zu lassen, lässt man sie trockenadiabatisch absinken. Dies führt zwar zu einer höheren Temperatur aber auch zu einem niedrigeren Mischungsverhältnis der untersten Schicht. Ist der Wert des ausfallbaren Wassers des nun modifizierten Profils noch immer zu hoch, lässt man auch die dritte Schicht von unten trockenadiabatisch absinken usw. bis man den gleichen Wert für das ausfallbare Wasser als beim Anfangszustand erhält. Eine genauere Beschreibung dieser Methode erfolgt in Unterkapitel 3.4.3. Durch die Berücksichtigung der Verdunstungskühlung beim GATE-Sounding erhöht sich die GCAPE weiter auf  $364 \text{ Jkg}^{-1}$ . (Steinacker, 2015)

Das letzte Modell (Modell V) beinhaltet auch die Eisphase. Daher muss das Berechnungsschema von Modell IV so modifiziert werden, dass, wenn die Temperatur einer aufsteigenden oder absinkenden Luftschicht unter  $0^\circ\text{C}$  fällt, nicht der konventionelle pseudo-adiabatische Temperaturgradient verwendet wird (siehe Gleichung 3.36) sondern der etwas geringere eis-pseudo-adiabatische Temperaturgradient:

$$(m_d c_{pd} + m_v c_{pv}) dT = (m_d R_d + m_v R_v) \frac{T}{p} dp + L_l dm_l + L_i dm_i \quad (3.44)$$



Diese Gleichung kann auch so geschrieben werden:

$$(m_d R_d + m_v R_v) \frac{T}{p} dp - L_l dm_v - L_i dm_v = (m_d R_d + m_v R_v) \frac{T}{p} dp - L_s dm_v \quad (3.45)$$

Wobei  $L_s$  für die Sublimationswärme steht. Die weitere Vorgehensweise ist mehr oder weniger die gleiche wie bei Modell IV. Zusätzlich zum Vergleich des Gehaltes an ausfallbarem Wasser zwischen Referenz- und Anfangszustand und der entsprechenden Anpassung, muss man hier auch den festen Niederschlag und die Verdunstung von Eis innerhalb der aufsteigenden und absinkenden Schichten berücksichtigen und anpassen, ähnlich zur Anpassung beim ausfallbarem Wasser in Modell IV. Wenn man das alles so durchführt, erhält man für die GCAPE, für das GATE-Sounding zum Beobachtungszeitpunkt 71 einen Wert von  $453 \text{ Jkg}^{-1}$ , der noch erheblich größer ist als jener der aus Modell IV resultiert. Das Ergebnis zeigt, dass die Eisphase in diesem Zusammenhang nicht vernachlässigbar ist. (Steinacker, 2015)

In Abbildung 3.8 sind zusätzlich zu den Profilen der Temperatur, des Taupunktes und der Feuchttemperatur noch die beiden Referenztemperaturkurven resultierend aus Modell II und Modell IV - also die Temperaturprofile, die sich nach der jeweiligen Anwendung des entsprechenden Modells ergeben - eingezeichnet. Es zeigt sich, dass, obwohl es bei Modell II nur drei Schichten schaffen aufzusteigen, ein erheblicher Unterschied zwischen der ursprünglichen Schichtungskurve (schwarze Linie in Abb. 3.8) und der Kurve nach der Umlagerung (türkis gestrichelte Linie in Abb. 3.8) entsteht. Das ist dem Umstand geschuldet, dass dann natürlich alle weiteren darunterliegenden Schichten um jeweils drei Niveaus absinken müssen. Dadurch, dass dieser Prozess bei Modell II trocken erfolgt, wirkt sich das mit einer entsprechend hohen Temperatur aus. Bei Modell IV kann die Temperatur der jeweiligen Schicht nach der Umlagerung auch niedriger sein als im Ausgangszustand - im Falle von Modell IV ist der Ausgangszustand das Profil der Feuchttemperatur (grüne Kurve in Abb. 3.8), bei Modell II ist es klarerweise die Temperatur (schwarze Kurve in Abb. 3.8) - im Gegensatz zu Modell II wo das nicht möglich ist. D.h. jede Schicht kann im zweiten Modell als niedrigsten Wert maximal den Ausgangswert dieser Schicht annehmen, die Referenzkurve kann also entweder nur rechts von der Schichtungskurve liegen oder - wenn es keine einzige Schicht schafft aufzusteigen - deckungsgleich mit ihr sein. Im Falle des vierten Modells ist es auch möglich, dass die jeweilige Schichttemperatur nach der Umschichtung niedriger ist als im Ausgangszustand, so auch im hier gezeigten Fall (vgl. Abb. 3.8 und Tab. 3.1). Die Referenzkurve kann also entweder links oder rechts von der Kurve der Feuchttemperatur liegen. Sollte auch hier überhaupt keine Umlagerung möglich sein, sind die beiden Kurven wiederum deckungsgleich. Beide Referenzzustände nähern sich, wenn man den Blick auf die obere Troposphäre richtet, nicht nur einander an, sondern auch der Schichtungskurve. Genauso wie sich die Feuchttemperatur, mangels Feuchtigkeit, der Temperatur annähert. Als weiteres wichtiges Detail sei erwähnt, dass der Punkt wo die beiden Referenzzustände anfangen sich mit der Temperaturkurve zu

überlagern, einigermaßen gut mit dem EL übereinstimmt.

Original			RW		Modell II		Modell III	Modell IV		Modell V	
Sch.	Sch.	Temp.	Sch.	Temp.	Sch.	Temp.	$\Delta_r p$	Sch.	Temp.	Sch.	Temp.
p [hPa]	Nr.	[K]	Nr.	[K]	Nr.	[K]	[hPa]	Nr.	[K]	Nr.	[K]
112.5	37	197.3	37	197.3	37	197.3	25.000	37	197.3	37	197.3
137.5	36	201.6	36	201.6	36	201.6	25.000	36	201.6	36	201.6
162.5	35	207.3	<b>1</b>	<b>210.8</b>	<b>1</b>	<b>207.5</b>	<b>24.581</b>	<b>1</b>	<b>207.5</b>	<b>3</b>	<b>208.9</b>
187.5	34	213.3	35	215.9	35	216.0	25.000	<b>2</b>	<b>215.8</b>	<b>1</b>	<b>217.2</b>
212.5	33	219.7	34	221.1	<b>2</b>	<b>223.4</b>	<b>24.589</b>	<b>3</b>	<b>223.2</b>	<b>2</b>	<b>224.2</b>
237.5	32	225.9	33	226.8	<b>3</b>	<b>230.0</b>	<b>24.585</b>	35	229.7	35	230.3
262.5	31	231.7	32	232.4	34	234.8	25.000	<b>4</b>	<b>233.1</b>	<b>4</b>	<b>235.6</b>
287.5	30	237.2	31	237.8	33	239.5	25.000	34	238.5	<b>5</b>	<b>239.4</b>
312.5	29	242.1	30	242.9	32	244.3	25.000	33	242.1	34	244.3
337.5	28	246.4	29	247.5	31	248.9	25.000	<b>5</b>	<b>246.2</b>	33	247.5
362.5	27	250.3	28	251.5	30	253.4	25.000	32	250.6	<b>6</b>	<b>251.0</b>
387.5	26	254.0	27	255.1	29	257.4	25.000	31	253.6	32	254.1
412.5	25	257.3	26	258.5	28	260.9	25.000	30	256.7	<b>7</b>	<b>257.3</b>
437.5	24	260.4	25	261.7	27	264.0	25.000	<b>6</b>	<b>259.6</b>	<b>16</b>	<b>260.3</b>
462.5	23	262.9	24	264.5	26	267.1	25.000	<b>20</b>	<b>262.0</b>	<b>14</b>	<b>262.7</b>
487.5	22	265.0	23	266.9	25	269.7	25.000	29	264.5	<b>20</b>	<b>265.0</b>
512.5	21	267.1	22	268.9	24	272.2	25.000	<b>13</b>	<b>266.8</b>	<b>8</b>	<b>267.1</b>
537.5	20	269.0	21	270.7	23	274.1	25.000	<b>14</b>	<b>268.9</b>	<b>13</b>	<b>269.1</b>
562.5	19	270.7	20	272.5	22	275.8	25.000	<b>16</b>	<b>270.9</b>	<b>15</b>	<b>270.8</b>
587.5	18	272.5	19	274.1	21	277.5	25.000	<b>7</b>	<b>272.6</b>	<b>12</b>	<b>272.5</b>
612.5	17	274.6	18	275.8	20	279.0	25.000	<b>12</b>	<b>274.8</b>	31	274.2
637.5	16	276.6	17	277.8	19	280.4	25.000	28	275.9	30	275.8
662.5	15	278.5	16	279.7	18	281.8	25.000	<b>8</b>	<b>277.4</b>	29	277.4
687.5	14	280.3	15	281.4	17	283.6	25.000	<b>11</b>	<b>278.6</b>	28	278.8
712.5	13	282.0	14	283.2	16	285.3	25.000	27	280.0	27	280.2
737.5	12	283.6	13	284.8	15	287.0	25.000	17	281.3	26	281.4
762.5	11	285.2	12	286.3	14	288.6	25.000	19	282.6	25	282.7
787.5	10	286.5	11	287.8	13	290.2	25.000	15	284.1	24	284.0
812.5	9	287.5	10	289.0	12	291.6	25.000	21	285.0	23	285.2
837.5	8	288.6	9	290.0	11	292.9	25.000	26	286.1	17	286.2
862.5	7	289.8	8	291.0	10	293.6	25.000	18	287.3	19	287.2
887.5	6	291.2	7	292.1	9	294.4	25.000	22	288.2	22	288.2
912.5	5	292.6	6	293.5	8	295.4	25.000	25	289.2	18	289.2
937.5	4	294.1	5	294.9	7	296.4	25.000	24	290.1	21	289.8
962.5	3	295.7	4	296.3	6	297.6	25.000	23	291.1	11	290.7
987.5	2	297.5	3	297.9	5	298.7	25.000	9	291.6	9	291.5
1012.5	1	298.8	2	299.1	4	299.7	25.000	10	292.2	10	291.9
GCAPE	[J/kg]			<b>11</b>		<b>198</b>	<b>352</b>		<b>364</b>		<b>453</b>
PWAT	[mm]	<b>54.93</b>		<b>54.93</b>		<b>42.19</b>	<b>42.19</b>		<b>57.31</b>		<b>55.16</b>

Tabelle 3.1: Referenztemperaturprofile nach Anwendung des jeweiligen Modells. Die Abkürzung RW steht für Randall und Wang, Sch. bedeutet Schicht, Temp. steht für Temperatur und Nr. für Nummer. Schichten, die es in den verschiedenen Modellen schaffen aufzusteigen, sind fett und farbig dargestellt, die Schichtnummerierung bleibt erhalten. Außerdem wird für die einzelnen Modelle GCAPE und PWAT (precipitable water) also das niederschlagsbare Wasser dargestellt. Modifiziert nach Steinacker (2015).

### 3.4.2 Matrix-Reduktionsmethode

Im Gegensatz zu den betrachteten idealisierten Beispielen, wo die Umlagerung jeweils nur die unterste und die oberste Schicht betrifft, existiert bei realen Fällen eine viel größere Anzahl an möglichen Umlagerungen, diese werden mit Hilfe der verschiedenen oben dargestellten Modelle ermittelt. Die Anwendung dieser Modelle führt am Ende zu einer quadratischen Matrix, welche die möglichen Temperaturen der einzelnen Schichten enthält (siehe Tab. 3.2). Wobei die Temperatur  $T_{ij}$  die Temperatur der Schicht  $i$  darstellt, deren Ursprung in Schicht  $j$  liegt. Die Matrix hat so viele Zeilen bzw. Spalten, wie Schichten

$$\begin{array}{ccccc} T_{11} & T_{12} & T_{13} & \dots & T_{1j} \\ T_{21} & T_{22} & T_{23} & \dots & \vdots \\ T_{31} & T_{32} & \ddots & \dots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ T_{i1} & \dots & \dots & \dots & T_{ij} \end{array}$$

Tabelle 3.2: Temperaturmatrix

vorhanden sind. D.h. großes  $\Delta p$  wenig Schichten, kleinere Matrix und umgekehrt. In der Hauptdiagonale der Matrix stehen die Temperaturen des Original-Soundings, beginnend von der Obergrenze des Radiosondenaufstieges, welche den Platz links oben in der Matrix erhält, bis zum Boden, diese wird rechts unten eingetragen.

Eine recht effiziente Methode, die höchstmögliche Temperatur jeder einzelnen Schicht zu bestimmen, die in weiterer Folge für die Berechnung der GCAPE benötigt wird, stellt die Matrix-Reduktionsmethode dar. Dazu überprüft man, welche der umgelagerten Schichten die höchste Temperatur in dem betrachteten Niveau hat, oder ob die ursprüngliche Schicht auch nach der Umlagerung den höchsten Wert aufweist. Man beginnt bei der ersten Zeile der Matrix - also der obersten Schicht der Atmosphäre - und arbeitet sich nach unten hin fort. Hat man die höchste Temperatur gefunden, muss die jeweilige Zeile und die zu der Temperatur passende Spalte gestrichen werden, d.h. nach jeder Auswahl des höchsten Temperaturwerts wird die Größe der Matrix um eins reduziert. Die gefundenen Temperaturen sind die höchstmöglichen Werte, die die jeweiligen Schichten annehmen können. Dieser Zustand wird auch als Referenzzustand oder Referenzprofil bezeichnet (siehe Tab. 3.1).

### 3.4.3 Methode zur künstlichen Abtrocknung des Referenzprofils

Dadurch, dass jede einzelne Schicht pseudo-adiabatisch bis an die Obergrenze gehoben wird und anschließend auch wieder pseudo-adiabatisch bis zum Boden absinkt, ergibt sich ein durchgehend gesättigtes Vertikalprofil im Referenzzustand. Dieses Profil enthält somit aber in den meisten Fällen mehr niederschlagsbares Wasser als das Original-Sounding. Da das Profil nach der Umlagerung nicht mehr niederschlagsbares Wasser enthalten kann als das Ausgangsprofil, muss das Vertikalprofil künstlich getrocknet werden. Natürlich

kann auch der umgekehrte Fall eintreten, nämlich dass der Referenzzustand weniger niederschlagsbares Wasser enthält als das Original-Profil und daher angefeuchtet werden müsste, diese Fälle stellen aber lediglich eine Ausnahme dar.

Um diese Abtrocknung durchzuführen, lässt man die unterste Schicht feuchtadiabatisch bis zum Druckniveau der darüberliegenden Schicht aufsteigen, also bis  $p_1$ , von diesem Punkt aus folgt man der passenden Trockenadiabaten bis zum Boden (zur besseren Veranschaulichung siehe Abb. 3.9). Dadurch erhält man zum einen eine höhere Temperatur

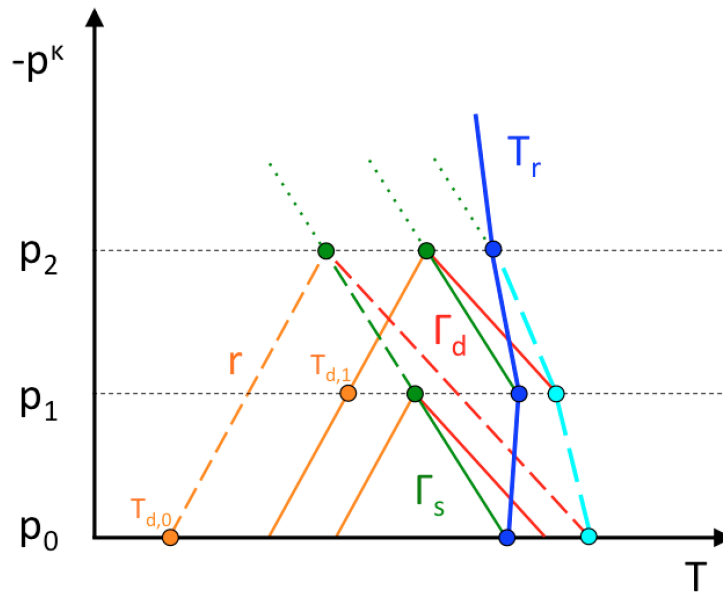


Abbildung 3.9: Schema der Abtrocknung. Rote Linien stellen Trockenadiabaten dar, grüne Feuchtadiabaten. Die orangen Linien sind Linien gleichen Mischungsverhältnisses. Die blaue Kurve ist das vertikale Temperaturprofil des Referenzzustandes, die türkise stellt das neue Profil nach der Abtrocknung dar. Der Taupunkt, nach der Modifizierung, des jeweiligen Niveaus wird durch die orangenen Punkte gekennzeichnet.

der untersten Schicht und zum anderen wird diese auch trockener. Mit diesem Ergebnis einer nun wärmeren und trockeneren untersten Schicht wird erneut das niederschlagsbare Wasser berechnet. Erhält man als Ergebnis erneut einen zu hohen Wert, muss auch die darüberliegende Schicht getrocknet werden. Dies geschieht in dem man erneut die unterste Schicht feuchtadiabatisch, diesmal aber bis zum Druckniveau der zweiten Schicht  $p_2$  aufsteigen lässt und anschließend trockenadiabatisch bis zum Boden rechnet - in Abbildung 3.9 mit strichlierten Linien gekennzeichnet. Gleichzeitig muss aber auch die zweite Schicht feuchtadiabatisch bis zum nächsten Druckniveau  $p_2$  gehoben und wiederum trocken auf das ursprüngliche Niveau  $p_1$  heruntergerechnet werden. Somit erhält man für die untersten zwei Schichten einerseits eine höhere Temperatur und andererseits ein niedrigeres Mischungsverhältnis. Ergibt die erneute Kontrollrechnung des niederschlagsbaren Wassers abermals einen zu hohen Wert, muss noch eine dritte Schicht hinzugenommen werden. Dieses Prozedere führt man so lange fort, bis der Wert des niederschlagsbaren Wassers des Referenzzustandes dem Wert des Ausgangszustandes entspricht. Schlussend-

lich erhält man ein modifiziertes Profil der Temperatur (türkise Linie in Abb. 3.9) und des Mischungsverhältnisses des Referenzzustandes.

## 4. Datenmaterial

### 4.1 Radiosondendaten

Die Radiosondendaten für diese Arbeit stammen von der Homepage der Universität Wyoming. Der größte Vorteil die Daten von dort zu beziehen besteht darin, dass diese für jeden frei zugänglich sind. Ein weiterer wichtiger Punkt ist, dass man die Daten für jede auf der Welt vorhandene Radiosonde beziehen kann. Das Archiv der Seite reicht zurück bis ins Jahr 1973. Man kann nicht nur auswählen ob man die Radiosondenaufstiege graphisch entweder in einem Stüve - Diagramm oder in einem Skew-T log-p - Diagramm dargestellt haben möchte, sondern man kann sich auch nur die Rohdaten downloaden. Diese werden in einer simplen Textdatei, die daher sehr leicht mit diversen Computerprogrammen eingelesen und weiterverarbeitet werden können, zur Verfügung gestellt. Die Datei enthält neben dem Druck **PRES**, der geopotentiellen Höhe **HGHT**, der Temperatur **TEMP**, dem Taupunkt **DWPT**, der relativen Feuchte **RELH**, dem Mischungsverhältnis **MIXR**, der Windrichtung **DRCT** und der Windgeschwindigkeit **SKNT** auch die potentielle Temperatur **THTA**, die äquivalentpotentielle Temperatur **THTE** und die virtuellpotentielle Temperatur **THTV**.

In dieser Arbeit wird der Großteil der Auswertungen für die Radiosonde Wien-Hohe Warte durchgeführt. Bei den Fallbeispielen jedoch, werden auch andere Sonden miteinbezogen. Aufstiege gibt es üblicherweise jeweils um 00 UTC und 12 UTC, außer es wird ein außerplanmäßiger Sonderaufstieg durchgeführt.

### 4.2 Informationen über Gewittertage

Bei der Auswertung ist es von besonderer Bedeutung, zu wissen, wann es, in der Umgebung von der Station Wien-Hohe Warte, überhaupt ein Gewitter gegeben hat. Diese Informationen werden von stündlichen SYNOP-Meldungen der Station 11035 (Wien-Hohe Warte) bezogen. Jedoch sind es keine SYNOP-Rohdaten, die zur Verfügung stehen, sondern Textdateien, die das Datum, die Uhrzeit, die Stationsnummer, die Temperatur **T**, die Niederschlagsmenge **RRR**, den Bezugszeitraum **tr** in dem der Niederschlag gemessen wurde und das gegenwärtige Wetter **ww** enthalten und zwar nur für jene Termine an denen es Gewitter gab. Die Daten sind für die Jahre 2005 bis 2013 vorhanden und werden für die Auswertungen in dieser Arbeit freundlicherweise von der Zentralanstalt

für Meteorologie und Geodynamik (ZAMG) zur Verfügung gestellt.

Da es bei den Auswertungen in dieser Arbeit nur von Bedeutung ist, ob es ein Gewitter gegeben hat oder nicht und die SYNOP-Codes eine stündliche Auflösung besitzen, reicht es aus, aus dem umfangreichen SYNOP-Code aus Abschnitt I - Bodenbeobachtungen, dass „ww“ (Gegenwärtiges Wetter) zu kennen.

Da es jeweils nur um 00 UTC und 12 UTC einen Radiosondenaufstieg gibt, gilt der jeweilige Termin, entweder 00 UTC oder 12 UTC, als ein Termin mit Gewitter, wenn in den darauffolgenden 12 Stunden mindestens einmal einer der Codes aus Tabelle 4.1 für das gegenwärtige Wetter „ww“ gemeldet wurde.

ww	Wettererscheinung
13	Wetterleuchten sichtbar, kein Donner gehört
17	Gewitter (Donner hörbar), aber kein Niederschlag an der Station
29	nach Gewitter
91	Gewitter in der letzten Stunde, zurzeit leichter Regen
92	Gewitter in der letzten Stunde, zurzeit mäßiger oder starker Regen
93	Gewitter in der letzten Stunde, zurzeit leichter Schneefall/Schneeregen/Graupel/Hagel
94	Gewitter in der letzten Stunde, zurzeit mäßiger oder starker Schneefall/Schneeregen/Graupel/Hagel
95	leichtes oder mäßiges Gewitter mit Regen oder Schnee
96	leichtes oder mäßiges Gewitter mit Graupel oder Hagel
97	starkes Gewitter mit Regen oder Schnee
98	starkes Gewitter mit Sandsturm
99	starkes Gewitter mit Graupel oder Hagel

Tabelle 4.1: Wettererscheinungen, welche Gewitter bedeuten. Aus World Meteorological Organization (2011).

## 4.3 Wetterkarten für Fallbeispiele

In den gezeigten Fallbeispielen wird die Wetterlage anhand verschiedenster Karten des Amerikanischen Globalmodells GFS (Global Forecast System) von **wetter3.de** näher erläutert. Ein großer Vorteil ist auch hier, dass die Karten im Internet für jedermann frei zugänglich sind. Zur Analyse der Wetterlage stehen eine Unzahl an verschiedensten Wetterkarten der unterschiedlichsten Parameter zur Auswahl. Außerdem können - dank des Archivs dieser Seite - auch Wetterlagen untersucht werden, die schon einige Jahre zurückliegen.

## 4.4 SYNOP-Meldungen

Für die genaue Analyse der Fallbeispiele sind auch noch andere Wettermeldungen als jene der Station Wien-Hohe Warte notwendig. Weltweite SYNOP-Meldungen können von der Seite **ogimet.com** bezogen werden. Um auch das Wettergeschehnis in der Umgebung von Wien beurteilen zu können, sind diese Daten unentbehrlich. Auch diese Daten sind für jedermann frei zugänglich und über einen langen Zeitraum verfügbar.



# 5. Ergebnisse

## 5.1 Einleitung

In den folgenden Unterkapiteln werden verschiedene Auswertungen im Bezug auf die GCAPE durchgeführt. Wie oben schon erwähnt, dienen als Berechnungsgrundlage die Radiosondendaten von der Homepage der Universität von Wyoming. Damit man eine möglichst hohe Qualität der Auswertungen erhält, muss die Atmosphäre in möglichst viele Schichten unterteilt werden, d.h. die Schichtdicke sollte so gering wie möglich gewählt werden. Alle nachfolgenden Berechnungen werden daher mit einer Schichtdicke von 1 hPa durchgeführt ( $\Delta p = 1$  hPa). Jedoch haben die Rohdaten eines Radiosondenaufstiegs naturgemäß keine Auflösung in 1 hPa Schritten, daher ist es notwendig die Soundings vor der Durchführung von den verschiedenen Berechnungen zu modifizieren. Dies geschieht, indem man das Profil zwischen den vorhandenen Druckflächen auf 1 hPa Abstände polytrop interpoliert. Die Formel für eine polytrope Atmosphäre lautet wie folgt:

$$\frac{T_i}{T_{i-1}} = \left( \frac{p_i}{p_{i-1}} \right)^{\frac{R\gamma}{g}} \quad (5.1)$$

Durch Umformung dieser Gleichung, kann dann die gewünschte Interpolation durchgeführt werden.

## 5.2 Zeitreihen der CAPE und der GCAPE

In diesem Kapitel soll anhand von Zeitreihen der Verlauf der CAPE mit dem Verlauf der GCAPE verglichen werden. Aus Gründen der Übersichtlichkeit erfolgt die Darstellung immer monatsweise. Besonders interessant sind Auswertungen von Monaten in der konvektiven Saison. Vor allem die Sommermonate, Juni, Juli und August liefern wichtige Erkenntnisse. Im Winter hingegen dominieren advektive Prozesse die Atmosphäre, konvektive Ereignisse spielen nur eine untergeordnete Rolle. D.h. es gibt nur wenige Tage an denen überhaupt eine CAPE vorhanden ist, auch signifikante GCAPE gibt es nur an einigen wenigen Tagen.

Abbildung 5.1 zeigt den Monat Juni des Jahres 2015. Abgebildet ist die Entwicklung der CAPE sowie zwei Varianten der GCAPE, nämlich jene die aus Modell II resultiert

und jene aus Modell IV, für die Radiosonde Wien-Hohe Warte. Auf der Abszisse sind die einzelnen Tage aufgetragen. Pro Tag gibt es zwei Auswertungen, das hat den Grund, dass die Radiosondenaufstiege bei den meisten Stationen immer um 00 UTC und 12 UTC durchgeführt werden, so auch in Wien. Jedoch gibt es auch Ausnahmen, in Graz, Linz und Innsbruck zum Beispiel wird nur einmal täglich, nämlich um 03 UTC eine Sondierung gemacht. Um zwischen den beiden Aufstiegen besser unterscheiden zu können, ist der 00 UTC Aufstieg mit einem roten Symbol gekennzeichnet und der 12 UTC Aufstieg mit einem grünen. Die Ordinate zeigt die Absolutwerte der CAPE und von beiden GCAPE-

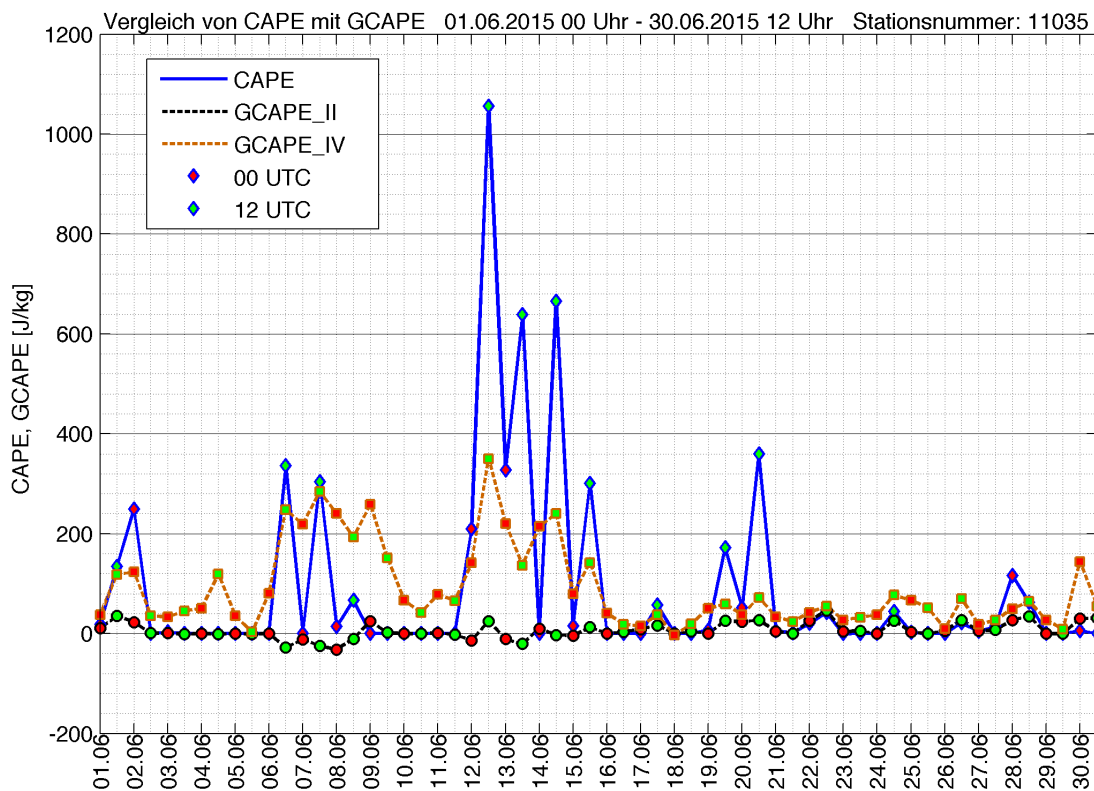


Abbildung 5.1: Vergleich der CAPE mit der GCAPE für den Monat Juni des Jahres 2015.

Varianten in  $\text{Jkg}^{-1}$  an.

Da GCAPE\_II und GCAPE\_IV nicht viel mehr als  $400 \text{ Jkg}^{-1}$  bzw.  $700 \text{ Jkg}^{-1}$  groß werden können, bei der CAPE im Extremfall allerdings Werte von bis zu  $4000 \text{ Jkg}^{-1}$  und mehr möglich sind, ist die CAPE (blaue durchgezogene Linie in Abb. 5.1), sollte sie überhaupt vorhanden sein, in den meisten Fällen vom Betrag her deutlich größer als die GCAPE. Viel interessanter ist allerdings, dass sie von Termin zu Termin sehr stark schwankt. Das hängt damit zusammen, dass die CAPE, auch wenn hier die MLCAPE aufgetragen ist, sehr stark von den bodennahen Temperatur- und Taupunktwerten abhängt. D.h. man merkt hier im Wesentlichen den Unterschied zwischen Tag, während dem sich an einem

Strahlungstag eine gut durchmischte Grenzschicht ausbilden kann, und Nacht, in der sich in Strahlungsnächten oft Inversionen aufbauen können. Der Zustand der Grenzschicht hat eine immense Auswirkung auf die CAPE. In der Regel ist die CAPE am Tag größer als in der Nacht, natürlich gibt es auch hier Ausnahmen (vgl. Abb. 5.1). Im Gegensatz zu der CAPE, präsentieren sich beide GCAPE-Versionen deutlich konstanter. Das ist nicht weiter verwunderlich, da zur Berechnung die komplette Troposphäre berücksichtigt wird, wodurch sie nicht so grenzschichtlastig wie die Ermittlung der CAPE ist. Weiters kann man erkennen, dass vor allem Modell IV, welches auch die Verdunstungskühlung des Niederschlags berücksichtigt, sehr gut mit der CAPE korreliert. Es gibt aber auch Termine an denen keine CAPE vorhanden ist, die GCAPE aber außerordentlich groß ist. Am 4. Juni tritt so ein Fall ein. GCAPE\_II berücksichtigt die Verdunstungskühlung des Niederschlags nicht und muss somit immer kleiner sein als GCAPE\_IV. In dieser Zeitreihe zeigen sich für die GCAPE von Modell II auch immer wieder negative Werte. Die GCAPE ist ein Maß, das sowohl die CAPE als auch die CIN der gesamten Atmosphäre enthält. Man kann ebenso ein „generalized CIN (GCIN)“ einführen, dazu muss man den Umordnungsprozess Schicht für Schicht verfolgen und überprüfen wie sich die GCAPE mit jeder einzelnen Umschichtung verändert. Es kann dabei vorkommen, dass bei dieser schichtweisen Hebung die GCAPE abnimmt und irgendwann negativ wird. Die Summe der maximalen Abnahmen der GCAPE für jede einzelne Schicht ergibt schlussendlich die GCIN. Hin und wieder kommt es vor, dass die GCAPE nach der Umlagerung aller Schichten negativ ist. Das ist ein Hinweis darauf, dass die GCIN größer ist als die konvektiv verfügbare Energie instabiler Regionen der Atmosphäre. Wenn man sich die Radiosondenaufstiege im Zeitraum vom 6. bis zum 8. Juni genauer ansieht, an diesen Tagen ist GCAPE\_II immer negativ, kann man erkennen, dass diese Tage geprägt waren durch CIN-Werte, die stets größer waren als die CAPE oder zumindest in deren Größenordnung lagen. D.h. es ist zwar eine gewisse Instabilität vorhanden, allerdings müsste die Energie, die zur Auslösung benötigt wird, schon enorm sein. Im Gegensatz zu GCAPE\_II, die sehr oft den Wert null annimmt, kommt es bei GCAPE\_IV sehr selten vor, dass sie genau null ist, also keine einzige Schicht umgelagert werden kann. Ein gewisses Potential zur Umlagerung und somit auch eine gewisse Labilität scheint mit Modell IV fast immer gegeben zu sein, auch wenn es nur die eine oder andere Schicht betrifft.

An dieser Stelle sollte auch festgehalten werden, dass sowohl die CAPE als auch die GCAPE nur das Gewitterpotential aufzeigen. D.h. also nicht, dass wenn ein gewisser Wert erreicht wird, es zur Bildung von Gewittern kommen muss. Man kann lediglich die Heftigkeit der Gewitter abschätzen, sollte es zur Auslösung kommen.

Eine weitere interessante Zeitreihe ist jene vom Juni 2012, ebenso wiederum für Wien-Hohe Warte (siehe Abb. 5.2). Der Vorteil bei der Betrachtung dieser Zeitreihe besteht darin, dass für diesen Monat auch Daten über Gewittertermine vorhanden sind. Deshalb sind in Abbildung 5.2, an Terminen an denen es Gewitter gegeben hat, noch zusätzlich

Blitz-Symbole in der unteren Bildhälfte eingezeichnet. Der erste Gewittertermin in dieser Zeitreihe ist der 3. Juni um 12 UTC. Dieser Termin stellt ein lehrbuchhaftes Beispiel dar, sowohl die CAPE als auch GCAPE\_II und GCAPE\_IV erzielen Werte, bei welchen man ohne Zweifel auch Gewitter erwarten würde. Der 10. und der 12. Juni sind gekennzeichnet durch vergleichsweise niedrige CAPE, mit Werten von knapp unter bzw. knapp über  $100 \text{ Jkg}^{-1}$ , aber auch eine GCAPE und zwar von beiden Modellen ist vorhanden. Vor allem GCAPE\_IV zeigt sich an beiden Tagen mit Werten von über  $100 \text{ Jkg}^{-1}$  signifikant. Dadurch können die aufgetretenen Gewitter auch begründet werden, denn laut Tabelle 2.1 würden erst CAPE-Werte von über  $300 \text{ Jkg}^{-1}$  Gewitter ermöglichen. Am 20. Juni

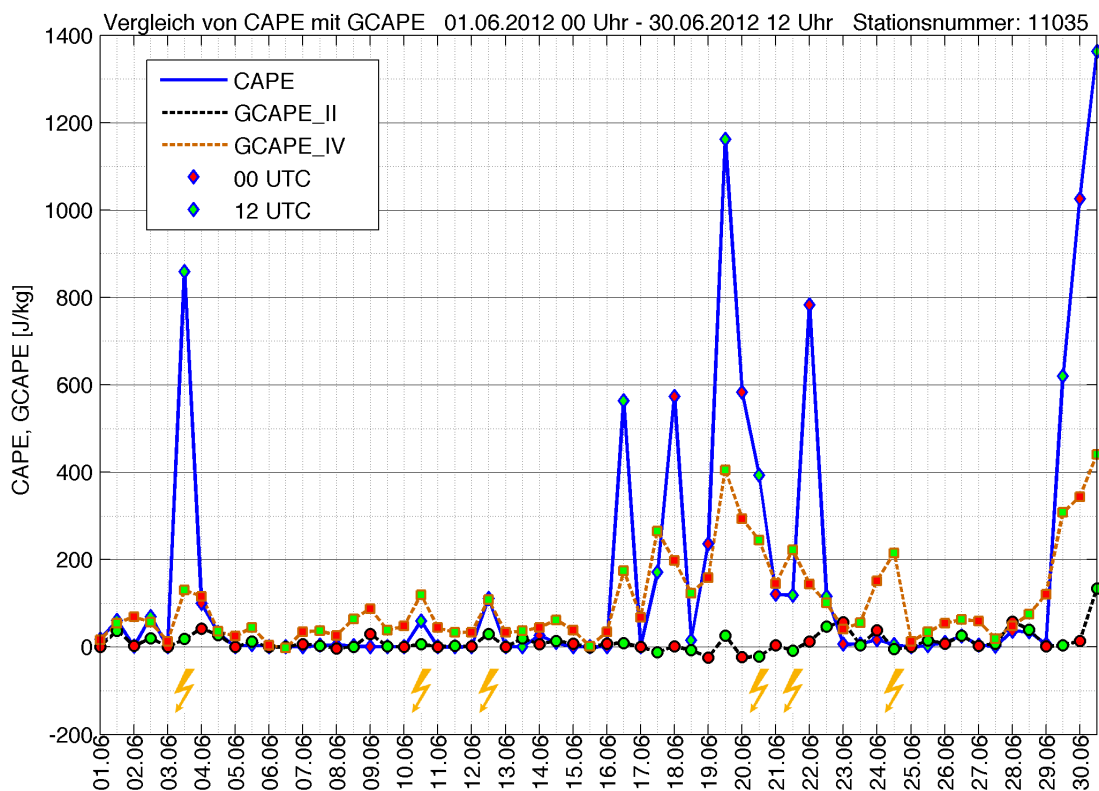


Abbildung 5.2: Vergleich der CAPE mit der GCAPE für den Monat Juni des Jahres 2012.

ist auffällig, dass sich GCAPE\_II durch einen negativen Wert äußert, was wiederum ein Indikator dafür ist, dass eine nicht unerhebliche GCIN überwunden werden musste, dass es überhaupt erst zur Gewitterbildung kommen konnte. Die anderen beiden Instabilitätsparameter (CAPE und GCAPE\_IV) zeigen typische Werte. Am 21. Juni tritt der Fall ein, dass GCAPE\_IV mit  $223 \text{ Jkg}^{-1}$  sogar größer ist als die CAPE mit einem Wert von  $118 \text{ Jkg}^{-1}$ . Hätte man nur die CAPE zur Verfügung, würde man sich auch in diesem Fall schwer tun, das Auftreten eines Gewitters zu begründen. Durch die Hinzunahme der GCAPE\_IV als weiteres Argument, kann durchaus erklärt werden, warum es zur Ge-

witterbildung kommen konnte. Den interessantesten Tag dieses Monats stellt allerdings der 24. Juni dar. Bei einer CAPE von nur  $5 \text{ Jkg}^{-1}$ , wobei auch noch eine beträchtliche CIN von  $-128 \text{ Jkg}^{-1}$  vorhanden ist, würde man, hätte man nur diese beiden Werte für die Vorhersage zur Verfügung, kein Gewitter erwarten. Dennoch hat es am Abend dieses Tages zur Gewitterbildung gereicht. GCAPE\_IV hingegen zeigt genau am 24. Juni um 12 UTC mit einem Wert von  $215 \text{ Jkg}^{-1}$  ein weiteres Maximum in der betrachteten Zeitserie. CAPE ist auch am Tag davor und am Tag danach entweder gar nicht oder nur minimal vorhanden. Genau für solche Tage ist es dann von Vorteil, wenn man auch die GCAPE und nicht nur die CAPE allein für die Vorhersage zur Verfügung hat. Anhand dieser Zeitreihe kann man auch erkennen, dass hohe Werte der CAPE und auch der GCAPE noch lange keine Garantie für die Entstehung von Gewittern sind. Am 30. Juni um 12 UTC sind die höchsten Werte der CAPE, der GCAPE\_II und auch der GCAPE\_IV des ganzen Monats zu finden, Gewitter sind jedoch keine aufgetreten.

### 5.3 CAPE und GCAPE für die Gewittertermine der Jahre 2005 bis 2013

In diesem Abschnitt wird für alle Gewittertermine, die es in den Jahren 2005 bis 2013 gegeben hat, die CAPE, die GCAPE\_II und die GCAPE\_IV ausgewertet. Wie ein Gewittertermin genau definiert ist, ist in Kapitel 4.2 nachzulesen.

Insgesamt wären es 250 Termine mit Gewittern, an fünf Gewitterterminen stehen leider keine Radiosondendaten zur Verfügung, daher können nur 245 ausgewertet werden. Die Darstellung erfolgt mit Hilfe eines Histogrammes (siehe Abb. 5.3), auf der Abszisse sind die CAPE und die GCAPE, in Klassen eingeteilt, aufgetragen, auf der Ordinate die Anzahl der Gewittertermine je Klasse. Die CAPE ist in blau dargestellt, GCAPE\_II in grün und GCAPE\_IV in rot. Einerseits soll die Anzahl der Klassen möglichst groß sein um die Daten mit einer hohen Auflösung darstellen zu können, andererseits dürfen es aber auch nicht zu viele Klassen sein, da sonst in den einzelnen Klassen nicht mehr ausreichend viele Daten vorhanden sind, um eine repräsentative Auswertung gewährleisten zu können. Die verwendete Klassenbreite von  $50 \text{ Jkg}^{-1}$  stellt einen guten Kompromiss dar. Wobei die erste Klasse ( $\leq 0$ ) und die letzte ( $\geq 601$ ) Ausnahmen darstellen und nach unten bzw. oben hin offen sind. Da die CAPE nie negativ sein kann, enthält somit die erste Klasse nur Termine mit  $\text{CAPE} = 0 \text{ Jkg}^{-1}$ . Die GCAPE kann jedoch sehrwohl negativ sein, aus diesem Grund gibt es in dieser Klasse einen zusätzlichen, überlagernden Balken (gelber Balken in Abb. 5.3), der die Termine anzeigt, an denen  $\text{GCAPE} = 0 \text{ Jkg}^{-1}$  ist.

Interessanterweise zeigen 28 Zeitpunkte an denen es zur Gewitterbildung gekommen ist, in dem dazugehörigen Radiosondenaufstieg keine CAPE, das sind immerhin fast 12 %! Im Gegensatz dazu sind es aber laut Modell II nur zwei Termine an denen es zu überhaupt keiner Umschichtung gekommen ist, also der Wert von GCAPE\_II exakt null ist. Modell IV liefert erfreulicherweise keinen einzigen Termin mit Wert null. 37 ausgewertete

Zeitpunkte ergeben eine negative  $GCAPE\_II$ , die Werte von  $GCAPE\_IV$  dagegen sind immer größer als null. D.h. der Effekt der Verdunstungskühlung der im Modell IV enthalten ist, scheint energetisch eine nicht unwesentliche Rolle zu spielen, das zeigt sich auch dadurch, dass die Werte vom Betrag her meistens auch deutlich über jenen von Modell II liegen. Für  $GCAPE\_II$  liegen die Maximalwerte für die ausgewerteten Termine bei lediglich ca.  $200 \text{ Jkg}^{-1}$ , die größten Werte für  $GCAPE\_IV$  liegen bei knapp  $600 \text{ Jkg}^{-1}$ . Die meisten Gewitter, nämlich ungefähr 60, sind bei CAPE-Werten zwischen 1 und  $50 \text{ Jkg}^{-1}$  aufgetreten. Die Anzahl an Gewittern nimmt mit steigender CAPE stetig ab. Termine mit Werten über  $601 \text{ Jkg}^{-1}$  kommen nur vereinzelt vor und sind somit in der letzten Klasse zusammengefasst dargestellt. Der höchste Wert der CAPE, der in diesen neun Jahren, an einem Gewittertermin, aufgetreten ist, war  $2712 \text{ Jkg}^{-1}$ . In Summe gesehen gab es allerdings genauso viele Gewitter bei einer vorhandenen CAPE von über  $600 \text{ Jkg}^{-1}$ , wie Gewitter bei einer CAPE zwischen 1 und  $50 \text{ Jkg}^{-1}$ . Für  $GCAPE\_II$  ergeben sogar mehr als die Hälfte aller Termine, in etwa 160, einen Wert zwischen 1 und  $50 \text{ Jkg}^{-1}$ . Knapp 30

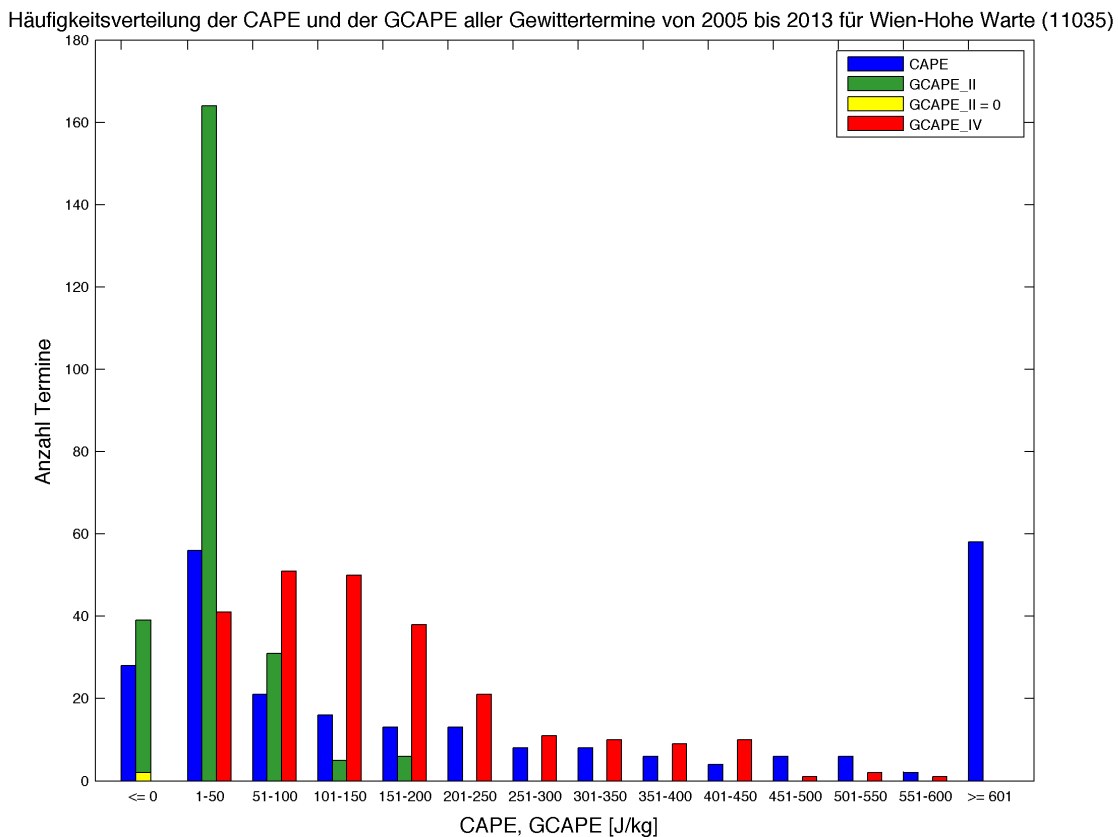


Abbildung 5.3: Histogramm aller Gewittertermine von 2005 bis 2013.

liefern Werte zwischen 51 und  $100 \text{ Jkg}^{-1}$ , höhere Werte treten nur noch an sehr wenigen Terminen auf. Im Gegensatz zu der CAPE und der  $GCAPE\_II$ , liegt das Maximum von  $GCAPE\_IV$ , mit 51 Terminen, in der Klasse  $51 - 100 \text{ Jkg}^{-1}$ . Fast genauso viele Gewittertermine, nämlich 50, weisen ein  $GCAPE\_IV$  zwischen 101 und  $150 \text{ Jkg}^{-1}$  auf. Nach

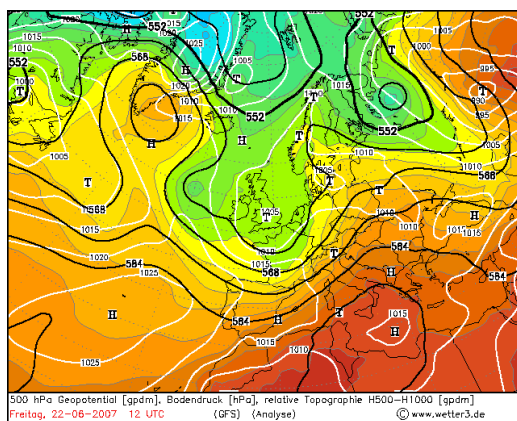
der Klasse  $151 - 200 \text{ Jkg}^{-1}$ , die selbst auch noch 38 Termine beinhaltet, gibt es allerdings auch bei GCAPE\_IV einen größeren Sprung. Werte über  $450 \text{ Jkg}^{-1}$  sind extrem selten.

## 5.4 Fallbeispiel 22.06.2007

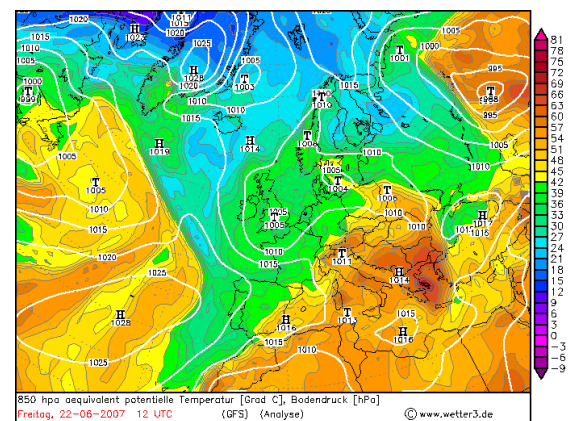
Mit diesem Fall soll anhand von Auswertungen der GCAPE der Radiosonde Wien-Hohe Warte (11035) und der Radiosonden Budapest (12843) und Prag (11520) begründet werden, wie es, obwohl die Sonden Wien und Budapest keine CAPE zeigten, es trotzdem sowohl in Wien als auch in Budapest mit dem Durchzug einer Kaltfront zu Gewittern kommen konnte.

### 5.4.1 Wetterlage

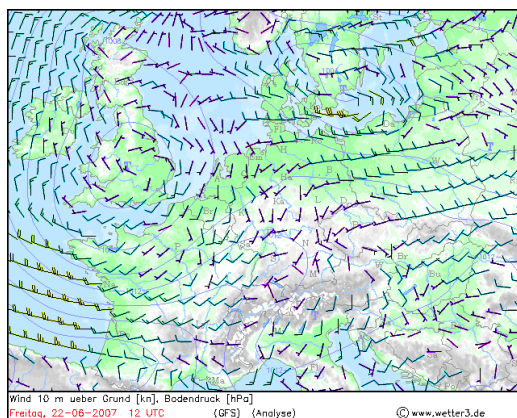
Über Westeuropa befindet sich ein ausgeprägter Trog, der bis zum südlichen Ende der Iberischen Halbinsel ausgreift. Österreich befindet sich auf der Vorderseite dieses Troges



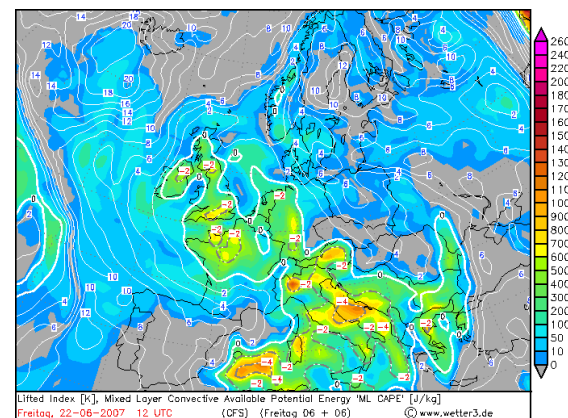
(a) 500 hPa Geopot. und Bodendruck



(b) 850 hPa Äquivalentpot. Temperatur



(c) 10 m Wind



(d) Lifted Index und MLCAPE

Abbildung 5.4: Wetterlage am 22.06.2007.(wetter3.de)

in südwestlicher Höhenströmung (vgl. Abb. 5.4a). Von der Afrikanischen Nordwestküste erstreckt sich über Spanien und Frankreich bis nach Deutschland eine verwellte Front. Österreich befindet sich präfrontal noch in der wärmeren Luftmasse (vgl. Abb. 5.4b). Mit



Hilfe von Abb. 5.4c, sie zeigt den 10 m Wind, lässt sich die Lage der Kaltfront über Mitteleuropa präziser bestimmen. In Frankreich hat die barokline Zone bereits die Alpen erreicht, es herrscht durchgehend Westwind vor. Vor allem im Bereich Deutschlands lässt sich die Front aufgrund des Windsprungs sehr gut lokalisieren, im Osten Deutschlands weht noch Südostwind im Westen hingegen schon Wind aus westlichen Richtungen. Im Westen von Österreich ist die Front ebenfalls schon eingetroffen, im Osten weht typischerweise noch präfrontaler Südostwind. Abb. 5.4d stellt die vorhergesagte CAPE dar, basierend auf dem 06 UTC Lauf des GFS. Die höchsten Werte zeigen sich naturgemäß vor der Frontalzone. Inneralpin werden Werte um die  $1000 \text{ Jkg}^{-1}$  prognostiziert, für den Nordosten Österreichs wird nur eine sehr geringe CAPE von unter  $100 \text{ Jkg}^{-1}$  vorhergesagt.

### 5.4.2 Auswertung

Ausgewertet wird sowohl für Wien als auch für Prag und Budapest, der 12 UTC Radiosondenaufstieg. In Prag traf die Kaltfront zuerst ein, laut SYNOP ging um 13 UTC

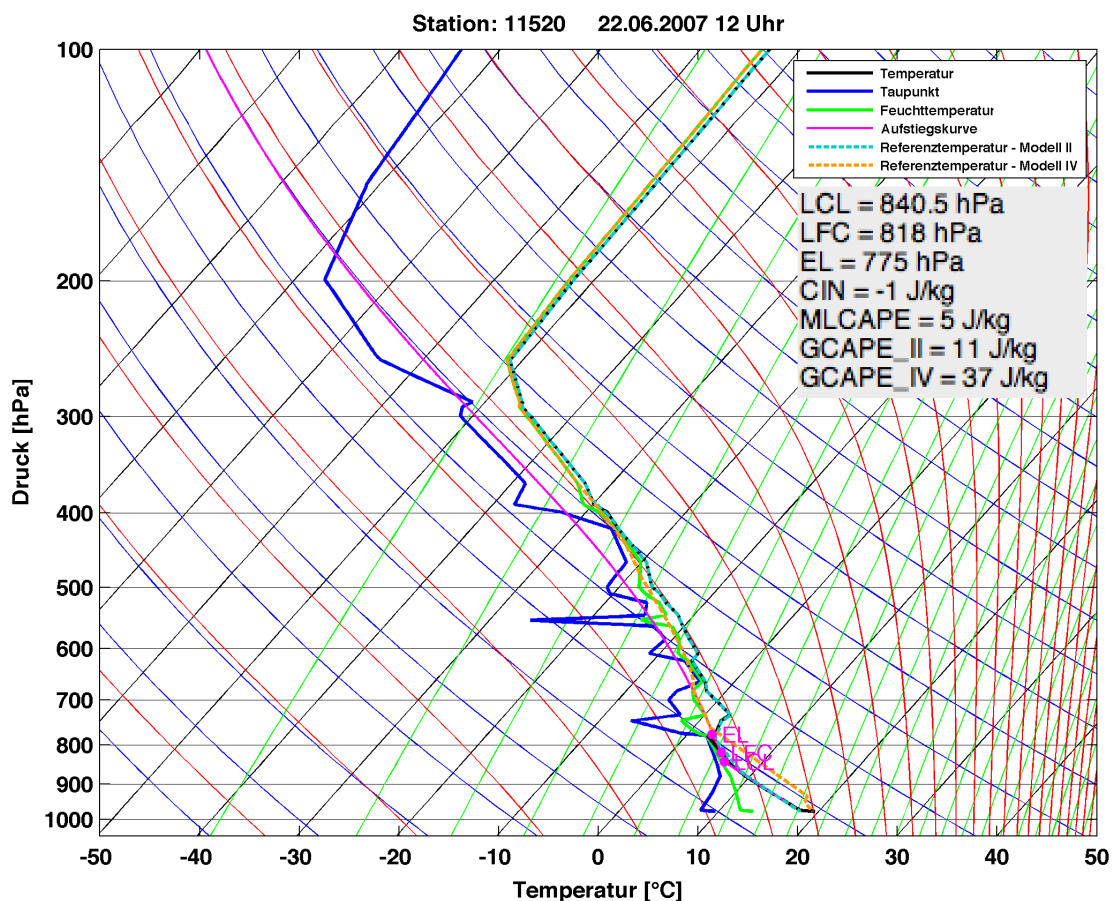


Abbildung 5.5: Radiosondenaufstieg von Prag am 22.06.2007 12 UTC.

ein Schauer nieder. Die Auswertung des SYNOP-Codes der Hohen Warte in Wien zeigt zwischen 16 und 17 UTC ein Gewitter. Budapest meldete erst zwischen 19 und 20 UTC



Gewitter. Diese Zeitpunkte passen sehr gut mit dem Durchzug der in Abschnitt 5.4.1 analysierten Kaltfront zusammen. Die Prager Radiosonde (siehe Abb. 5.5) zeigt am Boden eine deutlich ausgeprägte Überadiabatie. Darüber, bis ungefähr zum 850 hPa Niveau, ist die Atmosphäre sehr gut durchmischt. Über dieser durchmischten Schicht präsentiert sich die Atmosphäre sehr feucht. Das EL befindet sich mit 775 hPa sehr weit unten, was bedeutet, dass ein aufsteigendes Luftpaket ohne der Einwirkung von äußeren Kräften (z.B. synoptische Hebung) nicht weiter aufsteigen kann. Durch dieses sehr tief gelegene EL ist auch die MLCAPE mit nur  $5 \text{ Jkg}^{-1}$  sehr klein. Für die Bestimmung der MLCAPE werden in dieser Arbeit die Temperatur- und Taupunktwerte der untersten 50 hPa gemittelt, für die Kalkulation der angegebenen CAPE-Werte auf den Soundings der Universität von Wyoming, werden hingegen die untersten 500 m zur Mittelung herangezogen. Natürlich besteht ein Unterschied ob über die untersten 50 hPa oder 500 m gemittelt wird, jedoch wirkt sich dieser nur marginal aus, wodurch die in dieser Arbeit berechneten CAPE-Werte, mit jenen von der Universität von Wyoming gut übereinstimmen. CIN ist mit  $-1 \text{ Jkg}^{-1}$  fast nicht vorhanden und somit komplett vernachlässigbar. Beide GCAPE-Versionen, sowohl der Wert der GCAPE der mit Modell II ermittelt wurde (GCAPE\_II) als auch der Wert der GCAPE der mit Hilfe von Modell IV berechnet wurde (GCAPE\_IV), weisen mit  $11 \text{ Jkg}^{-1}$  bzw.  $37 \text{ Jkg}^{-1}$  zwar auch eher geringe Werte auf, sie zeigen allerdings auch, dass eine Umlagerung bei entsprechendem Forcing möglich ist. An dieser Stelle muss auch einmal festgehalten werden, dass die GCAPE nur zeigt was bei entsprechendem Forcing und der damit verbundenen möglichen Umlagerung maximal aus der Atmosphäre herausgeholt werden kann. D.h. sie stellt das Potential dar, welches möglich wäre, von der Natur wird dieses zum größten Teil nicht ausgeschöpft.

Auch die Wiener Sonde (siehe Abb. 5.6) zeigt ähnlich zum Prager Sounding eine eindeutige überadiabatische Schicht in Bodennähe. Allerdings ist im Unterschied zum Prager Radiosondenaufstieg die Schicht darüber nur bis etwas über 950 hPa sehr gut durchmischt. Im Gegensatz zu Prag, präsentiert sich die Atmosphäre über Wien etwas trockener und auch stabiler geschichtet. CAPE und somit auch CIN sind nicht vorhanden. GCAPE\_II und GCAPE\_IV hingegen sind verschieden von null, was bedeutet, dass es zumindest eine Schicht geschafft hat aufzusteigen. Der Umstand, dass GCAPE\_II mit  $1 \text{ Jkg}^{-1}$  sehr klein ausfällt und dass das Referenztemperaturprofil nach der Anwendung von Modell II (strichlierte türkise Linie in Abb. 5.6) nahezu deckungsgleich ist mit der ursprünglichen Temperaturkurve (schwarze Linie in Abb. 5.6) spricht dafür, dass nur eine sehr geringe Anzahl an Schichten die Umlagerung geschafft hat. Im Gegensatz zu Modell IV, welches für die GCAPE einen Wert von  $127 \text{ Jkg}^{-1}$  liefert. Da die Referenztemperaturkurve (strichlierte orange Linie in Abb. 5.6), stark von dem Profil der Feuchttemperatur (grüne Linie in Abb. 5.6) abweicht, kann man daraus schließen, dass die Anzahl der Umschichtungen wesentlich höher sein muss als bei Modell II.

Der Grund warum es in Wien ein Gewitter gegeben hat, es allerdings in Prag nur zu einem

Schauer gereicht hat liegt in der unterschiedlich hohen GCAPE. In Prag reicht die labile Schichtung in der unteren Troposphäre zwar aus um sogar ein wenig CAPE zu produzieren, wenn man aber die komplette Troposphäre betrachtet - was man bei der Berechnung der GCAPE macht - zeigt sich ein kleineres Potential das ausgenutzt werden kann als im Wiener Fall. GCAPE\_IV ist beim Prager Aufstieg um rund  $100 \text{ J kg}^{-1}$  kleiner als beim Wiener. Die Kaltfront, die ungefähr drei Stunden nach Prag auch Wien erreichte, war dann der Auslöser der die Umschichtung ermöglichte.

Typisch für einen Strahlungstag, zeigt auch der Radiosondenaufstieg von Budapest (siehe Abb. 5.7) bodennah eine Überadiabasie. Auch die darüberliegende gut durchmischte Schicht, die im Budapester Fall bis etwas über 900 hPa hinauf reicht, haben alle drei gezeigten Aufstiege gemeinsam. Über Budapest stellt sich die Troposphäre noch trockener dar, als über Wien. Die auch schon in der Wiener Radiosonde erkennbare Absinkinversion - eine Zunahme der Temperatur bei gleichzeitiger Abnahme des Taupunktes - bei ca. 700 hPa, ist beim Budapester Radiosondenaufstieg noch deutlich ausgeprägter. Ab-

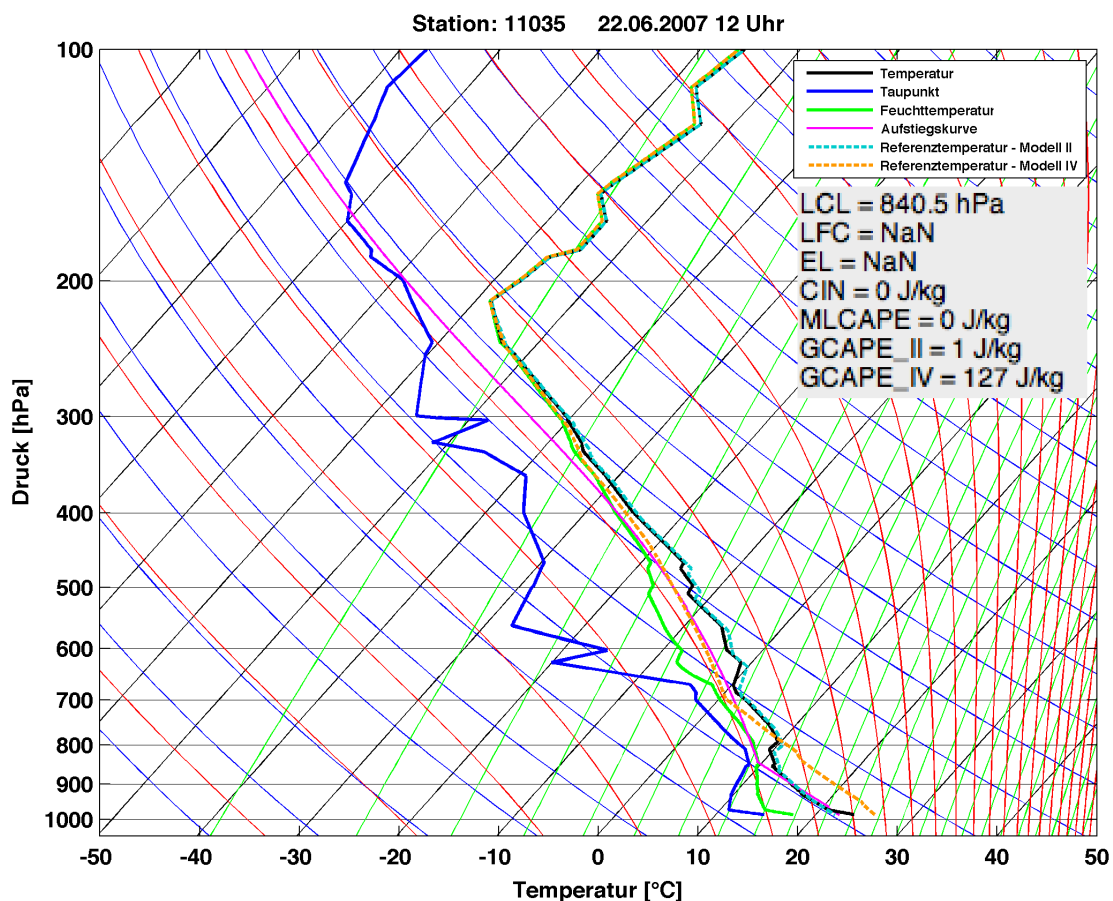


Abbildung 5.6: Radiosondenaufstieg von Wien-Hohe Warte am 22.06.2007 12 UTC.

sinkinversionen stellen bei der Gewitterbildung immer eine große Hürde dar, da diese wie ein Deckel wirken und dadurch aufsteigende Luftpakte enorm behindern können. Ist das Forcing allerdings ausreichend groß, wie im hier vorliegenden Fall, kann es trotzdem zur

Bildung von Gewittern kommen. Auch bei der Budapester Sonde befindet sich die Aufstiegskurve (rosa Linie in Abb. 5.7) immer deutlich links von der Schichtungskurve, was bedeutet, dass auch in diesem Fall keine CAPE vorhanden sein kann. Durch den großen Spread am Boden, der ca. 15 °C beträgt, liegt das LCL mit 797.5 hPa auch ausgesprochen hoch. GCAPE\_II ist mit  $-1 \text{ Jkg}^{-1}$  leicht negativ. D.h. dass in dem Fall die GCIN größer ist als die konvektiv verfügbare Energie in den labilen Regionen des Soundings. Wäre die

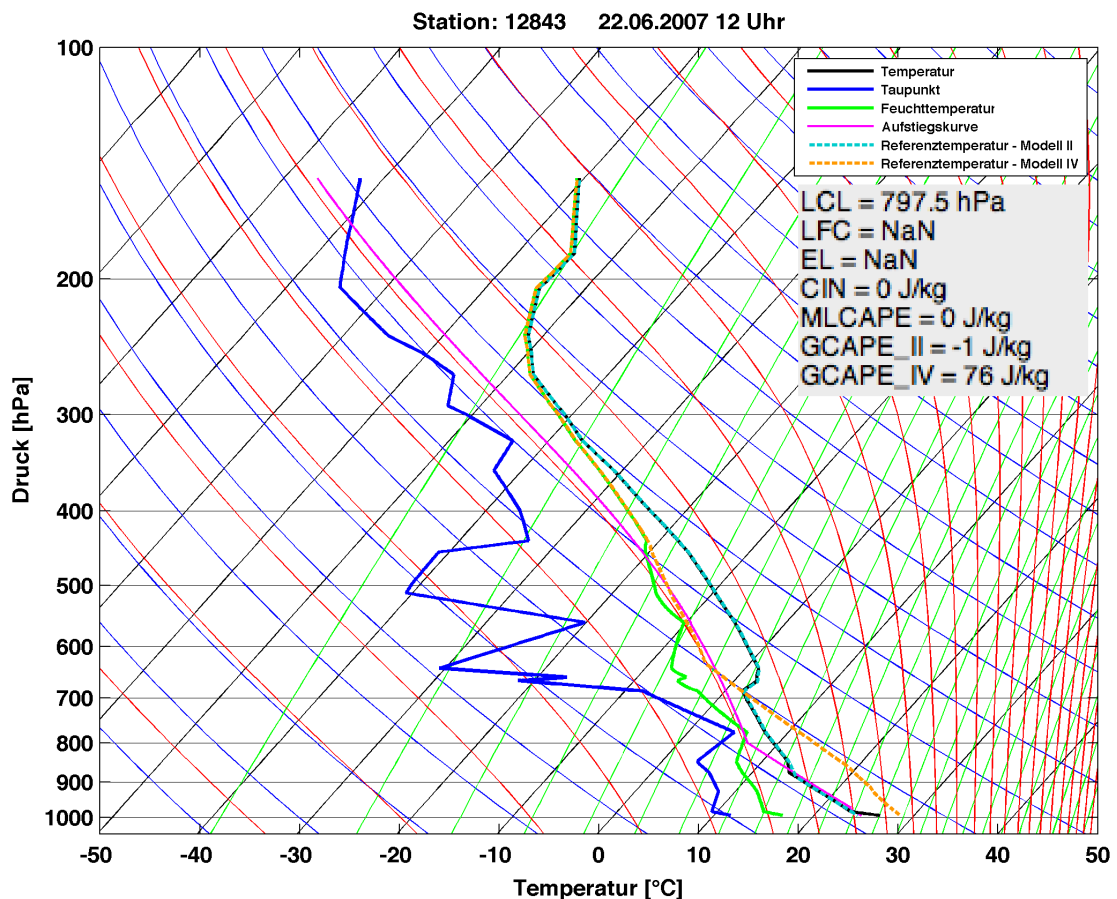


Abbildung 5.7: Radiosondenaufstieg von Budapest am 22.06.2007 12 UTC.

Atmosphäre durchgehend feuchtstabil geschichtet, wäre keine Umlagerung von Schichten möglich und der Referenzzustand wäre mit dem Ausgangszustand ident, sodass sich für die GCAPE exakt null ergeben würde.

GCAPE\_IV hat einen Wert von  $76 \text{ Jkg}^{-1}$  und liegt somit vom Betrag her zwischen Wien und Prag. Aber im Gegensatz zu Prag reichte das Potential in diesem Fall aus um sogar ein Gewitter zu ermöglichen.

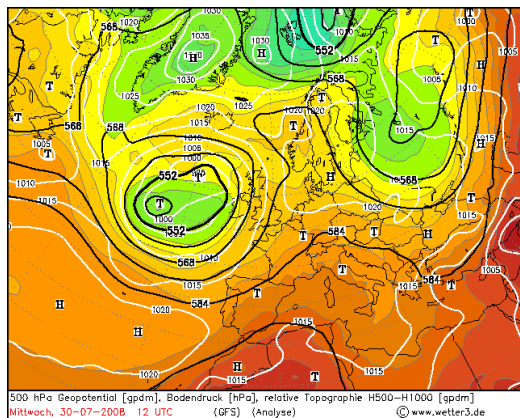
## 5.5 Fallbeispiel 30.07.2008

Anhand dieses Falles soll gezeigt werden, dass der Anstoß - also das Forcing - zur Umlagerung nicht ausdrücklich nur durch Fronten möglich ist. Analysiert wird ein typisches,

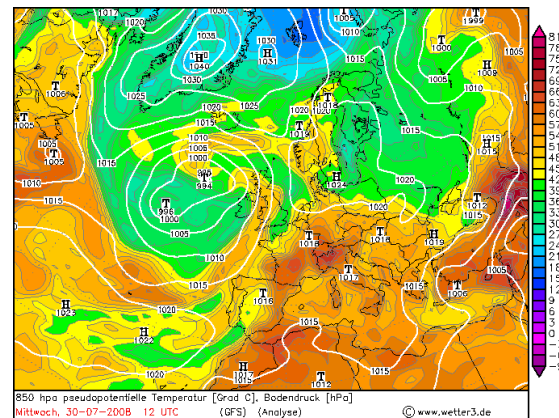
nachmittägliches Sommergewitter über Wien. Der genaue Zeitpunkt des Gewitters war laut SYNOP-Meldung zwischen 15 und 16 UTC.

### 5.5.1 Wetterlage

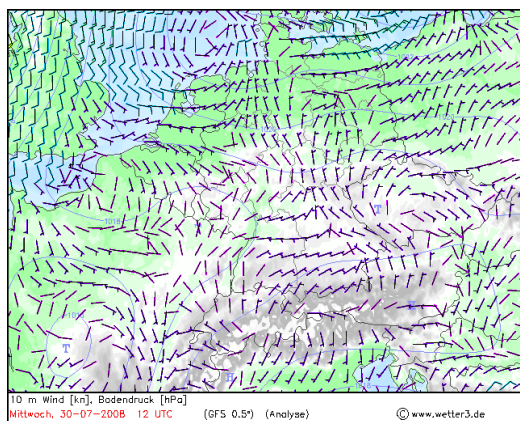
Ein breiter Keil, der sich beinahe über ganz Mitteleuropa erstreckt und bis weit in den Norden nach Norwegen reicht, wird von zwei Tiefs flankiert (vgl. Abb. 5.8a). Eines befindet sich westlich der Britischen Inseln, das andere über Ostrussland. Ein weiteres Tief, das allerdings für das Wettergeschehen in Mitteleuropa weniger von Bedeutung ist, befindet sich östlich von Spitzbergen. Der Osten Österreichs liegt noch keilvorderseitig. Österreich verweilt somit auch im Bereich der wärmsten Luftmasse (siehe Abb. 5.8b). Eine ziemlich stationäre Luftmassengrenze hält sich nördlich von Österreich auf. Das aktivere, wetterbestimmende Frontensystem liegt über Westeuropa. Die verwellende Front, ausgehend vom Tief westlich von Großbritannien, zieht sich nördlich der Britischen Inseln vorbei, reicht dann weiter über Frankreich und Spanien bis vor die Westküste Afrikas. Über Frankreich



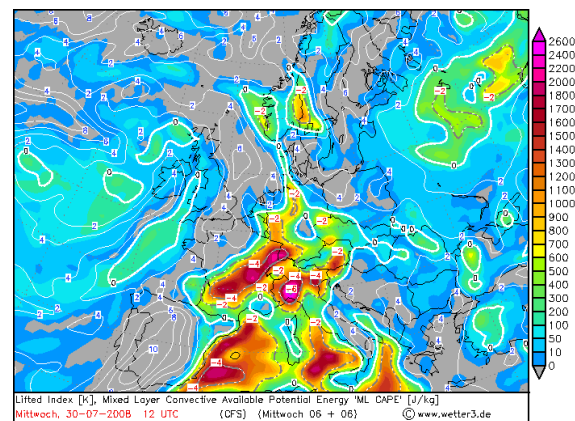
(a) 500 hPa Geopot. und Bodendruck



(b) 850 hPa Äquivalentpot. Temperatur



(c) 10 m Wind



(d) Lifted Index und MLCAPE

Abbildung 5.8: Wetterlage am 30.07.2008.(wetter3.de)

werden präfrontal CAPE-Werte (Abb. 5.8d) von über  $2000 \text{ J kg}^{-1}$  prognostiziert. Auch in der energiereichen Luft über Österreich stellen sich Werte von über  $1000 \text{ J kg}^{-1}$  ein. Charakteristisch für einen sonnigen Sommertag mit schwachem Druckgradienten zeigt sich

das typische Windmuster im Alpenraum (siehe Abb. 5.8c). Verantwortlich dafür ist das sogenannte „Alpine Pumpen“. Die Luft inneralpin erwärmt sich schneller als im Alpenvorland, daraus resultiert ein Hitzetief über den Alpen, weshalb die Luft aus dem Vorland, aus Kontinuitätsgründen, nachströmen muss. Daher resultiert auch der charakteristische Südostwind im Wiener Raum.

### 5.5.2 Auswertung

Die Radiosonde von Wien (Abb. 5.9) zeigt nach einer schmalen überadiabatischen Schicht in Bodennähe eine gut durchmischte Schicht bis in etwa zum 870 hPa Niveau. Direkt darüber befindet sich eine schwach ausgeprägte Absinkinversion, eine weitere ist ziemlich genau bei 800 hPa zu finden. Diese beiden Absinkinversionen sind dafür verantwortlich, dass eine CIN von  $-25 \text{ J kg}^{-1}$  vorhanden ist. Das restliche Sounding ist größtenteils neutral

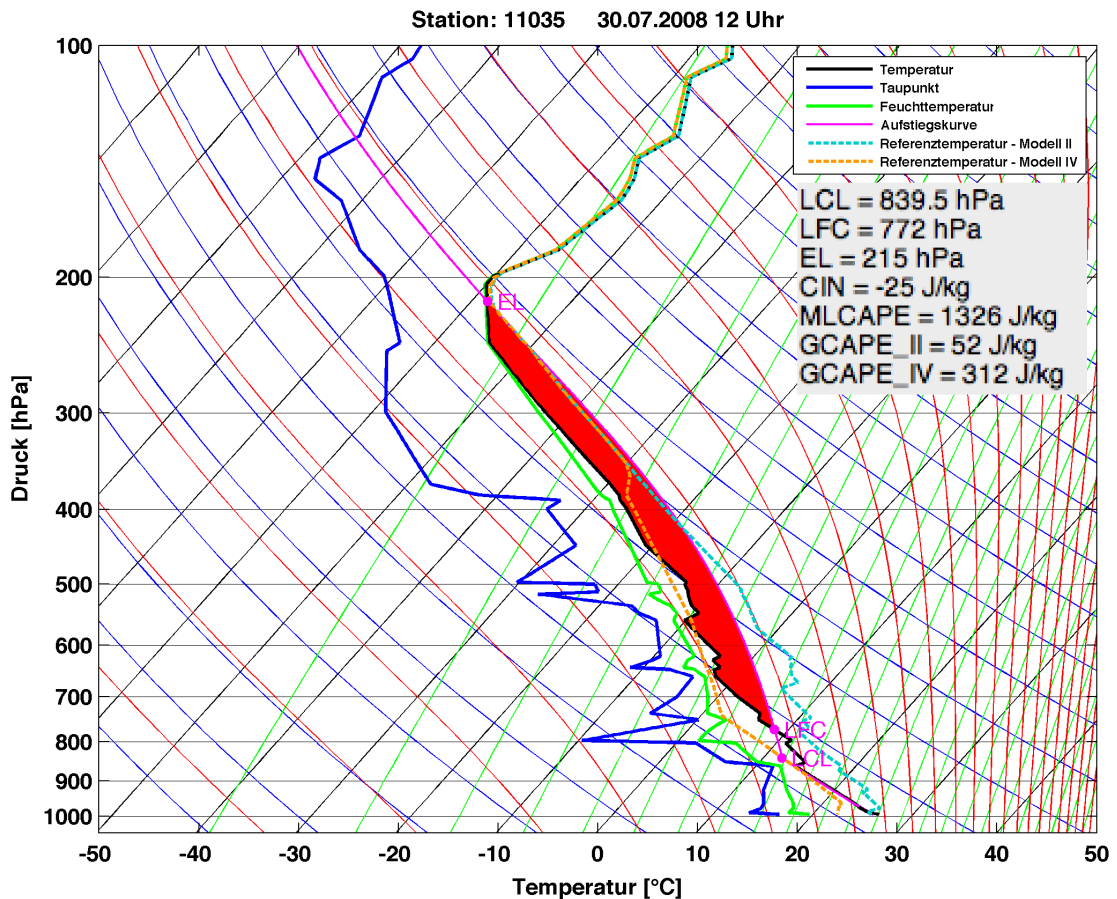


Abbildung 5.9: Radiosondenaufstieg von Wien Hohe-Warte am 30.07.2008 12 UTC.

bis labil geschichtet, allerdings immer wieder unterbrochen durch kleine Temperaturinversionen. Durch diesen Sachverhalt ergibt sich eine ordentliche CAPE von  $1326 \text{ J kg}^{-1}$ . Wenn man diesen Wert mit dem prognostizierten Wert in Abbildung 5.8d vergleicht, der nur bei etwa  $500 \text{ J kg}^{-1}$  liegt, zeigt sich ein gewaltiger Unterschied. Auch die beiden



GCAPE-Versionen liefern anständige Werte. Sowohl GCAPE\_II mit  $52 \text{ Jkg}^{-1}$  als auch GCAPE\_IV mit  $312 \text{ Jkg}^{-1}$ , zeigen ein mehr als ausreichend großes Potential für Gewitter. Auch hier kann man erkennen, dass sich zuerst die Referenztemperaturprofile beider Modelle annähern und in weiterer Folge auch überlagern, bevor sie sich an die Aufstiegs-kurve (rosa Linie in Abb. 5.9) anschmiegen. Als Detail am Rande sei erwähnt, dass dieses Verhalten auch dazu führt, dass das EL, welches sich bei 215 hPa befindet, sehr gut mit dem Punkt übereinstimmt bei dem die beiden Referenztemperaturkurven beginnen sich mit der Schichtungskurve zu überlagern.

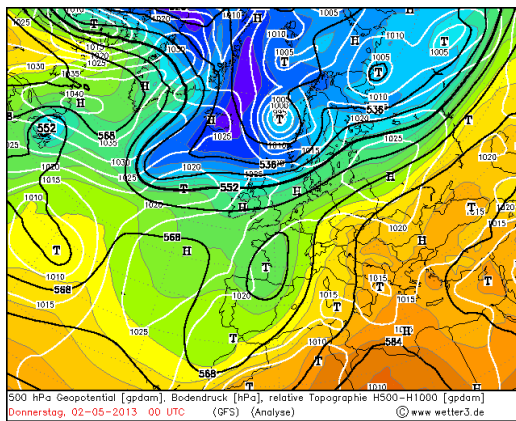
Damit ein klassisches Luftmassengewitter entstehen kann, muss die Auslösetemperatur am Boden erreicht werden. Diese ergibt sich durch trockenadiabatisches Absteigen vom CCL bis zum Bodenniveau. Die Auslösetemperatur bei diesem Fallbeispiel liegt bei ca.  $29^\circ\text{C}$ . Die Station Wien-Hohe Warte meldete um 12 UTC eine Temperatur von  $27.4^\circ\text{C}$ , die Tageshöchsttemperatur von  $29.2^\circ\text{C}$  stellte sich allerdings erst am Nachmittag ein. Mit dem Überschreiten der  $29^\circ\text{C}$  wurde die Auslösetemperatur erreicht, somit auch die CIN abgebaut und der Bildung eines Gewitters stand nichts mehr im Wege. Als Forcing diente in diesem Fall die Sonneneinstrahlung und das damit verbundene Erreichen der Auslösetemperatur am Boden.

## 5.6 Fallbeispiel 02.05.2013

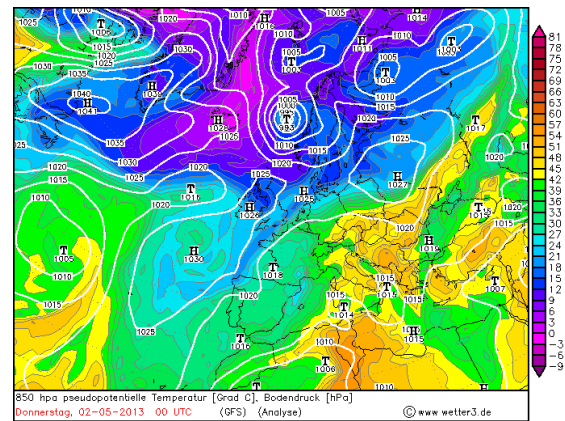
Auch dieser Fall stellt einen sehr interessanten dar. Mit dem Durchzug einer Kurzwele kam es in der zweiten Nachthälfte, um 04 UTC, trotz einer CAPE von  $0 \text{ Jkg}^{-1}$ , zu einem Gewitter über Wien.

### 5.6.1 Wetterlage

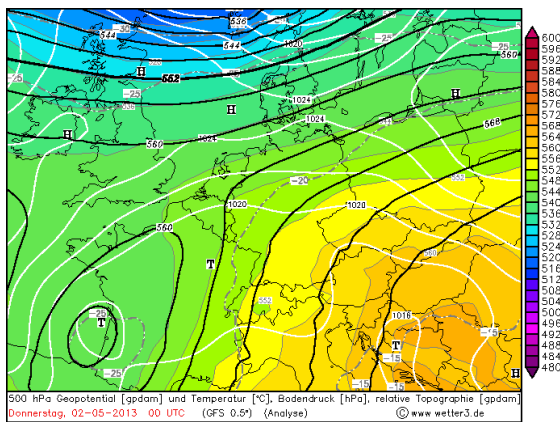
Große Teile Mitteleuropas befinden sich in gradientschwacher Höhenströmung unter einem Keil (siehe Abb. 5.10a). Die Keilachse lagert zu diesem Zeitpunkt genau über Österreich. Um die Achse genauer lokalisieren zu können hilft ein Blick auf den Mitteleuropaausschnitt in Abbildung 5.10c. Über Westeuropa ist ein Trog vorhanden, der ein abgeschlossenes Tief beinhaltet und weit in den Süden bis nach Afrika ausgreift. Nach Norden hin nimmt der Gradient deutlich zu. Ein Frontensystem, das von Russland über Polen, Deutschland, den Benelux-Staaten und Frankreich bis in den Atlantik reicht, bleibt aufgrund der gradientschwachen, strömungsparallelen Lage beinahe stationär und verlagert sich nur sehr langsam nach Norden (vgl. Abb. 5.10b). Ein weiteres Frontensystem, welches zu dem Tief über dem Golf von Biskaya gehört und mit dem vorher genannten System verbunden ist, zieht sich entlang der westlichen Mittelmeerküste und über die Balearen bis nach Nordafrika. Eine alte Okklusion reicht von dem Tief vor der Norwegischen Westküste über Schweden bis zu den Britischen Inseln. Der Druckgradient am Boden ist nicht nur in Österreich, sondern generell in Mitteleuropa nur sehr schwach ausgeprägt, weshalb auch nur sehr schwacher Wind weht (siehe Abb. 5.10d).



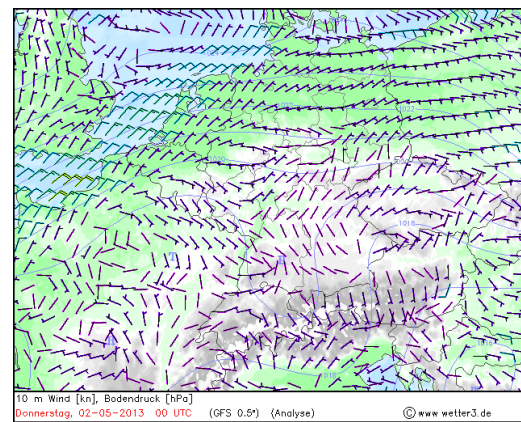
(a) 500 hPa Geopot. und Bodendruck



(b) 850 hPa Äquivalentpot. Temperatur



(c) 500 hPa Geopot. und Bodendruck ME



(d) 10 m Wind

Abbildung 5.10: Wetterlage am 02.05.2013.(wetter3.de)

### 5.6.2 Auswertung

Aufgrund der klaren und windstillen ersten Nachthälfte konnte sich bodennah eine Strahlungsinversion ausbilden (siehe Abb. 5.11). Die Schicht zwischen etwa 800 und 550 hPa zeigt sich fast trockenneutral geschichtet. Über der anschließenden Absinkinversion präsentiert sich die weitere Troposphäre bis zur Tropopause, die sich ca. bei 250 hPa befindet, fast durchgehend feuchtilabil. Trotz dieser fast durchgehend instabilen Schichtung über der Inversion am Boden, ist keine CAPE vorhanden. Der Grund ist der, dass wie auch schon weiter oben erwähnt, die Berechnung der CAPE sehr grenzschichtlastig ist. Wie in jedem gezeigten Fallbeispiel, dient die mittlere Temperatur und der mittlere Taupunkt der untersten 50 hPa als Ausgangswert für das aufsteigende Luftpaket. Durch die Inversion ist die Temperatur in Bodennähe niedriger als in den Schichten darüber, wodurch sich die resultierende Aufstiegskurve weit links von der Schichtungskurve befindet. Zur Berechnung der GCAPE wird hingegen die gesamte Troposphäre verwendet, die Grenzschicht trägt daher nur einen kleinen Anteil zum Ganzen bei. Dieser Umstand äußert sich auch dementsprechend in den Werten für GCAPE\_II und GCAPE\_IV, die mit  $21 \text{ Jkg}^{-1}$  bzw.

$205 \text{ J kg}^{-1}$  das Potential für Gewitter, bei entsprechendem Forcing, mehr als deutlich aufzeigen.

Die erzwungene Hebung erfolgt in diesem Fall durch den sich annähernden Trog, wodurch die Höhenströmung im Osten Österreichs in der zweiten Nachthälfte immer mehr zyklonal wird. Der Wind dreht im Zuge dessen von Südost auf Nordwest und frischt gleichzeitig

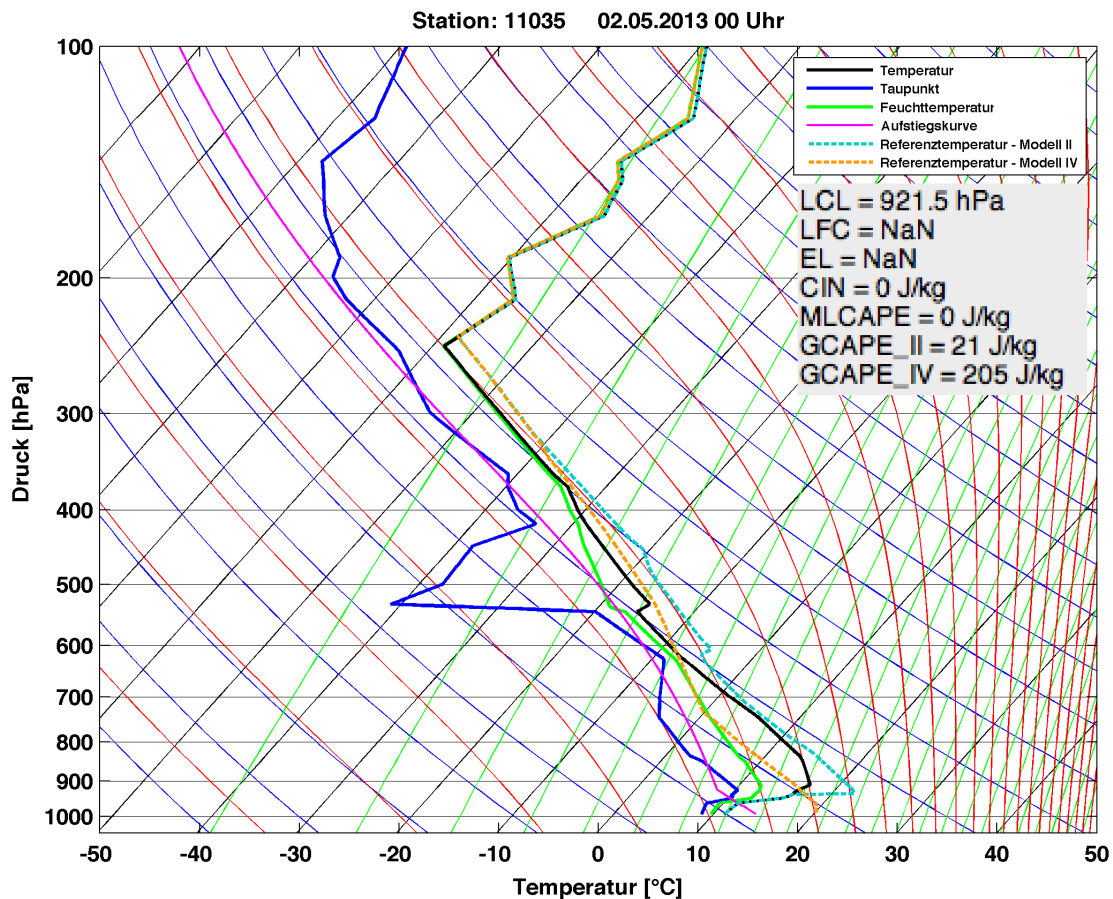


Abbildung 5.11: Radiosondenaufstieg von Wien-Hohe Warte am 02.05.2013 00 UTC.

auf, dadurch wird die Inversion binnen kürzester Zeit ausgeräumt und auch die untersten Luftschichten werden durch diese Durchmischung labiler. Das Zusammenspiel dieser beiden Komponenten, einerseits der trogvorderseitigen synoptischen Hebung und andererseits der Winddrehung bei gleichzeitiger Zunahme des Windes, reichte letzten Endes sogar aus um ein Gewitter zu ermöglichen.



## 6. Schlussfolgerung und Ausblick

Es hat sich gezeigt, dass die GCAPE sehr viel größer wird, wenn man zusätzlich auch das in der Atmosphäre enthaltene Wasser umlagert, also einen irreversiblen pseudo-adiabatischen Prozess verwendet anstatt einer adiabatischen reversiblen Umordnung der einzelnen Schichten, wie das Randall und Wang (1992) gemacht haben. Im Gegensatz zum adiabatischen reversiblen Prozess, bei dem nur ein möglicher Referenzzustand existiert, gibt es beim pseudo-adiabatischen Prozess mehrere solcher Zustände. D.h. die Prozesse, die schlussendlich zum Referenzzustand führen, müssen vorher genau definiert werden. Die in dieser Arbeit verwendete Methode um den Referenzzustand zu erreichen, bei der das kondensierte Wasser aufsteigender Schichten verwendet wird um die nicht gesättigten Schichten anzufeuchten, wird in der Realität von der Natur nie so umgesetzt. Es scheint allerdings so und das haben die diversen Auswertungen auch bestätigt, dass es ein angemessener Prozess ist um ein Maß für die verfügbare potentielle Energie in einer bedingt instabilen Atmosphäre zu erhalten. Auch beim klassischen APE-Konzept wird ein Referenzzustand verwendet, welcher von der Natur, aufgrund von irreversiblen thermodynamischen Prozessen in der Atmosphäre, nie erreicht werden kann.

In den Berechnungen zur Ermittlung des Referenzzustandes sind noch weitere Ungenauigkeiten enthalten. So wird zum Beispiel bei der Bestimmung der Feuchttemperatur ein Näherungsverfahren benutzt, welches jedoch bei den verwendeten sehr kleinen Schichten nur eine minimale Abweichung aufweist.

Vor allem Modell IV, das im Gegensatz zu Modell II auch die Verdunstungskühlung berücksichtigt, scheint ein sehr verlässliches Maß für die in der Atmosphäre vorhandene konvektiv verfügbare potentielle Energie zu liefern. Eine der wichtigsten Erkenntnisse dieser Arbeit ist, dass das Auftreten von Gewittern ohne das Vorhandensein von CAPE, mit der GCAPE begründet werden kann. Ein wesentlicher Vorteil der GCAPE, bei der der Zustand der gesamten Atmosphäre in die Berechnung miteinfließt, gegenüber der CAPE, bei der im Grunde nur die bodennahen Werte von Temperatur und Taupunkt eingehen, besteht darin, dass sie bei weitem nicht so empfindlich auf Änderungen im Bezug auf die Temperatur und den Taupunkt in der Grenzschicht reagiert. D.h. mit der GCAPE kann die gesamte atmosphärische Stabilität beurteilt werden, was mit vielen herkömmlichen Instabilitätsparametern nicht möglich ist.

Noch komplexer als Modell IV ist Modell V, welches noch zusätzlich die Eisphase bein-

haltet, was dazu führt, dass die GCAPE noch größere Werte annimmt als beim vierten Modell. Durch diese weiteren, inkludierten Prozesse würde daher eine Anwendung von Modell V auf Radiosondenaufstiege mit Sicherheit noch weitere Erkenntnisse liefern.

Für die Auswertung der GCAPE und der CAPE der Gewittertage steht leider nur ein relativ geringer Zeitraum von neun Jahren zur Verfügung. Eine Ausweitung auf einen wesentlich größeren Zeitraum wäre erwünschenswert, da dadurch die Anzahl der Gewittertage um einiges erhöht werden kann und damit auch die Aussagekraft der Häufigkeitsverteilung um etliches verbessert werden könnte. Auch die Termine mit Gewitterentstehungen bei Nichtvorhandensein von CAPE wären mehr und könnten dadurch besser untersucht werden. Eventuell könnten dann auch die Klassen verkleinert werden um mehr Details aus den Daten herauszuholen.

Radiosondenaufstiege werden üblicherweise nur zweimal pro Tag durchgeführt, daher liegt oft ein großer Zeitraum zwischen Sondierung und Gewitterbildung. Im Bezug auf den Auf- und Abbau der GCAPE und natürlich auch der CAPE wäre es durchaus interessant Daten aus mehr als nur zwei Radiosonden pro Tag auswerten zu können.

Eine Analyse der GCAPE bei verschiedenen Wetterlagen oder eine saisonale Auswertung wären weitere mögliche Untersuchungen um mehr über die Entstehung und das Verhalten der GCAPE zu lernen. Vor allem eine Auswertung und ein Vergleich der GCAPE für die verschiedenen Jahreszeiten wäre interessant.

Besonders wichtig wäre es auch zu untersuchen wie sich die GCAPE verändert wenn man Radiosondenaufstiege künstlich modifiziert, das heißt man macht z.B. die untere Troposphäre trockner und die obere Troposphäre feuchter. Eine Unmenge verschiedenster Szenarien wäre dabei denkbar. Man könnte dabei viel über die Auswirkungen auf die GCAPE erfahren, wenn die Atmosphäre anders geschichtet wäre als sie tatsächlich ist.

Die aufgezählten Vorschläge für weiterführende Untersuchungen zeigen, dass noch ausreichend Stoff für Arbeiten und Studien zu diesem Thema vorhanden ist.

# Anhang

Die beiliegende DVD enthält alle wichtigen Programme, die im Zuge dieser Masterarbeit entstanden sind.

Ebenso sind alle weiteren, in der Arbeit nicht gezeigten, Zeitreihen für die Sommermonate (Juni, Juli, August) der Jahre 2005 bis 2015 von der Station Wien Hohe-Warte darauf zu finden. Weiters enthält sie jeden einzelnen Radiosondenaufstieg dieser Monate. Auch für die Gewittertermine der Jahre 2005 bis 2013 sind die dazugehörigen Soundings vorhanden.



# Literaturverzeichnis

- AMS (2015). *American Meteorological Society - Glossary of Meteorology: precipitable water*. [http://glossary.ametsoc.org/wiki/Precipitable\\_water](http://glossary.ametsoc.org/wiki/Precipitable_water); Zuletzt aufgerufen am 20.01.2016.
- Bauer, S. J., R. Gutdeutsch, M. Hantel, H. Reuter, H. O. Rucker, G. Siedler, T. Spohn, R. Steinacker, und W. Zenk (2001, April). *Bergmann, Schaefer - Lehrbuch der Experimentalphysik - Erde und Planeten (Band 7)*. Walter de Gruyter - Berlin, New York; 2. aktualisierte Auflage.
- Boljahn, M. (2015). *Labilitätsenergie (CAPE)*. <http://www.diplomet.info/CAPE.html>; Zuletzt aufgerufen am 18.08.2015.
- Craven, J. P. und H. E. Brooks (2004). Baseline climatology of sounding derived parameters associated with deep moist convection. *National Weather Digest* 28, 13–24.
- DCAPE (2015). *Overview of Downward Convective Available Potential Energy (DCAPE)*. [http://www.weather.gov/media/lmk/soo/DCAPE\\_Web.pdf](http://www.weather.gov/media/lmk/soo/DCAPE_Web.pdf); Zuletzt aufgerufen am 18.08.2015.
- Lorenz, E. N. (1955). Available potential energy and the maintenance of the general circulation. *Tellus* 7(2), 157–167.
- Lorenz, E. N. (1978). Available energy and the maintenance of a moist circulation. *Tellus* 30, 15–31.
- Lorenz, E. N. (1979). Numerical evaluation of moist available energy. *Tellus* 31, 230–235.
- Margules, M. (1903). Über die Energie der Stürme. *Aus den Jahrbüchern der Zentralanstalt für Meteorologie Wien*, 1–26.
- Mayer, D. (2011, September). *Hydrometeorologie atm. Elektrizität und Optik*. Vorlesungsskriptum Dr. Dieter Mayer.
- Mohr, S. (2013). *Änderung des Gewitter- und Hagelpotentials im Klimawandel*. KIT Scientific Publishing.

- Moncrieff, M. W. und M. J. Miller (1976). The dynamics and simulation of tropical cumulonimbus and squall lines. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society* 102, 373–394.
- North, G. R. und T. L. Erukhimova (2009). *Atmospheric Thermodynamics - Elementary Physics and Chemistry*. Cambridge University Press.
- Randall, D. A. und J. Wang (1992). The moist available energy of a conditionally unstable atmosphere. *Journal of the Atmospheric Sciences* 49(3), 240–255.
- Schöberl, J. (2012). *Vergleich thermodynamischer Größen*. Diplomarbeit Universität Wien.
- Steinacker, R. (2015). A new look to the generalized CAPE. Department of Meteorology and Geophysics; University of Vienna, Austria.
- World Meteorological Organization (2011). *Manual on Codes; International Codes; Volume I.1; PART A - Alphanumeric Codes* (WMO-No. 306 ed.). World Meteorological Organization.

# Datenquellen

Radiosondendaten, *University of Wyoming - Department of Atmospheric Science*, <http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>, Zuletzt aufgerufen am 31.12.2015.

Wetterkarten, *wetter3.de*, <http://www1.wetter3.de/animation.html>, Zuletzt aufgerufen am 31.12.2015.

SYNOP-Meldungen, *ogimet.com*, <http://www.ogimet.com/synops.phtml.en>, Zuletzt aufgerufen am 27.01.2016.





# Abbildungsverzeichnis

2.1	<p>Radiosondenaufstieg: Die schwarzen dicken Linien stellen die Temperatur und den Taupunkt dar, die rote Linie zeigt den trockenadiabatischen Aufstieg, die grüne Linie den weiteren Aufstieg ab dem Einsetzen der Sättigung. Weiters ist durch die blaue Linie, eine Linie konstanten Mischungsverhältnisses dargestellt. Die rote Fläche zeigt CAPE, die blaue CIN. Modifiziert nach North und Erukhimova (2009).</p>	7
2.2	<p>Totale potentielle Energie eines inkompressiblen Fluides in einem Becken. Links: Stabile Anordnung. Rechts: Instabile Anordnung. Modifiziert nach Bauer et al. (2001).</p>	10
3.1	<p>Ermittlung der Temperatur eines aufsteigenden Luftpakets in einer ungesättigten Atmosphäre.</p>	16
3.2	<p>Bestimmung der Feuchttemperatur eines aufsteigenden Luftpakets in gesättigter Atmosphäre.</p>	17
3.3	<p>Bestimmung der Feuchttemperatur eines absteigenden Luftpakets in gesättigter Atmosphäre.</p>	18
3.4	<p>Idealisiertes vertikales Temperaturprofil einer vollkommen trockenen Atmosphäre. Blau stellt die Temperatur dar, strichlierte rote Linien Trockenadiabaten.</p>	21
3.5	<p>Idealisiertes vertikales Temperaturprofil mit wärmerer und gesättigter Bodenschicht. Blau stellt die Temperatur dar, die strichpunktierter rote Linie eine Feuchtadiabate, die strichlierte rote Linie eine Trockenadiabate.</p>	24
3.6	<p>Idealisiertes vertikales Temperaturprofil mit wärmerer und gesättigter Bodenschicht. Blau stellt die Temperatur dar, die strichpunktierter roten Linien Feuchtadiabaten.</p>	27
3.7	<p>Idealisiertes vertikales Temperaturprofil mit wärmerer und gesättigter Bodenschicht. Blau stellt die Temperatur dar, die strichpunktierter roten Linien Feuchtadiabaten und die strichlierten roten Linien die Aufstiegs bzw. Abstiegskurve über der Nullgradgrenze.</p>	28

3.8	GATE Radiosondenaufstieg - Beobachtungszeitpunkt 71, dargestellt in einem klassischen Skew-T log-p Diagramm. Die dünnen grünen Linien stellen Linien konstanten Mischungsverhältnisses dar, die dünnen blauen, Linien konstanter potentieller Temperatur - also Trockenadiabaten - und die dünnen roten Linien sind Linien konstanter äquivalentpotentieller Temperatur, die auch als Feuchtadiabaten bezeichnet werden können. Die rote Fläche zeigt CAPE. . . . .	30
3.9	Schema der Abtrocknung. Rote Linien stellen Trockenadiabaten dar, grüne Feuchtadiabaten. Die orangen Linien sind Linien gleichen Mischungsverhältnisses. Die blaue Kurve ist das vertikale Temperaturprofil des Referenzzustandes, die türkise stellt das neue Profil nach der Abtrocknung dar. Der Taupunkt, nach der Modifizierung, des jeweiligen Niveaus wird durch die orangenen Punkte gekennzeichnet. . . . .	36
5.1	Vergleich der CAPE mit der GCAPE für den Monat Juni des Jahres 2015.	42
5.2	Vergleich der CAPE mit der GCAPE für den Monat Juni des Jahres 2012.	44
5.3	Histogramm aller Gewittertermine von 2005 bis 2013. . . . .	46
5.4	Wetterlage am 22.06.2007.(wetter3.de) . . . . .	47
5.5	Radiosondenaufstieg von Prag am 22.06.2007 12 UTC. . . . .	48
5.6	Radiosondenaufstieg von Wien-Hohe Warte am 22.06.2007 12 UTC. . . . .	50
5.7	Radiosondenaufstieg von Budapest am 22.06.2007 12 UTC. . . . .	51
5.8	Wetterlage am 30.07.2008.(wetter3.de) . . . . .	52
5.9	Radiosondenaufstieg von Wien Hohe-Warte am 30.07.2008 12 UTC. . . . .	53
5.10	Wetterlage am 02.05.2013.(wetter3.de) . . . . .	55
5.11	Radiosondenaufstieg von Wien-Hohe Warte am 02.05.2013 00 UTC. . . . .	56

# Tabellenverzeichnis

2.1	Interpretation der CAPE-Werte. Modifiziert nach Mayer (2011). . . . .	8
3.1	Referenztemperaturprofile nach Anwendung des jeweiligen Modells. Die Abkürzung RW steht für Randall und Wang, Sch. bedeutet Schicht, Temp. steht für Temperatur und Nr. für Nummer. Schichten, die es in den verschiedenen Modellen schaffen aufzusteigen, sind fett und farbig dargestellt, die Schichtnummerierung bleibt erhalten. Außerdem wird für die einzelnen Modelle GCAPE und PWAT (precipitable water) also das niederschlagsbare Wasser dargestellt. Modifiziert nach Steinacker (2015). . . . .	34
3.2	Temperaturmatrix . . . . .	35
4.1	Wettererscheinungen, welche Gewitter bedeuten. Aus World Meteorological Organization (2011). . . . .	39



# Danksagung

Zunächst möchte ich mich an dieser Stelle bei all denjenigen bedanken, die mich während der Anfertigung dieser Masterarbeit unterstützt und motiviert haben.

Der größte Dank gilt natürlich meinem Betreuer Herrn o. Univ.-Prof. Dr. Reinhold Steinacker, der mir dieses Thema nicht nur vorgeschlagen hat, sondern auch immer wieder mit Begeisterung neue Vorschläge und Ideen in die Arbeit einbrachte. Auch bei diversen meteorologischen Fragen und Problemen hatte er immer ein offenes Ohr für mich.

Ein weiterer Dank gilt der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik (ZAMG) für die Bereitstellung wichtiger Daten. Insbesondere möchte ich auch Herrn Markus Ristic, für die Aufbereitung dieser Daten, danken.

Ebenso ein großes Dankeschön geht an alle Korrekturleser/innen.

Ein ganz besonderer Dank gilt natürlich meiner Familie, allen voran meinen Eltern, die mir einerseits das Studium erst ermöglicht haben und andererseits mir im Zuge dessen immer zur Seite standen.

Nichtzuletzt möchte ich mich bei allen Kollegen/innen bedanken, die mich nicht nur durchs Studium begleitet haben, sondern mir in diesen Jahren auch wahre Freunde geworden sind.